

В. М. МУЧНИК

ФИЗИКА ГРОЗЫ



**ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1974**

Ответственный редактор *И. М. Имянитов*

Книга посвящена вопросам физики образования грозы и влияния электрических сил на элементарные процессы в кучево-дождевых облаках. Излагаются современные сведения о динамике, строении и электрической структуре грозовых облаков. Подвергаются критическому анализу возможные механизмы электризации гидрометеоров в кучево-дождевых облаках и наиболее распространенные схемы грозы. Рассматривается роль индукционных механизмов электризации в образовании грозового электричества и делается попытка развить схему грозы. Приводятся данные об особенностях «теплых» гроз и исследуются условия, необходимые для их образования. Обобщаются результаты работ в области искусственных воздействий на грозу.

Книга предназначена для инженеров-метеорологов, преподавателей и студентов гидрометеорологических вузов, а также для специалистов, деятельность которых имеет отношение к грозовому электричеству, — радио- и электроинженеров, авиационных работников и т. п.

This book is concerned with the physics of a formation of thunderstorm and the influence of the electric forces on elemental processes in cumulonimbus clouds. It is intended to make up for a deficiency in the question above mentioned. The book gives modern data on a dynamic structure and, especially, full on an electrical structure of thunderstorm clouds. It is carried out a critical analysis of the possible mechanisms of electrification of hydrometeors in cumulonimbus clouds and the most widespread thunderstorm theories. There is a consideration of the role of induction electrification mechanisms under the formation of thunderstorm electricity. It is made an attempt to develop a thunderstorm theory. There are data on the peculiarities of "warm" thunderstorms; and it is investigated the conditions which are necessary for their formation. A special chapter is concerned with the results of the works in the field of artificial influence on thunderstorm.

The book may be of interest for the meteorologists, students and for the specialists, the activity of which concerns with thunderstorm electricity, radio- and electroengineers, the specialists working in aviation.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Гроза принадлежит к тем явлениям природы, которые замечает самый ненаблюдательный человек. Ее опасные воздействия широко известны. Об ее полезных последствиях знают меньше, хотя они играют существенную роль. Прогноз грозы — одна из основных задач метеорологии; уже поставлен вопрос об управлении грозами. Необходимо знать, как изменяется грозовая активность в результате человеческой деятельности.

Понимание природы грозы существенно не только для метеорологов. Изучение электрических процессов в столь гигантских — по сравнению с масштабами лабораторий — объемах позволяет установить более общие физические закономерности природы высоковольтных разрядов, разрядов в облаках аэрозолей. Тайна шаровых молний может быть раскрыта только при постижении процессов, происходящих в грозах.

В то же время сама физика грозовых процессов изучена недостаточно, и хотя электрическая природа грозы была установлена Б. Франклином более 200 лет тому назад, хотя более 200 лет существует первая теория электрических процессов в грозах, созданная М. В. Ломоносовым, до сих пор нет удовлетворительной общей теории грозы. Причинами этого явились и сложность самого процесса грозы, и трудности исследования гроз, нередко создающих смертельную опасность для их исследователей, и... малая изученность результатов весьма многочисленных исследований.

Книга В. М. Мучника «Физика грозы» представляет собой в первую очередь весьма полное обобщение данных лабораторных и полевых исследований гроз. В этом отношении книга является уникальной в мировой литературе о грозах. Ее автор известен как настойчивый исследователь элементарных процессов электризации и грозовых процессов в целом. Не навязывая своей точки зрения на отобранный им материал, В. М. Мучник обобщает результаты исследований в оригинальной, разработанной им теории грозы. Такой подход к материалу определяет ценность книги даже для тех, кто не разделяет точки зрения автора.

Предлагаемая Вашему вниманию книга будет долго служить как экспериментаторам, так и теоретикам, исследующим природу грозы и общие физические закономерности электрических процессов в облаках аэрозолей.

Илья Имянитов

При обзоре литературы, изданной в Советском Союзе за последние 25 лет, обнаруживается отсутствие монографий, целиком посвященных грозовому электричеству. В ряде книг встречаются лишь отдельные разделы, касающиеся этого вопроса. Такие разделы имеются в монографиях Я. И. Френкеля «Теория явлений атмосферного электричества» (1949 г.), Н. С. Шишкина «Облака, осадки и грозное электричество» (1964 г.), И. М. Имяникова, Е. В. Чубариной и Я. М. Шварца «Электричество облаков» (1971 г.). Из переводных монографий можно указать «Физику облаков» Б. Дж. Мейсона (1961 г.), где только часть главы «Электризация облаков» уделена грозовому электричеству.

Вместе с тем существует настоятельная потребность в монографии о грозном электричестве, так как грозная деятельность оказывает значительное влияние на разные отрасли народного хозяйства. Так, общеизвестно влияние грозы на безопасность полетов самолетов; грозные разряды вызывают нарушение работы линий электропередачи и связи, интенсивные радиопомехи, лесные пожары и т. д. Прогноз грозы все еще является одной из наиболее трудных задач синоптической метеорологии. Решение многих важных вопросов связано с познанием природы грозы, сведения об исследованиях которой разбросаны по многочисленным источникам и уже вследствие этого являются труднодоступными.

В предлагаемой читателю книге делается попытка обобщить сведения о природе грозы и дать возможно более полную сводку литературных источников; последнее обстоятельство особенно важно в наше время, характеризующееся усилением потока информации. В монографии основное внимание уделено природе грозы умеренных широт, что представляет особый интерес для читателей Советского Союза. Но рассмотрены также грозы тропических широт, поскольку они имеют много общего с грозами умеренных широт.

При выполнении поставленной задачи встретились значительные трудности. Они возникли главным образом из-за сложности грозных явлений и отсутствия достаточных сведений как о макро-, так и о микромасштабных процессах, происходящих в грозных облаках.

Если в синоптике и аэрологии игнорировали электрическую природу грозы, то в разделе науки об атмосферном электричестве

длительное время грозу рассматривали исключительно как электрическое явление в конвективных облаках. В первую очередь пытались установить элементарный механизм электризации, который может быть ответственным за образование электрических зарядов в облаках.

Со времени открытия Б. Франклином и М. В. Ломоносовым электрической природы грозы в 1752 г. при лабораторных исследованиях было обнаружено весьма большое количество механизмов электризации, которые могут иметь место в грозовых облаках. В результате появилось значительное количество теорий грозы, большинство которых теперь представляет только исторический интерес. В конце XIX и в начале XX в. в связи с развитием методов измерений элементов атмосферного электричества, в том числе зарядов капель, стали накапливаться сведения об электрических характеристиках облаков, туманов и осадков. Развитие методов измерений значительно ускорилось и качественно стало иным в результате использования авиации и появления летающих лабораторий. Наряду со сведениями, поступающими с рейсовых самолетов, случайно попадавших в грозовые облака, появились данные специальных полетов, выполняемых на самолетах, правда пока в сравнительно скромных масштабах. Это позволило в какой-то степени оценить количественно те требования, которым должна удовлетворять теория грозового электричества. Появилась возможность более строго рассмотреть достоинства и недостатки различных теорий грозы и выделить достоверные или, во всяком случае, возможные теории.

Вслед за этим обнаружилось, что одностороннее рассмотрение грозы исключительно как электрического или же макрофизического явления в кучево-дождевых облаках неверно. Гроза — явление комплексное, обусловленное как электрическими, так и другими микро- и макрофизическими процессами в конвективных облаках. Существует чрезвычайно тесная связь между различными элементарными процессами в облаках. В частности, рост облачных элементов и гидрометеоров, увеличение напряженности электрического поля и зарядов оказались в значительной степени взаимно обусловленными. Нельзя решать вопросы, касающиеся условий образования электричества в грозовых облаках, не рассматривая во всей полноте микро- и макрофизические процессы образования и роста облака и отдельных элементов в нем. И в свою очередь при решении вопросов развития облаков и осадков необходимо учитывать электрические силы. Вообще, все более и более выкристаллизовывается мнение, что процессы образования и развития облаков и осадков, причем не только грозовых, но и любых других, в значительной степени обусловлены электрическими силами. Так, Б. Дж. Мейсон [115, стр. 425] высказался по этому поводу вполне определенно: «В прошлом появилась тенденция рассматривать электрические явления в облаках без связи с процессами конденсации и образования осадков. . . Трудно найти логическое обоснование такому подходу к вопросу, так как

электрические процессы и процессы образования осадков неразрывно связаны...» И. М. Имянитов и В. Я. Никандров на VII межведомственной конференции по физике облаков и активным воздействиям на погоду в Москве в 1965 г. высказали мнение, что «электричество облаков может быть и следствием и причиной их фазовых и структурных преобразований» [71].

Автор настоящей монографии также придерживается этой точки зрения. В 1962 г., докладывая в Тбилиси на Всесоюзном научном совещании по активным воздействиям на градовые процессы работу «О связи грозовых и градовых процессов», автор привел доказательства взаимообусловленности, тесной связи между этими процессами.

Для комплексного рассмотрения грозы в монографию введены разделы, касающиеся структуры кучево-дождевых облаков. Особенное внимание уделено возможным элементарным процессам в грозовых облаках и оценке влияния электрических сил на скорость и особенности протекания этих процессов. В монографии рассматривается также возможность активных воздействий на грозу как одна из актуальных проблем современной метеорологии.

Все единицы измерения даны по Международной системе единиц (СИ), за исключением общепринятых в метеорологии единиц для давления и интенсивности осадков, которые выражаются соответственно в миллибарах и миллиметрах в час.

В разработке ряда вопросов принимали участие ближайшие коллеги автора, и в первую очередь Б. Е. Фишман, Ю. С. Рудько и В. А. Дячук, которым автор приносит благодарность. За обсуждение монографии и ряд полезных советов автор выражает благодарность редактору монографии И. М. Имянитову.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИЛ НА ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАКАХ

Электрические поля и заряды как облаков и атмосферы, так и отдельных частиц в облаках оказывают влияние на элементарные процессы, протекающие в облаках. Поскольку рассмотрение электрических характеристик собственно атмосферы выходит за пределы темы о грозном электричестве, приведем только краткие сведения, которые могут оказаться полезными в дальнейшем.

1.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ «ХОРОШЕЙ» ПОГОДЫ

Все процессы в облаках происходят при постоянном взаимодействии облачного воздуха с окружающим воздухом. Электричество атмосферы является, таким образом, фоном для электрических процессов в облаках, но вместе с тем электричество облаков в значительной степени формирует электричество атмосферы. Для большей определенности рассмотрим электричество атмосферы при «хорошей» погоде. Под «хорошей» погодой принято понимать условия в атмосфере, при которых отсутствуют такие метеорологические явления, как облака, туманы, пыль, осадки, сильный ветер и пр., приводящие к возмущению ее электрических характеристик. Остановимся на данных только для тропосферы, так как грозная деятельность в основном наблюдается в этой части атмосферы.

Электрическое поле «хорошей» погоды направлено сверху вниз, т. е. земля заряжена отрицательно, а атмосфера — положительно. Это направление поля принято считать нормальным, а вертикальный градиент потенциала — положительным¹. Градиент потенциала у поверхности земли в среднем равен 130 В/м, несколько выше на материках и несколько ниже на океанах. Для Советского Союза приведем следующие значения среднего годового градиента потенциала: Слуцк (Ленинград) 171 В/м, Свердловск 149, Ташкент 120 [179], Зуй (вблизи Иркутска) 119 [20], Якутск 86, Алма-Ата 116, Тбилиси 126 В/м. Среднее значение градиента потенциала «хорошей» погоды для Советского Союза равно 126 В/м [155].

¹ Градиент потенциала равен напряженности поля с обратным знаком.

Годовой ход градиента потенциала электрического поля для северного полушария простой, с минимумом летом и максимумом зимой [154]. В Слуцке и Зуге минимум наступает в июне, а максимум — в феврале, тогда как в Ташкенте — соответственно в мае и январе [155].

Суточный ход напряженности электрического поля над полярными областями и океанами имеет вид простой волны, а над континентами — вид сложной волны с двумя максимумами. В Слуцке [4] летом максимумы наступают в 6—7 и 23—24 ч, минимумы — в 4—5 и 13—14 ч местного времени. В январе максимум наступает в 18—19 ч, минимум — в 4—5 ч. При изучении суточного хода напряженности электрического поля над океанами и полярными областями было обнаружено, что изменения поля в разных пунктах происходят синхронно и имеют примерно одинаковые амплитуды. Этот ход получил название унитарной вариации напряженности электрического поля. На континентах унитарная вариация не наблюдается вследствие ряда причин, приводящих к искажению градиента потенциала. Это в первую очередь большие объемные заряды в атмосфере, особенно вблизи земной поверхности, претерпевающие значительные периодические и непериодические изменения, изменения проводимости атмосферы и электродный эффект (влияние хорошо проводящей поверхности земли).

По величине напряженности поля у поверхности земли можно определить поверхностную плотность ее заряда. У поверхности земли напряженность электрического поля E_0 связана с поверхностной плотностью заряда σ соотношением

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (1)$$

Так как значения диэлектрической проницаемости для воздуха (ϵ_a) и вакуума (ϵ_0) практически совпадают, то везде вместо ϵ_a будем писать $\epsilon_0 = 1,1 \cdot 10^{-10}/4\pi$ Ф/м. Используя значение $E_0 = 130$ В/м, находим $\sigma \approx 1 \cdot 10^{-9}$ Кл/м².

С высотой происходит быстрое уменьшение напряженности электрического поля, которое связано с плотностью объемного заряда атмосферы ρ уравнением Пуассона для одномерной задачи

$$\frac{\partial^2 V}{\partial H^2} = - \frac{\partial E}{\partial H} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

где V — потенциал на высоте H над поверхностью земли. Выражение (2) позволяет найти распределение объемных зарядов с высотой.

Распределение электрического поля с высотой над континентами весьма обстоятельно исследовалось в период Международного геофизического года (1957—1959 гг.) под руководством И. М. Имянитова в Ленинграде, Киеве и Ташкенте на самолетах [72]. Было получено, что профили поля весьма разнообразны, но в общем их можно подразделить на три основные группы: первая — экспоненциальное убывание напряженности поля с высотой;

вторая — экспоненциальное убывание с высотой, но с переменной знака, чаще всего на высотах 3500—4000 м; третья — рост напряженности поля в слое перемешивания атмосферы, а затем убывание с высотой, часто с переменной знака на высотах 3500—4000 м. Подобные профили электрического поля наблюдались при измерениях, проведенных различными методами в разных частях света.

И. М. Имянитов и Е. В. Чубарина [72] построили профили объемного заряда по данным о ходе напряженности поля с высотой. Для первой группы профили объемного заряда подобны профилям напряженности поля. Средняя плотность объемного заряда столба воздуха в Ленинграде, Киеве и Ташкенте соответственно

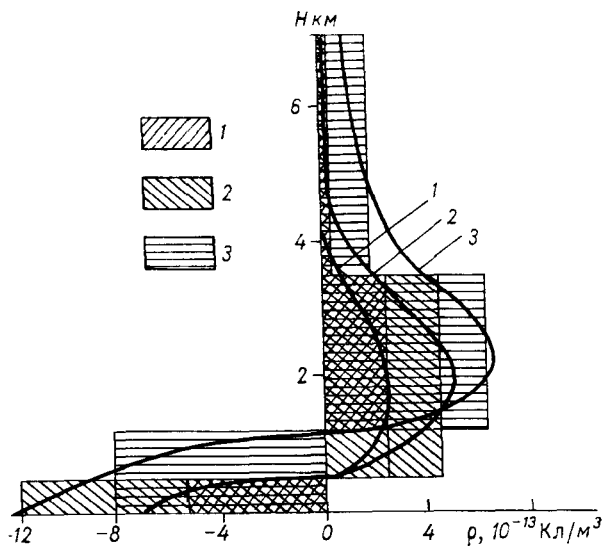


Рис. 1. Распределение объемного заряда свободной атмосферы с высотой при профилях третьей группы. По И. М. Имянитову и Е. В. Чубариной [72].
1 — Ленинград, 2 — Киев, 3 — Ташкент.

равна 1,6; 1,3 и $0,7 \cdot 10^{-13}$ Кл/м³. Профили объемного заряда второй группы подобны профилям первой группы. На рис. 1 приведены профили третьей группы. В этих случаях атмосфера в слое обмена поляризуется: в нижней части находится отрицательный заряд, в верхней — положительный. Средняя плотность отрицательного заряда для Ленинграда, Киева и Ташкента составляет соответственно 5,3; 11,8 и $7,9 \cdot 10^{-13}$ Кл/м³, а положительного — соответственно 0,7; 2,0 и $3,3 \cdot 10^{-13}$ Кл/м³. Кларк [266] получил подобным образом для Центрального Канзаса (США) среднюю плотность объемного заряда около $2 \cdot 10^{-12}$ Кл/м³.

Максимальные значения плотности наблюдаются в слое обмена под инверсией температуры, их уровень совпадает с уровнем максимальной концентрации ядер конденсации. Максимальные значения плотности объемного заряда над сушей и над морем наблюдаются в нижнем километровом слое.

Наблюдения с самолета за объемным зарядом были выполнены Муром и др. [449] в Центральном Иллинойсе (США)

с помощью прибора, основанного на методе фильтра В. Н. Оболенского. Плотность объемного заряда превышала $1,5 \cdot 10^{-11}$ Кл/м³. Максимальные значения плотности объемного заряда и напряженности поля во всех случаях наблюдались в слое обмена, непосредственно под инверсией температуры в области дымки. Над морем максимум величины объемного заряда оказался более чем на порядок меньше, чем над сушей: $2 \cdot 10^{-12}$ Кл/м³.

Распределение объемных зарядов устанавливается в значительной степени под влиянием токов проводимости в атмосфере.

Проводимость воздуха определяется содержанием и подвижностью ионов в нем, а именно:

$$\lambda = e \left(\sum_i n_{i+} u_{i+} + \sum_j n_{j-} u_{j-} + \sum_k N_{k+} U_{k+} + \sum_m N_{m-} U_{m-} \right), \quad (3)$$

где e — заряд электрона; n и N , u и U — соответственно концентрация и подвижность легких и тяжелых ионов.

Легкие ионы — это комплексы из нескольких молекул с одним элементарным зарядом. Подвижность легких ионов порядка 10^{-4} м²/(В·с). Тяжелые ионы представляют собой сравнительно крупные (10^{-9} — 10^{-7} м) частицы с одним элементарным зарядом. Их подвижность порядка 10^{-7} — 10^{-8} м²/(В·с). Тяжелые ионы, как правило, возникают в случае присоединения легких ионов к аэрозолям. Поэтому с увеличением запыленности воздуха концентрация тяжелых ионов увеличивается, а легких уменьшается. Наблюдения в городах, где запыленность воздуха велика, подтверждают это. В Слуцке средние концентрации $n_{\pm} = 1,17 \cdot 10^9/\text{м}^3$ и $N_{\pm} = 5,16 \cdot 10^9/\text{м}^3$ [179], тогда как в центре Киева $n_{\pm} = 8 \cdot 10^8/\text{м}^3$ и $N_{\pm} = 6,8 \cdot 10^{10}/\text{м}^3$ [127]. Если сопоставить вклад легких и тяжелых ионов в проводимость атмосферы, то легко обнаружить, что второй член выражения (3) мал по сравнению с первым. Поэтому (3) можно с достаточной точностью записать следующим образом:

$$\lambda = e (\bar{n}_+ \bar{u}_+ + \bar{n}_- \bar{u}_-), \quad (4)$$

где \bar{n}_+ , \bar{u}_+ , \bar{n}_- и \bar{u}_- — средние значения соответствующих величин.

Экспериментальные измерения спектра подвижности ионов подтверждают представление, что проводимость воздуха практически определяется легкими ионами.

В атмосфере в условиях «хорошей» погоды течет вертикальный электрический ток, плотность которого равна

$$i = i_c + i_d + i_k = \lambda E - k \frac{\partial \rho}{\partial H} + \rho v. \quad (5)$$

Здесь i_c , i_d и i_k — соответственно токи проводимости, диффузии и конвекции; k — коэффициент турбулентной диффузии; v — скорость вертикального переноса объемного заряда конвективным потоком.

Оценки показывают, что в условиях «хорошей» погоды в среднем плотность токов диффузии и конвекции имеет порядок 10^{-14} А/м², т. е. может составлять только несколько процентов от плотности тока проводимости, но в отдельных случаях в пределах слоя обмена может достигать значений того же порядка, что и ток проводимости [368]. Так что полный ток в атмосфере определяется в основном током проводимости. Среднее годовое значение тока проводимости различно в разных пунктах: в Павловске $3,5 \times 10^{-12}$ А/м², Ташкенте $4,6 \cdot 10^{-12}$, на Шпицбергене $4,3 \cdot 10^{-12}$, в Давосе $1,7 \cdot 10^{-12}$ и в среднем на океанах $3,2 \cdot 10^{-12}$ А/м² [179, 77]. По данным [368], средний ток проводимости над океанами $2,7 \times 10^{-12}$ А/м².

В условиях «хорошей» погоды в атмосфере отсутствуют такие дополнительные источники токов, как, например, грозовые облака, которые являются мощными генераторами электричества. Поэтому можно полагать, что плотность тока в областях «хорошей» погоды с высотой остается постоянной. По данным Краакевича [368], который одновременно измерял проводимость и напряженность поля с самолета, ток проводимости выше слоя обмена остается постоянным с точностью до 10%. Над океанами постоянство тока проводимости с высотой проявляется с особенно большой точностью. Колебания лежат в пределах $\pm 2\%$.

С ростом содержания аэрозолей в атмосфере и, следовательно, с уменьшением концентрации легких ионов должна расти и напряженность электрического поля. Типичным аэрозолем в атмосфере являются ядра конденсации, поэтому с ростом их концентрации должна расти напряженность электрического поля. Действительно, измерения обнаруживают параллельный ход напряженности поля и концентрации ядер конденсации с высотой [37, 77]. Даже по данным ограниченного числа зондирований в Киеве линейная зависимость между напряженностью поля и концентрацией ядер хорошо прослеживается [87].

Концентрация легких ионов в атмосфере зависит от интенсивности ионизации молекул воздуха излучением радиоактивных примесей и космическими лучами. Так как источником радиоактивных примесей является земная поверхность, то с высотой интенсивность ионизации радиоактивных примесей I_r уменьшается. Космические лучи, проходя через толщу атмосферы, несколько ослабевают, и интенсивность ионизации космических лучей I_c с высотой растет. В приземных слоях воздуха на интенсивности ионизации сказывается также излучение радиоактивных веществ I_g , находящихся в почве. Уравнение баланса концентрации легких ионов в свободной атмосфере можно написать приближенно в следующем виде:

$$\frac{dn_+}{dt} = I_r + I_c + I_g - \alpha n_+ n_- - \beta n_+ N_- - \gamma n_+ N_0, \quad (6)$$

где α , β и γ — соответственно коэффициенты рекомбинации легких ионов одного знака с легкими и тяжелыми ионами противополож-

ного знака (n_- и N_-) и с нейтральными частицами (N_0). В случае стационарного состояния можно положить $dn_+/dt=0$, тогда

$$n_+ = \frac{I_r + I_c + I_g}{\alpha n_+ + \beta N_- + \gamma N_0}. \quad (7)$$

Аналогичное выражение можно написать для концентрации отрицательных ионов. Измерения показали, что в свободной атмосфере значения I_r и I_g малы по сравнению с I_c , и ими можно пренебречь.

Измерения тяжелых ионов, проведенные с самолета [534], показали, что их концентрация весьма велика в слоях дымки, а выше уменьшается на два порядка и более. Поэтому выше слоя обмена членами с N можно пренебречь по сравнению с членами, содержащими n . Следовательно, выражение (7) для концентрации ионов обоих знаков можно записать в таком виде:

$$n_+ = \frac{I_c}{\alpha n_+} \quad \text{и} \quad n_- = \frac{I_c}{\alpha n_+}. \quad (8)$$

Измерения ионизации вблизи поверхности земли показали, что ее интенсивность равна в среднем $9,5 \cdot 10^6$ пар/($\text{м}^3 \cdot \text{с}$). При этом $3,1 \cdot 10^6$ пар/($\text{м}^3 \cdot \text{с}$) создается за счет радиоактивных веществ в земной коре, $4,9 \cdot 10^6$ пар/($\text{м}^3 \cdot \text{с}$) — за счет их содержания в атмосфере и $1,5 \cdot 10^6$ пар/($\text{м}^3 \cdot \text{с}$) — под воздействием космических лучей [35]. Летом интенсивность ионизации несколько больше, а зимой из-за влияния снежного покрова несколько меньше. Над океанами, воды которых содержат значительно меньшее количество радиоактивных веществ, чем почва, интенсивность ионизации не превышает $2 \cdot 10^6$ пар/($\text{м}^3 \cdot \text{с}$).

Интенсивность ионообразования в свободной атмосфере зависит не только от интенсивности космических лучей, но и от плотности воздуха на данной высоте. В свою очередь интенсивность космических лучей зависит от широты: с увеличением широты она увеличивается. Это так называемый

широтный эффект, обязанный своим возникновением отклоняющему действию магнитного поля Земли на космические лучи. На рис. 2 приведены кривые распределения интенсивности ионообразования с высотой в результате действия космического излучения. Как следует из этих кривых, интенсивность ионообразования растет до высоты 12—13 км, а затем уменьшается.

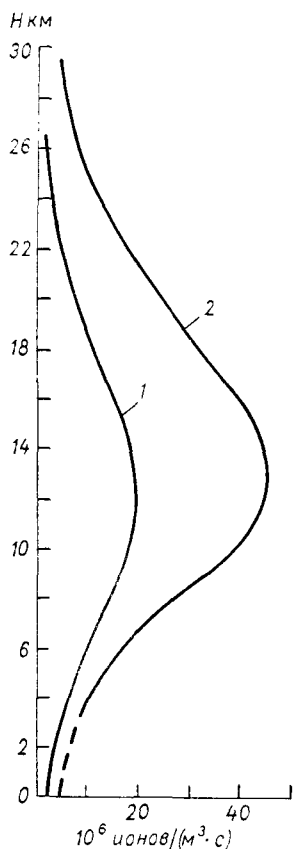


Рис. 2. Распределение интенсивности ионообразования с высотой.

1 — Мадрас (3° с. ш.), 2 — Омага (51° с. ш.).

У поверхности земли концентрация положительных ионов несколько выше, чем отрицательных ($n_+/n_- \approx 1,1$), а с высотой это отношение приближается к единице. Отношение полярных проводимостей λ_+/λ_- у поверхности земли близко к единице, но в некоторых случаях значительно больше единицы. Так, отношение λ_+/λ_- равно в Слуцке 1,20, в Ташкенте 1,05, в Киеве 1,05, в Потсдаме 1,25, Давосе 1,13, для Атлантического и Тихого океанов 1,19 [179]. Причиной заметных превышений отношения λ_+/λ_- над единицей

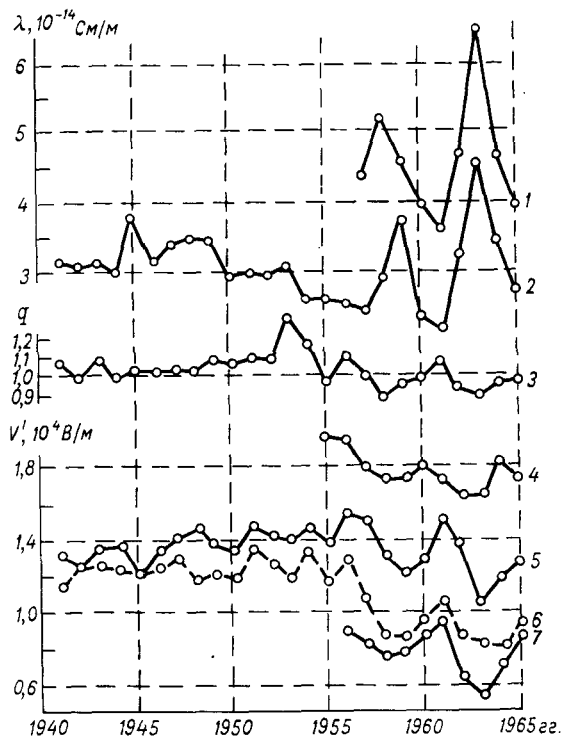


Рис. 3. Вековой ход элементов атмосферного электричества в «нормальных» дни. По К. Э. Церфасу [195].

Суммарная проводимость λ : 1 — Тбилиси, 2 — Ташкент; униполярность q : 3 — Ташкент; градиент потенциала V' : 4 — Воейково, 5 — Ташкент, 6 — Ташкент (все дни), 7 — Тбилиси.

является электродный эффект. Поэтому в свободной атмосфере отношение λ_+/λ_- должно быть более близким к единице, чем у поверхности земли. Было установлено, что над Атлантическим океаном отношение λ_-/λ_+ равно $1,05 \pm 0,1$ [492], над Техасом (США) $1,03 \pm 0,08$. В полетах на 48° с. ш. было получено $1,07 \pm 0,1$ [273].

Примером влияния проводимости на электрическое поле является воздействие ионизации атмосферы в результате испытаний атомных бомб на поле. Стюарт [536] в Англии и Португалии обнаружил уменьшение средней годовой напряженности поля начиная с 1952 г. К 1958 г. это уменьшение стало примерно двукратным и приблизительно во столько же раз увеличилась проводимость. Хатакеяма [192] для Какиоки и Меманбетсу получил, что кривая годового хода напряженности поля имела минимум в 1958 г. В связи с прекращением испытаний ядерного оружия

напряженность поля восстановилась до ее нормального значения, а затем, с возобновлением испытаний в 1961 г., началось очередное уменьшение напряженности поля. Так как этот процесс имел глобальный характер, то он был обнаружен К. Э. Церффасом [195] в ряде пунктов Советского Союза (рис. 3). Во всех пунктах в 1958—1959 и в 1963 гг. наблюдались экстремумы проводимости и градиента потенциала, которые соответствовали с некоторым сдвигом во времени периодам активных испытаний ядерных устройств.

1.2. КОНДЕНСАЦИОННЫЙ И КОАГУЛЯЦИОННЫЙ РОСТ КАПЕЛЬ В ОБЛАКАХ

Уже в мощных кучевых облаках встречаются крупные капли радиусом до 50—100 мкм, а в кучево-дождевых облаках наблюдаются значительно большие капли и ледяные частицы. Рост частиц в облаках определяется двумя механизмами — конденсацией или сублимацией водяного пара и коагуляцией.

Бест [230] произвел расчеты скорости роста капельки для температуры воздуха 273 К и давления 900 мб. Он получил, что при конденсации водяного пара на сравнительно больших ядрах рост капелек радиусом от 0,75 до 1—2 мкм происходит весьма быстро, за доли секунды. В этих пределах капельки являются достаточно концентрированными растворами, что и является причиной понижения равновесной упругости пара и интенсивной конденсации водяного пара. Но при дальнейшем росте концентрация раствора играет малую роль. Для ядер конденсации с массой 10^{-15} кг время роста капелек до радиуса 15 мкм составляет почти 50 мин. Следовательно, в быстро развивающихся конвективных облаках образование облачных капелек радиусом более 10 мкм нельзя объяснить конденсацией водяного пара. Расчеты показали, что электрические силы могут влиять на скорость конденсационного роста капелек радиусом не более 1 мкм.

Предпринимались попытки более точно вычислить скорость конденсационного роста капель в условиях пересыщения водяного пара, в частности И. П. Мазиным [110], В. И. Смирновым [171] и др.; результаты этих расчетов не изменили вывода, сделанного на основании вычислений Беста. В дальнейшем привлекались представления о влиянии на конденсационный рост размеров ядер конденсации, в особенности «гигантских», и пульсаций пересыщения в облаках, а также представление о коагуляционном росте капель.

Процесс коагуляции капелек состоит из их сближения под действием каких-либо сил и слияния. К коагуляции капелек могут привести гравитационные, гидродинамические и электрические силы, а также турбулентность воздуха и броуновское движение.

Рассмотрим коагуляцию двух капель, падающих в неподвижном воздухе под действием гравитационных сил. Капля с большим радиусом R , имеющая большую скорость падения, догонит мень-

шую каплю радиусом r и при соударении может с ней слиться. Такая задача была решена Лэнгмюром [109], у которого большая неподвижная капля обтекается воздушным потоком с капельками. Вдали от капли капельки движутся со скоростью потока V , соответствующей скорости падения капли радиусом R . Вблизи капли происходит ее обтекание потоком воздуха, который только частично увлекает за собой капельки. Часть капелек вследствие инерции попадает на поверхность капли. Размеры капелек не учитывались.

Для определения вероятности соударения капелек с крупной каплей Лэнгмюр использовал понятие о коэффициенте соударения как отношении числа капелек, которые соударялись с каплей, к числу капелек, которые соударялись бы с каплей, если бы не было отклоняющего действия потока. Как видно из рис. 4, число капелек, которые могут соудариться с каплей, пропорционально $\pi(R+r)^2 \approx \pi R^2$, а число капелек, действительно соударяющихся с каплей, пропорционально πx^2 (x — расстояние критической траектории капелек на бесконечности от оси, проходящей через центр капли). Капельки, лежащие вне этой траектории, не соударяются с каплей. Следовательно,

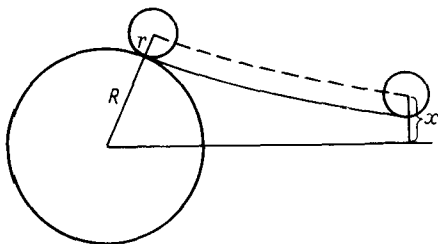


Рис. 4. Соударение капельки радиусом r с каплей радиусом R .

$$K = \frac{x^2}{R^2}. \quad (9)$$

Если число Рейнольдса, соответствующее капле радиусом R , меньше единицы, то силы вязкости будут определяющими вблизи капли и движение капелек будет подчиняться закону Стокса. Для этого случая Лэнгмюр, учитывая скорость v падения капелек радиусом r , получил выражение для коэффициента соударения

$$K = \left(1 + \frac{3/4 \ln 2k}{k - 1,214}\right)^{-2}, \quad (10)$$

где

$$k = \frac{2\rho r^2}{9\nu\rho_B R} (V - v). \quad (11)$$

Здесь ρ и ρ_B — соответственно плотность воды и воздуха; ν — кинематическая вязкость воздуха; k — число Стокса.

Из (10) вытекает, что существует некоторое критическое значение $k_{кр} = 1,214$. При $k_{кр} \leq 1,214$ $K = 0$. Это означает, что капельки радиусом $r_{кр}$ и меньше не соударяются с каплей радиусом R , а увлекаются потоком. Общая теория, позволяющая определить $k_{кр}$ в зависимости от условий обтекания, была разработана Л. М. Левиным [100, 102, 103].

Для значительно больших капель, например дождевых ($R > 0,5$ мм), инерция превалирует над силами вязкости, и поэтому течение вокруг капли можно считать потенциальным, т. е. соответствующим потоку идеальной жидкости без трения. Но при этом учитывается влияние сил вязкости на капельки. Для такого случая Лэнгмюр получил выражение

$$K_{\text{п}} = \frac{k^2}{(k + 1/2)^2}. \quad (12)$$

Выражение (12) оправдывается при значениях $k > 0,2$, причем $k_{\text{кр}} = 0,0833$. Для значений k , равных и меньших $k_{\text{кр}}$, $K_{\text{п}} = 0$.

Из (11) следует, что при $r = R$, $v = V$ и $k = 0$ выражение (10) оказывается непригодным при рассмотрении соударения капелек сопоставимых размеров. Для этого случая необходимо учесть размеры капелек и гидродинамические силы взаимодействия потоков, обтекающих капли. Учет размеров капелек при вычислениях коэффициента соударения был выполнен Н. А. Фуксом [189], Н. С. Шишкиным [200], Мейсоном [115] и др.

С. В. Пшенай-Северин [160, 161] исследовал для двух случаев влияние взаимодействия малых капель близких размеров, находящихся на одной вертикальной оси, на скорость их падения. В первом случае учитываются только силы вязкости, силами инерции можно пренебречь (стоксовское обтекание); во втором случае силы вязкости и инерции сопоставимы по величине (осееновское обтекание). Пшенай-Северин обнаружил, что при осееновском обтекании возникают силы, зависящие от отношения радиуса капели к расстоянию между ними, которые увеличивают скорость сближения капель.

Пирс и Хилл [467] рассмотрели взаимодействие потоков капель в осееновском приближении. Они пришли к выводу, что в кильватере падающей капли возникает область пониженного давления. Это приводит к появлению турбулизированного течения сзади падающей капли. Для капель радиусом свыше 70 мкм наиболее вероятным является процесс засасывания меньших капель в след более крупных, что приводит к увеличению коэффициента соударения в 10—100 раз по сравнению с коэффициентом соударения, полученным из геометрических соображений.

Для капелек сопоставимых размеров с радиусами от 35 до 100 мкм Телфорд и др. [549], Вудс и Мейсон [580] и др. экспериментально подтвердили существование засасывания капелек меньших размеров в кильватерный след капель больших размеров. Телфорд и др. [549] для капелек радиусом 80 мкм (с учетом замечания Вудса и Мейсона [580] о коррекции значения коэффициента эффективности соударения) получили $K \approx 3$. Вудс и Мейсон обнаружили, что капельки радиусом до 35 мкм создают кильватерный след, который вызывает некоторое ускорение меньших капель, но этого ускорения недостаточно для их слияния с большей каплей.

Хокинг [339] считает, что выводы Пирса и Хилла неприменимы к каплям, находящимся на близких расстояниях. Он предпринял

вычисления на ЭВМ траекторий движения капель радиусом до 30 мкм, в том числе и капель близких размеров, находящихся на малых расстояниях друг от друга, в стоксовском приближении с учетом взаимодействия потоков капель (рис. 5). Из них вытекает, что нижняя граница радиусов капель, для которых возможна коагуляция, 18 мкм. Лэнгмюр [109] получил соответствующее граничное значение, равное 14,5 мкм; согласно же Пирсу и Хиллу, такое граничное значение вообще отсутствует.

Мейсон [579] выполнил интерполяцию между значениями коэффициентов соударения Хокинга для капель с $R \leq 30$ мкм и Лэнгмюра для капель с $R \leq 200$ мкм для величин $r/R \leq 0,5$. Данные для капель радиусом 60 и 100 мкм представлены на рис. 6. Здесь же приведены результаты вычислений Шаффира и Нейбургера

[513] и данные экспериментальных исследований Вудса и Мейсона [579]. Экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами вычислений Хокинга для капелек радиусом 33,5 мкм и не-

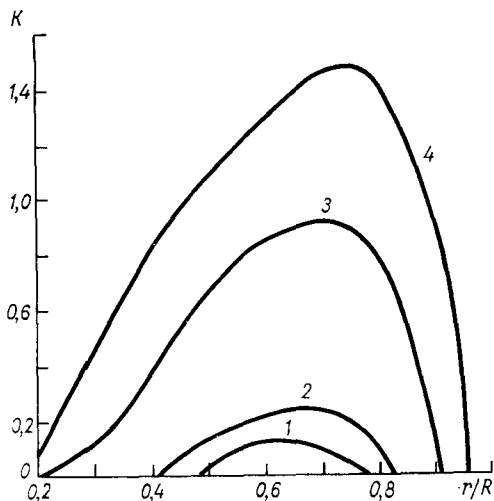


Рис. 5. Зависимость коэффициента эффективности соударения K от отношения радиусов капель r/R . По Хокингу [339].

Значения R (мкм): 1) 19, 2) 20, 3) 25, 4) 30.

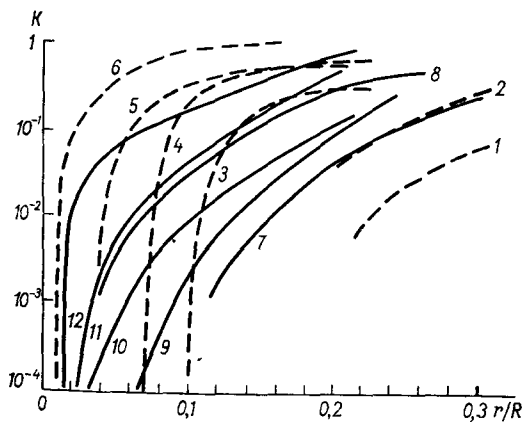


Рис. 6. Сопоставление вычисленных и экспериментальных значений коэффициентов эффективности соударения капелек. По Вудсу и Мейсону [579].

Вычисленные значения (мкм): 1) $R=25$, 2) $R=30$ (Хокинг); 3) $R=40$, 4) $R=60$ (Шаффир и Нейбургер); 5) $R=60$, 6) $R=100$ (Мейсон). Экспериментальные значения (мкм): 7) $R=30$, 8) $R=40$ (Пнкнет); 9) $R=33,5$, 10) $R=37,5$, 11) $R=48,5$, 12) $R=55$ (Вудс и Мейсон).

сколько хуже — с данными вычислений Шаффира и Нейбургера, а также Мейсона для радиусов ≥ 40 мкм для отношений $r/R > 0,1$. Для $r/R < 0,1$ между данными вычислений и экспериментов нет

достаточно хорошего совпадения. Был подтвержден вывод Хокинга о том, что критическое значение радиуса капелек, при котором отсутствует коагуляция, равно 18 мкм.

Сартор и Миллер [499] перевычислили данные Хокинга [339] с некоторыми уточнениями. Для капли с $R=30$ мкм и $r/R=0,5$ их вычисления хорошо совпадают. Но уже для капель радиусом 20 мкм, для которых при $r/R=0,5$ Хокинг получил $K=0,18$, они нашли $K=0$; соответственно при $r/R=0,9$ $K=0$ и $0,25$. Сартор и Миллер отмечают, что обнаруженные различия должны сильно сказываться на определении вероятности коагуляции на ранних стадиях роста капелек, т. е. для $R \leq 20$ мкм. Девис [275] для капелек с $R \leq 30$ мкм получил, что вообще отсутствует запрет соударения между капельками с $R \leq 19$ мкм, предсказанный Хокингом. Но значение K для таких капелек мало, меньше 0,06.

Таким образом, коэффициенты соударения капель радиусом 15—20 мкм с более мелкими капельками весьма малы и у капель меньших размеров мало шансов расти за счет гравитационной коагуляции; поэтому вопрос о росте облачных капель радиусом примерно от 5 до 20 мкм остается нерешенным.

В. Г. Левич [107, 108] исследовал вопрос о влиянии броуновского движения на коагуляцию облачных капелек. Он показал, что вследствие значительного превышения массы капелек над массой молекул воздуха броуновская диффузия весьма мала для частиц размером порядка 1 мкм и ею можно пренебречь.

Турбулентные движения воздуха, которые особенно велики в конвективных облаках, должны оказывать определенное влияние на вероятность соударения капелек. Исследования этого вопроса выполнены В. Г. Левичем [107, 108], Истом и Маршаллом [288] и др. А. И. Ивановский и И. П. Мазин [55], например, вычислили, что для восьмикратного увеличения объема капелек, которые вследствие начального слияния имели двойную массу, требуется 8 ч при скорости диссипации турбулентной энергии в облаке $\epsilon=5 \cdot 10^{-4}$ м²/с³, 51 мин при $\epsilon=10^{-2}$ м²/с³ и около 9 мин. при $\epsilon=10^{-1}$ м²/с³. Интенсивная турбулентность, при которой скорость диссипации турбулентной энергии становится равной нескольким десяткам м²/с³, может обеспечить эффективность соударения капель того же порядка, что и гравитационная коагуляция.

Н. А. Вагер [19] обнаружил прирост массы капель радиусом 2,1—2,3 мм при падении в камере с туманом, средний радиус капелек которого 10 мкм. Ганн и Хичфельд [320] получили согласие в пределах точности эксперимента между коэффициентом коагуляции капель радиусом 1,6 мм с капельками тумана в камере и коэффициентом эффективности соударения, рассчитанным по Лэнгмюру. Коэффициент слияния принимался равным единице. М. А. Химач и Н. С. Шишкин [193] наблюдали в облачной камере рост радиусов капель от 25—30 до 400—500 мкм. Радиусы капелек тумана находились в основном в пределах 5—15 мкм. Принимаемая коэффициент слияния равным единице, они получили согласие

между теорией и экспериментом. Такие же эксперименты были выполнены Кинцером и Коббом [361]. Они нашли, что экспериментальные значения больше вычисленных по Лэнгмюру для радиусов между 150 и 500 мкм.¹

Для преодоления трудностей, которые весьма велики при лабораторных исследованиях коагуляции капель в воздухе, был поставлен ряд экспериментов (Сартор [494], Скотленд [508], В. Г. Хоргуани [194] и др.), в которых моделировались естественные условия. Пытались заменить водяные капли, падающие в воздухе, каплями разных жидкостей и металлическими шариками, падающими в вязкой жидкости.

Сартор [494] первым предпринял попытку исследовать гравитационную коагуляцию капель, моделируя условия их соударения. Для моделирования он выбрал падение капель воды в минеральном масле. Сартор наблюдал случаи соударения капель, но без их слияния. Возможно, что здесь сказалось влияние масляной пленки между каплями, препятствующей их слиянию при соударении. Он обнаружил засасывание капель в кильватерный след при их падении.

Скотленд [508] моделировал капли стальными шариками, а воздух — раствором сахара в воде. Он получил значения коэффициентов соударения для капель радиусом R от 10 до 22 мкм. Появление значений с $K > 1$ указывало на существование засасывания верхней, меньшей капли в кильватерный след нижней, большей капли, что противоречит опытам Вудса и Мейсона [580], выполненным с капельками, падающими в воздухе.

Подобные эксперименты были выполнены В. Г. Хоргуани [194], причем капли моделировались стальными шариками, а воздух — глицерином. Он получил значения коэффициентов соударения для капель сопоставимых размеров. При $r/R > 0,6$ обнаруживалось засасывание в кильватерный след нижнего шарика, если вертикальное расстояние между ними составляет $8R$ — $12R$. Сближение шариков приводило к их вращению.

1.3. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИЛ НА КОАГУЛЯЦИЮ КАПЕЛЬ

Начало исследованиям влияния электрических сил на взаимодействие капель было положено в опытах по влиянию электрического поля на поведение струи. Обнаружилось, что капли при отрывании от струи получают заряды, которые обуславливают взаимодействие капель (Релей [479]).

В физике облаков вопрос о влиянии электрических сил на взаимодействие капель возник в связи с проблемой образования осадков. Ленард [392] предположил, что причиной существования недождящих облаков является неслияние облачных капель при

¹ Надо, однако, отметить, что применявшиеся методы определения радиуса частиц не позволяют с высокой достоверностью сравнить результаты эксперимента и теории.

соударении друг с другом вследствие образования воздушной прослойки между ними. Он считал, что электрические силы взаимодействия зарядов на капельках способны преодолеть противодействие воздушной пленки. Точка зрения Ленарда на значение электрических сил в разрешении осадков стала общей, но претерпела видоизменение. Развитию этих представлений способствовала аналогия между поведением коллоидных частиц в жидкостях и облачных капелек. Так как устойчивость коллоидной системы в значительной степени определяется ее электрическими свойствами, то возникло представление, что капельки устойчивых облаков и туманов заряжены одноименными зарядами, вследствие чего они отталкиваются друг от друга и не сливаются. Когда облачные

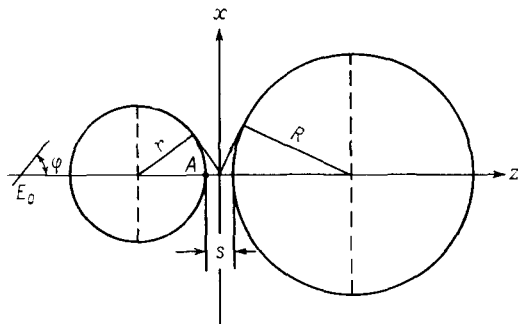


Рис. 7. Взаимодействие двух проводящих сфер в электрическом поле.

капельки по какой-либо причине нейтрализуются или, по крайней мере, их заряды становятся малыми, начинается коагуляция, приводящая к образованию осадков.

Но вместе с этими представлениями возникла и их критика, которая основывалась на том, что электрические силы малы и проявляются только на весьма малых расстояниях между капельками. Лишь в 50-х годах интерес к этим представлениям возродился, и в первую очередь в связи с трудностями в объяснении причин роста капель радиусами от 5 до 20 мкм (см. раздел 1.2).

Для оценки сил, действующих между заряженными каплями, потребовалось решить задачу о взаимодействии заряженных капель, находящихся во внешнем электрическом поле. Наиболее полно такую задачу для двух проводящих заряженных сфер радиусом r и R с зарядами q_r и q_R , находящихся на расстоянии s друг от друга в однородном электрическом поле E_0 , направление которого составляет угол φ с прямой, соединяющей центры сфер (рис. 7), решил Девис [274]. Для силы, действующей на сферу радиусом r в направлении оси, соединяющей их центры, в поле, имеющем то же направление, было получено выражение

$$F_r = \varepsilon_0 r^2 E_0^2 F_1 + E_0 (F_3 q_R + F_4 q_r) + \frac{1}{\varepsilon_0 r^2} (F_5 q_R^2 + F_6 q_r q_R + F_7 q_r^2) + E_0 q_r, \quad (13)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха; F_1, F_3, \dots, F_7 — коэффициенты, табулированные Девисом на ЭВМ (табл. 1).

Таблица 1

Коэффициенты F в формуле (13). По Девису [274]

s/r	F_1	F_3	F_4	F_5	F_6	F_7
$R=r$						
10,0	0,00030	-0,00116	0,00116	$8,1 \cdot 10^{-6}$	-0,00649	$8,1 \cdot 10^{-6}$
1,0	0,0927	-0,951	0,0951	0,0101	-0,1146	0,0101
0,1	1,400	-0,9741	0,9741	0,1533	-0,4532	0,1533
0,01	9,554	-5,994	5,994	0,9263	-2,005	0,9263
0,001	59,49	-36,39	36,39	5,552	-11,26	5,552
$R=2r$						
10,0	0,00169	-0,00093	0,00730	$5,4 \cdot 10^{-6}$	-0,00592	$4,5 \cdot 10^{-5}$
1,0	0,2758	-0,0576	0,3063	0,00227	-0,0662	0,0255
0,1	3,136	-0,5370	2,128	0,0224	-0,2322	0,2977
0,01	20,59	-3,356	11,97	0,1364	-1,029	1,685
0,001	127,70	-20,59	71,46	0,8299	-5,816	9,946
$R=5r$						
10,0	0,0122	-0,00056	0,0611	$1,9 \cdot 10^{-6}$	-0,00391	0,00028
1,0	0,6422	-0,0191	0,8537	0,00014	-0,0220	0,0494
0,1	5,310	-0,1436	3,617	0,00097	-0,0603	0,4249
0,01	34,63	-0,9203	18,17	0,00611	-0,2532	2,232
0,001	213,0	-5,641	105,0	0,0373	-1,402	12,80
$R=10r$						
10,0	0,0376	-0,00033	0,2162	$4,9 \cdot 10^{-7}$	-0,00227	0,00073
1,0	0,7689	-0,00546	1,322	$9,6 \cdot 10^{-6}$	-0,00749	0,0603
0,1	6,127	-0,0411	4,336	$6,9 \cdot 10^{-5}$	-0,0177	0,4586
0,01	41,38	-0,2757	20,60	0,00046	-0,0718	2,337
0,001	254,8	-1,696	116,9	0,00282	-0,3924	13,22

Девис также получил выражение для напряженности поля в точке A сферы радиусом r . Приводим это выражение для случая, когда поле параллельно оси, соединяющей центры сфер:

$$E_A = \frac{1}{\epsilon_0 r_0^2} (E_1 q_R + E_2 q_r) + E_3 E_0, \quad (14)$$

где E_1, E_2 и E_3 — коэффициенты, значения которых приведены в табл. 2.

Из табл. 1 и 2 следует, что как сила взаимодействия, так и напряженность поля между заряженными сферами, находящимися в однородном электрическом поле, растет весьма быстро при их сближении. Напряженность поля в промежутке между сферами

Коэффициенты E в формуле (14). По Девису [274]

s/r	E_1	E_2	E_3	E_1	E_2	E_3
	$R=r$			$R=2r$		
10,0	-0,0241	1,000	3,004	-0,0203	1,000	3,027
1,0	-0,6765	1,094	3,718	-0,3147	1,184	4,741
0,1	-4,188	4,188	14,17	-1,455	4,866	18,16
0,01	-28,03	28,03	92,48	-9,420	32,40	117,2
0,001	-211,7	211,7	696,7	-71,05	244,9	883,4
	$R=5r$			$R=10r$		
10,0	-0,0130	1,000	3,125	-0,00738	1,002	3,733
1,0	-0,0832	1,281	6,556	-0,0255	1,312	7,753
0,1	-0,2909	5,132	22,03	-0,0790	5,105	23,75
0,01	-1,819	33,25	137,5	-0,483	32,59	145,4
0,001	-13,53	248,3	1022,7	-3,569	241,6	1073,0

уже заметно выше при $s=R$, особенно если $R>r$, по сравнению с напряженностью на поверхности сфер, находящихся на большом расстоянии друг от друга. Следовательно, электрические силы должны оказывать весьма большое влияние на процесс коагуляции капель и, в частности, должны привести к увеличению коэффициента соударения.

В отличие от Девиса, Г. М. Панченков и Л. К. Цабек [153] сперва получили строгое выражение с известными коэффициентами для двух заряженных сфер во внешнем однородном электрическом поле, которое затем решалось на ЭВМ для конкретных значений.

Одной из первых попыток учесть влияние электрических сил на коагуляцию капель была работа Потенье [463]. Он рассмотрел, каким должен быть коэффициент эффективности соударения капли радиусом R , падающей сквозь облако капелек радиусом r в однородном электрическом поле E_0 . Затем Потенье и Лутфулла [465] определили коэффициент эффективности соударения для заряженной капли радиусом R , падающей в среде незаряженных капелек радиусом r . Эти авторы рассматривали только влияние электрических сил на коэффициент эффективности соударения капель, не учитывая при этом инерционных и вязких сил, т. е. рассматривали электрическую коагуляцию. В действительности необходимо учитывать совместное действие всех сил на движение капель. Так как задача о соударении капель является весьма сложной, то ее решение разбивается на решение ряда частных задач.

Общим уравнением движения капельки радиусом r с зарядом q_r в среде, обтекающей каплю радиусом R с зарядом q_R , является

уравнение

$$m \frac{dv}{dt} = mgg_1 + c_x \pi r^2 \frac{\rho_B [u(l) - v] |u(l) - v|}{2} + F_l, \quad (15)$$

где m — масса капельки; v — скорость капельки относительно капли; $u(l)$ — поле скоростей воздушного потока; l — радиус-вектор из центра капли к капельке; g — ускорение силы тяжести и g_1 — его орт; c_x — коэффициент сопротивления; ρ_B — плотность воздуха; t — время; F_l — силы, действующие на капельку за счет взаимодействия зарядов q_r и q_R и внешнего поля E_0 .

Одна из первых попыток решить уравнение (15) для определения коэффициента эффективности соударения для частного случая движения капель и электростатических сил принадлежит Коше [269]. Более полное и точное решение уравнения было выполнено Л. М. Левиным [101] для случая стоксовского движения капель и при условии, что $R \gg r$. Задачи о коагуляции двух разноименно заряженных капель и заряженной капли с нейтральной были независимы от Левина решены Кремером и Джонстоном [369].

Л. М. Левин [103] пришел к выводу, что выражение для коэффициента эффективности соударения

$$K = \frac{4\alpha}{1 - \mu}, \quad (16)$$

где

$$\alpha = \frac{q_r q_R}{24 \epsilon_0 \pi^2 \eta r R^2 u_\infty}, \quad \mu = \left(\frac{r}{R} \right)^2,$$

$$u_\infty = \frac{2}{9} \frac{\rho_K g R^2}{\eta},$$

справедливо не только для стоксовского обтекания капли, но и для всех случаев ламинарного обтекания без отрыва вихрей. Здесь η — динамическая вязкость и ρ_K — плотность вещества капли.

Л. М. Левин [103, 104] также рассматривал вопрос о влиянии на величину коэффициента соударения учета зеркальных сил зарядов на каплях. Было получено следующее выражение для коэффициента эффективности соударения:

$$K = \frac{4\alpha}{1 - \mu} \left[1 + \frac{1}{2} L(l_0) k(l_0) \right], \quad (17)$$

где $L(l_0)$ — функция от некоторого характерного расстояния l_0 ; $k(l_0)$ — поправочный множитель.

Расчеты, проведенные Левиным, показали, что поправочный множитель $k(l_0)$ слабо зависит от l_0 и вообще близок к единице. Кроме того, значение $1/2 L(l_0)$ мало для $R < 5$ мкм и составляет примерно 10% для $R = 10$ мкм. Так что учет зеркальных сил для разноименных зарядов является существенным для капель с $R > 10$ мкм и со значительными зарядами. Формулу (17) можно

использовать для определения коэффициентов эффективности соударения, когда одна из капелек не заряжена. В этом случае K отлично от нуля и приближается к единице в условиях, существующих в мощных кучевых облаках, только для капель радиусом меньше 10 мкм.

Вычисления, подобные выполненным Левиным, были проведены Кремером и Джонстоном [369]. Они вычисляли на ЭВМ коэффициенты эффективности соударения для потенциального и вязкого потоков под действием электрических сил, когда инерционными силами можно пренебречь. Вычисления были выполнены для случаев коагуляции униполярно и биполярно заряженных капелек с незаряженной каплей и незаряженных капелек с заряженной каплей. При этом учитывался эффект зацепления капель и зеркальные силы. Результаты расчетов Кремера и Джонстона оказались в хорошем согласии с расчетами Левина.

Задача о коагуляции заряженных и нейтральных капелек в вертикальном электрическом поле содержит ряд характерных безразмерных коэффициентов, и поэтому решение ее затруднительно. Левин [102, 103] рассмотрел некоторые частные случаи. Так, случай, когда можно пренебречь силами взаимодействия, обусловленными зарядами капель, характеризуется параметром

$$\sigma = \frac{9E_0^2 \varepsilon_0}{\rho_k u_\infty^2} \quad (18)$$

и описывает коагуляцию незаряженных капель в поле напряженности E_0 . При условии $\sigma > 1$, что соответствует интенсивному электрическому полю, Левин получил выражение для коэффициента эффективности соударения и вычислил некоторые значения K для разных r , R и E_0 (табл. 3).

Таблица 3

Коэффициенты эффективности соударения для нейтральных капель в вертикальном электрическом поле. По Л. М. Левину [103]

R мкм						μ	K
10		5		2,5			
$E_0, 10^2$ В/м	σ	$E_0, 10^2$ В/м	σ	$E_0, 10^2$ В/м	σ		
1375	9,6	972	77	690	620	0,01	0,100
2260	26	1600	210	1130	1660	0,01	0,252
2690	37	1900	290	1345	2350	0,01	0,341
1025	5,3	724	43	510	340	0,04	0,189
1460	10,8	1032	86	730	690	0,04	0,370
1910	18,6	1360	148	960	1190	0,04	0,580
705	3,1	500	25	360	200	0,10	0,220
920	4,3	650	35	460	280	0,10	0,314
1210	7,4	860	59	600	480	0,10	0,530

Как следует из табл. 3, коагуляция капель радиусом до 10 мкм с капельками радиусом 1—3 мкм может происходить в сильных вертикальных электрических полях. Однако необходимо учесть, что с увеличением отношения r/R и его приближением к единице значение коэффициента эффективности соударения должно быстро возрастать, и коагуляция может иметь место и в сравнительно слабых полях. Эту тенденцию можно в какой-то мере проследить по данным табл. 3. Так, для капель радиусом 10 и 1 мкм ($\mu=0,01$) в поле $E_0=13,75 \cdot 10^4$ В/м значение $K=0,1$. Для капель радиусом 10 и 3,33 мкм ($\mu=0,1$) примерно в таком же поле ($E_0=12,1 \cdot 10^4$ В/м) K возрастает до 0,53.

Вопрос о коагуляции капель близких размеров в вертикальном электрическом поле был рассмотрен Сартором [495]. Он использовал уравнение, полученное Хокингом [339] для аэродинамических сил взаимодействия капель, совместно с выражением для электрических сил взаимодействия в электрическом поле по Девису [274] для определения сепаратрис на ЭВМ. Вычисления велись в пределах применимости закона Стокса для отношения радиусов $r/R=0,8$. В табл. 4 приведены сведения о коэффициентах эффективности «прямого» соударения капель в электрическом поле, определенных по данным о расстоянии сепаратрисы от вертикальной оси падения большой капли на бесконечности, в зависимости от расстояния начального горизонтального разделения капель. Коэффициенты эффективности соударения без электрического поля для капель этих размеров равны нулю.

Таблица 4

Коэффициенты эффективности прямого соударения капель в вертикальном электрическом поле. По Сартору [494]

R мкм	r мкм	Расстояние начального горизонтального разделения капель в единицах R	K	$E_0, 10^4$ В/м
15	12	0,1	0,01	0,25
15	12	0,6	0,36	1
15	12	2,0	4,0	10
19	15,2	0,1	0,01	0,14
19	15,2	0,28	0,08	0,30
19	15,2	0,55	0,30	1
19	15,2	2,2	4,84	10
19	15,2	3,2	10,24	20

Сартор [494] на основании своих опытов указывает на существование прямого и непрямого соударения капель при их падении в вертикальном электрическом поле. Кроме прямого соударения меньшей капли с нижней частью большей капли, когда вторая при

падении догоняет первую, возможно также не прямое соударение. В более слабом электрическом поле, напряженности которого недостаточно для того, чтобы вызвать прямое соударение капель, происходит только их сближение. При достаточном сближении капель между ними возможен разряд. Вследствие этого меньшая капля получает заряд такого знака, который вызовет ее движение в поле к верхней части большей капли и соударение с ней.

Многочисленные данные о влиянии вертикального электрического поля на коагуляцию капель сопоставимых размеров, находящихся в области применения закона Стокса, были получены Н. В. Красногорской [92, 93, 95]. Красногорская [92, 93], используя уравнение Хокинга [339] для гидродинамического взаимодействия капель сопоставимых размеров и силы взаимодействия диполей на нейтральных каплях в электрическом поле, пренебрегая взаимодействием мультиполей более высокого порядка, как это делал Левин [103, 104], и предполагая капельки геометрически точными сферами, вычислила на ЭВМ значения коэффициентов эффективности соударения капель в пределах $r/R=0,8$. В дальнейшем Красногорская [95] использовала для электрических сил более точное выражение, учитывающее взаимодействие мультиполей высшего порядка, полученное Девисом [274].

В табл. 5 приведены данные, для которых гравитационный коэффициент эффективности соударения равен нулю ($R=10$ мкм) и 0,132 ($R=20$ мкм и $r=10$ мкм). Из нее следует, что влияние зеркальных сил довольно значительно и их необходимо учитывать при вычислениях. Коэффициент K при напряженности поля 12×10^4 В/м для капель $R=20$ мкм и $r=10$ мкм оказывается примерно на 30% больше при учете зеркальных сил, чем без такового. Из сопоставления данных для одинаковых напряженности поля и отношений r/R следует, что с увеличением размеров капель коэффициент эффективности соударения уменьшается. Таким образом, влияние электрического поля на коагуляцию капель сопоставимых размеров повышается с уменьшением их радиусов.

Таблица 5

Коэффициенты эффективности соударения капель сопоставимых размеров в вертикальном электрическом поле. По Н. В. Красногорской [93, 95]

Без учета мультиполей высшего порядка				С учетом мультиполей высшего порядка			
R мкм	r мкм	$E_0, 10^4$ В/м	K	R мкм	r мкм	$E_0, 10^4$ В/м	K
10	6	6	0,49	10	5	12	1,22
10	6	12	1,95	20	10	0	0,132
20	10	12	0,69	20	10	0,3	0,143
				20	10	3	0,376
				20	10	12	0,996

Н. В. Красногорская [92, 93, 95] исследовала также влияние на коагуляцию капель сопоставимых размеров зарядов капель и совместного действия зарядов и электрического поля.

Таблица 6

Коэффициенты эффективности соударения заряженных капель сопоставимых размеров в вертикальном электрическом поле.
По Н. В. Красногорской [95]

R мкм	r мкм	q_R , 10^{-15} Кл	q_r , 10^{-15} Кл	E_0 , 10^4 В/м	K
2	1	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$-3,3 \cdot 10^{-1}$	3	60,1
5	2,5	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$-3,3 \cdot 10^{-3}$	0	0,195
5	2,5	3,3	3,3	0,3	0,09
10	5	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	0	0,11
10	5	3,3	-3,3	0	3,076
10	5	3,3	3,3	12	0,604
10	5	3,3	-3,3	12	1,90
20	10	0	0	0	0,132
20	10	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	0	0,132
20	10	3,3	3,3	3	0,376
20	10	-3,3	-3,3	3	0,386
20	10	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	3	0,641
20	10	3,3	-3,3	3	2,405
20	10	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	12	0,901

Данные табл. 6 представлены для $r/R=0,5$. Из них следует, что совместное влияние зарядов и поля может быть весьма большим, в особенности для капель малых размеров. Для величин разноименных зарядов порядка $3 \cdot 10^{-17}$ — $3 \cdot 10^{-18}$ Кл коэффициент эффективности соударения отличен от нуля ($K \approx 0,2$) для капель, лежащих в области, для которой гравитационная коагуляция равна нулю. Однако уже для капель, которые могут коагулировать под действием гравитационных сил ($R=20$ мкм, $K=0,132$), даже совместное влияние зарядов и поля пренебрежимо мало. Вместе с тем необходимо помнить, что с увеличением r/R и его приближением к единице значение зарядов возрастает. Так, с увеличением r/R от 0,6 до 0,8 для капель с $R=10$ мкм происходит весьма заметное увеличение коэффициента эффективности соударения, хотя число сталкивающихся капель из-за уменьшения их относительной скорости падает.

Как уже упоминалось выше, Сартор и Миллер [499] уточнили вычисленные Хокингом [339] значения гидродинамических сил взаимодействия капель для близких расстояний между ними. При таких расстояниях электростатические силы оказывают большое влияние на величину коэффициента эффективности соударения. Поэтому авторы произвели вычисления для капель близких размеров, используя уточненные значения гидродинамических сил и данные о силах электростатического взаимодействия согласно Девису [274].

В табл. 7 в графах 4 и 5 представлены значения K , вычисленные согласно Сартору и Миллеру (С. и М.) и Хокингу (Х.). В графах 6 и 7 приведена разность между электростатическими коэффициентами ($K_э$) и чисто гидродинамическими ($K_г$). Различия между вычислениями Сартора и Миллера, с одной стороны, и Хокинга — с другой, существенны только для случаев слабых полей и зарядов. В сильных полях при больших зарядах на каплях это различие невелико. Таблица 7 может служить дополнением к данным табл. 5 и 6, полученным Красногорской.

Таблица 7

Коэффициенты эффективности соударения заряженных капель сопоставимых размеров в вертикальном электрическом поле. По Сартору и Миллеру [499]

E_0 , 10^3 В/м	q_R , 10^{-15} Кл	q_r , 10^{-15} Кл	K		$K_э - K_г$	
			С. и М.	Х.	С. и М.	Х.
1	2	3	4	5	6	7
$R=20$ мкм, $r=18$ мкм						
0	0	0	0,06	0	—	—
1	0	0	0,09	0	0,03	0
1	$-3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	0,16	0,05	0,10	0,05
10	$-3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	1,37	1,45	1,37	1,45
100	$-3,3$	+3,3	3,57	3,63	3,51	3,63
0	$-3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	0,13	0	0,07	0
0	$-3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	1,13	1,16	1,07	1,16
0	$-3,3$	+3,3	93,53	93,53	93,47	93,53
$R=30$ мкм, $r=15$ мкм						
0	0	0	1,04	1,04	—	—
10	0	0	1,04	—	0	—
100	0	0	1,21	—	0,17	—
0	3,3	+1,6	1,06	—	0,02	—
$R=19$ мкм, $r=9,5$ мкм						
0	0	0	0	0,03	—	—
10	0	0	0,15	—	0,15	—

Девис [275] указал, что для весьма малых расстояний между каплями ($0,001 R$ и меньше) не следует применять значения гидродинамических сил взаимодействия капель, вычисленные Хокингом. Однако Девис встретился с рядом затруднений и поэтому использовал решения Хокинга для гидродинамических сил и свое решение [274] для электростатических сил взаимодействия капель, чтобы вычислить K . Он решил эту задачу для заряженных капель, заряженной и незаряженной каплей и нейтральных капель в электрическом поле. При этом Девис полагал, что заряд связан с ра-

диусом капли соотношением $q = \alpha(4\pi R^2)$, где α имеет размерность напряженности поля. Он обнаружил, что электрические силы вызывают соударение капель радиусом менее 15 мкм, если $\alpha > 3 \times 10^{-8}$ Кл/м². Заметим, что это требование соответствует случаям весьма сильно заряженных капель. В частности, для капли радиусом 10 мкм заряд должен быть больше $4,5 \cdot 10^{-17}$ Кл.

Девис и Сартор [276], основываясь на данных В. М. Мучника [134] о времени, требующемся для полного обмена сконденсированной влаги в кучево-дождевых облаках, пришли к выводу, что только процессами коагуляции за счет гравитационных и гидродинамических сил нельзя объяснить большие скорости обмена. Для выяснения вопроса они рассчитали эффективную скорость соударения капель как произведение коэффициента эффективности соударения и относительной скорости падения, т. е. $K(u_R - u_r)$, для случаев, когда действуют только гравитационные и гидродинамические силы, и для случаев, когда действуют также электростатические силы (рис. 8). Как следует из рис. 8 для капелек малых размеров ($R = 8$ мкм) влияние зарядов и электрического поля очень велико, тогда как для капелек больших размеров ($R = 30$ мкм) оно меньше проявляется, но все же довольно большое, в особенности для капелек близких размеров. Так, в электрическом поле напряженностью 10^4 В/м капельки радиусом 30 мкм и с зарядами противоположных знаков $8 \cdot 10^{-16}$ Кл имеют эффективную скорость соударения, примерно на три порядка большую, чем такие же капельки, на которые не действуют электрические силы.

При рассмотрении влияния электрического поля на коагуляцию капель всегда принимается во внимание только его вертикальная составляющая. Такой подход предопределен историей атмосферно-электрических исследований. Почти все исследования касались вертикальных градиентов электрического поля, поскольку

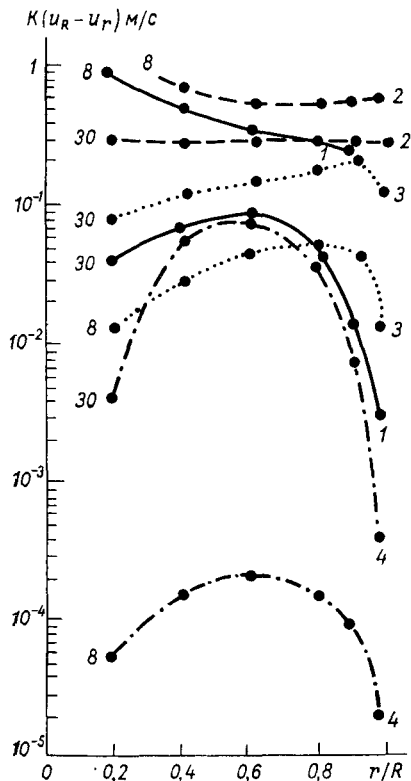


Рис. 8. Зависимость произведения коэффициента эффективности соударения и разности скоростей падения капель ($u_R - u_r$) от их заряда и напряженности электрического поля. По Девису и Сартору [276].

1) $E_0 = 0$, $q_R = -q_r = 8 \cdot 10^{-16}$ Кл; 2) $E_0 = 3,3 \cdot 10^5$ В/м, $q_R = -q_r = 8 \cdot 10^{-16}$ Кл; 3) $E_0 = 3,3 \cdot 10^5$ В/м, $q_R = q_r = 0$; 4) $E_0 = q_R = q_r = 0$. Цифры у кривых слева — радиусы капель в микрометрах.

причиной его возникновения считались заряды на поверхности земли и в ионосфере. Очень мало уделялось внимания горизонтальным составляющим электрического поля в атмосфере, обусловленным объемными зарядами. Однако уже из измерений И. М. Имянитова [56] следует, что даже при ясной погоде горизонтальные градиенты у поверхности земли могут быть того же порядка, что и вертикальные. В частности, в облаках конвективной природы, в которых объемные заряды особенно велики, горизонтальные градиенты электрического поля, как правило, имеют тот же порядок, что и вертикальные. Подтверждением этого являются, например, измерения Фицджеральда и Бейерса [299] в мощных кучевых облаках. Поэтому существует необходимость рассмотреть влияние горизонтального поля на коэффициент эффективности соударения капель.

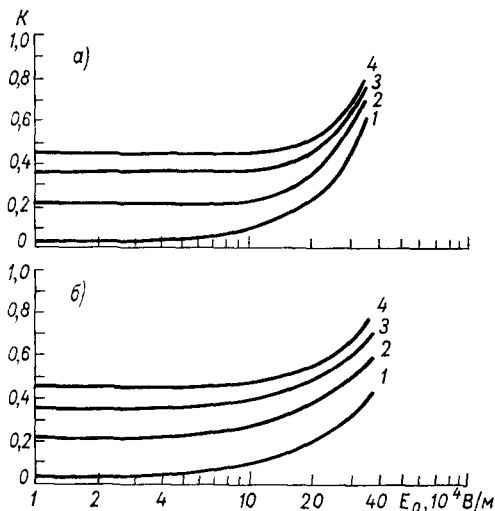


Рис. 9. Зависимость коэффициента эффективности соударения капли радиусом 30 мкм с каплями радиусом 5 мкм (1), 7,5 мкм (2), 10 мкм (3) и 12,5 мкм (4) от напряженности электрического поля. По Линдбладу и Семонину [397].

а — горизонтальное, б — вертикальное поле.

Исследования влияния горизонтального электрического поля на соударение капель были впервые выполнены Линдбладом и Семониным [397] для нейтральных капель и Семониным и Пламли [512] для заряженных капель.

Линдблад и Семонин [397] произвели вычисления на ЭВМ коэффициента эффективности соударения капель радиусом от 30 до 50 мкм при $r/R \leq 0,42$. Они, так же как и Л. М. Левин [103, 104], рассмотрели взаимодействие поляризованных капелек как диполей, пренебрегая взаимодействием мультиполей более высокого порядка. В качестве уравнения движения жидкости вокруг капли Линдблад и Семонин использовали выражение, полученное Проудманом и Пирсоном [474] для малых чисел Рейнольдса комбинированием решения Осеена для далеких от капли областей с решением Стокса для областей вблизи капли. На рис. 9 приведены результаты вычислений для нейтральных капель радиусом 30 мкм, соударяющихся с капельками радиусом 5, 7,5, 10 и 12,5 мкм. За коэффициент эффективности соударения авторы принимали $K = x^2 / (R+r)^2$. Из этого рисунка видно, что как горизонтальное поле, так и вертикальное начинают заметно влиять на коагуляцию капель сильно отличающихся размеров только в том случае, если напряженность заметно превышает 10^4 В/м. Различие

между действием вертикального и горизонтального полей обнаруживается для $E_0 > 1 \cdot 10^5$ В/м. Так, для $E_0 = 2 \cdot 10^5$ В/м значение K для капель $R = 30$ мкм и $r = 5$ мкм в горизонтальном поле примерно на 30% больше, чем в вертикальном. С увеличением напряженности поля это различие возрастает, но вместе с тем оно уменьшается с увеличением отношения r/R . Кроме того, из данных для $R = 40$ и 50 мкм следует, что с увеличением R различие в K для горизонтального и вертикального полей уменьшается.

В дальнейшем Пламли и Семонин [471], применив для электростатических сил взаимодействия между каплями более точное выражение, выполнили новые вычисления коэффициента эффективности соударения в горизонтальном и вертикальном электрических полях для той же области размеров капель. В результате выяснилось, что хотя значения коэффициентов несколько увеличились, но общие закономерности, на которые было указано выше, сохранились.

Семонин и Пламли [512] произвели затем вычисление с помощью ЭВМ коэффициентов эффективности соударения заряженных капель в горизонтальном и вертикальном электрических полях. Вычисления производились для соударения капель радиусом 30, 40 и 50 мкм с капельками радиусом 5 мкм. Кроме того, они вычислили коэффициенты для заряженных капель радиусом 30, 40 и 50 мкм, соударяющихся с капельками радиусом 5 и 10 мкм без электрического поля. На основании представлений Ганна [325] о зарядении капель было принято, что заряды пропорциональны поверхности капель и заряд капли равен заряду капельки, умноженному на квадрат отношения их радиусов, т. е. $1/\mu$. Так как эти данные представляют интерес, приведем некоторые из них. На рис. 10 показаны графики для случаев соударения разноименно заряженных капель. Из графиков следует, что заряды оказывают большее действие на соударение капель с более мелкими капельками (5 мкм), чем с более крупными. (10 мкм). При этом заметное влияние зарядов на коэффициент эффективности соударения в первом случае обнаруживается для зарядов на капельках, больших 10^{-17} Кл, а для второго случая — больших 10^{-16} Кл. Этот вывод находится в согласии с результатами вычислений Л. М. Левина [101].

Данные о коэффициентах эффективности соударения противоположно заряженных капель в горизонтальном электрическом поле приведены на рис. 11, в вертикальном поле — на рис. 12. Из рис. 12 следует, что если поле направлено под углом $\theta = 180^\circ$, капля заряжена положительно, а капелька — отрицательно, то при $E_0 = 9 \times 10^4$ В/м и выше и при сравнительно малых зарядах наблюдается некоторое увеличение коэффициента эффективности соударения по сравнению с отсутствием поля. Однако для больших зарядов на каплях поле приводит к уменьшению коэффициента эффективности соударения по сравнению со случаем, когда поле отсутствует. Здесь действия поля и зарядов компенсируют в какой-то степени друг друга. Но при этом все же наблюдается увеличение коэффи-

циента эффективности соударения за счет действия электростатических сил. Примерно такой же характер имеет зависимость коэффициента эффективности соударения в случае горизонтального поля ($\theta=90^\circ$). Однако имеются и некоторые различия в действиях вертикального и горизонтального полей. Так, в сильных горизонтальных полях, в особенности для $r/R \geq 0,12$, наблюдается появление минимума при зарядах на каплях порядка 10^{-17} Кл. Затем

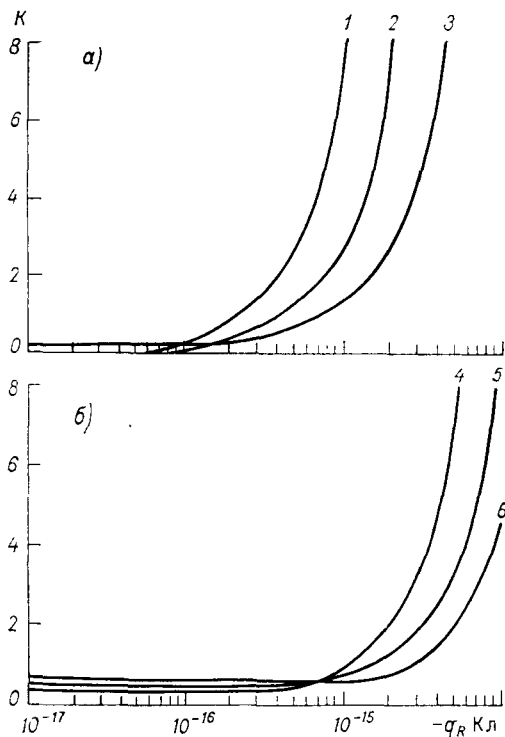


Рис. 10. Зависимость коэффициента эффективности соударения капель радиусом R и r от их зарядов q_R и q_r . По Семонину и Пламли [512].

а) $r=5$ мкм, б) $r=10$ мкм; 1) $R=30$ мкм, $q_R=40 |q_r|$, 2) $R=40$ мкм, $q_R=64 |q_r|$, 3) $R=50$ мкм, $q_R=100 |q_r|$, 4) $R=30$ мкм, $q_R=9 |q_r|$, 5) $R=40$ мкм, $q_R=16 |q_r|$, 6) $R=50$ мкм, $q_R=25 |q_r|$.

происходит увеличение коэффициента эффективности соударения, причем несколько более значительное, чем в вертикальном поле.

Попытку учесть совместное действие турбулентности и электрических зарядов на коагуляцию капель предприняли Л. М. Левин и Ю. С. Седунов [105]. Они исходили из соображений, что на значительных расстояниях между каплями в основном действует турбулентная диффузия, а на малых расстояниях более эффективно действуют электрические силы. На этом основании пространство вокруг большой капли было условно разделено сферой, концентрической к ней, на две области — внутреннюю в пределах сферы, где основное действие оказывают электрические силы, и внешнюю вне сферы, где преимущественно действует турбулентный механизм. Радиус граничной сферы определялся турбулентной длиной

свободного пробеге капля, которая при процессах столкновения определяется, согласно Ю. С. Седунову [166], из выражения $l_T = 1,5(r+R)$. Расчеты для определения коэффициентов эффектив-

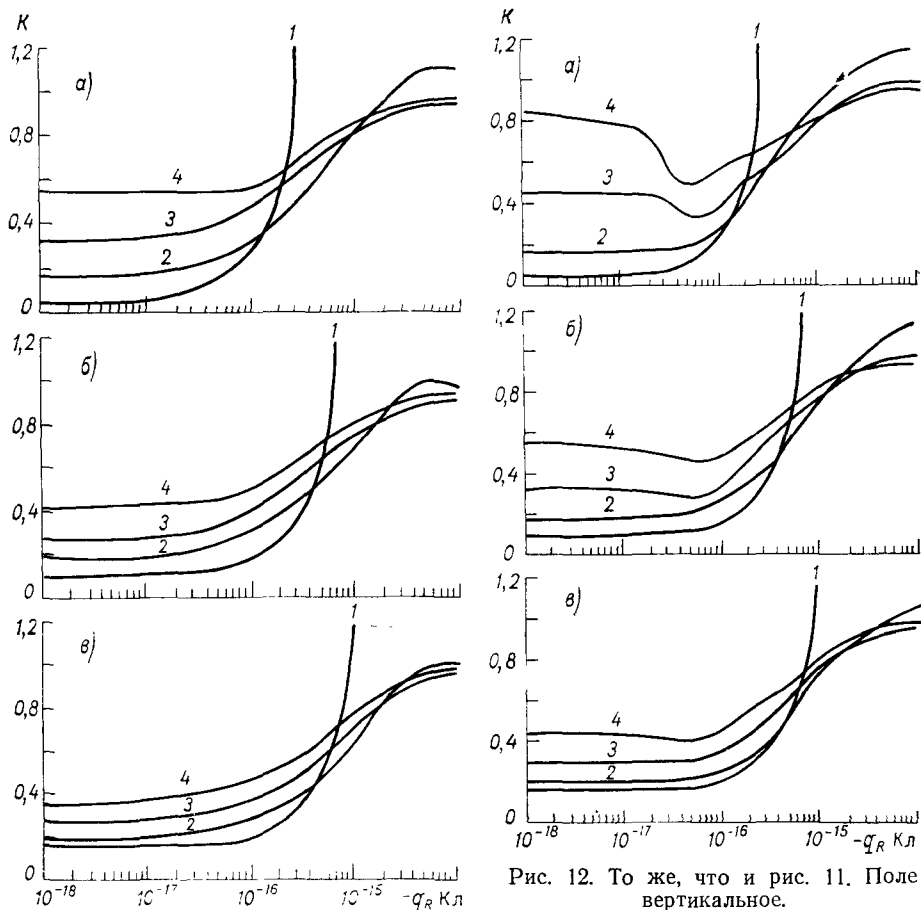


Рис. 11. Зависимость коэффициента эффективности соударения заряженных каплей от напряженности горизонтального электрического поля. По Семонину и Пламлю [512].

а) $R=30$ мкм, $q_R=40 |q_r|$, б) $R=40$ мкм, $q_R=64 |q_r|$, в) $R=50$ мкм, $q_R=100 |q_r|$; 1) $E_0=0$, 2) $E_0=9 \cdot 10^4$ В/м, 3) $E_0=2,1 \cdot 10^5$ В/м, 4) $E_0=3,6 \cdot 10^5$ В/м.

Рис. 12. То же, что и рис. 11. Поле вертикальное.

ности соударения производились на ЭВМ для первоначального вертикального разделения каплей $z_0=50R$. В пределах от этого значения z_0 до $z_0=l_T + (r+R) = 2,5(r+R)$ вычисление производилось для обычного гравитационного коэффи-

циента эффективности соударения, а дальше — для двухслойной модели турбулентно-гравитационной коагуляции, развитой авторами. При этом внутри сферы радиусом l_T значение K определялось особенно тщательно с учетом гидродинамического и электростатического взаимодействия и силы тяжести. В результате этих

вычислений Л. М. Левин и Ю. С. Седунов пришли к выводу, что для условий, как они полагали, существующих в облаках (заряды $|q| = 3 \cdot 10^{-12} R$, где R в метрах, и капли радиусом $R < 20$ мкм), совместное действие турбулентности и электрических зарядов не приводит к какому-либо заметному влиянию на величину коэффициента эффективности соударения.

Экспериментальные исследования показали влияние электрических сил на коагуляцию капель. Так, опыты Н. А. Вагера [19] по осаждению тумана заряженными каплями воды выявили существование положительного эффекта. Туман из капелек водного раствора нашатыря создавался в камере смесью водяного пара, хлористого водорода и аммиака. Он мог сохраняться более 2 ч. При воздействии на туман наэлектризованными мелкими каплями воды происходило быстрое изменение его прозрачности. Плотность отрицательных зарядов капель дистиллированной воды была около $2,5 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг, положительных — около $5 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

Подобные опыты были выполнены также Потенье [464]. Пульверизацией в сосуде создавался туман с максимумом повторяемости капелек радиусом около 7 мкм. Исследовалось изменение продолжительности существования тумана при введении в него капель радиусом 25—50 мкм. Обнаружилось значительно более быстрое его рассеивание в сосуде при поступлении в него заряженных капель вместо нейтральных.

Вадель [551] несколько видоизменил опыт Потенье. Он вносил в туман с максимумом повторяемости капелек радиусом 7 мкм с наибольшим радиусом 15 мкм капельки такого же спектра, но заряженные в равном количестве зарядами противоположных знаков. В результате происходило укрупнение капелек, которое выражалось в смещении максимума повторяемости и наибольшего радиуса в сторону больших значений, соответственно к радиусам 10 и 20 мкм.

В то же время из опытов Свинбенка [537] следует, что электрические силы взаимодействия капелек с разноименными зарядами в электрическом поле не приводят к коагуляции. В этих опытах при образовании распылением воды капелек радиусом до 2 мкм возникали заряды противоположных знаков. Усиление соударения этих капелек электрическим полем также не приводило к их коагуляции.

Опыты Н. А. Вагера, Потенье и Свинбенка носят качественный характер и поэтому позволяют сделать только ограниченные выводы о влиянии электрических сил на соударение капель. Для выяснения этого вопроса необходимо иметь количественные данные о величине зарядов на каплях и напряженности поля. Первые такие данные получены в исследованиях Ганна и Хитчфельда [320]. В этих экспериментах капли радиусом 1,6 мм падали сквозь туман из капелек радиусом до 25 мкм. При зарядении капель зарядами до $7 \cdot 10^{-11}$ Кл не обнаруживалось изменение коэффициента эффективности соударения, рассчитанное для нейтральных капелек. Для капелек радиусом 10 мкм, получаемых распылением,

можно принять, что заряды равны $1,6 \cdot 10^{-16}$ Кл. Подставляя эти значения в (18) и используя экспериментальное значение $u_{\infty} = 8,26$ м/с (Ганн и Кинцер [330]), находим, что $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-4}$, т. е. значительно меньше единицы. Таким образом, в экспериментах Ганна и Хитчфелда получено согласие с данными вычислений.

Телфорд и др. [549], исследуя соударение капель близких размеров (около 65 мкм), обнаружили заметное влияние электрических зарядов на коагуляцию. Капли заряжались противоположными зарядами в пределах от $1,6 \cdot 10^{-13}$ до $1 \cdot 10^{-12}$ Кл. Это приводило к увеличению коэффициентов эффективности соударения в 2—3 раза по сравнению с нейтральными каплями. Такое увеличение находится в согласии с представлениями о том, что для капель сравнимых размеров роль электрических сил значительно возрастает по сравнению с каплями сильно отличающихся размеров.

Кинцер и Кобб [361] наблюдали рост капель радиусом более 150 мкм при соударениях со сравнительно сильно заряженными капельками радиусом до 18 мкм. Они не обнаружили какого-либо заметного влияния зарядов капелек на рост капель указанных размеров.

Телфорд и Торндайк [548] исследовали влияние горизонтального электрического поля на коагуляцию капель радиусом от 15 до 17,5 мкм. Если при сближении таких капель без электрического поля их коагуляция не наблюдалась, то в сильных электрических полях слияние капель имело место. При напряженности поля от 10^5 до $3 \cdot 10^5$ В/м из 73 случаев сближения капель 14 сопровождалось слиянием. При этом чем выше напряженность поля, тем больше число случаев слияния. При напряженности поля меньше $1,5 \cdot 10^4$ В/м слияние капель не наблюдалось.

Луан Фан Конг и Иордан [402], проводя опыты в камере, воздействовали электрическим полем на туман с капельками диаметром меньше 20 мкм. Поля напряженностью меньше $1,8 \cdot 10^4$ В/м не вызывали какого-либо изменения плотности тумана. В пределах от $1,8 \cdot 10^4$ до $1,5 \cdot 10^5$ В/м рассеяние тумана происходило с тем большей скоростью, чем больше была напряженность поля.

Известны также попытки оценить влияние электрических сил на соударение капель на основании опытов на моделях. Сартор [494] в результате исследований движения капель дистиллированной воды, падающих в минеральном масле, пришел к выводу, что при достаточно сильных электрических полях ($2 \cdot 10^4$ В/м) коэффициент эффективности соударения превышает единицу.

Из экспериментов Нейбургера и Пруппахера [454] следует, что даже весьма большие заряды (до $2 \cdot 10^9$ Кл) на шариках из карбида вольфрама радиусом около 4 мм, падающих в керосине, которыми моделировались облачные капли, не оказывают влияния на коэффициент эффективности соударения. Так как при моделировании должен сохраняться масштаб сил, то заряды на модели и естественной частице должны относиться как квадраты их

радиусов. Отсюда

$$q_k = q_m \left(\frac{R_k}{R_m} \right)^2, \quad (19)$$

где q_k и q_m — соответственно заряды капли радиусом R_k и модели радиусом R_m .

В рассматриваемых опытах модели с $R_m = 4$ мм соответствует капля с $R_k \approx 10$ мкм. Подставляя эти значения в (19), находим, что $q_k \approx 1,3 \cdot 10^{-14}$ Кл. Следовательно, моделированный заряд оказался весьма большим и должен был бы влиять на коэффициент соударения. Это указывает на необходимость весьма осторожно оценивать результаты моделирования действия электрических сил на процессы коагуляции капель.

Процесс коагуляции капель разделяется на два процесса, первый из которых состоит из сближения и соударения капель, а второй — из их слияния. При теоретическом рассмотрении коагуляции разделение этих двух процессов не вызывает каких-либо затруднений. Это позволило теоретически исследовать условия соударения капель. Совершенно иным оказывается состояние теории слияния капель — она фактически отсутствует. Поэтому достаточно полная теория коагуляции капель как единого процесса еще не разработана, хотя такая необходимость существует. Имеется достаточно оснований полагать, что на близких расстояниях, порядка долей радиуса большей капли, взаимодействие капель обуславливается не только их движением как твердых сфер, но и особенностями искажений формы в зазоре между ними.

В известной степени противоположное положение существует с экспериментальными исследованиями коагуляции капель, так как суждение о коагуляции основывается на конечном эффекте — происходит или не происходит их слияние. Более или менее детальное исследование самого движения капель проводилось в модельных экспериментах, которые не могут полностью имитировать движение капель в воздухе, а тем более условия их слияния. На близких расстояниях, особенно в присутствии электрических сил, положение совершенно меняется, так как в зазоре появляется значительное искривление поверхности, которое необходимо учитывать при расчетах коэффициента эффективности соударения. Кроме того, следует принять во внимание циркуляцию капель и их деформацию под действием внешних сил.

1.4. СЛИЯНИЕ КАПЕЛЬ

Вопрос о слиянии капель возник при экспериментах со струями жидкости, распадающимися на отдельные капли. Было замечено, что капли часто соударяются друг с другом, но не всегда происходит их слияние. Релей [479, 480] обнаружил, что при почти центральных соударениях капли несколько сплющиваются перед слиянием, а при скользящих соударениях между ними возникает перемычка, которая приводит к их слиянию. Если же слияние не

происходит, то перемычка разрывается, образуя мелкие капельки. Было высказано предположение, что процесс слияния капель заключается в продавливании воздушной прослойки в зазоре между ними почему-либо образовавшимся выступом. Электрические силы приводят к увеличению выступов и облегчают слияние капель.

М. А. Аганин [3] исследовал слияние капель радиусом от 0,5 до 1,2 мм с весьма тонкой пленкой воды, нанесенной на плоское зеркало. При углах встречи капли с зеркалом от 10 до 45° ее слияние с пленкой происходит во всех случаях, когда нормальная составляющая скорости к зеркалу превышает некоторую критическую величину, зависящую от размеров капель. Существует некоторое критическое значение заряда, обуславливающее слияние капель с пленкой воды при меньших скоростях соударения. Величина этого критического заряда пропорциональна радиусу капель. При зарядах, близких к критическим, между каплей и пленкой происходит образование перемычки, которая не образуется в их отсутствие. Условия образования перемычки определяются разностью потенциалов, свойствами воздушной прослойки между каплями и поверхностным натяжением. Он обнаружил, что потери воды через перемычку в первом приближении пропорциональны величине зарядов. Сходные результаты были получены при соударении капли с неподвижной каплей, выжимаемой из вертикально установленного капилляра.

Для выяснения причины неслияния капель летучих жидкостей Б. В. Дерягин и П. С. Прохоров [38] исследовали капли, находящиеся в длительном контакте друг с другом. Профиль зазора между каплями обнаружил довольно широкие «ворота», которые соединяли его внутренний объем с окружающей атмосферой. Если окружающая каплю атмосфера не насыщена, то в зазоре возникает некоторое препятствующее их слиянию избыточное давление паров, которые диффундируют через «ворота».

Линдبلاد [396] наблюдал время задержки слияния капель воды (время от начала сплющивания капель до их слияния) радиусом 6,5 мм, выдавливаемых со скоростью $7,6 \cdot 10^{-5}$ и $15,2 \times 10^{-5}$ м/с из вертикально расположенных трубок. Независимо от влажности воздуха, скорости соударения и разности потенциалов между каплями образовывался симметричный зазор, который не сообщался с окружающей атмосферой. Причину этого Линдبلاد видел в том, что вода принадлежит к менее летучим жидкостям, чем жидкости, использованные Дерягиным и Прохоровым. Время задержки слияния оказалось порядка сотен микросекунд. Оно несколько увеличивалось с увеличением влажности воздуха и уменьшением скорости соударения и в среднем составляло $210 \pm \pm 70$ мкс. С повышением разности потенциалов от 0 до 1 В происходило весьма быстрое уменьшение времени задержки слияния. Под действием электрических сил ширина зазора была в несколько раз меньше, а профиль — значительно более резко выраженным, чем при их отсутствии.

П. С. Прохоров и В. Н. Яшин [159] изучали зависимость слияния водяных капель радиусом 0,4 мм при соударении от влажности воздуха. Увеличение влажности воздуха увеличивало вероятность слияния капель. Такие же опыты при переменной влажности воздуха от 36 до 100% выполнили Н. П. Тверская и Н. П. Юдина [178]. Для капель как равного, так и близких размеров повышение влажности воздуха приводило к увеличению эффективности слияния. Увеличение скорости соударения приводило к уменьшению вероятности слияния, причем в большей степени для малой влажности воздуха.

Н. П. Тверская [177] исследовала зависимость эффективности слияния капель радиусом около 1 мм от их зарядов. На эффективность слияния капель заряды оказывают значительное влияние не только в случае, если они разноименные, но и если они одноименные. Эффективность слияния заряженных капель увеличивается с увеличением относительной влажности воздуха и уменьшением скорости их соударения. Н. П. Тверская указала на влияние электрических сил на поверхностное натяжение жидкости как на одну из причин, облегчающих слияние капель. Существует некоторая критическая разность потенциалов, при которой вероятность слияния капель данных размеров, соударяющихся с определенной скоростью, становится равной 100%. Различие между значениями разности потенциалов для вероятности слияния капель 100 и 0% составляет около 2 В.

Пламли (см. [511]) исследовал влияние разности потенциалов от 0 до 10 В на слияние капель при их сближении. Он обнаружил, что ток появляется еще до момента видимого слияния. Поэтому Пламли считает, что так как разность потенциалов невелика и не может вызвать пробой между каплями, то появление тока означает начало переноса массы и, следовательно, является начальной стадией слияния капель. Время от начала появления тока до видимого слияния можно считать временем задержки слияния. Оно обратно пропорционально разности потенциалов и имеет значение порядка долей миллисекунд.

Опыты Фрайера [301] показали, что электрическое поле напряженностью от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5$ В/м оказывает заметное влияние на слияние капель радиусом около 5 мм. В этих опытах скорость соударения была пренебрежимо мала по сравнению с конечной скоростью падения капель таких размеров. Таким образом, в опытах Фрайера воспроизводились условия слияния при падении крупных капель близких размеров. Влажность воздуха соответствовала комнатной.

Исследования влияния электрического поля на вероятность слияния капель радиусом 1 мм при соударении с относительной скоростью около 0,5 м/с были выполнены Монтгомери и Доусоном [446]. Поле напряженностью от 10^3 до $1,2 \cdot 10^4$ В/м не оказывало заметного влияния на эффективность слияния капель, которая оказалась равной около 50%. Влажность воздуха в этих опытах была, по-видимому, далекой от насыщения.

Все рассмотренные выше эксперименты касались слияния крупных капель примерно равных размеров. Они представляют интерес для выяснения механизма слияния капель в кучево-дождевых облаках. Но особый интерес представляют процессы слияния капель облачных размеров. Именно здесь встречаются большие экспериментальные трудности; так, становится трудно отличать случаи слияния капелек от случаев, когда они проходят близко друг от друга без слияния. Поэтому основные сведения о коэффициентах эффективности слияния капель облачных размеров друг с другом и с крупными каплями получены на основании косвенных данных.

Свинбенк [537], наблюдая капельки радиусом в несколько микрометров, пришел к выводу, что при их соударении слияние не происходит. Он пытался обосновать это следующим образом. В начальный момент слияния капель происходит некоторое увеличение их поверхности, что равносильно существованию некоторого энергетического барьера. Если кинетическая энергия соударения капель меньше величины этого барьера, то слияние не может произойти. Однако Браун и Хадсон [247] на основании геометрических соображений пришли к выводу, что такой барьер не существует. Причина отсутствия коагуляции в опытах Свинбенка [537] заключается, по-видимому, в том, что соударений между каплями не было.

Из согласия между данными опытов Ганна и Хитчфелда [320] и вычислениями коэффициентов эффективности соударения по Лэнгмюру вытекает, что коэффициент эффективности слияния капель радиусом 1,6 мм с капельками радиусом до 50 мкм в условиях насыщения равен единице. Эти данные были получены с капельками, образующимися в результате как испарения нагретой воды, так и разбрызгивания, при котором они электризуются. Так как коэффициент эффективности слияния не может превышать единицу, то это не позволило обнаружить влияние зарядов, образующихся при разбрызгивании воды.

Согласно М. А. Химач и Н. С. Шишкину [193], коэффициент эффективности слияния капель радиусом от 25—30 до 400—500 мкм с капельками радиусом от 5 до 15 мкм близок к единице. Они получили значение $K=0,97 \pm 0,24$ для тумана, создаваемого испарением в камере объемом около 110 м³, т. е. в условиях насыщения.

П. С. Прохоров и Л. Ф. Леонов [158] исследовали влияние влажности на слияние капель радиусом в основном от 2 до 22 мкм. Капли создавались конденсацией водяного пара. Они пришли к выводу, что 100%-ная эффективность слияния капель возможна только в условиях насыщения или перенасыщения, тогда как при недонасыщении она становится меньше.

Кинцер и Кобб [361] получили согласие между вычислениями по Лэнгмюру и экспериментальными данными о соударении капель радиусом от 150 до 500 мкм с капельками, спектр которых характеризовался максимумом повторяемости капелек радиусом

около 5 мкм, а максимальный радиус превышал 18 мкм. Следовательно, коэффициент эффективности слияния капель был близок к единице. Подтверждением этого является отсутствие зависимости скорости роста капель от зарядов капелек, которая была бы, по-видимому, обнаружена, если бы коэффициент эффективности слияния не был равен своему максимальному значению.

В опытах Джаяратне и Мейсона [350] капельки падали на плоскую поверхность дистиллированной воды. При почти вертикальном падении капельки поглощались за 1 мс и теряли примерно 95% своей кинетической энергии, которая расходовалась на образование кратера и капиллярных волн на поверхности воды. Капельки радиусом 150 мкм, имеющие нормальную скорость соударения 1 м/с, сливались с поверхностью, если их заряд превышал 10^{-14} Кл или напряженность поля превышала 1 В/м. При слиянии капельки, обладающей критическим зарядом, с поверхностью из последней вырывалась струя значительно более мелких капелек, а при больших зарядах происходило только слияние, без вырывания капелек. Авторы считают, что действие электрических сил называется в локальном вытягивании капли в зазоре, прорыве воздушной прослойки и микроразряде. Опыты проводились в условиях, близких к нормальным.

Гойер и др. [316] исследовали влияние электрического поля на коагуляцию заряженных капель. Струя воды попадала в пространство между дисками, верхнему из которых сообщался потенциал от 0 до 12 кВ, а нижний был заземлен. При разрушении струи получались капли радиусом около 350 мкм и некоторое количество мелких капель радиусом около 50 мкм, которые соударялись между собой. Гойер и его сотрудники определили процент слившихся капель от числа капель, ударившихся друг о друга, т. е. коэффициент коагуляции.

Из табл. 8 следует, что в опытах авторов [316] заряды капель возникали в результате влияния электрического поля, так как между обеими величинами обнаруживается прямая пропорциональность.

Таблица 8

Заряды капель при верхнем диске, заряженном положительно

$E_0, 10^2 \text{ В/м}$	$q, 10^{-10} \text{ Кл}$	
	$R = 300 \div 325 \text{ мкм}$	$R = 47,5 \text{ мкм}$
0	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$
3,1	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
15,4	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$
38,4	4,3	$1,8 \cdot 10^{-2}$

Согласно табл. 9, коагуляция при отсутствии электрического поля и малых одноименных электрических зарядах происходит

примерно в 30% случаев соударения капель. Слабое поле при небольших зарядах приводит к некоторому увеличению коэффициента коагуляции. Увеличение напряженности поля примерно до $4 \cdot 10^3$ В/м вызывает увеличение коэффициента коагуляции почти до 100%. Дальнейшее увеличение напряженности поля приводит к уменьшению коэффициента коагуляции до нуля при напряженности поля около $1 \cdot 10^5$ В/м. Подобные результаты были получены и для капелек радиусом 47,5 мкм.

Таблица 9

Зависимость коэффициента коагуляции K_k от напряженности поля для капель радиусом от 300 до 325 мкм, соударяющихся с каплями радиусом 50 мкм. По Гойеру и др. [316]

$E_0, 10^2$ В/м	K_k %	Средняя квадратическая ошибка, %
0,0	29,4	3,1
3,1	33,5	2,4
15,4	88,7	3,6
38,4	93,5	1,6
923,0	0,0	—

Условия в экспериментах Гойера далеки от естественных. В первую очередь это несоответствие скоростей падения капель их установившимся скоростям и необычайно большие заряды на каплях. Последним обстоятельством, по-видимому, объясняются нулевые значения коэффициента коагуляции в сильных полях. В таком случае взаимное отталкивание превалирует над притяжением, обусловленным действием поля.

Более близкими к естественным условиям являются опыты Ганна [328], который исследовал слияние капель в электрическом поле при свободном падении со скоростями, близкими к установившимся. Если капли радиусом около 1 мм при соударениях с относительной скоростью меньше 0,4 м/с отражаются друг от друга, то в поле напряженностью около $4 \cdot 10^4$ В/м силы отражения преодолеваются электрическими силами и происходит слияние. Ганн указывает, что такой же эффект вызывают заряды на каплях, но, к сожалению, не приводит их значения.

Мур и др. [447] повторили опыты Релея по влиянию электрического поля на слияние капель. Поля напряженностью $(1 \div 5) \times 10^3$ В/м значительно повышают вероятность слияния нейтральных капель диаметром в несколько сотен микрометров. Напряженность поля, которая требуется для того, чтобы каждое соударение сопровождалось слиянием, изменяется обратно пропорционально их радиусу.

В опытах Вудса [578] была обнаружена линейная зависимость вероятности слияния разноименно заряженных капелек одинаковых размеров радиусом до 40 мкм от величины зарядов. Эта закономерность выполнялась для зарядов, больших $2 \cdot 10^{-14}$ Кл. Для

одноименно заряженных капелек наблюдалось уменьшение вероятности их слияния.

В экспериментах Адама и др. [210] капли примерно одинаковых размеров (радиусом от 60 до 500 мкм) сталкивались друг с другом со скоростями от 1 до 8 м/с. При скоростях соударения до 2,2 м/с всегда происходило слияние каплей радиусом 60 мкм с образованием одной устойчивой капли. При скоростях более 8 м/с наблюдалось дробление капли, образовавшейся после слияния. В этих пределах скоростей соударения заряды каплей до $1 \cdot 10^{-12}$ Кл не оказывали заметного влияния на вероятность их слияния. По-видимому, при больших скоростях соударения каплей влияние электрических сил на слияние не является доминирующим.

1.5. ВЛИЯНИЕ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ЗАРЯДОВ НА НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И СЛИЯНИЕ КАПЕЛЬ

При рассмотрении влияния сильных электрических полей на коэффициент эффективности соударения каплей было установлено, что оно весьма значительно, в особенности для каплей близких размеров. При этом принималось, что капли до момента соударения остаются сферическими. В действительности это предположение не оправдывается, так как под действием сильного электрического поля происходит значительное искривление поверхности. Локальное усиление поля в зазоре между каплями сперва вызывает слабое искривление поверхности, которое приводит к усилению поля и увеличению искривления и т. д. Вследствие этого рассмотрение взаимного движения каплей как твердых сфер до их полного соприкосновения теряет смысл. Расчеты сепаратрис, отделяющих траектории капелек, которые коагулируют с каплей, от траекторий капелек, не коагулирующих с ней, следует производить с учетом расстояния захвата, которое равно расстоянию между поверхностями сферических каплей в момент образования перемычки между ними. Поэтому выражение для коэффициента эффективности соударения каплей следует записать не в виде (9), а следующим образом:

$$K = \frac{(x + r + s)^2}{(R + r)^2}, \quad (20)$$

где s — длина перемычки между каплями. Предполагается, что в случае возникновения перемычки происходит коагуляция каплей, что для крупных каплей не всегда выполняется.

Для образования перемычки между заряженными каплями или каплями, находящимися в электрическом поле, требуется возникновение неустойчивости в зазоре между ними. Решение задачи о возникновении неустойчивости между каплями встречает большие трудности, поэтому рассмотрим сперва такую задачу для одной капли.

Задача об устойчивости заряженной капли была поставлена Релеем [480], который получил следующее выражение:

$$q_{\text{кр}} = \frac{16}{3} \pi r^3 T, \quad (21)$$

где $q_{\text{кр}}$ — критический заряд капли, при котором возникает неустойчивость; r — ее радиус; T — поверхностное натяжение.

Зелени [590] получил выражение для устойчивости заряженного эллипсоида вращения, у которого $c > a$ (c и a — полуоси эллипсоида):

$$q_{\text{кр}} = \frac{16}{3} \pi a^2 c T. \quad (22)$$

При $c = a$ (сфера) выражение (22) переходит в (21).

Зелени [590] предпринял попытку определить значение потенциала, который необходимо приложить к сфере для того, чтобы достигнуть неустойчивого состояния:

$$V^2 = 1,1 \cdot 10^{11} \pi r T. \quad (23)$$

Следовательно, критерием устойчивости капли является выражение типа

$$\frac{V^2}{aT} = C, \quad (24)$$

где C — некоторая постоянная.

При $C = 1,3 \cdot 10^{-12}$ получается хорошее согласие с результатами экспериментальных исследований. Однако это значение не соответствует значению, вычисленному согласно (23). Такое несоответствие обусловлено приближенным характером предположений, которыми Зелени воспользовался при выводе выражения (23). Он допускал, что не только в условиях равновесия, но и при его нарушении внутреннее давление компенсируется внешним давлением. Кроме того, оно было выведено для случая, когда сферонд мало отличался от сферы. Такие предположения оказываются неправильными для момента наступления разрушения поверхности капли и приводят к неверному результату для критического значения поля, так как в сильных электрических полях отклонение от сферической формы и разность внутреннего и внешнего давления могут быть весьма большими.

Тейлор [547] предпринял попытку получить выражение для критического поля незаряженной капли, при выводе которого учитывались форма в момент нарушения устойчивости и различие во внутреннем и внешнем давлении. При этом он рассмотрел два вида приближения. В первом виде приближения уравнения равновесия должны удовлетворяться на полюсах и экваторе сфероида, тогда как во втором они удовлетворяются только на полюсах, а на экваторе осуществляется баланс между внутренним давлением, поверхностным натяжением и общей силой, вызываемой электрическим полем, которая действует на половину сфероида.

Если введенные предположения о сфероидальном приближении при решении задачи о критическом поле, приводящем к разрушению капли, верны, то они должны дать близкие результаты. Различия между этими результатами представляют собой ошибки, соответствующие сфероидальному приближению. Тейлор получил, что разность между значениями, вычисленными для этих двух приближений, весьма невелика для величин отношения c/a от 1 до 7. Поэтому можно считать, что формулы, полученные на основании сфероидального приближения, являются корректными. Вид формул следующий:

$$E_{\text{кр}}(r_0/T)^{1/2} = C. \quad (25)$$

Для того чтобы определить значение C , при котором возникает неустойчивость капли, Тейлор вычислил изменение C в зависимости от отношения c/a . Он обнаружил, что с увеличением отношения c/a до 1,9 происходит рост значения C до $1,54 \cdot 10^5$. Для более высоких значений отношения c/a величины C начинают уменьшаться. Это означает, что при $C = 1,54 \cdot 10^5$ наступает неустойчивое состояние капли в однородном электрическом поле, критическая напряженность которого определяется из (25).

Тейлор [547] ограничился рассмотрением поведения капли во внешнем электрическом поле до момента наступления неустойчивости. Исследование поведения капли при наступлении неустойчивости на ее полюсах было выполнено численно Брезьером-Смитом и Леземом [242]. Вычисления были проведены в предположении сфероидального приближения для капли $r_0 = 2$ мм, $T = 7 \cdot 10^{-2}$ Н/м и степени деформации капли в поле напряженностью $E = 9,5 \times 10^5$ В/м $c/a = 1,9$. Такая напряженность всего на 4% выше критической напряженности, вычисленной согласно (25). Брезьер-Смит и Лезем обнаружили, что финальная стадия неустойчивости такой капли, завершающаяся выбросом капелек из полюсов, наступает через 6,22 мс после ее внесения в электрическое поле. Было получено, что максимальное отклонение внутреннего давления в капле от среднего в любой точке поверхности не превышает 2,5%, а между полюсом и экватором 1%. Этими данными подтверждается правильность принятых Тейлором допущений. Брезьер-Смит и Лезем также получили, что на поверхности капли развиваются капиллярные волны под действием электрического поля, что приводит к пульсационному характеру перемещения полюсов. Скорость их перемещения под действием электрического поля напряженностью $9,5 \cdot 10^5$ В/м находится в пределах 0,03—0,1 м/с. Скорость выбрасывания струйки из полюса значительно превышает скорость движения полюсов и оказывается порядка 1 м/с.

Теоретические исследования поведения капель в сильных электрических полях были выполнены не только для аэрозолей, но и для гидрозолой и эмульсий, например, Г. М. Панченковым и Л. К. Цабеком [153] и др.

Зелени [590] первым предпринял экспериментальные исследования устойчивости каплеобразной поверхности воды под действием электрических сил. Из капилляра, перпендикулярного металлическому диску, выдавливалась капелька в виде полусферы. Разность потенциалов создавалась между капилляром и диском. При повышении потенциала до критических значений происходила сильная осцилляция поверхности водяного мениска, завершающаяся отрывом мелких капелек и появлением тока. На поверхности капли обнаруживался тихий разряд. Зелени [591] получил, что при понижении давления до 800 мб требуется меньший потенциал для возникновения тока. Опыты показали, что развитие процесса определяется в основном переносом зарядов мельчайшими капельками, вырывающимися из поверхности жидкости. По грубой оценке радиусы капелек находятся в пределах 1—0,1 мкм.

Исследования Зелени повторил Инглиш [292], использовавший осциллограф вместо гальванометра, что позволило провести детальное изучение процесса. При наложении на капилляр с каплей на конце положительного потенциала, равного 6800 В, он обнаружил тонкую струю воды, вырывающуюся из капли, и светящиеся стримеры коронирования, которые, по-видимому, связаны с капельками струи, так как обнаруживались на некотором расстоянии от поверхности капли. При увеличении потенциала до 7100 В наблюдалось соответственное увеличение количества капелек, светимости и пульсаций тока. При переходе к отрицательному потенциалу образование струйки капелек происходило при 6700 В, т. е. при таком же значении, как и при положительном потенциале. Однако возникавшее свечение было значительно слабее, чем при положительном потенциале.

Оценка критической напряженности горизонтального электрического поля, вызывающего разрушение капель при их свободном падении, была выполнена Ноланом [461]. Он получил для капель радиусом от 1 до 2,1 мм в согласии с теорией, что критическая напряженность определяется из выражения $E_{кр}r_0^{1/2} = 3,8 \cdot 10^4$, где $E_{кр}$ выражено в В/м, или, считая $T = 7,2 \cdot 10^{-2}$ Н/м (исследования велись при комнатной температуре), из выражения $E_{кр}(r_0/T)^{1/2} = 1,44 \cdot 10^5$, где $E_{кр}$ — безразмерная величина. Значение безразмерного параметра, полученного Ноланом, близко к значению, вычисленному Тейлором [547].

Более полные экспериментальные исследования поведения капель воды в электрическом поле были выполнены Мекки [411]. Для капель радиусом от 0,85 до 2,54 мм он получил, что $E_{кр}(r_0)^{1/2} = 3,8 \cdot 10^4$, т. е. такое же значение, как и Нолан [461]. Значение безразмерного параметра, определяющего критическую напряженность поля, было получено также Аусманом и Бруком [217] для капель воды радиусом 1,2; 1,5 и 2,7 мм в пределах температур от 46 до -9° С. Оно оказалось равным $(1,46 \pm 0,10) \cdot 10^5$, т. е. хорошо согласуется с данными Нолана [461] и Мекки [411]. При уменьшении давления от нормального до 350 мб не наблюдалось

каких-либо различий в значениях критической напряженности поля независимо от размеров капель. Мекки обнаружил также, что струйки из положительного полюса капли длиннее и заметнее, чем из отрицательного (рис. 13).

Вильсон и Тейлор [574] исследовали разрушение мыльных пузырей в электрическом поле. Затем эти опыты повторил Мекки [410]. Вильсон и Тейлор получили, что $E_{кр}r^{1/2} = (3,67 \pm 0,1) \cdot 10^4$, тогда как Мекки получил значение, равное $3,4 \cdot 10^4$. Учитывая, что в пузыре поверхностное натяжение действует по внешней и внутренней поверхностям, необходимо для вычисления безразмерного критического параметра разрушения пузыря использовать значение $2T$. Тогда, если принять для раствора мыла $T = 2,8 \cdot 10^{-2}$ Н/м, согласно Вильсону и Тейлору этот параметр равен $(1,55 \pm 0,04) \times 10^5$, а согласно Мекки $1,43 \cdot 10^5$. Заметим, что значение, полученное Вильсоном и Тейлором, оказывается наиболее близким к значению, вычисленному Тейлором [547]: $1,56 \cdot 10^5$.

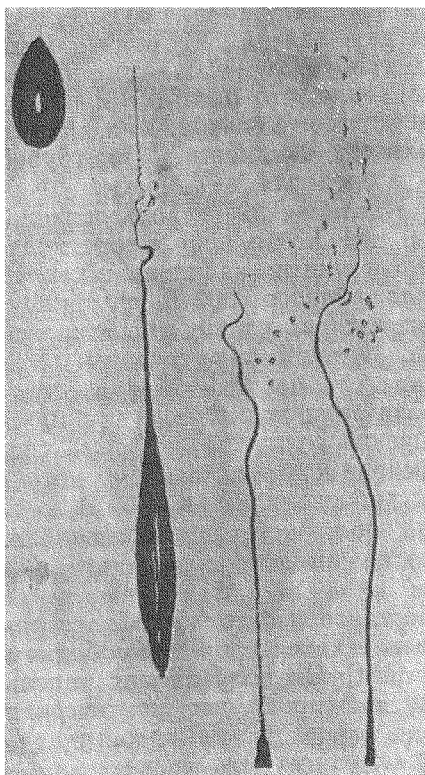


Рис. 13. Разрушение крупной капли в вертикальном электрическом поле.
По Мекки [411].

Проверка правильности представлений Релея [480] о существовании критического для устойчивости капли заряда, зависящего от поверхностного натяжения и радиуса, была предпринята Дойлем и др. [284]. Они измеряли напряженность поля плоского горизонтального конденсатора, необходимую для поддержания заряженной испаряющейся капли летучей жидкости неподвижной. Через примерно равные интервалы

времени приходилось резко повышать напряженность поля, так как происходила скачкообразная потеря заряда примерно на 30%. Эти скачки соответствовали моментам выброса из поверхности капель струйки мельчайших капелек, диаметром меньше 15 мкм. Число капелек находилось в пределах 1—10 и росло с увеличением размеров испаряющихся капель от 60 до 200 мкм. В пределах точности эксперимента для воды и анилина было получено вполне удовлетворительное согласие с формулой Релея (21). При этом знак заряда капелек не оказывал какого-либо влияния.

Берг и Джордж [229], повторив опыты Дойля и др. [284], подтвердили их результаты. При уменьшении диаметра вследствие испарения от 100 до 40 мкм заряженные капли становятся неустойчивыми в результате потери заряда. Однако были обнаружены не интенсивные скачки заряда, а сравнительно плавное его изменение. Берг и Джордж пришли к выводу, что при испарении из поверхности капли вырываются капельки весьма малых размеров — в несколько микрон, возможно, даже размеров тяжелых ионов. Большое различие в результатах Дойля и др., с одной стороны, и Джорджа — с другой, следует, по-видимому, искать в условиях постановки опытов. Дойль и др. [284] наблюдали каплю в однородном электрическом поле, а в опытах Берга и Джорджа [229] капля находилась в весьма неоднородном и к тому же переменном поле. В таком поле существуют благоприятные условия для возникновения неоднородностей в распределении зарядов на поверхности капли, что должно облегчить вырывание из нее мелких капелек вместо струек сравнительно крупных капелек.

Доусон [277], исходя из теоретических соображений, получил, что даже сравнительно небольшие внешние поля могут значительно повлиять на условия возникновения неустойчивости при испарении заряженных капель.

Все описанные выше эксперименты выполнялись при комнатной температуре. Представляло интерес получить данные для тех значений температуры, при которых в грозовых облаках еще наблюдаются крупные капли, т. е. примерно до -10°C . Такое исследование при температурах от 46 до -9°C для капель радиусом 1,2; 1,5 и 2,7 мм было выполнено Аусманом и Бруком [217]. Они получили качественное подтверждение требования, согласно которому с понижением температуры должен происходить рост критической напряженности поля неустойчивости капли, так как понижение температуры сопровождается увеличением поверхностного натяжения. Однако количественное согласие отсутствовало. Скорость изменения критической напряженности поля для капель радиусом 1,2 мм была примерно в 2 раза больше вычисленной, а для капель радиусом 2,7 мм — в 10 раз. Такие большие различия между экспериментальными и теоретическими данными они пытались качественно объяснить осцилляцией капель при падении в электрическом поле. Так, амплитуда осцилляции капли зависит от вязкости воды, которая в пределах температуры от 40 до -9°C изменяется в 4 раза. Кроме того, амплитуда сильно зависит от размеров капель.

До сих пор речь шла о неустойчивости незаряженных капель в электрическом поле. В грозовых облаках капли несут большие заряды, поэтому необходимо рассмотреть поведение крупных заряженных капель в электрическом поле. Такое теоретическое и экспериментальное исследование было выполнено Аббасом и Леземом [208]. На рис. 14 представлены результаты вычислений критической напряженности поля неустойчивости капель как функции заряда и размеров. Как видно из рисунка, существует заметная

зависимость критической напряженности поля неустойчивости капли от заряда, причем тем бóльшая, чем меньше размеры капель. Так, если для разрушения незаряженной капли с $r_0=1$ мм требуется $E_{кр} \approx 1,3 \cdot 10^6$ В/м, то для такой капли с зарядом $1,3 \times 10^{-10}$ Кл $E_{кр} \approx 10^6$ В/м, соответственно для капли с $r_0=2$ мм имеем $8 \cdot 10^5$ и $7,2 \cdot 10^5$ В/м. Экспериментальные исследования Аббаса и Лезема показали хорошее согласие с результатами вычислений как для положительных температур (20°C), так и для отрицательных (-8°C). Они пришли к выводу, что при точности

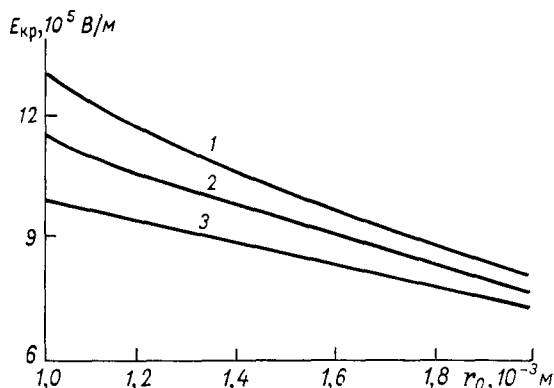


Рис. 14. Зависимость критической напряженности поля неустойчивости капель $E_{кр}$ от радиуса r_0 и заряда q . По Аббасу и Лезему [208].

Заряд q (Кл): 1) 0, 2) $7 \cdot 10^{-11}$, 3) $1,3 \cdot 10^{-10}$.

до 2% верно упрощенное выражение для условий нарушения равновесия заряженной капли в электрическом поле.

$$E_{кр} r_0^{1/2} = 4,1 \cdot 10^4 - 7,2 \cdot 10^{13} q. \quad (26)$$

Вибрация капель может привести к тому, что разрушение будет происходить при меньших напряженностях поля, чем требует теория. Исследования Биллингса и Холланда [234] показали, что в флуктуирующем поле требуется меньшая напряженность для разрушения капель, особенно малых размеров. Для оценки действия флуктуирующего поля можно использовать деформацию капель, определяемую как отношение полуосей c/a . Было получено, что для деформации капли радиусом 2,4 мм при $c/a=2$ в постоянном поле требуется напряженность около $9 \cdot 10^5$ В/м, тогда как в флуктуирующем — около $6 \cdot 10^5$ В/м.

При сближении двух капель в электрическом поле, которое для простоты можно выбрать параллельным оси, соединяющей их центры, происходит усиление поля в зазоре между ними. Если считать капли сферическими, то величину усиления поля можно определить по Девису (см. табл. 2). Но если поле достаточно сильное ($> 10^5$ В/м), то капли еще до сближения друг с другом приобретут форму эллипсов с длинной осью, расположенной в направлении поля. Это уже приведет к некоторому увеличению поля в зазоре между каплями по сравнению с рассчитанным для сфер. Кроме того, в зазоре появятся локальные искажения, имеющие

форму конуса, которые в свою очередь еще больше усилят поле, и его отклонение от рассчитанного для сфер окажется еще большим. Теоретическое решение вопроса об условиях наступления неустойчивости в зазоре между двумя заряженными или нейтральными каплями, находящимися в электрическом поле, оказывается чрезвычайно сложным, и пока что еще отсутствуют попытки такого решения даже в грубом приближении.

Лезем и Роксбург [385] теоретически рассмотрели более простую задачу о взаимодействии двух закрепленных капель, находящихся в вертикальном электрическом поле. Для определения критической напряженности поля, приводящей к разрушению поверхности капель в зазоре между ними, они использовали приближение Тейлора [547] и теорию Девиса [274] об усилении поля между твердыми проводящими сферами. Для проверки полученных теоретических предсказаний были выполнены эксперименты, в которых капли радиусом r_0 , прикрепленные к твердым стерженькам из изолятора, помещались в положительное вертикальное поле. В результате было получено вполне удовлетворительное согласие между экспериментальными и теоретическими кривыми зависимости безразмерного параметра $E_{кр}(r_0/T)^{1/2}$ от отношения s_0/r_0 (s_0 — начальное расстояние между вершинами капель в зазоре между ними до включения поля). Из этих данных следует, что с уменьшением s_0 происходит быстрое уменьшение значения безразмерного параметра, соответствующего нарушению равновесия между ними (табл. 10).

Таблица 10

Критическая напряженность поля $E_{кр}$, требуемая для разрушения водяных капель радиусом $r_0=1$ мм, длина зазора между которыми s_0 (c/r_0 — степень удлинения капли в направлении поля в момент разрушения). По Лезему и Роксбургу [385]

s_0/r_0	$E_{кр}(r_0/T)^{1/2}$	$E_{кр}, 10^2 \text{ В/м}$	c/r_0
0,5	$1,80 \cdot 10^5$	18 340	1,098
0,3	1,04	8 416	1,054
0,1	$2,49 \cdot 10^4$	2 019	1,019
0,08	1,87	1 514	1,015
0,05	1,02	1 035	1,009
0,03	$5,20 \cdot 10^3$	422	1,0053
0,01	1,24	100	1,0019
0,005	$4,96 \cdot 10^2$	40	1,0009
0,002	1,49	12	1,0004
0,001	$5,99 \cdot 10^1$	6	1,0002

Как из теории, так из опытов Лезем и Роксбург получили, что при расстоянии между каплями в 3—4 радиуса взаимодействие капель между собой настолько мало, что их можно рассматривать как независимые друг от друга. Но, как следует из табл. 10, на расстояниях, сопоставимых с радиусом, взаимодействие между

каплями становится уже достаточно ощутимым. При достаточном сближении капель, когда расстояния между ними составляют сотые и тысячные доли радиуса, взаимодействие настолько велико, что для того, чтобы вызвать разрушение поверхности в зазоре между каплями, требуются уже весьма небольшие напряженности поля.

Азад и Лезем [218] провели теоретическое и экспериментальное исследование разрушения пары капель одинакового размера, находящихся при равных, но противоположных по знаку потенциалах. Эта задача соответствует задаче о взаимодействии двух капель, заряженных равными, но противоположными по знаку зарядами. Когда две такие капли приближаются друг к другу, их поля начинают взаимодействовать, что приводит к значительному уменьшению потенциалов капель, требующихся для их разрушения. Азад и Лезем нашли вполне удовлетворительное согласие между результатами, полученными на основании теории, и экспериментальными данными. При рассмотрении фотографий последовательных стадий разрушения капель, укрепленных на двух вертикально расположенных стерженьках из изолятора, обнаружилось, что верхняя капля удлиняется значительно больше, чем нижняя, и что при разрушении часть воды переходит с верхней капли на нижнюю. Время, в течение которого происходило разрушение, составляло тысячные доли секунды. Фрайер [304] считает, что предположения о сфероидальности капли и о равенстве гидростатических давлений являются необоснованными. Азад и Лезем, согласившись с Фрайером, указали, что различие между теорией и экспериментом не превышает 15%, поэтому в этих пределах теорию можно считать удовлетворительной.

При всем интересе, который представляют теоретические и экспериментальные исследования Лезема и Роксбурга [385], Азада и Лезема [218], они не могут достаточно правильно характеризовать условия возникновения неустойчивости между двумя свободно падающими каплями. Поэтому рассмотрим качественно процесс слияния двух противоположно заряженных капель или капель, находящихся в электрическом поле, на основании экспериментальных исследований.

При сближении двух капель под действием электрических сил в зазоре образуется локальное конусообразное искривление на каждой из них (рис. 15). При сближении вершин конусов должен наступить такой момент, когда потенциал окажется достаточным для электрического пробоя прослойки воздуха между ними. Доказательство осуществления разряда при сближении капель перед их слиянием было получено в ряде исследований. Однако еще нет достаточно полных данных для окончательного решения вопроса о том, каким является этот разряд — искровым или коронным. Так, Сартор [494] допускал, что происходит искровой разряд. Но представления Сартора основывались на опытах, когда капли воды находились в масле и искривление поверхности капель было не очень значительным. Кроме того, искровой разряд не может

объяснить несоответствие между временем протекания разряда и временем релаксации заряда, рассчитанным по данным об электропроводности воды.

Исследования излучения световых и радиоволн при соударении противоположно заряженных капель, осуществленные Сартором [497], Миллером и др. [444], Аткинсоном и Палуч [214], привели к выводу, что разряд происходит за 10^{-9} — 10^{-12} с. Это время на много порядков меньше времени, которое требуется для стекания заряда с водяной капли, если учитывать электропроводность воды. Выполненные Миллером и др. [444] тонкие опыты по изучению спектра излучения вспышки, обнаруживаемой при соударении капель, позволили им предположить, что в момент разряда происходит сильная ионизация воздуха, прилегающего к поверхности капли. Поэтому стекание заряда с поверхности капли обеспечивается не электропроводностью воды, а электропроводностью сильно ионизированного воздуха в непосредственной близости к поверхности капли. Такое предположение находит подтверждение в опытах Сартора и Аббота [498] по переносу заряда между нейтральными каплями в электрическом поле. Они установили, что при соударении капель при потенциалах, меньших некоторого критического значения, величина переносимого заряда зависит от электропроводности воды. При потенциалах, превышающих критический, такая зависимость не обнаруживается. Эти результаты приводят к предположению, что при потенциалах выше критического происходит интенсивная ионизация воздуха вблизи капли и величина переносимого заряда не зависит от электропроводности воды.

Процесс образования перемычки между каплями под действием электрических сил занимает время, по данным опытов Сартора и Аббота [498], В. А. Дячука [43, 44], порядка 10^{-5} с. Так, согласно Дячуку, перемычка появляется за время, меньшее $2 \cdot 10^{-4}$ с (время между последовательными кадрами при скоростном фотографировании слияния капель). Следовательно, разряд

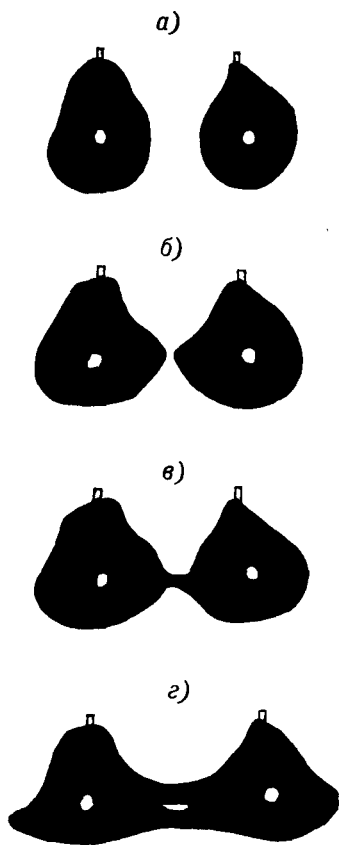


Рис. 15. Слияние капель радиусом 1,25 мм в горизонтальном электрическом поле напряженностью $8 \cdot 10^5$ В/м. Скорость съемки 4500 кадров/с. По В. А. Дячуку и др. [47].

Интервалы времени между снимками: а — момент включения поля, б — через $7 \cdot 10^{-3}$ с, в — через $2 \cdot 10^{-4}$ с, г — через $5 \cdot 10^{-3}$ с.

между каплями и нейтрализация зарядов в зазоре протекают за время, значительно меньшее, чем время образования перемычки. В случае капель, заряженных равными и противоположными зарядами, происходит нейтрализация зарядов, и электрические силы, вызывающие притяжение капель друг к другу и образование локальных искривлений поверхности в зазоре, исчезают. Дальнейшее движение капель должно происходить по инерции и тормозиться сопротивлением воздуха. Скорость движения капель невелика — несколько сотых м/с. Поэтому если расстояние между каплями, которые при отсутствии электрических сил можно считать сферическими, составляет около 10^{-4} м, то время, требующееся для соприкосновения капель, будет порядка 10^{-2} — 10^{-3} с, что значительно превышает время образования перемычки. Объяснение этого расхождения можно получить исходя из предположения, что еще до момента образования разряда между каплями возникает неустойчивость в зазоре, приводящая к выбрасыванию струек воды из конусообразных заострений.

При слиянии двух капель, расположенных в электрическом поле, также должен происходить разряд между локальными конусообразными искривлениями в зазоре до момента образования перемычки. При этом чем больше будет напряженность поля, тем значительнее будут искривления и тем раньше наступит разряд. Брезиер-Смит и Лезем [242] по данным вычислений на ЭВМ пришли к выводу, что скорость вылета струи при наступлении неустойчивости на полюсах одной капли, находящейся в электрическом поле, около 1 м/с. Они определили эту скорость по данным Сартора и Аббота [498] о скорости образования перемычки между двумя каплями радиусом 780 мкм в поле $3,85 \cdot 10^5$ В/м и получили такое же значение. Дячук [43] для двух капель радиусом 1250 мкм, подвешенных на тонких капроновых нитях в поле $5 \cdot 10^5$ В/м, также получил значение, несколько превышающее 1 м/с. После разряда в зазоре между поляризованными каплями происходит выравнивание потенциала. Поэтому если бы неустойчивость в зазоре не возникала до момента разряда, то она после разряда не могла бы возникнуть и перемычка не должна была бы образоваться.

Так как длина перемычки s сказывается на коэффициенте эффективности соударения капель, то представляет интерес исследовать ее зависимость от напряженности поля E_0 . Такое исследование было проведено Дячуком и др. [47]. Под длиной перемычки понимается разность между расстоянием от центра одной капли до центра другой в момент слияния и суммой их начальных радиусов. Капли в поле могут начать свое сближение с разных начальных расстояний между их стенками (s_0), поэтому сперва была исследована зависимость s от s_0 для некоторого постоянного E_0 . Для капель с $r=1,2 \div 1,3$ мм и $E_0=2,5 \cdot 10^5$ В/м в широких пределах значений s (от $2,6 \cdot 10^{-4}$ до $9,8 \cdot 10^{-4}$ м) длина перемычки s_0 оказалась постоянной и равной $2,25 \cdot 10^{-4}$ м с точностью до 2%. Затем для капель тех же размеров была получена зависимость

длины перемычки от напряженности поля. Как видно из графика рис. 16, на осях которого отложены логарифмы s и E_0 , с увеличением напряженности поля происходит значительное увеличение длины перемычки. Так, если для $E_0 = 1 \cdot 10^5$ В/м $s = 0,85 \cdot 10^{-4}$ м, то для $E_0 = 5 \cdot 10^5$ В/м $s = 10,9 \cdot 10^{-4}$ м, т. е. длина перемычки сопоставима с размерами капель. В этих опытах Дячук подтвердил предположение Брезиера-Смита и Лезема [242] о возникновении капиллярных волн на капле, находящейся в сильном электрическом поле.

Из вышерассмотренного вытекает, что коэффициент эффективности соударения сильно заряженных капель или капель в сильных электрических полях следует вычислять не по формуле $K = (x+r)^2 / (R+r)^2$, а по формуле $K = (x+r+s)^2 / (R+r)^2$. Но даже при слабых зарядах на каплях и при слабых электрических полях необходимо учитывать образование перемычки между капельками облачных размеров¹. Это позволит определить, какое приближение уместно использовать при решении уравнений движения капелек относительно друг друга. Во всяком случае, из-за образования перемычки под действием электрических сил должно отсутствовать ограничение для соударения капелек любых размеров, налагаемое теорией гравитационной коагуляции.

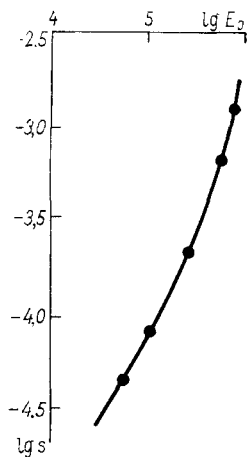


Рис. 16. Зависимость длины s перемычки между двумя каплями от напряженности E_0 горизонтального электрического поля. По В. А. Дячуку и др. [47].

1.6. КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ КАПЕЛЬ ВОДЫ

Когда вершина мощных кучевых облаков оказывается в области низких отрицательных температур, происходит замерзание капелек, что приводит к изменению условий роста частиц и электризации. Поэтому до рассмотрения особенностей роста ледяных частиц в облаках представляется целесообразным ознакомиться с процессами кристаллизации переохлажденных капелек и влиянием на них электрических сил.

Для лучшего понимания процессов кристаллизации рассмотрим сперва некоторые вопросы строения воды и льда.

1.6.1. Строение воды и льда

Строение молекул воды, так же как структура жидкой воды и льда, исследовалось с помощью различных методов — оптической спектроскопии, комбинационного рассеяния световых лучей,

¹ Вероятно, это обстоятельство ограничивает целесообразность уточнения расчетов сближающихся капель как твердых сфер при использовании приближений высших порядков.

дифракции рентгеновских лучей, электронов и нейтронов. Однако еще и сейчас нет полной ясности относительно структуры воды, особенно в жидкой фазе. Причиной этого являются необыкновенные свойства воды, являющейся аномальным веществом во многих отношениях.

В твердой фазе вода также обладает аномальными свойствами. Поражает огромное разнообразие форм ледяных кристаллов (снежинок) в атмосфере. В атмосферных условиях существует только одна из возможных кристаллических структур льда — гексагональная, тогда как при температурах ниже -70°C кристаллы льда приобретают кубическую структуру, при еще более низких температурах лед вообще теряет свою кристаллическую структуру — он становится аморфным.

Молекулярный вес обычной воды 18 молей. Однако из-за существования трех изотопов водорода и шести изотопов кислорода может образоваться большое число разновидностей воды, из которых в природных условиях встречается в очень небольших количествах практически только тяжелая вода с дейтерием (H^2 или D) D_2O и HDO . В природной воде (дождевой, речной и т. п.) содержится около 0,02% тяжелой воды. Поэтому на строение атмосферной воды присутствие тяжелой воды не оказывает какого-либо заметного влияния.

При объединении атомов в молекулы могут возникнуть ионные или полярные связи, а чаще всего те и другие одновременно (Н. Д. Соколов [172]). В случае ионной связи атом, у которого на внешней орбите имеется избыток электронов, соединяется с атомом, на внешней орбите которого имеется недостаток электронов. Типичной является реакция соединения атомов Na и Cl с образованием ионов Na^+ и Cl^- . В случае полярной связи происходит объединение орбит электронов вокруг протонов атомов, входящих в состав молекулы; к такому типу принадлежат и молекулы воды.

Вода является полярным веществом, т. е. ее молекулы представляют собой электрические диполи с моментом $6,1 \cdot 10^{-30}$ Кл · м. Вследствие этого расположение атомов водорода в молекуле воды не может быть линейным и симметричным относительно атома кислорода. Асимметричное линейное расположение атомов водорода также невозможно, ибо такая молекула воды оказывается неустойчивой. Поэтому необходимо предположить, что атомы расположены в вершинах равнобедренного треугольника с одинаковыми сторонами $\text{O}-\text{H}$. На основании экспериментальных исследований было установлено, что длина сторон $\text{O}-\text{H}$ в треугольнике равна $0,96 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$), а угол между этими сторонами составляет $104^{\circ} 31'$. Длина стороны $\text{H}-\text{H}$ равна $1,52 \text{ \AA}$.

В газообразном состоянии вода содержит в основном отдельные молекулы, но какая-то часть их соединяется в комплексы по две молекулы или более. Так как электронное облачко атома водорода только частично захватывается своим атомом кислорода, то атом водорода со стороны открытого конца проявляется как слабый положительный заряд, который и притягивается к атому кис-

лорода другой молекулы (рис. 17). Эту связь называют протонной или водородной. Протонная связь много слабее полярной. Вследствие этого образование ассоциированных молекул воды носит статистический характер и длительность существования комплекса весьма мала — порядка 10^{-8} с. Закономерности образования таких комплексов в атмосфере были исследованы В. Я. Никандровым [151].

В жидком состоянии плотность упаковки молекул воды весьма велика. Поэтому вероятность ассоциации молекул возрастает. Так как плотность жидкой воды мало зависит от давления, вероятность ассоциации молекул зависит только от температуры. При

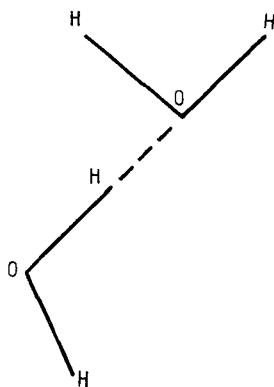


Рис. 17. Строение $(\text{H}_2\text{O})_2$.

Полярная связь — сплошная линия, водородная (протонная) связь — штриховая линия.

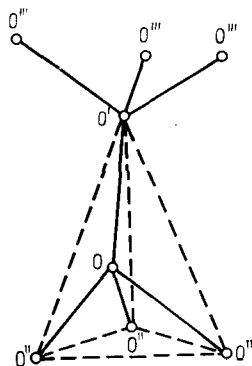


Рис. 18. Тетраэдрическая структура кристаллической решетки льда.

температурах воды, близких к 0°C , образуются комплексы из пяти-шести молекул.

Исследования кристаллов льда рентгеновскими лучами показали, что в кристаллической решетке каждый атом кислорода окружен четырьмя другими атомами кислорода. При равном расстоянии «периферийных» атомов кислорода от «центрального» образуется тетраэдр (рис. 18); внутренние углы тетраэдра должны быть равны $109^\circ 28'$. Каждый «периферийный» атом может играть роль «центрального», в результате чего образуется кристаллическая решетка льда. Надо полагать, что в жидкой фазе при температурах, близких к 0°C , упомянутые комплексы из пяти молекул также образуют тетраэдры, своего рода жидкие кристаллы.

Из исследований дифракции нейтронов в кристаллах льда было получено, что атомы водорода располагаются на расстоянии 1 \AA от атомов кислорода. Энергия связи каждого атома водорода с ближайшим атомом кислорода совершенно одинакова, поэтому при переходе одного из атомов водорода на место, ранее занятое другим, их энергия не изменяется. Такой переход возможен только

в том случае, если появляется внешнее воздействие в виде электрического поля, нагревания и т. п. и атом получает необходимую энергию для перехода. Но возможны также спонтанные переходы вследствие так называемого «туннельного» эффекта, при которых дополнительная энергия может быть меньше энергии перехода атома водорода из одного положения в другое.

Пусть при наложении внешнего электрического поля произойдет перемещение одного из атомов водорода по линии связи $O-O$ из одного положения в другое. Тогда первый атом кислорода потеряет ион водорода, а второй приобретет. Вследствие этого появится диполь $O^-—O^+$. Восстановление равновесия произойдет в том случае, если в эту пару $O^-—O^+$ перескочит ион водорода из другой пары, и т. д. В результате появится электрический ток. Таким образом, электропроводность чистого льда можно объяснить переходом ионов водорода под действием внешнего электрического поля, т. е. лед имеет протонную проводимость.

На поверхности ледяных кристаллов молекулы находятся в несколько особом состоянии, чем во внутренних частях. У этих молекул некоторые связи отсутствуют, и у них дополнительно к колебательным появляется возможность совершать вращательные движения. Вследствие этого на поверхности ледяных кристаллов должен существовать молекулярный квазижидкий слой, проводимость которого должна быть выше проводимости собственно ледяного кристалла.

1.6.2. Физические основы и некоторые экспериментальные исследования кристаллизации переохлажденных капель воды

Свойство воды находиться в переохлажденном состоянии установлено более двух столетий тому назад. Были выполнены многочисленные исследования, которые привели к представлению, что замерзание масс и капель переохлажденной воды является вероятностным процессом. Для возникновения твердой фазы в переохлажденной воде необходимо образование зародыша — устойчивого комплекса молекул с льдоподобной решеткой, способного расти, создавая ледяной кристалл. В переохлажденной воде твердые нерастворимые частицы субмикронных размеров могут служить ядрами кристаллизации. Вероятность образования зародыша твердой фазы на поверхности нерастворимой частицы будет зависеть от подобия строения вещества частицы и льда и температуры переохлаждения. Вероятность замерзания капли воды будет зависеть, кроме того, от ее объема.

В чистой воде ядрами замерзания могут служить комплексы молекул воды, имеющие структуру льда, которые спонтанно возникают в ней. Вероятность спонтанного возникновения ядер замерзания зависит от температуры переохлаждения. Из теории фазовых превращений (например, Я. И. Френкель [185]) вероятность спонтанного образования зародыша за единицу времени в еди-

нице объема переохлажденной воды равна

$$w = A e^{-\frac{u + W_c}{kT}}, \quad (27)$$

где u — энергия активации самодиффузии молекул; W_c — работа образования зародыша; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; A — коэффициент пропорциональности.

По Л. Г. Качурину [79], вероятность кристаллизации монодисперсного аэрозоля пропорциональна вероятности образования зародыша w , объему V , занимаемому жидкостью, и времени τ :

$$W = wV\tau. \quad (28)$$

При этом предполагается, что капелька, в которой возник зародыш, мгновенно кристаллизуется. В результате вычислений Качурин получил зависимость времени кристаллизации для капелек монодисперсного аэрозоля от температуры переохлаждения (рис. 19).

Из рисунка следует, что время замерзания аэрозоля, состоящего из капель радиусом около 1 мм, при температуре около -10°C составляет секунды. Для этого же времени замерзания, но для капель радиусом 10 мкм требуется уже температура около -21°C . Туман с еще меньшими капельками, радиусом 1 мкм, может быстро замерзнуть только при температурах ниже -40°C . Качурин [80] рассчитал также скорость замерзания полидисперсных аэрозолей.

На результаты экспериментальных исследований замерзания переохлажденных капель большое влияние оказывает чистота воды и окружающего воздуха, а также вещество подложки или подвески капель. В большинстве ранних опытов на эту сторону вопроса обращалось недостаточно внимания.

В ряде опытов, выполненных в последнее десятилетие, более низкие температуры замерзания капель получались в тех случаях, когда применялась более чистая вода и более чистый воздух. Опыты с капельками микронных размеров из чистой воды и с тщательно очищенным воздухом привели к выводу, что температура спонтанной кристаллизации равна около -41°C . Было обнаружено, что зависимость температуры замерзания капель чистой

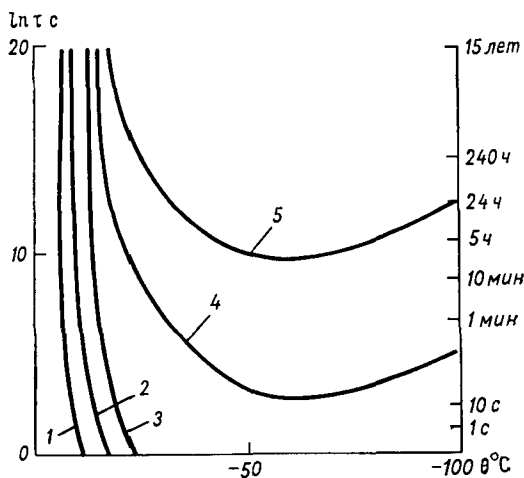


Рис. 19. Зависимость времени кристаллизации τ половины капель от температуры θ . По Л. Г. Качурину [79].

Радиус капель (мм): 1) 10, 2) 10^{-1} , 3) 10^{-2} , 4) 10^{-3} , 5) 10^{-4} .

воды от их размеров выражена сравнительно слабо. Так, капли радиусом до 100 мкм имели среднюю температуру замерзания около -35°C , а капли радиусом до 1 мм удавалось переохлаждать до температуры ниже -30°C .

Существует предположение, что температура замерзания капель зависит от скорости их переохлаждения. Однако тщательные опыты по замерзанию капель диаметром 2,7 мм показали, что при увеличении скорости охлаждения почти на порядок температура замерзания понижается менее чем на $0,5^{\circ}\text{C}$ [552].

На вероятность кристаллизации должна также оказывать влияние скорость падения частиц, так как с ее ростом увеличивается вероятность захвата ядер кристаллизации. В. А. Дячук [42] проводил опыты по замерзанию капель радиусом 1—1,5 мм в воздухе, в котором наблюдались ледяные кристаллы. Когда их содержание в потоке было небольшим, при скорости потока 6 м/с и температуре -6°C только 62% капель переохлаждалось до этой температуры, а остальные замерзали при более высокой температуре, при температуре -10°C 22%, а при -12°C уже 0%.

В связи с возможным действием грозových разрядов на кристаллизацию переохлажденных капель возникла необходимость исследовать влияние механических воздействий и адиабатического расширения воздуха на их замерзание. Гойер и Плустер [317] создавали ударные волны в переохлажденном тумане. При температурах ниже -36°C наблюдалась кристаллизация, которую, как они считают, обуславливает адиабатическое расширение влажного воздуха. Расчеты показали, что при ударе молнии адиабатическое охлаждение вблизи канала является недостаточным для того, чтобы вызвать кристаллизацию. Гойер [315] пришел к выводу, что в радиусе около 6 м от канала молнии все капли диаметром, превышающим 1 мм, претерпевают грибообразное разрушение¹, что, согласно Кенигу [367], облегчает их замерзание и образование ледяных частиц.

1.6.3. Влияние электрических сил на кристаллизацию переохлажденных капель

Влияние зарядов и электрического поля грозových облаков на кристаллизацию переохлажденных капель может проявляться двояким образом. Во-первых, может осуществляться непосредственное влияние электрических сил на состояние переохлажденных капель, приводящее к их кристаллизации при более высоких температурах, чем при отсутствии этих сил. Во-вторых, электрические силы могут влиять на частоту поступления на поверхность переохлажденных капель активных ядер кристаллизации, что может привести к увеличению вероятности кристаллизации капель при данной температуре переохлаждения.

¹ Капля в момент разрушения принимает форму гриба с утолщенными краями.

Первые исследования влияния электрического поля на замерзание переохлажденных капель воды были выполнены еще в 1861 г. Дюфо, который обнаружил положительный эффект. Он помещал каплю дистиллированной воды в смесь масел и хлороформа таким образом, чтобы плотность смеси была равна плотности воды. При разрядах катушки Румкорфа через каплю происходило ее внезапное замерзание. Но Дюфо считал, что причиной замерзания является действие не электрических сил, а механических.

Начиная с 50-х годов нашего столетия был выполнен ряд исследований в этом направлении, которые, однако, не позволяют в достаточной степени прояснить сущность вопроса, так как результаты экспериментов не являются однозначными. Так, Рау [478] помещал капли переохлажденной воды на полированную хромированную подложку при температурах от -4 до -7°C . Когда создавалось поле напряженностью $(2 \div 6) \cdot 10^6$ В/м и возникал искровой разряд, происходило замерзание капель. Рау пытался объяснить действие электрического поля его ориентирующим влиянием на дипольные моменты молекул воды.

Шефер (см. в [475]) исследовал поведение переохлажденных капель воды, находящихся на поверхности пластика, в поле, создаваемом катушкой Тесла, т. е. в переменном поле с частотой в несколько килогерц. При искровом разряде обнаруживался положительный эффект. Однако, когда подобные опыты были повторены в облаке переохлажденных капелек, находящихся в холодильной камере, кристаллизация не наступила.

Солт [493] помещал капли объемом $2 \cdot 10^{-8}$ м³, находящиеся на алюминиевой подложке, в холодильную камеру. При отсутствии электрического поля кристаллизация капель наступала при температурах не выше -10°C . При включении переменного поля с частотой 60 Гц и напряженностью до $1,5 \cdot 10^6$ В/м температура кристаллизации повышалась до -6°C . Солт, так же как и Рау, пытался объяснить действие электрического поля ориентацией молекул воды. Бланшар [238], возражая Солту, считает, что причиной влияния электрического поля является образование при разрядах загрязнений в воздухе, окружающем каплю. Электрическое поле способствует также увеличению скорости попадания активных ядер кристаллизации на поверхность капли.

В опытах Бхадра [231] капли диаметром 1,7—2,5 мм помещались между металлическими дисками в поле напряженностью $1,6 \cdot 10^5$ В/м. Бхадра получил результаты, противоположные приведенным выше. Так, капли в электрическом поле замерзали при более низкой температуре, причем для этого требовалось больше времени, чем без поля.

Из приведенных выше исследований можно заключить, что для влияния на кристаллизацию переохлажденных капель требуются электрические поля, напряженность которых по крайней мере не меньше критической, обуславливающей их разрушение. Действительно, попытки В. М. Мучника и Ю. С. Рудько вызвать замерзание

переохлажденных капель диаметром около 2 мм, подвешенных на термопаре, электрическим полем напряженностью до 10^5 В/м не увенчались успехом. Лишь в отдельных случаях при температурах переохлаждения ниже -6°C включение поля приводило к внезапной кристаллизации капель.

Так как существовала неясность относительно причин, вызывающих кристаллизацию переохлажденных капель, то Пруппахер [475] предпринял исследование, целью которого было установить, что влияет на кристаллизацию: непосредственно электрическое поле или токи коронного разряда. Кроме того, он повторил упомянутые выше эксперименты для того, чтобы убедиться в их достоверности. Так, он помещал капли дистиллированной деионизированной воды на подложку из полиэтилена. Капли, переохлажденные до -5 , -7°C , при приближении к ним заряженного тренинга стержня из тефлона и при проскакивании искры замерзали. Такой же эффект наблюдался в поле катушки Тесла, создающей колебания частотой 3—4 МГц и напряжением $(4 \div 5) \cdot 10^4$ В, когда капли находились на гидрофобной поверхности при температуре -4°C , т. е. при такой температуре, при которой они без поля не замерзали.

Пруппахер [475] помещал капли дистиллированной деионизированной воды в трубки из полиэтилена, плексигласа, полихлорвинила или тефлона. В некоторых случаях капли находились в жидком масле (силиконовом, парафиновом). Таким образом, на капли действовало только электрическое поле, а не коронный разряд и не влияли условия, создаваемые им в воздухе. При отсутствии электрического поля капли во всех опытах замерзали при температурах ниже -10°C . В электрическом поле напряженностью выше $3 \cdot 10^5$ В/м появлялась некоторая вероятность замерзания капель, находящихся в трубках с воздухом, при температуре -4°C ; вероятность достигала 100% при напряженности поля $1,5 \cdot 10^6$ В/м. Замерзание всегда начиналось на границе трех фаз: вода—воздух—пластик. Интересно, что веточки дендритов, прорастающих при кристаллизации, ориентировались в направлении поля. Такое же влияние, как и постоянное поле, оказывало переменное поле в пределах от 60 Гц до 3—4 МГц. По-иному вели себя капли, которые плавали в масле. Они замерзали только тогда, когда поле имело достаточную напряженность для нарушения их устойчивости. Когда такие капли в поле разрушались и касались пластика, то они замерзали при -4°C , но при этом мельчайшие капельки, которые вырывались из них, оставались жидкими. Вместе с тем в трубочках, целиком наполненных водой, замерзание не наступало даже при температуре -15°C и напряженности поля $3 \cdot 10^6$ В/м. Если же в воде оказывался пузырек воздуха или капелька масла, то замерзание наступало при -4°C .

На основании описанных экспериментов Пруппахер пришел к выводу, что влияние электрического поля на кристаллизацию воды существует, но оно не обусловливается ориентацией молекул и частицами, которые образуются в результате разряда. Кристал-

лизация воды имеет место только в том случае, когда происходит деформация поверхности раздела вода—воздух или вода—масло и при этом осуществляется смещение воды по поверхности твердой подложки. Таким образом, Пруппахер считает обязательным условием проявления влияния электрического поля на кристаллизацию воды присутствие твердого тела. Механизм этого влияния заключается, согласно Пруппахеру, в том, что под действием больших зарядов, которые образуются на поверхности твердого тела при разрыве поверхности жидкости, в ней возникают комплексы молекул, соответствующие строению льда и играющие роль ядер кристаллизации.

Подтверждение представлений Пруппахера [475] получили Т. Г. Габарашвили и Н. В. Глики [26]. В верхнюю часть вертикальной плоской кюветы с водой, переохлажденной до -3°C , они опускали кристаллы холестерина и нафталина. Первое вещество является кристаллизующим реагентом, повышающим температуру замерзания воды, тогда как второе таковым не является. При опускании незаряженного кристалла нафталина при -3°C кристаллизация воды не наблюдалась. Если на кристалл подавался потенциал -3000 В , то кристаллизация начиналась на его поверхности и распространялась в глубь воды. При потенциале $+3000\text{ В}$ кристаллизация не наблюдалась. Незаряженный кристалл холестерина вызывал кристаллизацию при -3°C , а при потенциале -3000 В уже при -1°C . Потенциал $+3000\text{ В}$, наоборот, снижал температуру кристаллизации до -5°C . Из этих экспериментов следует, что электрические силы влияют на расположение молекул воды вблизи поверхности твердого тела таким образом, что приводят к возникновению льдоподобных структурных образований, которые вызывают кристаллизацию воды. При этом отрицательное поле способствует возникновению водородных связей между молекулами и образованию льдообразных молекулярных комплексов, тогда как положительное поле разрушает водородные связи и противодействует образованию таких комплексов.

Результаты экспериментальных исследований Рулло [490] с каплями дистиллированной воды диаметром $0,5\text{ мм}$, находящимися на поверхности стеклянной пластинки, погруженной в силиконовое масло, в электрическом поле напряженностью от $1 \cdot 10^5$ до $9 \cdot 10^5\text{ В/м}$ не противоречат представлениям Пруппахера. Рулло обнаружил, что с повышением напряженности поля температура замерзания капель повышается. Однако из опытов с туманом, образовавшимся в камере при адиабатическом расширении, было получено, что при повышении напряженности поля от $1 \cdot 10^5$ до $5 \cdot 10^5\text{ В/м}$ также наблюдалось увеличение вероятности замерзания капелек, которое определялось по числу образовавшихся и выпавших ледяных кристаллов. В этом случае замерзание капелек происходило без соприкосновения воды с твердым телом.

В какой-то степени подтверждением представлений Пруппахера [475] о необходимости присутствия всех трех фаз для вызывания кристаллизации капель при разрушении в электрическом поле

являются также результаты экспериментов Аусмана и Брука [217]. Они сообщили, что при воздействии электрическим полем вплоть до критических напряженностей не обнаруживалось увеличение вероятности кристаллизации капель радиусом 1,2; 1,5 и 2,7 мм при отрицательных температурах до -9°C при их свободном падении.

К совершенно противоположным выводам по сравнению с Пруппахером [475] и Аусманом и Бруком [217] пришли Аббас и Лезем [209]. Они исследовали поведение переохлажденных капель радиусом от 1,06 до 1,34 мм, подвешенных на стерженьках из изолятора в холодильной камере, при воздействии на них электрическим полем или механическим встряхиванием. В результате было получено, что если при температурах от 0 до -22°C происходит разрушение капель под действием электрических или механических сил с образованием нитей, то оно сопровождается кристаллизацией капель. Аббас и Лезем считают, что при этом не происходит смещение капли относительно стерженьков и что это смещение вообще не играет существенной роли в замерзании капель. Такой вывод следует из данных, которые были ими получены. Например, за 5-минутные интервалы вероятность замерзания капель в электрическом поле, не достигающем критических значений, или при интенсивном механическом встряхивании при температурах переохлаждения -5 , -10 , -15 и -20°C равна: 0; 0,02; 0,07 и 0,18 соответственно. Если же капли подвергались разрушению электрическим полем или их поверхность разрушалась с помощью изолированной нити или проводящей проволочки, то для указанных значений температуры была получена вероятность замерзания 0,44; 0,62; 0,75; 0,88 и 0,25; 0,44; 0,50, 0,58 соответственно. Следовательно, для одной и той же температуры переохлаждения вероятность замерзания капель данных размеров наибольшая при разрушении силами электрического поля, несколько меньше при разрушении механическими силами и сравнительно мала при отсутствии разрушения поверхности капель или образования водяных нитей.

В дополнение к описанным опытам следует упомянуть об экспериментах Кенига [367]. Он разрушал переохлажденные капли диаметром около 3 мм, подвешенные на петельке, струйкой воздуха таким образом, чтобы имитировать грибообразное разрушение. В результате при температурах переохлаждения от -6 до -15°C в камере наблюдалось появление ледяных кристаллов. В этом случае в верхней части «гриба» образуется тончайшая водяная пленка, в несколько десятков молекулярных слоев, при разрушении которой образуются водяные нити.

Для объяснения результатов своих экспериментов Аббас и Лезем [209] привлекают представление Леба [400] о роли тонких переохлажденных водяных нитей в образовании ядер кристаллизации. Леб указывает, что, когда образуются из полярных молекул агрегаты, размеры которых порядка 10^{-8} м, поверхностное натяжение уже не в состоянии придать агрегату капельную форму. Агрегаты в этом случае приобретают форму мельчайших кристал-

литов. Заряженный кристаллит имеет соответственно ориентированное поле, которое влияет на эффективные водородные связи, и будет действовать как ядро кристаллизации. Поэтому появление тонких нитей переохлажденной воды в электрическом поле способствует образованию заряженных кристаллитов и увеличивает вероятность замерзания капель. Возможно, что кристаллиты появляются и при разрушении тонких водяных пленок, как это происходит при грибообразном разрушении капель.

Лезем [377] считает, что при слиянии капель даже в слабых электрических полях между ними образуется водяная нить, в которой могут возникнуть кристаллиты. В результате произойдет замерзание обеих капель. В подтверждение Лезем приводит част-

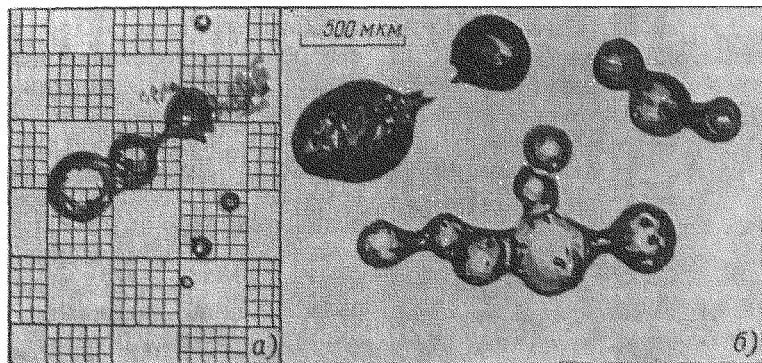


Рис. 20. Гантелеобразные замерзшие капельки. По Лезему [377].

а — в облаках над Карибским морем при температуре около -5°C , согласно Ми (одно маленькое деление соответствует 20 мкм); *б* — в электрическом поле в лабораторных условиях, согласно Смигу.

ное сообщение Смита об опытах по взаимодействию переохлажденных капель, падающих в электрическом поле; в этих опытах капли замерзали с образованием перемычки между ними (рис. 20). На рис. 20 приведены фотографии таких же замерзших капель, которые наблюдал в облаках Ми при температурах выше -5°C [377].

Аббас и Лезем [209] выполнили опыты по замерзанию капель с различным содержанием растворимых газов. Они установили, что вероятность замерзания капель, разрушаемых электрическим полем и насыщенных хорошо растворимыми газами (CO_2 и SO_2), выше, чем капель, находящихся в равновесии с воздухом, и значительно выше, чем капель, не находящихся под воздействием поля.

Несмотря на значительные различия результатов экспериментальных исследований действия электрических сил на кристаллизацию переохлажденных капель, можно считать, что такое влияние существует. Но есть еще необходимость в проведении дальнейших исследований.

1.6.4. Особенности замерзания капель воды, вторичные ядра замерзания и влияние электрических сил на их эффективность

Рассмотрение некоторых аспектов образования дождя показало, что в облаках недостает ядер кристаллизации, необходимых для обеспечения наблюдаемых концентраций капель. Различие

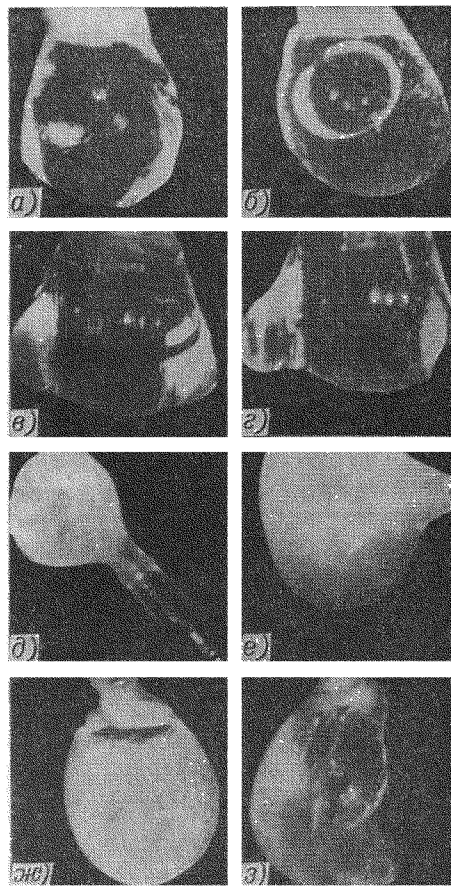


Рис. 21. Деформация капель воды при замерзании. По В. М. Мучнику и Ю. С. Рудько [139].

между числом наблюдаемых и требующихся ядер кристаллизации составляет по крайней мере два порядка величины. Вторичными ядрами кристаллизации могут быть осколки дендритных кристаллов, ледяные осколки, вырывающиеся из капель при их замерзании, и осколки «усиков», которые образуются при испарении частиц льда. Ледяные кристаллы, вступая в соприкосновение с переохлажденными каплями, вызывают их немедленное замерзание. Если коэффициент размножения ледяных кристаллов будет больше единицы, то можно ожидать распространения фронта кристаллизации на все облако.

Замерзание капель сопровождается разрушением поверхности, при котором из нее вырываются мельчайшие ледяные осколки, или разрушением капель на значительно более крупные осколки. Причинами деформации и разрушения замерзающих капель являются натяжение в ледяной оболочке и давление, развивающееся внутри капли. Замерзание переохлажденных капель всегда начинается с поверхности, за исключением тех случаев,

образуется толстая ледяная оболочка. Кристаллизация происходит настолько быстро, что заметная деформация поверхности не обнаруживается (рис. 21 ж). Оболочка становится матовой из-за быстрого выделения при замерзании абсорбированного водой воздуха, который в виде мельчайших пузырьков заполняет ледяную оболочку.

Если у капель с тонкой прозрачной оболочкой давление воздуха уменьшается вследствие деформации поверхности, то у капль с толстой матовой оболочкой давление воздуха непрерывно возрастает. Это приводит к прорыву оболочки в отдельных местах. Зачастую через отверстия прорыва выливаются на поверхность небольшие порции воды, создается впечатление «вскипания». Иногда вода выбрасывается в виде струйки [81].

На поверхности замерзающих капль часто образуются всякого рода холмики, заострения и «рога» (рис. 21). А. Д. Малкина и Е. Г. Зак [112], Л. Г. Качурин и В. И. Бекряев [81], Мейсон и Мейбенк [431] считают, что рога состоят из кристаллизующейся воды, которая расширяется при замерзании. В. М. Мучник и Ю. С. Рудько [139] обнаружили, что после замерзания капли в ее жидком ядре появляются пузырьки воздуха, которые начинают расти. Это приводит к появлению выпуклости на поверхности капли (рис. 21 в). По мере накопления воздуха в пузырьке происходит дальнейшее выдавливание оболочки и образование рога (рис. 21 г). Часто происходит раздутие и прорыв воздуха в вершине рога (рис. 21 е). Таким образом, рога представляют собой трубочки, заполненные воздухом.

При замерзании капли часто взрываются, разлетаясь на отдельные части (рис. 21 а). По измерениям Висажи [554], в замерзающих каплях диаметром 7—10 мм развивается весьма большое давление, достигающее десятков бар. Согласно наблюдениям Мейсона и Мейбенка [431], Мучника и Рудько [139] и др., взрываются почти исключительно прозрачные капли. Причина этого заключается в том, что матовый лед имеет губчатую структуру. Было обнаружено, что на частоту взрывания замерзающих капль оказывает сильное влияние присутствие углекислого газа и вентиляция. С увеличением концентрации углекислого газа частота взрывания замерзающих капль увеличивается, а с увеличением интенсивности вентиляции — уменьшается [42, 354].

Дей и Хоббс [287] обратили внимание на влияние условий теплового равновесия на частоту взрываний капль при замерзании. В случаях теплового равновесия капль с окружающей атмосферой из 48 капль радиусом около 0,5 мм ни одна не разрушилась, хотя наблюдалось образование рогов и трещин. В тех же случаях, когда замерзание происходило при отсутствии теплового равновесия или при сильных переохлаждениях, наблюдалось взрывание капль. В опытах В. А. Дячука [42], в которых отсутствовали в масштабах капли градиенты температуры и вследствие вентиляции тепловое равновесие наступало весьма быстро, частота случаев взрывания капль была небольшой.

Бигг [232] исследовал образование осколков при замерзании капелек облачных размеров. Если замерзание капелек происходило при температуре около -30°C , то наиболее часто число осколков не превышало семи. Сравнительно редко встречались случаи, когда одна капелька давала более 10 осколков. Мейсон и Мейбенк [431] для капель радиусом 1000 мкм обнаружили довольно четкую зависимость образования ледяных осколков от температуры переохлаждения. Чем ниже эта температура, тем меньше среднее число осколков на одну каплю. Наблюдалась хорошо выраженная зависимость максимального числа осколков от деформации капель при замерзании. При отсутствии сильной деформации (образование рогов) максимальное число осколков на одну каплю составляло 10—20, а при образовании рогов оно увеличилось на целый порядок — 150—200.

Результаты опытов Дея и Хоббса [287] оказались в противоречии с результатами, приведенными выше. При давлении воздуха 1000 мб из 48 капель только две дали осколки, хотя на значительной части капель наблюдались рога и трещины. Выход ледяных кристаллов был небольшим. Так, при -10°C одна капля дала два осколка, а другая — один осколок. При уменьшении давления до 100 мб частота образования осколков увеличилась: из 12 капель пять дали от одного до четырех осколков.

Ю. С. Рудько [162] измеряла разность времени замерзания одиночных капель и пар капель с момента их погружения в холодильную камеру. Если из поверхности капель вырываются осколки, то они должны служить вторичными ядрами кристаллизации. Вследствие этого разность времени замерзания пар капель должна быть меньше, чем для одиночных. Действительно, в этих опытах была обнаружена такая закономерность.

Браунскомб и Торндайк [252] установили, что свободно падающие капли дистиллированной воды радиусом 60—120 мкм, замерзающие при температуре переохлаждения -8 , -12°C , отличающейся от температуры воздуха не более чем на 1°C , очень редко выбрасывают осколки. Вообще в пределах температур от -5 до -15°C частота разрушения капель, как правило, не превышает 10%. Капли бóльших размеров имеют несколько бóльшую частоту разрушения.

Исследования образования ледяных осколков при соударении капель с поверхностью ледяной сферы диаметром 5,5 мм, помещенной внутри аэродинамической трубы, были выполнены Леземом и Мейсоном [381]. Они обнаружили, что при соударении со скоростью 10 м/с капель радиусом 40 мкм с поверхностью ледяного шара в воздухе с температурой -15°C образовывалось в среднем 12 ледяных осколков на одну каплю. Среднее число ледяных осколков для капель радиусом от 25 до 40 мкм остается почти постоянным и заметно уменьшается для капель радиусом меньше 25 мкм и больше 40 мкм. Повторяемость образования ледяных осколков при фиксированных температуре и размере капель имеет максимум для скорости потока 10 м/с, весьма быстро умень-

шается с уменьшением скорости и несколько более медленно при увеличении скорости до 30 м/с. Зависимость образования ледяных осколков от температуры весьма велика в пределах от -2 до -6°C , а затем до -17°C не наблюдается какого-либо изменения их числа.

Приведенные выше результаты исследований показывают, что существует весьма большая зависимость частоты взрывания замерзающих капель и выбрасывания ледяных осколков из их поверхности от условий опытов. Можно полагать, что в облаках частота взрывания и выбрасывания ледяных осколков из замерзающих капель должна быть небольшой.

Наблюдения за испарением частиц льда в ненасыщенной атмосфере показали, что при этом на их поверхностях образуются ледяные усики, которые являются единичными кристаллами. Диаметр усиков около 0,5 мкм, а их длина значительно превышает диаметр. Мичели и Лисенблат [442] и др. предположили, что при обламывании осколки ледяных усиков могут служить вторичными ядрами замерзания.

Как было показано выше, в сильных электрических полях вероятность замерзания капель несколько повышается. Тем самым увеличивается и вероятность образования осколков, а вместе с тем и концентрация вторичных ядер кристаллизации в облаке.

А. Д. Малкина и Е. Г. Зак [112] высказали соображение, что при взрывании замерзающих капель должны возникать электрические заряды. В дальнейшем этот эффект электризации был почти одновременно и независимо друг от друга исследован Л. Г. Качуриным и В. И. Бекряевым [81], Мейсоном и Мейбенком [431] и В. М. Мучником и Ю. С. Рудько¹. Лезем и Мейсон [380, 381] показали, что и осколки, вырывающиеся из поверхности замерзающих капель, также имеют заряды. Мучник и Рудько установили, что при отрывании осколков от поверхности капель, замерзающих в электрическом поле, образуются заряды вследствие поляризации льда. При разрушении частиц льда (снежинок, веточек инея и т. п.) в электрическом поле и без него также происходит электризация фрагментов. Таким образом, ледяные осколки, образующиеся в облаках, оказываются заряженными.

Эффективность действия вторичных ядер кристаллизации, под которой здесь понимается вероятность их попадания на поверхность переохлажденных капель, будет зависеть от ряда причин, в том числе от зарядов ядер и электрического поля. Поэтому, если выполнить опыты, подобные проведенным Рудько [162], в электрическом поле, то следует ожидать увеличения вероятности кристаллизации пар капель по сравнению с таковой при отсутствии поля. Если действие электрического поля имеет место, то с увеличением напряженности должна уменьшаться разность времени между

¹ Результаты исследований были частично доложены на симпозиуме по физике облаков, осадков и активным воздействиям на облака в Киеве в марте 1961 г.

моментами кристаллизации пары капель. В электрическом поле должно наблюдаться увеличение скорости движения ледяных частиц, что также должно привести к уменьшению разности времени между моментами кристаллизации пары капель. Сопоставление данных, полученных Рудько [162] для тех же температурных интервалов при отсутствии электрического поля, с данными табл. 11 выявляет их хорошую воспроизводимость. Рудько получила для интервалов -20 , -25 и -25 , -30°C соответственно 22,7 и 12,5 с.

Таблица 11

Зависимость средней разности времени кристаллизации пары капель (с), одновременно погружаемых в холодильную камеру, от напряженности поля.
По В. М. Мучнику и Ю. С. Рудько [141]

Температура, $^\circ\text{C}$		Напряженность поля, 10^2 В/м							
		0		100		400		1000	
от	до	количество случаев	разность	количество случаев	разность	количество случаев	разность	количество случаев	разность
$-20,1$	-25	53	23,6	48	13,8	48	17,3	50	14,8
$-25,1$	-30	54	12,2	51	11,8	55	9,6	53	5,9

Как видно из табл. 11, с увеличением напряженности поля действительно происходит уменьшение разности времени между моментами кристаллизации для обоих температурных интервалов. По-видимому, значение 13,8 с для интервала температур -20 , -25°C и напряженности поля 10^4 В/м является заниженным и, возможно, случайным, так как для интервала температур -25 , -30°C закономерность хода данных не нарушается.

1.7. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИЛ НА СУБЛИМАЦИОННЫЙ РОСТ ЛЕДЯНЫХ ЧАСТИЦ

Сублимационный рост ледяных частиц должен играть существенную роль при зарождении грозовых облаков, когда водность велика. Тогда происходит быстрая перекачка водяного пара с облачных капелек на ледяные частицы и рост последних. Можно полагать, что электрические силы должны привести к ускорению сублимационного роста ледяных частиц.

Шефер (см. в [401]) обнаружил, что в камере с переохлажденным туманом под воздействием электрического потенциала происходит ускорение роста ледяных кристаллов на телах, к которым он приложен. Эти наблюдения были подтверждены Маршаллом и

Ганном [401], которые помещали в камеру паутинку под напряжением. На поверхности паутинки появлялись ледяные нити, «усики» толщиной, согласно опытам Завадского и Пали [589], около 20 мкм.

В. И. Арабаджи [9] установил два острия друг против друга. При потенциале от 4,5 до 10 кВ между ними возникал коронный разряд. Под остриями находился стаканчик с нагретой до кипения водой. При температуре воздуха от -10 до -12°C на отрицательном острие начинала оседать вода, которая при замерзании превращалась в гладкий лед. После этого на поверхности образовывался иней, особенно интенсивно при температуре ниже -15°C . На положительном электроде оседание воды и образование инея были всегда незначительными. Арабаджи считает, что причиной электроосаждения льда на отрицательном острие является преимущественное развитие коронного разряда на положительном острие. Молекулы водяного пара заряжались во внешней области положительной короны и гнались электрическим полем на отрицательное острие. Арабаджи не учитывает, что при температурах ниже -10°C водяной пар превращается в капельки и что имеет место перенос электрическим полем не столько молекул водяного пара, сколько мельчайших капелек воды.

Электроосаждение льда на металлической нити в облачной камере при отрицательных температурах в однородном электрическом поле исследовали Бартлет и др. [224]. При напряженностях поля выше $5 \cdot 10^4$ В/м на нити появлялись ледяные кристаллы игольчатой формы. Скорость роста ледяных кристаллов в электрическом поле более чем в 10 раз превышала скорость роста при отсутствии поля при той же температуре и пересыщении. Бартлет и др. пришли к выводу, что скорость роста обуславливается в основном изменением скорости диффузии водяного пара на ледяной кристалл.

Подобного рода опыты были выполнены Т. Г. Габарашвили и др. [25]. Нарастивание льда происходило на металлической нити над сосудом с подогреваемой водой. При отрицательном потенциале на нити образовывались преимущественно ледяные кристаллы в виде игл, тогда как при положительном — ледяные частицы неправильной формы. Скорость роста при данной температуре воздуха увеличивалась с увеличением потенциала нити и концентрации водяного пара в камере.

1.8. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИЛ НА КОАГУЛЯЦИОННЫЙ РОСТ И АГРЕГАЦИЮ ЛЕДЯНЫХ ЧАСТИЦ

Для образования гидрометеоров в грозовых облаках большое значение имеет коагуляционный рост ледяных частиц при их соударении с переохлажденными облачными капельками и агрегация ледяных частиц. Первый процесс иллюстрируется наблюдаемыми весной и осенью обзренными снежинками, когда

переохлажденные капельки намерзают на них. Одним из основных результатов второго процесса являются хлопья снега.

На агрегацию ледяных кристаллов оказывают влияние гравитационные, аэродинамические и электрические силы. Под действием этих сил происходит соударение ледяных кристаллов. Причинами соединения кристаллов между собой, кроме механического сцепления, обязанного особенностям их конфигурации, являются адгезия и смерзание.

В разделе 1.3 при рассмотрении коагуляционного роста капель было показано, что электрические силы оказывают значительное влияние на скорость их роста. Причем это влияние тем больше, чем меньше относительная скорость падения капель. Характерными особенностями ледяных частиц игольчатой и пластинчатой форм являются их сравнительно малая скорость падения и узкий спектр скоростей. Вследствие этого относительная скорость падения таких ледяных частиц небольшая, и влияние электрических сил на их агрегацию должно быть большим.

Скорость падения ледяных кристаллов сравнительно невелика, поэтому время их взаимодействия с капельками облачных размеров будет больше, чем время взаимодействия капель той же массы. При совпадении направлений электрического поля и длинной оси на краях ледяных частиц игольчатой и пластинчатой форм значительно усиливается напряженность поля. Совместное влияние увеличения времени взаимодействия и усиления напряженности поля должно привести к увеличению скорости соударения.

В сильных вертикальных электрических полях грозовых облаков можно ожидать переориентацию длинной оси ледяных кристаллов игольчатой и пластинчатой форм с горизонтального положения на вертикальное. Действительно, по наблюдениям Воннегута [557], в кристаллических вершинах грозовых облаков возникают своеобразные оптические явления в виде световых полос, которые, вероятно, вызываются упорядоченным поворотом ледяных кристаллов под действием электрического поля. Мендес [440] исследовал интенсивность ортогонально поляризованных солнечных лучей, отраженных от кристаллической вершины грозовых облаков. Была обнаружена связь между интенсивностью отраженных лучей и моментами наступления грозовых разрядов, что можно объяснить изменением ориентации ледяных кристаллов под действием электрического поля до и после разрядов.

В. М. Мучник и др. [138] исследовали ориентацию ледяных кристаллов, имеющих форму вытянутых эллипсоидов вращения, в электрическом поле. Эллипсоид в электрическом поле имеет два положения равновесия, одно из которых является устойчивым (большая полуось параллельна направлению поля), а другое — неустойчивым (малая полуось параллельна направлению поля). Под влиянием аэродинамических сил эллипсоид имеет также два положения равновесия: устойчивое, когда большая ось перпендикулярна направлению движения эллипсоида, и неустойчивое, когда она параллельна движению эллипсоида. Вследствие этого в верти-

кальном электрическом поле при падении вытянутого эллипсоида вращения механические моменты, обусловленные электрическими и аэродинамическими силами, имеют противоположные знаки. В то время как один из них будет приводить эллипсоид в состояние устойчивого равновесия, другой будет выводить его из этого состояния. Поэтому должно существовать какое-то вертикальное критическое поле, по достижении которого эллипсоид имеет тенденцию устанавливаться в направлении поля, т. е. вертикально.

Для получения значений критической напряженности поля было выполнено экспериментальное исследование на моделях. Струя воздуха, создаваемая вентилятором, поднимала вверх сделанную из алюминиевой фольги частицу толщиной 0,03 мм, шириной 1 мм и длиной от 5 до 25 мм. Следовательно, среднее значение k находилось в пределах 50—250. При отсутствии электрического поля частицы сохраняли горизонтальное положение, совершая колебательное движение относительно него. При включении вертикального поля всегда можно было найти такое значение напряженности, при котором происходило изменение положения частицы с горизонтального на вертикальное. Из этих опытов было получено, что для $k=100$ $E_{кр}=7 \cdot 10^4$ В/м. Скорость падения частиц оказалась около 1,5 м/с. Эти данные получены для плотности воздуха у поверхности земли. С уменьшением плотности воздуха значение критической напряженности поля будет уменьшаться. Но вместе с уменьшением плотности воздуха будет увеличиваться конечная скорость падения частиц, что должно привести к некоторому увеличению критической напряженности. В результате будет происходить частичная компенсация этих влияний.

На основании рассмотренных выше предварительных экспериментов на моделях можно считать, что получено подтверждение предположения, что электрическое поле является причиной поворота ледяных кристаллов в вершинах грозовых облаков. Однако еще необходимо выполнить подобные исследования с ледяными кристаллами.

При повороте вытянутого эллипсоида в вертикальном электрическом поле от горизонтального положения к вертикальному сопротивление воздуха при падении уменьшается и конечная скорость падения частицы увеличивается. В. А. Дячук [45], фотографируя скоростной кинокамерой падение частицы игольчатой формы из металлизированного нейлона, определил, что увеличение скорости примерно на 50% происходит немедленно после поворота частицы. Очевидно, что конечная скорость падения частицы, ориентированной вертикально, будет еще в большей степени отличаться от ее скорости при падении в горизонтальном положении (Джаяратне и Мейсон [349]). Поворот частиц вдоль электрического поля имеет существенное значение, так как изменяются условия их сближения, соударения и контакта.

Таким образом, в вершинах грозовых облаков существуют условия для упорядоченного поворота ледяных кристаллов вдоль сил электрического поля. Поэтому должно всегда наблюдаться

усиление поля на конце ледяного кристалла и соответственное увеличение скорости коагуляции переохлажденных облачных капелек на нем. На конце частицы, направленном вниз, образуется утолщение, и она приобретает форму булавки, что приведет к стабилизации ее длинной оси в вертикальном направлении, даже в том случае, если напряженность поля резко уменьшится вследствие грозового разряда. Дальнейший рост такой частицы за счет соударения с переохлажденными облачными капельками и кристаллами приведет к образованию снежной и ледяной крупы.

В опытах с электроосаждением в переохлажденном тумане Завидский и Папи [589] обнаружили под микроскопом замерзание капелек на поверхности льда. В. М. Мучник и Ю. С. Рудько [140] при температурах не ниже -10°C наблюдали как в электрическом поле, так и без него оседание переохлажденных капелек на поверхности льда. При намерзании капелек образовывался сравнительно гладкий слой без особенно выдающихся выступов.

При температурах переохлаждения ниже -10°C замерзание капелек на поверхности ледяных кристаллов происходит весьма быстро. Капельки сильно деформируются и приобретают кристаллическое строение, часто превращаясь в монокристаллы (Н. В. Глики и др. [36] и др.).

В сильных электрических полях капельки, оседающие на поверхности частиц, приобретают вытянутую в направлении поля форму (Т. Г. Габарашвили и др. [25]). Это облегчает преобразование капель в монокристаллы и приводит к появлению на концах частиц кристаллических заострений, которые в свою очередь вызывают усиление поля на концах частиц и дальнейшее ускорение коагуляции.

Несмотря на существование определенной связи между температурой воздуха и формами ледяных кристаллов, есть основания полагать, что в вершинах кучево-дождевых облаков существует смесь кристаллов разных размеров и форм, в том числе игольчатых и пластинчатых. Электрическое поле может привести к увеличению коэффициента эффективности соударения ледяных кристаллов как вследствие увеличения сил притяжения между ними, так и в результате изменения аэродинамических условий падения частиц.

Из опытов В. М. Мучника и Ю. С. Рудько [140] следует, что электрическое поле оказывает сильное влияние на рост веточек инея на поверхности ледяной сферы за счет ледяных кристаллов. При температурах около -20°C , когда в камере с переохлажденным туманом было большое количество ледяных кристаллов, наблюдался интенсивный рост веточек инея при напряженности поля $1 \cdot 10^5$ В/м и выше (рис. 22). Основной рост происходил в направлении поля. При оседании на ледяной сфере кристалла происходит локальное усиление электрического поля, и ледяная частица, находящаяся вблизи, имеет больше шансов осесть на этот кристалл, чем на окружающую его поверхность сферы. Это подтверждается видом веточек инея на рис. 22. Они раздельно растут до

значительной длины. Такой вид коагуляции характерен для осаждения пылевых твердых частиц на проводящих телах в электрическом поле — так называемая направленная коагуляция.

Для оценки влияния электрического поля на коагуляцию рассмотрим сперва силы, которые действуют на капельку радиусом r_k , находящуюся вблизи проводящей сферы радиусом R_0 , причем

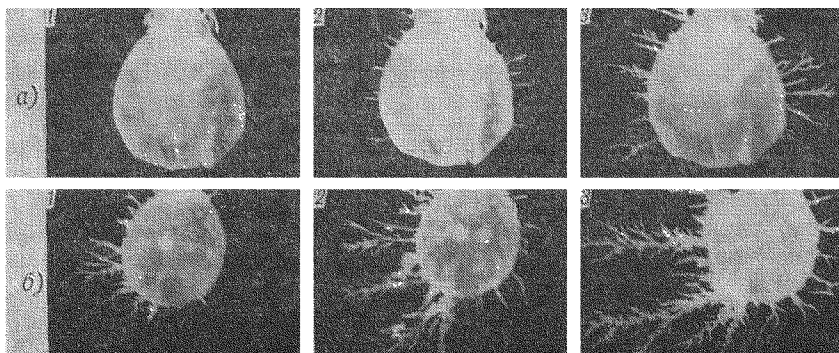


Рис. 22. Образование иная на ледяных сферах в электрическом поле ($E_0 \approx 10^5$ В/м) при температуре -20°C . По В. М. Мучнику и Ю. С. Рудько [140].

a — 1) 0, 2) 3 мин 20 с, 3) 4 мин 20 с; *b* — 1) 1 мин, 2) 2 мин, 3) 3 мин (более интенсивное вдувание влажного воздуха, чем в случае *a*).

$R_0 \gg r_k$. Тогда напряженность в точке A , расположенной на расстоянии R от центра сферы под углом θ (угол между радиус-вектором этой точки и направлением поля), равна

$$E = \left(2 \frac{R_0^3}{R^3} + 1 \right) E_0 \cos \theta, \quad (29)$$

где E_0 — напряженность внешнего однородного поля.

Капелька, находящаяся в точке A , будет иметь в поле сферы дипольный момент

$$M = 4\pi\epsilon_0 r_k^3 E. \quad (30)$$

Сила притяжения капельки к сфере равна

$$F_n = M \text{grad}_R E. \quad (31)$$

Подставляя (29) и (30) в (31), находим

$$F_n = -24\pi\epsilon_0 \frac{r_k^3 R_0^3}{R^4} \left[2 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 + 1 \right] E_0^2 \cos^2 \theta. \quad (32)$$

В момент, предшествующий соприкосновению капельки со сферой R_0 , (32) принимает вид

$$F_n = -72\pi\epsilon_0 \frac{r_k^3 E_0^2 \cos^2 \theta}{R_0}. \quad (33)$$

Из выражений (32) и (33) следует, что сила притяжения капельки пропорциональна квадрату напряженности внешнего электрического поля, т. е. весьма быстро растет с увеличением напряженности. Однако она проявляется только на сравнительно близких к сфере расстояниях. Так как ледяная сфера является диэлектриком, то вместо выражения (29) необходимо воспользоваться выражением, учитывающим диэлектрическую проницаемость льда $\epsilon_{\text{л}}$:

$$E = \left(2 \frac{R_0^3}{R^3} \frac{\epsilon_{\text{л}} - \epsilon_0}{\epsilon_{\text{л}} + 2\epsilon_0} + 1 \right) E_0 \cos \theta. \quad (34)$$

Если в постоянном электрическом поле при -20°C принять $\epsilon_{\text{л}} = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ и $\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$, то E , вычисленное согласно (34), отличается от вычисленного по (29) всего на 3%. Таким образом, сделанные выше выводы для проводящей сферы (капли) вполне применимы для диэлектрической сферы (замерзшей капли).

Для качественной оценки усиления поля на конце веточки инея можно воспользоваться значениями максимальной напряженности поля на полюсе вытянутого эллипсоида (табл. 45). Представим веточку инея вытянутым эллипсоидом, прикасающимся одним полюсом к сфере. Приближенно можно не учитывать усиление поля, обусловленное влиянием сферы. Тогда на конце веточки инея с $k=1:10$ напряженность поля будет увеличена примерно в 50 раз. Аналогичную оценку можно выполнить также исходя из приближенной теории острия, находящегося на плоскости в однородном электрическом поле [186]. Если считать острие половиной эллипсоида с большой полуосью c и меньшей a , то максимальная напряженность электрического поля в вершине острия будет равна

$$E_{\text{max}} = \frac{c^2}{a^2} \frac{E_0}{\ln \frac{2c}{a} - 1}. \quad (35)$$

Для отношения $a/c=0,1$ находим, что $E_{\text{max}}/E_0=50$, т. е. величина оказалась такой же, как полученная ранее.

Сомнительно, чтобы в облаках на сферических частицах типа крупы могли расти длинные веточки инея, так как их будет срывать поток воздуха. Для снежных кристаллов и хлопьев, которые отличаются малой скоростью падения, такое препятствие отсутствует, и поэтому их рост за счет направленной коагуляции может быть значительным.

Выполненное выше рассмотрение действия электрических сил является качественной оценкой, показывающей значение этих сил. Более точные расчеты для ледяных частиц самой разнообразной формы являются очень сложной задачей, и поэтому для получения более точных оценок был выполнен ряд экспериментальных исследований с моделями разной конфигурации. Кроме того, возможно,

что электрические силы воздействуют не только механически, но и как-то влияют на адгезию. Существование подобного влияния подтверждается экспериментами.

В опытах Лезема и Сондерса [386] ледяные кристаллы при контролируемых отрицательной температуре воздуха и скорости потока соударялись с ледяными шариками, неподвижно укрепленными в трубе. Один из них находился под действием поля. До напряженности поля $8 \cdot 10^4$ В/м не наблюдалось различия в приросте массы шариков. При более высоких напряженностях поля, в пределах от $1 \cdot 10^5$ до $3 \cdot 10^5$ В/м, обнаружилась линейная зависимость между массой ледяных кристаллов, отлагающихся на шарике, и напряженностью. Они наблюдали направленную коагуляцию, выражавшуюся в образовании длинных цепей из кристаллов.

В дальнейших опытах с той же установкой Сондерс [501] получил количественные зависимости прироста размеров ледяных сфер от напряженности поля и скорости потока (рис. 23). Как видно из этого рисунка, даже сравнительно небольшая напряженность поля, порядка $3 \cdot 10^4$ В/м, дает небольшое увеличение прироста размеров сферы по сравнению с приростом сферы, не находящейся под действием поля. С увеличением скорости потока наблюдается уменьшение объемного прироста с некоторым, как указывает Сондерс, увеличением плотности осадка. При больших скоростях потока отсутствуют длинные веточки инея, которые, по-видимому, срываются потоком. Эти опыты выполнялись при сравнительно высокой температуре, -7°C . К сожалению, автор не приводит данных для более низких температур, хотя он сообщает, что опыты проводились до -37°C . Надо полагать, что с понижением температуры интенсивность агрегации ледяных кристаллов на сфере должна уменьшаться.

Подобного рода опыты, но в натуральных условиях были выполнены Леземом [378]. Они проводились в Йеллоустонском парке (США) в зимнее время, когда облака, создаваемые гейзерами, были переохлажденными. При воздействии на эти облака кристаллизующими реагентами получали ледяные кристаллы у поверхности земли, которые соударялись с ледяными шариками, вращаемыми на коромысле. Один из шариков находился под действием электрического поля, другой, контрольный — вне поля. Начиная примерно с $5 \cdot 10^4$ В/м происходило значительное усиление роста ледяного шарика при соударениях с ледяными кристаллами. Это находится в согласии с данными лабораторных опытов В. М. Мучника и Ю. С. Рудько [140], Лезема и Сондерса [386] (рис. 24), Сондерса [501]. В опытах Лезема могло происходить одновременное соударение ледяных кристаллов и переохлажденных капелек с поверхностью шарика. При температуре -7°C капельки, растекаясь по поверхности льда, могли усилить адгезию ледяных кристаллов и увеличить скорость роста ледяного шарика.

Лезем и Сондерс [387] исследовали силы адгезии между двумя ледяными сферами равных размеров в зависимости от напряженности поля. Они получили, что с увеличением напряженности поля

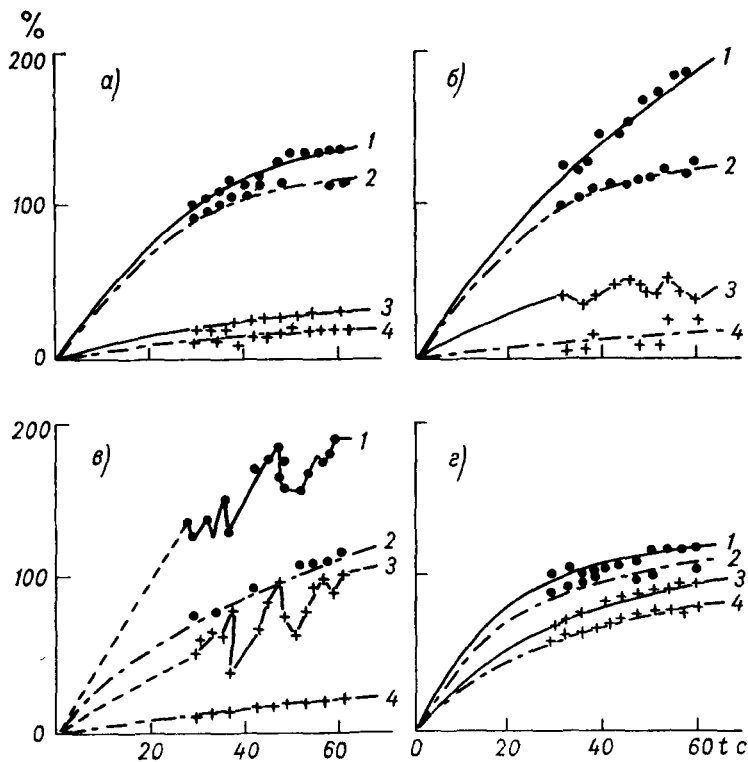


Рис. 23. Зависимость относительного прироста размеров ледяной сферы при соударениях в потоке воздуха с ледяными кристаллами от времени. Температура воздуха -7°C . Прирост определяется по ширине и глубине в процентах от диаметра сферы. По Сондерсу [501].

а) $E_0 = 3,35 \cdot 10^4$ В/м, $v = 0,2$ м/с; б) $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/м, $v = 0,2$ м/с; в) $E_0 = 1,65 \cdot 10^5$ В/м, $v = 0,2$ м/с; г) $E_0 = 1,65 \cdot 10^5$ В/м, $v = 8$ м/с. Прирост: 1 — по ширине в электрическом поле, 2 — без поля, 3 — по глубине в электрическом поле, 4 — без поля.

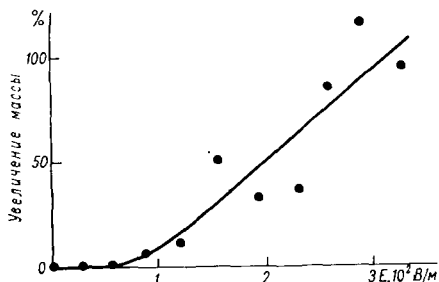




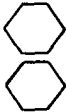

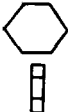

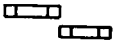


Рис. 24. Зависимость прироста массы сферы (%) при соударениях с ледяными кристаллами от напряженности поля E . Температура воздуха -9°C . По Лезему и Сондерсу [386].

увеличивается сила адгезии. В частности, для разделения двух ледяных сфер радиусом 1,25 мм при температуре -15°C и относительной влажности 51% требовалась сила $8 \cdot 10^{-5}$ Н, а в поле напряженностью $1 \cdot 10^5$ и $2 \cdot 10^5$ В/м потребовалось уже соответственно $12 \cdot 10^{-5}$ и $25,6 \cdot 10^{-5}$ Н. Авторы считают, что сила адгезии увеличивается за счет электростатического притяжения поляризо-

Модель	A	B	C	D
Геометрия модели				
Описание	Гексагон.	Большая гексагон.	Толстая гексагон.	Стержень
$r_{\text{экв}}$ см	0,71	1,42	1,11	0,895

Модели	AA	AA	AA	AA	AA
Конфигур.	1	2	3	4	5
E_0					


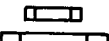
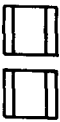
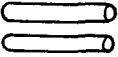
	BB	AB	CC	DD	
	6	7	8	9	
E_0					

Рис. 25. Конфигурации моделей для исследования увеличения сил взаимодействия между ледяными кристаллами по сравнению со сферами эквивалентного радиуса $r_{\text{экв}}$. По Сондерсу [501].

ванных сфер, так как не обнаруживалось увеличение ледяной перемычки между сферами.

Для оценки увеличения сил взаимодействия между ледяными кристаллами разной конфигурации по сравнению со сферами эквивалентного радиуса Сондерс [501] выполнил экспериментальное исследование на проводящих моделях (рис. 25). Увеличение сил взаимодействия для данной напряженности поля и отношения $s/r_{\text{экв}}$ (s — расстояние между частицами и $r_{\text{экв}}$ — эквивалентный радиус) можно представить как отношение

$$\gamma = \frac{\text{сила, измеренная между двумя моделями кристаллов}}{\text{сила, вычисленная для двух сфер радиусом } r_{\text{экв}}}$$

Исследования показали, что γ не зависит от напряженности поля при постоянном $s/r_{\text{экв}}$ и не зависит от $s/r_{\text{экв}}$ при постоянной напряженности поля. Оказалось, что для конфигураций 1 и 3 γ равно 5—6. Конфигурация 2 также приводит к увеличению силы взаимодействия: $\gamma \approx 2$, тогда как конфигурация 4, 5, 6 и 7 уменьшают силу взаимодействия до $\gamma \approx 0,5$. Таким образом, при определенных положениях ледяных кристаллов игольчатой и пластинчатой форм сила взаимодействия может значительно превышать силу взаимодействия капель той же массы.

На основании данных В. М. Мучника и др. [138] о влиянии электрического поля на ориентацию частиц продолговатой формы можно сделать заключение о том, что какая-то часть ледяных частиц с соответствующими напряженности поля в грозовых облаках значениями k расположится вдоль направления поля. Если напряженность вертикального поля будет значительно превышать напряженность горизонтального поля, то частицы расположатся своей длинной осью вертикально. Такие частицы имеют значительно большую скорость падения, чем те, у которых ось располагается горизонтально (Джаяратне и Мейсон [349], В. А. Дячук [45]). При этом вероятность соударения частиц и образования агрегатов Т-образной формы значительно увеличится (Смит-Йогансен [527]). Таким образом, электрическое поле, изменяя ориентацию ледяных частиц в грозовых облаках, может сильно влиять на аэродинамические условия их соударения и образования агрегатов.

1.9. МИКРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РОСТЕ КРУПЫ И ГРАДА

Зародышем крупы может быть, по-видимому, любой кристалл льда независимо от его природы, образовавшийся или занесенный в вершину кучево-дождевого облака. Соударения кристалла как с сильно переохлажденными капельками, так и с другими кристаллами могут привести к образованию частицы только малой плотности, что характерно для крупы. При небольших скоростях падения растущей частицы и низкой температуре замерзание переохлажденных капелек будет происходить весьма быстро, так что они должны слабо расплываться. Браунскомб и Халлет [251] получили, что при скоростях соударения, близких к конечным, капельки при замерзании остаются сферическими. С увеличением размеров и скорости соударения и с повышением температуры деформация капелек увеличивается (деформация определяется как отношение радиуса расплывшейся по поверхности льда капельки к ее начальному радиусу). Исследования строения отложений льда показали, что при низких температурах переохлаждения и малых скоростях соударения плотность «упаковки» замерзших капелек мала [407 и др.]. При температуре $-16,5^\circ\text{C}$ и скорости соударения 2 м/с плотность льда оказалась равной 280 кг/м^3 , тогда как при -4°C и 11,4 м/с плотность льда 890 кг/м^3 .

Как следует из экспериментов Т. Г. Габарашвили и др. [25], на степень деформации переохлажденных капель на поверхности льда и на скорость их кристаллизации оказывает сильное влияние электрическое поле. Крупные капли при температуре -16°C сбрасывались с расстояния в несколько сантиметров на электрод, по-

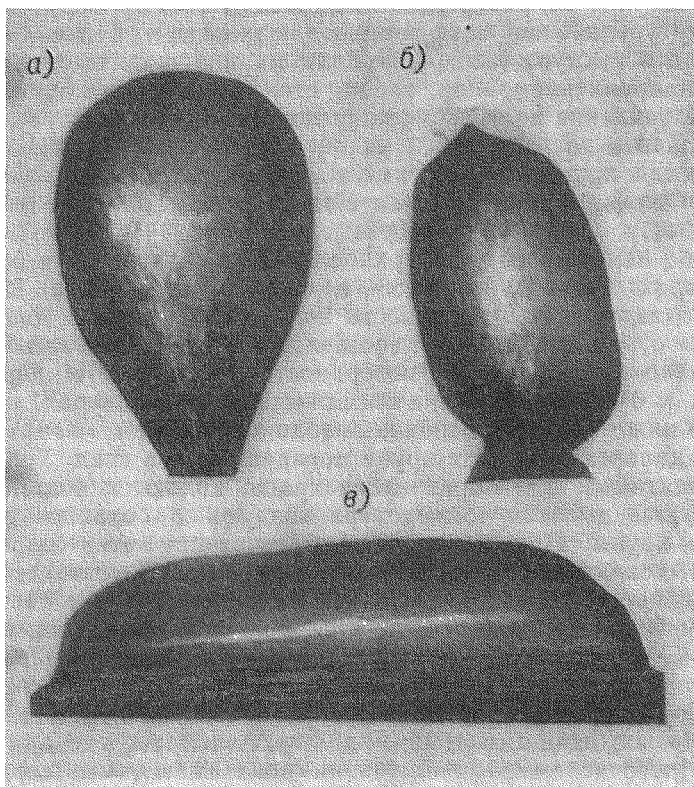


Рис. 26. Деформация при соударении крупных капель с поверхностью льда в электрическом поле. Температура переохлаждения -16°C . По Т. Г. Габарашвили и др. [25].

а) $s=8,9 \cdot 10^{-3}$, $v=3000$ В; б) $s=2,9 \cdot 10^{-3}$, $v=6000$ В; в) $s=4,6 \cdot 10^{-1}$, $v=0$.

крытый льдом. Для оценки величины деформации был введен параметр s , равный отношению площади соприкосновения капли со льдом к площади ее соприкосновения с воздухом. Как видно из рис. 26, деформация капель в электрическом поле весьма интенсивная, что должно оказывать значительное влияние на плотность «упаковки» капелек при их намерзании.

Если зародыш имеет игольчатую или пластинчатую форму, то на условия его роста и превращения в крупу могут оказать существенное влияние разные случайные причины. Так, достаточно на их поверхность попасть сравнительно крупной капельке, чтобы

изменились их ориентация и аэродинамические условия захвата капелек и ледяных кристаллов [531]. Резкие колебания напряженности поля при грозových разрядах тоже будут случайным образом влиять на ориентацию таких ледяных зародышей при падении [138]. Вместе с тем всякое нарушение правильности формы, появление выступов на поверхности падающих тел, приводит к значительному увеличению коэффициента захвата и более быстрому росту этого выступа [358, 408]. Если направление выступа совпадает с направлением поля, то на его конце происходит весьма большое усиление поля, что также должно привести к увеличению коэффициента захвата.

Снежная крупа обычно имеет сферическую или коническую форму и диаметр от 2 до 5 мм с максимумом 10 мм [53]. Иногда наблюдается снежный град размером более 10 мм. Плотность крупы, по измерениям у поверхности земли, находится в основном в пределах $100\text{--}200\text{ кг/м}^3$ [53], в среднем она равна 120 кг/м^3 [453]. По данным [425], плотность конической крупы в Японии изменяется от 300 до 500 кг/м^3 , составляя в среднем 396 кг/м^3 . Крупа чаще всего наблюдается у поверхности земли при температурах, близких к 0°C , а в высоких горах — при температурах, как правило, не ниже -10°C в основании облаков [257].

При дальнейшем росте крупа превращается в град. Условиями, благоприятными для образования града, являются большая влажность, более высокая температура воздуха и большая скорость падения крупы. При определенном сочетании этих параметров тепло, выделяющееся при замерзании капелек, не успевает освободиться с поверхности градин, и их замерзание будет частичным. В результате часть воды сохранится в жидком состоянии и заполнит поры, образуя так называемый губчатый лед [399]. По заполнении пор избыточная вода будет срываться с градин потоком воздуха. Зародышами градин могут служить и крупные капли, поднятые восходящими токами до такой высоты, где они замерзают. Многочисленные наблюдения показывают, что сердцевина градин состоит как из снежной крупы, так и из замерзших капель. Ч. Найт и Н. Найт [364] из рассмотрения 400 градин получили, что 60% зародышей имели коническую форму (крупа), 25% зародышей были сферическими и прозрачными (капли), 10% — сферическими и губчатыми (крупа или капли).

Для роста градин весьма большое значение должны иметь неоднородности на их поверхности. Браунскомб и Халлет [251] получили, что если, например, частица радиусом 1 мм, падающая со скоростью 1 м/с, с числом Стокса $k \approx 0,5$ имеет коэффициент эффективности соударения с капельками радиусом 10 мкм $E \approx 0,2$, то при образовании выступа радиусом 50 мкм с $k \approx 5$ происходит увеличение E примерно до 0,9. Естественно, что подобный выступ будет расти быстрее, чем остальная часть сферической частицы. Кайдер и Карт [358], Маклин и Бейли [408] получили подтверждение существования усиленного роста выступа в экспериментах с искусственными градинами. К таким же представлениям пришли

Ч. Найт и Н. Найт [365] на основании данных о «долевом» строении естественных градин. Они указывают, что эти «дольки» имеют однородное строение и форму рогов, наблюдаемых на замерзающих каплях.

Если выступ на градине будет совпадать с направлением электрического поля, то должно усилиться оседание капелек на нем. Чем больше выступ по сравнению с градиной, тем интенсивнее коагуляция капелек под действием аэродинамических и электрических сил. Рост выступа на градине приобретает черты процесса с обратной связью, т. е. должен происходить со все большей скоростью. Изучение структуры градин привело Браунинга [248] и др. к выводу, что градины «кувыркаются» при падении, причем сравнительно быстро. Поэтому должен происходить ускоренный рост выступов в результате как аэродинамических, так и электрических сил.

Уже давно было обнаружено, что градины имеют слоистую структуру, заключающуюся в чередовании слоев прозрачного и мутного льда. Как правило, обнаруживается всего несколько таких слоев. Например, на Северном Кавказе градины диаметром 1—2 см обычно состоят из трех слоев мутного и прозрачного льда [174]. Однако встречаются случаи, когда число слоев достигает 20 [48].

Предпринималось много попыток объяснить слоистую структуру градин. Большинство авторов считало, что причиной слоистости градин являются повторные подъемы градин восходящими токами. Однако нет достаточных оснований считать, что в грозовых облаках существуют условия для многократного подъема градин. Были выдвинуты предположения о том, что причиной слоистости градин следует считать мелкомасштабное неоднородное распределение водности в кучево-дождевых облаках [48]. Но многочисленные исследования [399, 408, 251 и др.] показали, что на структуру слоев льда в градинах оказывает большое влияние не только водность, но и микроструктура и термодинамические условия в облаках.

Обычно при рассмотрении причин образования многослойных градин совершенно не учитывается влияние электрического поля, которое может быть определяющим в отношении структуры слоя. В. М. Мучник¹ высказал предположение, что так как скорость коагуляции переохлажденных облачных капелек и ледяных кристаллов на градине зависит от электрического поля, то строение слоев будет различным до и после грозовых разрядов. В сильных электрических полях будет наблюдаться усиление коагуляции капелек. Часть воды будет оставаться в жидком виде, что характерно для образования прозрачного льда, особенно при сравнительно небольшом переохлаждении капелек. При низких температурах усиление коагуляции ледяных частиц и переохлажденных

¹ Доклад на симпозиуме по физике облаков, осадков и активным воздействиям на облака в Киеве в марте 1961 г.

капелек под действием сильного поля будет приводить к оседанию матовых слоев с большим содержанием пузырьков воздуха.

Плотность градин зависит от условий их роста и может изменяться в широких пределах. Измерения, выполненные в Канаде, показали, что плотность градин находится в пределах 500—900 кг/м³ [48]. Наиболее полные данные о плотности градин были получены Виттори и Капориаццо [555, 556] в Италии. Они получили, что градины имеют плотность, которая в основном лежит в пределах 800—910 кг/м³ независимо от их размеров. Высокая плотность градин часто обуславливается тем, что они состоят из губчатого льда, насыщенного водой. Наблюдения в Кении и США показали, что в 90% случаев в градинах содержится меньше 4% воды в жидком виде с максимумом 11—16% [310]. По измерениям в Восточной Грузии, содержание жидкой воды в градинах может быть весьма большим — до 46% по объему [114].

Форма градин может быть самой разнообразной, но большинство из них имеет форму, близкую к сферической. С увеличением размеров чаще встречаются градины особых форм: конические, сплюснутые и вообще неправильной формы. Во Франции около 10% всех градин с размерами более 2 см имеет особые формы [48]. Разнообразие форм градин указывает на существование больших различий в условиях их образования в кучево-дождевых облаках. Известны попытки объяснить образование сплюснутых градин аэродинамическими условиями их таяния; это объяснение получило экспериментальное подтверждение [31].

Спектр размеров градин сравнительно узкий. Исследования М. Т. Абшаева и О. И. Чеповской [2] распределения града по размерам для Кавказа, Англии и Канады показали, что существуют как одновершинные, так и двухвершинные спектры, которые с хорошим приближением аппроксимируются гамма-функциями, причем двухвершинные — суммой гамма-функций. Обычно максимальные размеры градин лежат в пределах 2—5 см, однако имеются сообщения о случаях выпадения градин диаметром больше 10 см. Максимальные размеры градин на Северном Кавказе достигали 9 см [197], а в Карпатах 10 см [152]. На Украине наблюдались градины весом до 0,5 кг [84].

М. Т. Абшаев [1] по данным о спектре размеров крупы и града в горных районах Кавказа пришел к выводу, что концентрация крупы колеблется от 50 до 500 м⁻³, а града — от 5 до 22 м⁻³. Он подсчитал, что «градовая водность» составляет $(2 \div 7) \cdot 10^{-3}$ кг/м³.

От размеров, формы и плотности градин зависит их скорость падения. Билхем и Рельф [233] определили установившуюся скорость падения сферической градины, приравняв ее вес сопротивлению воздуха по закону Ньютона:

$$v = \left(\frac{4}{3} \frac{\rho_r}{\rho_v} \frac{g}{c} \right)^{1/2} R^{1/2}, \quad (36)$$

где ρ_r и ρ_v — плотность градин и воздуха соответственно; R — ра-

диус градины; c — коэффициент сопротивления воздуха; g — ускорение силы тяжести.

Для $\rho_r = 900 \text{ кг/м}^3$ и $\rho_v = 1,28 \text{ кг/м}^3$ с достаточной точностью можно положить, что коэффициент при R равен $2 \cdot 10^2 \text{ м}^{1/2} \cdot \text{с}$. В случае тел другой формы необходимо вместо $\frac{4}{3} R$ подставить соответствующие значения, известные для некоторых тел правильной формы. Для вытянутого эллипсоида вращения это значение равно $\frac{4}{3} a$ (a — полуось, вокруг которой производится вращение), для конуса и диска — соответственно $h/3$ и h (h — высота).

Для крупных градин, падающих с большой скоростью, может наблюдаться большое различие между температурой внутри градин и температурой окружающей атмосферы. Согласно вычислениям, градина радиусом 1 см, падающая со скоростью около 20 м/с, может иметь температуру на 12°C ниже температуры окружающего воздуха. Женев [48] упоминает случай, когда градина имела внутри температуру -10°C . На Кавказе в большинстве случаев температура градин близка к 0°C , но в отдельных случаях достигает $-5, -6^\circ\text{C}$ [174].

1.10. РАЗРУШЕНИЕ КАПЕЛЬ И СРЫВАНИЕ ВОДЫ С ГРАДИН

До сих пор мы рассматривали процессы, обуславливающие рост частиц в кучево-дождевых облаках. Существует необходимость и в рассмотрении процессов разрушения гидрометеоров. Эти процессы существенны не только вследствие того, что они радикальным образом изменяют спектр распределения гидрометеоров в кучево-дождевых облаках, но и потому, что они обуславливают основные механизмы электризации в них. В кучево-дождевых облаках может осуществляться, по-видимому, большое число разнообразных процессов разрушения жидких и твердых гидрометеоров: самопроизвольное разрушение крупных капель, их разрушение при соударении друг с другом и с градинами, разрушение капель, срывающихся с тающих градин, самопроизвольное разрушение хлопьев снега под действием турбулентности, разрушение ледяных частиц при соударении друг с другом. Разрушение капель при замерзании уже было рассмотрено в разделе 1.6.4. Разрушение ледяных частиц при соударении друг с другом и под действием турбулентности совершенно не исследовано. Поэтому дальнейшему разбору будут подвергнуты только процессы, при которых происходит разрушение жидких капель.

1.10.1. Спонтанное разрушение капель при падении

Разрушение капель при падении впервые было исследовано Ленардом [392]. Он установил, что существует некоторый критический размер, когда они становятся неустойчивыми и разрушаются. Ленард обнаружил, что капли диаметром 5,4 мм почти

мгновенно разрушались, как только их вбрасывали в вертикальную воздушную струю. Степень разрушения также была неодинаковой и носила случайный характер. В большинстве своем крупные капли разрушались на одну-две большие капли (диаметром 1,5—3,5 мм) и значительное количество более мелких капель (диаметром меньше 1 мм). Но в ряде случаев визуально наблюдалось как бы кольцообразное разрушение капель, когда они распались на семь—девять капель примерно одинакового размера, разлетающихся радиально. Ленард обнаружил, что разрушению капель предшествовало их сплющивание.

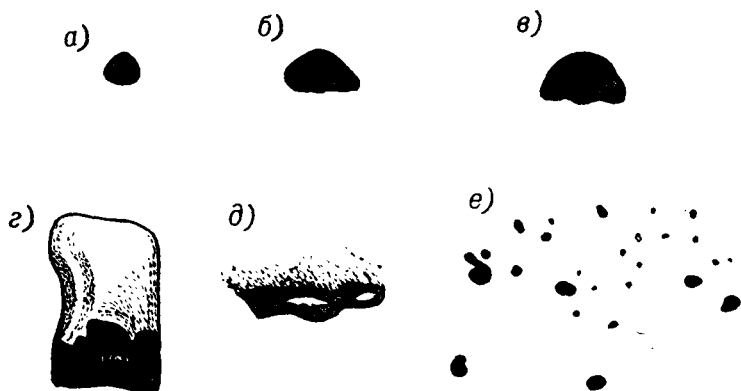


Рис. 27. Скоростная съемка (около 100 кадров/с) динамики грибообразного разрушения крупной водяной капли в вертикальной струе воздуха. По Гохшвендеру (см. в [394]).

Гохшвендер (см. в [394]), применив скоростную съемку, получил возможность проследить динамику разрушения крупных капель (рис. 27). На рисунке видно, что вначале капля сплющивается снизу, а затем воздух врывается в каплю и растягивает ее поверхность таким образом, что образуется нечто вроде сферической шляпки гриба. У «гриба» нижние края утолщены, а сверху образуется тонкая пленка пузыря, которая растягивается под действием давления воздуха. Размеры «гриба» перед моментом разрушения в несколько раз превышают эффективные размеры капли. Метьюс и Мейсон [436] получили, что некоторые капли с эквивалентным диаметром 15 мм увеличивались перед грибообразным разрушением до 50 мм, а Котон и Гокхейль [272] обнаружили, что капля диаметром 8,8 мм перед разрушением увеличила свой размер до 25 мм. При разрушении из пленки образуется огромное количество мельчайших капелек, в том числе размеров тяжелых ионов (10^{-7} — 10^{-8} м) [124]. В. И. Арабаджи [7] получил, что при наложении на объем, где происходило разрушение капель, поля напряженностью около $1 \cdot 10^5$ В/м не происходило каких-либо изменений в интенсивности разрушения по сравнению с опытами без поля.

Исследования разрушения капель в вертикальных струях воздуха имеют свои специфические особенности, присущие в первую очередь ранним работам: большая турбулентность воздуха и значительные градиенты скорости воздуха как по горизонтали, так и по вертикали. Поэтому представляют значительный интерес исследования разрушения капель при падении с большой высоты, как правило, в спокойном воздухе. Мейсон [115] упоминает об экспериментах Девиса, который сбрасывал капли дистиллированной воды с высоты 9—12 м в спокойном воздухе. Высота падения около 9 м оказалась достаточной для разрушения капель диаметром больше 12,6 мм, а высота 12 м — для разрушения капель диаметром 10,8 мм. При этом разрушение наступало на последнем трехметровом участке пути падения капель. Меррингтон и Ричардсон [441] продолжали эксперименты Девиса и для высот 15 и 38 м получили критический диаметр капель, равный 10 мм. Фурнье д'Альб и Хидаетула [191, 300а] исследовали разрушение капель, сбрасываемых с разных высот до 20 м. В этих условиях разрушались только крупные капли, размером от 8,5 до 12,5 мм. Количество фрагментов находилось в пределах от 3 до 97. Большая часть фрагментов имела размеры 2—3 мм и только несколько из них 6—8 мм. При исследованиях разрушения капель в вертикальной струе Кениг [367] обнаружил, что из одной крупной капли могут образоваться две—шесть капель миллиметровой величины и свыше 400 капель диаметром больше 80 мкм.

Если в описанных выше опытах с вертикальными струями капли находились в рабочем объеме всего несколько секунд, то Бланшар [235], создав с помощью воронки поток с меняющейся вертикальной скоростью, мог удерживать капли в струе многие минуты. Это позволяло получать сведения о поведении капель при падении, в частности зависимость величины осей сплюсненной капли от ее эффективного диаметра. С увеличением размеров капель быстро растет большая, горизонтальная ось капель. Для капли диаметром 9 мм большая ось почти удваивается, достигая 17 мм. Бланшар также обнаружил, что устойчивость капель зависит от направления ускорения потока. Если ускорение направлено вверх, то вероятность разрушения капель увеличивается, если же направлено вниз, то она уменьшается — устойчивость капель возрастает.

Котон и Гокхейл [272] несколько видоизменили метод взвешивания крупных капель в вертикальном потоке воздуха, разработанный Бланшаром. Они получили подтверждение выводов Ленарда и Бланшара о том, что в турбулентном потоке воздуха предел устойчивости соответствует каплям диаметром 5,5 мм, а в ламинарном — 9 мм. Исследования в широкой вертикальной струе, в которой отсутствует интенсивная турбулентность, выполненные Танака [546], показали, что капли диаметром около 7 мм имеют склонность дробиться на две сравнительно крупные капли и несколько более мелких. Перед разрушением наблюдается довольно сильная осцилляция капель.

Если при слиянии образуется капля размером, превышающим критический, то вслед за слиянием наступает разрушение вновь образовавшейся капли. Слияние капель диаметром 5,5—10 мм и их последующее разрушение наблюдал Бланшар [235] в вертикальной струе воздуха. Если меньшая капля попадала в след большой капли, то она увеличивала скорость своего падения, догоняла большую каплю и соединялась с ней. Немедленно вслед за этим происходило разрушение на довольно большие фрагменты миллиметровых размеров.

Ганн [328] обнаружил, что при центральном соударении двух капель радиусом 2 и 2,5 мм с относительной скоростью 3,4 м/с происходило их слияние и образование диска с утолщенными краями и множеством отростков. Диаметр диска в 5—6 раз больше диаметра исходных капель. Из краев вырывались многочисленные капельки весьма малых размеров. Одновременно происходило утолщение краев и уменьшение размеров диска. В некоторый момент диск взрывался с образованием значительного числа капель. При увеличении скорости соударения до 4,5 м/с диаметр диска увеличивался в 8—10 раз по сравнению с диаметром исходных капель. При нецентральных соударениях диск имел вытянутую форму.

Механизм слияния крупных капель, диаметром 3,5—9 мм, с последующим разрушением результирующей капли в вертикальной воздушной струе исследовался также Котоном и Гокхейлем [272]. При кильватерном следовании малой капли за большой происходило их слияние с последующим разрушением почти в 60% случаев. Было обнаружено два основных типа разрушения объединенной капли: гантеле- и грибообразный. В первом случае капля некоторое время осциллирует, а затем разрушается на 2—10 капель миллиметровых размеров. Во втором случае разрушение происходит так же, как при грибообразном разрушении одной крупной капли в турбулентном потоке. Но, кроме этих двух основных типов разрушения, был обнаружен еще ряд промежуточных типов, имеющих черты как гантелеобразного, так и грибообразного типа. В этих случаях образуется до 15 капель миллиметровых размеров. На рис. 28 представлен случай кильватерного слияния капель диаметром 6 и 7,5 мм, причем немедленно после слияния произошло разрушение результирующей капли на меньшие капли, расположившиеся в виде дуги. Исследования Магарвея и Гелдарта [412] показали, что при слиянии крупных капель разных размеров также может происходить их разрушение на большое число фрагментов. Если капли диаметром 4 мм и больше соударяются с каплями диаметром 2 мм и больше, то вероятность разрушения составляет 20—40% от числа соударений.

Так как соударение больших капель — явление сравнительно редкое, то представляют интерес эксперименты Адама и др. [210] по соударению капель радиусом 60 и 300 мкм с последующим их разрушением. Капли, создававшиеся двумя одинаковыми генераторами, соударялись друг с другом с определенной скоростью. Для

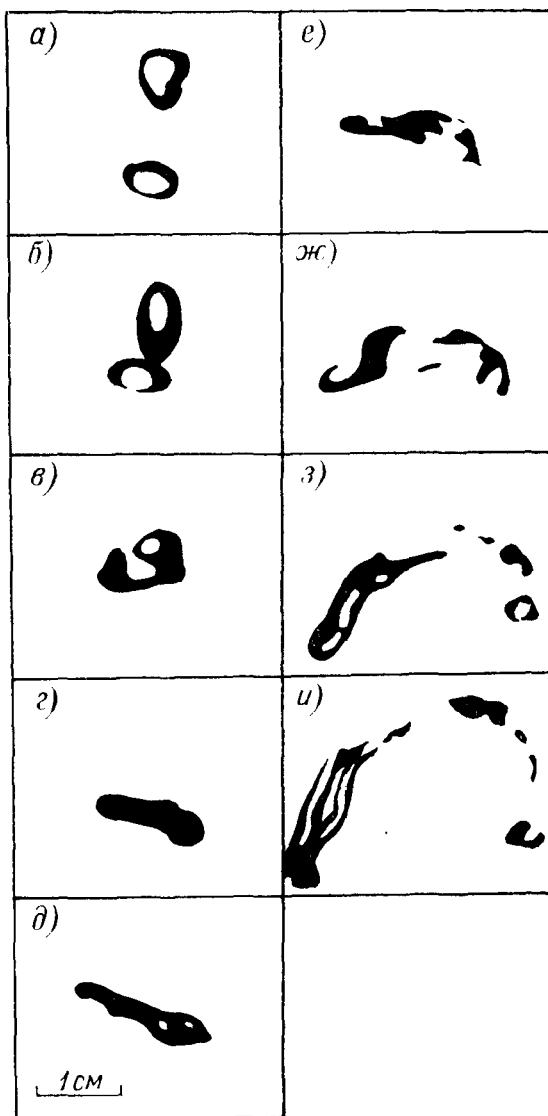


Рис. 28. Скоростная съемка (2000 кадров/с) соударения с относительной скоростью 3 м/с, слияния и немедленного разрушения двух капель диаметром 6 и 7,5 мм. Снимки через каждые четыре кадра. По Котону и Гокхейлю [272].

разрушения капель радиусом 300 мкм требовалось, чтобы скорость их лобового соударения составляла 0,12 от их конечной скорости падения. Из расчетов было получено, что для капель радиусом 5 мкм требуется скорость соударения 18,8 м/с, т. е. необходима скорость, превышающая более чем в $5 \cdot 10^3$ раз их конечную скорость падения.

Непосредственные измерения диаметров капель разных типов дождей показали, что в обложных дождях максимальный диаметр капель не превышает 4 мм. В ливневых дождях наблюдаются капли бóльших диаметров, 5—6 мм. Только несколько сообщений [505 и др.] указывает на существование капель диаметром 7 мм. Следовательно, если на высотах в кучево-дождевых облаках и имеются капли диаметром более 5—6 мм, то при падении бóльшая их часть уменьшается до размеров, не превышающих указанные. Поэтому надо допустить, что в облаках существуют процессы, которые препятствуют росту капель, достигших по диаметру 5—6 мм. Такими процессами могут быть спонтанное разрушение капель и их разрушение при соударении друг с другом и твердыми частицами.

Исследования Бланшара и Спенсера [239] в какой-то степени подтвердили такие предположения. Струя воды, выпускавшаяся с высоты 60 м в спокойный воздух, создавала у земли дождь интенсивностью 190—1900 мм/ч. Наибольшие капли имели диаметр 9 мм. Бланшар и Спенсер получили, что капли диаметром больше 5 мм разрушаются при падении на несколько сотен метров и что вследствие соударения капель должен установиться экспоненциальный тип распределения, наблюдаемый в дождях.

1.10.2. Разрушение капель при соударении с градинами.

Срывание капель с градин при таянии

Вследствие срывания капель с градин в областях мокрого роста и в результате таяния градин в грозовых облаках существует смесь градин и капель. Тем самым предопределяется соударение градин с каплями и разрушение последних. Возможны два типа соударений — лобовые и касательные. К первым следует отнести все те соударения, при которых капли отражаются от нижней части градины без существенного скольжения, а ко вторым — соударения со скольжением и отрывом в верхней части градины.

Из опытов В. М. Мучника [130], Шевчука и Ирибарне [515, 516] следует, что при лобовых соударениях степень дробления возрастает с увеличением скорости соударения градин и капель. С увеличением размеров капель также происходит увеличение степени дробления. Если модель градины была покрыта водяной пленкой, то наблюдалось возрастание количества мельчайших капелек по сравнению с опытами с сухими моделями. При касательных соударениях капли с градиной происходило срывание воды в виде струйки, которая дробилась на мелкие капельки.

Вопрос об углах соударения градин и капель, при которых наблюдается переход от лобовых соударений к скользящим, совершенно не исследован. Насколько можно судить по опытам В. М. Мучника [131], этот критический угол составляет около 50° (отсчет угла ведется от вертикали). Значение критического угла имеет тенденцию к уменьшению с увеличением скорости соударения.

Бланшар [236] исследовал механизм срывания капель с поверхности тающих градин в вертикальном потоке воздуха. По мере таяния вода сгоняется потоком воздуха вверх по поверхности градины, в результате чего непосредственно над горизонтальной экваториальной линией образуется ободок из воды. В какой-то момент происходит разрушение ободка и вода в виде капель срывается с градины. При этом некоторые капли летят по направлению к вершине, по-видимому, под действием гидродинамических сил, вызванных понижением давления в кильватерном следе градины. Как указывает Бланшар, иногда отрываются капли диаметром до 5 мм, которые в свою очередь раздробляются на значительное число более мелких капелек.

1.10.3. Относительная потеря массы каплями в сильных электрических полях

В разделе 1.5 приведены сведения о влиянии сильных электрических полей на возникновение неустойчивости капли, в результате которой происходит выбрызгивание струек. Здесь будет рассмотрена потеря массы каплями как следствие выбрызгивания в зависимости от напряженности поля выше критической.

В экспериментах Зелени [591] было обнаружено, что с увеличением потенциала, прилагаемого к капилляру с каплей на конце, происходило увеличение интенсивности струек, вырывающихся из поверхности воды. Количественные соотношения были впервые получены Мекки [411] при падении капель в горизонтальном электрическом поле в течение примерно 0,05 с.

Как следует из табл. 12, потеря массы возрастает с увеличением размеров капель и напряженности поля выше критической при коронном разряде. В случае искрового разряда потеря массы резко возрастает по сравнению с потерей при коронном. Вместе с тем потеря массы с положительно поляризованного конца капли значительно превышает потерю с отрицательно поляризованного конца. Доусон [278] объяснил это явление воздействием коронного разряда, который происходит одновременно с выбросом струйки. Коронный разряд слабо влияет на выброс с положительного полюса и сильно — на выброс с отрицательного.

Более полные и тщательные исследования были выполнены Леземом [375]. Он определил потерю массы каплями как функцию напряженности поля (рис. 29) и времени экспозиции (рис. 30). При экспозиции 0,2 с потеря массы капель радиусом 1,91 мм

Потеря массы каплями при разрушении в горизонтальном электрическом поле.
По Мекки [411]

Радиус, мм	Масса, 10^{-6} кг	Тип разряда	Напряженность поля, 10^5 В/м		Потеря массы од- ной каплей, 10^{-6} кг	
			критиче- ская	при опыте	+	-
1,56	15,7	Коронный	9,65	10	0,60	0,06
		Искровой		10	1,40	0,80
2,25	47,6	Коронный	8,15	8,75	0,60	0,15
		"		8,9	1,67	0,36
		"		9	1,82	0,82
		Искровой		9,4	7,00	6,00

начинается при критической напряженности около $8,5 \cdot 10^5$ В/м и быстро увеличивается с увеличением напряженности, достигая при $11,5 \cdot 10^5$ В/м 35% первоначальной массы. Если время экспозиции меньше $2 \cdot 10^{-2}$ с, потеря массы такой каплей даже при напряжен-

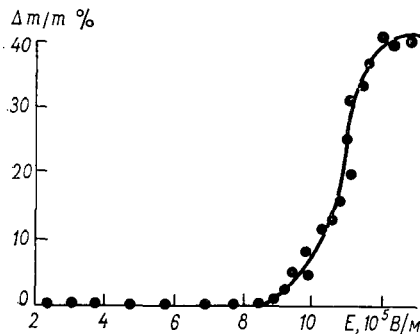


Рис. 29. Зависимость относительной потери массы $\Delta m/m$ водяной каплей радиусом 1,91 мм от напряженности поля E . Время экспозиции капли в поле 0,2 с. По Лезему [375].

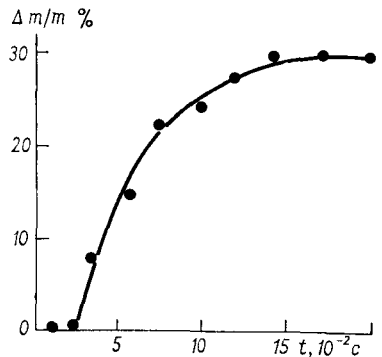


Рис. 30. Зависимость относительной потери массы $\Delta m/m$ водяной каплей радиусом 1,91 мм от времени t ее экспозиции в электрическом поле. Напряженность поля $1,125 \cdot 10^6$ В/м. По Лезему [375].

ности поля $11,25 \cdot 10^5$ В/м не наблюдается. С увеличением времени экспозиции отмечается вначале весьма быстрое увеличение потери массы, которое затем замедляется.

Дальнейшее исследование потери массы под действием сильных электрических полей произвел Метьюс [434]. Он получил, что капли радиусом 2,15 мм при $9 \cdot 10^5$ В/м теряют около 20% своей массы при экспозициях от 0,10 до 0,18 с и менее 1% при экспозициях меньше 0,07 с. Капля радиусом 2,8 мм при напряженности около $7,9 \cdot 10^5$ В/м и экспозиции 0,07 с теряет всего 5% своей

массы, тогда как при экспозициях около 0,13; 0,24 и 0,29 с она теряет уже соответственно 15, 30 и 60% своей массы.

Аббас и Лезем [208] показали, что на величину потери массы капель оказывает влияние ее заряд. Если в электрическом поле при отсутствии заряда потеря массы составляла около 26% для капли радиусом 1,2 мм, то начиная с зарядов $3 \cdot 10^{-11}$ Кл потеря увеличивается с увеличением заряда и достигает 32% для 10^{-10} Кл и 40% для $1,6 \cdot 10^{-10}$ Кл. Аббас и Лезем нашли, что потеря массы происходит со значительной части поверхности капли. В вертикальном положительном поле капля радиусом 1,1 мм разрушается при $E_0 = 12,3 \cdot 10^5$ В/м. При сообщении такой капле положительного заряда $1 \cdot 10^{-10}$ Кл разрушение будет происходить уже в поле с $E_0 = 10,1 \cdot 10^5$ В/м. Если же капля получит отрицательный заряд $7 \cdot 10^{-11}$ Кл, то потребуется поле со значительно более высокой напряженностью: $E_0 = 13,7 \cdot 10^5$ В/м. Таким образом, в полях, достаточных для возникновения разрушения на обоих полюсах капли, потеря массы с положительного полюса превышает потерю с отрицательного. Кроме того, должно происходить поочередное разрушение капли на ее полюсах, начиная с положительного.

Механизм поочередного разрушения полюсов капли заключается в следующем. В сильном электрическом поле, когда деформация капли достигает критического состояния, сперва вырывается струйка воды из положительного полюса, которая уносит с собой некоторый положительный заряд. На капле остается компенсирующий свободный отрицательный заряд, который несколько уменьшает напряженность индуцированного поля на положительном полюсе и в такой же степени увеличивает напряженность поля на отрицательном конце. Тем самым создаются условия для выбрасывания струйки воды из отрицательного полюса капли, которое сопровождается потерей отрицательного заряда. В. А. Дячук [43, 44] получил подтверждение предполагаемого механизма поочередного разрушения капель при исследовании их слияния. В горизонтальном поле напряженностью $E_0 = 8 \cdot 10^5$ В/м интервал времени между разрушением на одном полюсе и разрушением на другом двух сливающихся капель радиусом 1,25 мм составлял примерно 0,5 мс.

СТРОЕНИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА КУЧЕВО-ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКОВ

Грозовые явления в умеренных широтах развиваются в основном в конвективных облаках, а именно в кучево-дождевых. Даже в тех случаях, когда эти явления наблюдаются летом на теплых фронтах, которым вообще свойственны облака слоистых форм, вследствие неоднородности условий происходит чаще всего развитие неустойчивости и образование кучево-дождевых облаков.

Для изучения природы грозы необходимо иметь достаточно полное представление об образовании, развитии и строении кучево-дождевых облаков. Уже исследования Бейерса и Брейема [255] позволили выделить три стадии развития конвективных облаков: 1) кучевых, 2) зрелости, 3) диссипации. Это представление о стадийности развития кучево-дождевых облаков в дальнейшем многократно уточнялось.

Так как основные процессы грозообразования протекают в зрелых кучево-дождевых облаках, ограничимся их рассмотрением, а также остановимся на вопросах перехода мощных кучевых облаков в кучево-дождевые.

2.1. КУЧЕВО-ДОЖДЕВЫЕ ОБЛАКА

Из самого названия вытекает основная характеристика кучево-дождевых облаков, отличающая их от мощных кучевых облаков. Она заключается в том, что из кучево-дождевых облаков выпадает обычно ливневый дождь. Наблюдения за ливневыми дождями привели к выводу, что они могут выпадать как из чисто капельно-жидких облаков, так и из облаков со смешанной фазой воды. В умеренных широтах ливневые дожди образуются наиболее часто в кучево-дождевых облаках со смешанной фазой. В тропических областях частота возникновения ливней в капельно-жидких облаках больше, чем в умеренных. Капельно-жидкие кучево-дождевые облака будем называть теплыми, хотя их вершина может находиться при отрицательных температурах. Однако когда идет речь о кучево-дождевых облаках и не делается каких-либо оговорок, всегда подразумеваются облака со смешанной структурой.

2.1.1. Ливневые дожди из теплых кучево-дождевых облаков

Длительное время предполагалось, что в умеренных широтах только слабая морось (радиус капель порядка 100 мкм) может образоваться в капельно-жидких облаках, что даже сравнительно слабый дождь может выпадать исключительно из облаков со смешанной фазой.

Вместе с данными, подтверждающими представление о том, что в умеренных широтах ливневые дожди образуются при кристаллизации переохлажденных вершин мощных кучевых облаков, появляется все больше материала, указывающего на возможность их возникновения в теплых облаках. Так, наземные радиолокационные наблюдения в разных географических районах умеренных широт позволили обнаружить в ряде случаев появление первого радиозоо ниже уровня изотермы 0°C [225, 352 и др.]

Рассмотрим условия, необходимые для роста облачной капельки до размеров дождевой капли в мощных кучевых облаках. На основании многочисленных наблюдений за спектром дождевых капель можно считать, что их концентрация в среднем равна примерно 10^3 м^{-3} . Концентрация облачных капелек в мощных кучевых облаках составляет в среднем около 10^8 м^{-3} . Таким образом, шанс превратиться в дождевую каплю имеет небольшое число капелек. Остальные капельки являются материалом для образования дождевой капли. Естественно предположить, что наибольшие шансы превратиться в дождевые капли имеют капельки максимальных размеров. Наблюдения за спектром облачных капелек показали, что в мощных кучевых облаках имеются крупные капельки (радиусом 20—30 мкм), способные расти за счет коагуляции.

Финдайзен [296] вычислил скорость коагуляционного роста капли, падающей в монодисперсном облаке с постоянной влажностью при отсутствии восходящих токов. Затем Я. И. Френкель и Н. С. Шишкин [187] произвели расчеты для случая с постоянными восходящими токами, а Н. С. Шишкин [198] — для случая, когда скорость восходящих токов убывает с высотой. Лэнгмюр [109] учел влияние коэффициента эффективности соударения капель на скорость их роста. Шишкин [199] рассчитал конденсационный и коагуляционный рост капель при постоянных восходящих токах и постоянной влажности в облаках, и он же рассчитал случай с переменной влажностью. Весьма обстоятельные расчеты были выполнены Ю. А. Баруковой и др. [11]. На рис. 31 приведена кривая зависимости радиуса капель (града) от средней скорости восходящих токов в начальный период в конвективных облаках. Из графика следует, что размер капель (градин) почти линейно зависит от средней скорости восходящих токов. В [11] предположено, что механизм роста града совершенно такой же, как и дождевых капель, и результаты их расчетов распространены на частицы, имеющие размеры градины.

На основании таких расчетов было получено, что в конвективных облаках с вертикальной мощностью 2—3 км может

образоваться дождь. В результате многие авторы пришли к выводу, что коагуляция капель является основным механизмом роста гидрометеоров и что появление твердой фазы только несколько ускоряет их рост, а не является необходимым условием образования ливневых дождей. Этот спор нельзя считать завершенным, так как отсутствуют достаточно убедительные наблюдения, которые позволили бы выяснить верность того или иного представления.

Но чем бы ни закончился этот спор, несомненно, что роль коагуляции капель весьма велика в приведении облака в состояние, при котором возможно разрешение осадков.

Модели мощных кучевых облаков, которые используются для расчетов роста капель, весьма идеализированы и далеки от реальных облаков. В действительности рост капель происходит в неоднородных полях токов, влажности, температуры, микроструктуры, электрических сил и т. д. Таким образом, рост капель зависит от многочисленных факторов, которые, кроме среднего распределения во времени и пространстве, претерпевают значительные случайные изменения, т. е. является стохастическим процессом. В по-

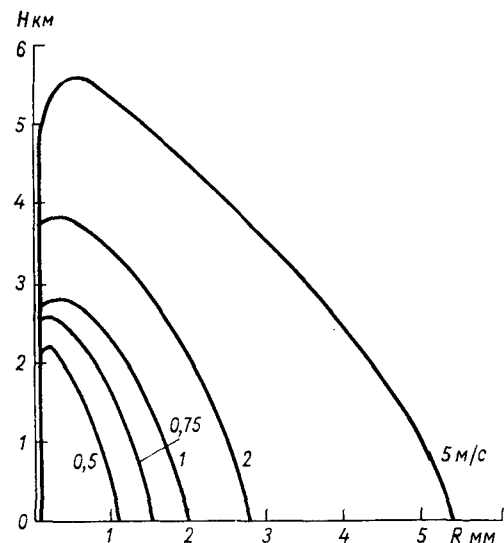


Рис. 31. Рост гидрометеоров с высотой в начальный период их выпадения при различных скоростях развития конвективной облачности. По Ю. А. Баруковой и др. [11].

следнее десятилетие предпринимаются попытки исследовать стохастический процесс формирования спектра капель в облаках (В. И. Беляев [13], И. П. Мазин [110], Л. М. Левин и Ю. С. Седунов [106] и др.) и отдельные попытки исследования стохастического процесса роста дождевых капель (И. П. Мазин [110]).

Электрические поля и заряды в капельно-жидких конвективных облаках сравнительно невелики, однако это касается только средних значений. В небольших объемах и за малое время электрические заряды и напряженность поля, а также влажность могут значительно превышать свои средние значения. Это позволило И. М. Имянитову и др. [74] высказать предположение, что в таких объемах создаются особенно благоприятные условия для интенсивного роста капелек и такие объемы являются «питомниками» крупных капелек, которые вырастают до размера дождевых капель.

2.1.2. Кристаллизация вершин мощных кучевых облаков

Типичное, так сказать, «классическое» кучево-дождевое облако представляет собой большую облачную массу диаметром около 10 км, верхняя граница которой лежит на высоте более 5 км над

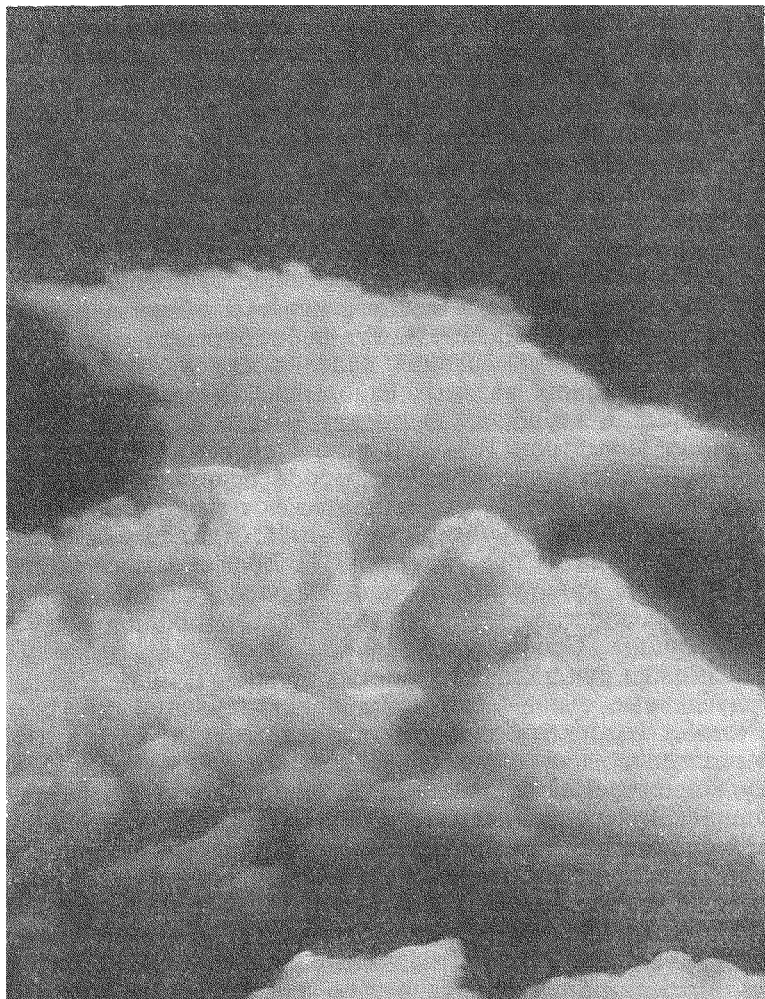


Рис. 32. Вид с самолета кучево-дождевого облака с кристаллической наковальней, 25 июля 1964 г., Западная Украина. Фото Е. Е. Корниенко.

поверхностью земли, и характеризуется ярко выраженной кристаллической вершиной в виде наковальни из перистых облаков (рис. 32). Вместе с тем у значительного числа облаков наковальня отсутствует или недостаточно хорошо выражена, но тем не менее

они имеют смешанную структуру и проявляют себя во всех отношениях так же, как кучево-дождевые облака. С. М. Шметер [204] обнаружил, что во многих случаях по внешнему виду нельзя отличить мощные кучевые облака от кучево-дождевых: верхняя часть последних нередко напоминает цветную капусту, что вообще-то характерно для мощных кучевых облаков, но вместе с тем в них наблюдается интенсивное радиоэхо и даже грозовые разряды. Шметер считает, что существуют три стадии развития кучево-дождевых облаков: стадия роста, для которой характерен быстрый подъем вершины и сохранение внешнего вида капельно-жидкого облака (*Cb calvus*); стационарная стадия, характеризующаяся прекращением интенсивного роста вершины облака вверх и образованием перистых облаков (*Cb incus*); стадия диссипации, при которой происходит разрушение капельно-жидкой части кучево-дождевого облака, а вершина, превратившаяся в перистое облако, часто продолжает самостоятельное существование.

Кристаллизация вершин мощных кучевых облаков и их преобразование в кучево-дождевые могут происходить за счет двух процессов: спонтанного замерзания капелек или их замерзания при внесении посторонних ледяных зародышей. Воздушные токи, скорость которых в вершинах достигает 1—2 м/с, могут переносить вверх капли диаметром 100—500 мкм. При температуре в вершине ниже -12°C уже существует некоторая вероятность замерзания таких капель. Возможно, что капли имеют некоторые шансы замерзнуть при температурах выше -12°C при поступлении ядер кристаллизации на их поверхность [311]. Если в атмосфере присутствуют ледяные кристаллы, то при падении они могут попасть в переохлажденную вершину мощных кучевых облаков и вызвать кристаллизацию. Особенно обильный засев ледяными кристаллами возможен при наличии перистых облаков [240].

Приведенные выше механизмы кристаллизации могут объяснить только возникновение кристаллизации, но не разительное несоответствие, достигающее нескольких порядков величины, между концентрациями ледяных кристаллов и ядер замерзания в вершинах кучево-дождевых облаков [366 и др.]. Для объяснения этого несоответствия необходимо ввести представление о существовании в вершинах кучево-дождевых облаков механизма размножения ядер кристаллизации. Мейсон [430] обратил внимание на то, что при замерзании капель образуются ледяные кристаллы, которые могут служить вторичными ядрами кристаллизации. Кроме того, они могут образоваться в результате обламывания веточек дендритных кристаллов и усиков, вырастающих на поверхности ледяных частиц ([442] и др.). Распространение вторичных ядер происходит благодаря интенсивной турбулентности в вершинах облаков [146]. Так как кристаллизация приводит к усилению электрического поля в облаках (И. М. Имянитов и А. П. Чуваев [75]), то вследствие этого, как показали В. М. Мучник и Ю. С. Рудько [141], скорость распространения кристаллизации должна увеличиться.

2.1.3. Макрохарактеристики кучево-дождевых облаков

Достоверные сведения о размерах кучево-дождевых облаков, температуре на уровне их вершин, вертикальной мощности и т. п. были получены только недавно благодаря развитию высотной авиации и радиолокационных наблюдений в метеорологии. Эти макрохарактеристики зависят как от физико-географических особенностей района, так и от особенностей воздушной массы, в которой развиваются облака.

Данные о ряде макрохарактеристик кучево-дождевых облаков приведены в табл. 13, 14 и 15. Анализируя эти таблицы, надо учитывать, что размеры радиоэхо не совпадают с размерами кучево-дождевых облаков — они всегда несколько меньше облаков.

Таблица 13

Зависимость вероятности w образования радиоэхо в кучево-дождевых облаках от температуры θ в вершине радиоэхо

Место наблюдений	θ °C	w %	Источник
Нью-Мексико (США)	> -12	0	[241]
Центральные районы США	$-12, -24$	20	[228]
	> 6	0	
	$0, -6$	20	
	≥ -18	80	

Примечание. При отсутствии радиоэхо использовались данные о температуре на уровне вершины мощных кучевых облаков.

Из табл. 13 следует, что в центральных, более влажных районах США образование осадков происходит при значительно более высоких температурах в вершинах кучево-дождевых облаков, чем в сухих районах (Нью-Мексико).

Однако ряд наблюдений показал, что кристаллизация может происходить при температурах выше -12°C , особенно над поверхностями морей. Н. С. Шишкин [202] неоднократно наблюдал над сушей кристаллизацию вершин мощных кучевых облаков, преобразующихся в кучево-дождевые, при температурах от -6 до -11°C . При полетах над северной частью Атлантического океана было отмечено, что температура на уровне кристаллических вершин кучево-дождевых облаков в среднем почти на 10°C выше, чем над сушей [115].

Радиолокационные наблюдения за высотами радиоэхо ливней с грозами и ливней без гроз показали существование значительных различий между ними. В результате появилась возможность различать ливни с грозами и без гроз по высоте радиоэхо или по температуре, соответствующей уровню вершины радиоэхо. Было

также обнаружено, что ливни с градом¹ имеют наибольшую высоту радиоэхо.

Согласно Е. М. Сальману и К. С. Жупахину [163], для Ленинграда средняя высота радиоэхо ливней составляет 5,5 км, а гроз — 7,2 км. Вершины радиоэхо ливней в 87% случаев располагаются ниже 7 км, вершины радиоэхо гроз в 85% случаев находятся выше 6 км. В. М. Мучник [137] определил для района Днепропетровска, что в 84% случаев высота радиоэхо гроз составляет 5—10 км, тогда как высота радиоэхо градовых облаков в 87% случаев больше 9 км. Максимум повторяемости радиоэхо гроз соответствует высотам 7—8 км, а радиоэхо града — 10—11 км. При этом почти каждый случай выпадения града сопровождался грозой. Можно полагать, что выпадение града почти всегда сопровождается грозой и что градовые облака — это наиболее интенсивные грозовые облака, в которых ледяные гидрометеоры достигают поверхности земли.

Так как между высотой вершины радиоэхо и температурой на этом уровне существует определенная связь, то обнаруживается также связь между вероятностью образования ливней, гроз и града и температурой в вершине радиоэхо (табл. 14).

Таблица 14

Зависимость вероятности ω образования ливней, гроз и града от температуры θ в вершине радиоэхо в кучево-дождевых облаках

Место наблюдения	θ °С	ω %	Явление	Источник
Ленинград (СССР)	< -22,4	93	Грозы	[88]
ЭМП ¹ УкрНИГМИ (СССР)	-40, -45 -50, -55	18 ² 38 ²	„ Град	[137]
Центральные районы Молдавской ССР	< -50 > -15	100 100	„ Ливни	[24]
Алазанская долина (Грузинская ССР)	> -22,5 < -56	0 100	„ Град	[39]
Англия	> -40 > -12	100 100	Грозы Ливни	[351a]
Осака (Япония)	> -9,8 > 0 > -10	78 40 22	Грозы Ливни Грозы	[181]

¹ Экспериментальный метеорологический полигон вблизи Днепропетровска.

² Максимум повторяемости.

Возможно, что часть случаев с грозами при температурах выше -10°C , приведенных Тошей [181], соответствует теплым

¹ В дальнейшем вместо выражений «ливень с градом», «ливень с грозой» и «ливень без грозы» для сокращения будем писать «град», «гроза» и «ливень» соответственно.

грозам. Тоша обнаружил, что внутримассовые ливни и грозы развиваются при более низких температурах, чем фронтальные, и только при отрицательных температурах в вершинах облаков, их создающих.

По наблюдениям в Майами (США) за грозовыми облаками Сондерс и Ронн [502] обнаружили, что температура в вершинах радиоэхо развивающихся башен, как правило, ниже -10°C и может достигать -70°C .

Из рассмотренных данных следует, что грозы в зоне умеренного климата и, по крайней мере, в субтропиках почти всегда связаны с отрицательными температурами в вершинах кучево-дождевых облаков, что указывает на существенную роль смешанной фазы в их образовании. Обнаруживается довольно четко выраженная критическая температура, позволяющая отличать ливни от гроз и означающая, что имеются определенные условия образования гроз в кучево-дождевых облаках. С понижением температуры по сравнению с критической вероятность образования гроз и града быстро возрастает.

На горизонтальные размеры кучево-дождевых облаков сильно влияет их структура: являются ли они одно- или многоочаговыми (ячеистыми). Для Москвы площади радиоэхо ливней и гроз лежат в основном в пределах $25-60\text{ км}^2$ [88]. Для Киева средний диаметр радиоэхо составляет $6,8\text{ км}$, а средняя площадь 42 км^2 . Для Ленинграда было получено, что максимальную повторяемость имеет площадь радиоэхо внутримассовых ливней около 10 км^2 , а гроз — около 40 км^2 [132]. С. Б. Гашина и Е. М. Сальман [29] нашли достаточно хорошо выраженные различия для площадей очагов ливней и гроз. Так, для ливней в 88% случаев площадь меньше 70 км^2 , тогда как для гроз она в 80% случаев больше 100 км^2 .

Таблица 15

Продолжительность $T_{\text{ср}}$ существования радиоэхо ливней и гроз

Место наблюдения	$T_{\text{ср}}$, мин	Характеристика радиоэхо	Источник
Москва (СССР) ЭМП УкрНИГМИ (СССР)	10—50 ¹	Все очаги	[88]
	22	Отдельные очаги	{21}
	46	Слившиеся очаги (по четырем случаям)	
	43	Интенсивные грозовые очаги	В. М. Мучник и Нгуэн-Ван Тхань [226]
США	23	Отдельные очаги	
	42	Интенсивные многоочаговые грозы	

¹ Основные пределы.

Исследования в США [256] показали, что в 50% случаев горизонтальная протяженность радиоэхо развитых кучево-дождевых облаков на высоте около 3300 м больше 8 км. Было обнаружено, что существует связь между горизонтальными и вертикальными размерами радиоэхо. Можно считать, что горизонтальные размеры приблизительно равны вертикальным. Вблизи поверхности земли средний диаметр радиоэхо летних ливней холодного фронта составлял около 7 км [433]. Средний максимальный диаметр радиоэхо локальных конвективных ячеек, которые при дальнейшем существовании не сливались друг с другом, равен 3,5 км. Эти данные характерны для отдельных очагов [226].

Важной характеристикой кучево-дождевых облаков является время их существования (табл. 15).

Как видно из табл. 15, длительность жизни радиоэхо ливней и гроз зависит как от их интенсивности, так и от сложности строения (многоочаговые радиоэхо).

2.1.4. Зарождение и развитие радиоэхо

Расположение уровня зарождения дождя в конвективных облаках относительно изотермы 0°C определяется, по-видимому, механизмом образования дождя. Предполагается, что причиной образования дождя является или конденсационно-коагуляционный процесс роста капель, или сублимационно-коагуляционный процесс роста твердых частиц. В первом случае следует ожидать, что зарождение радиоэхо, т. е. образование частиц таких размеров, которые обнаруживаются радиолокатором, должно происходить ниже уровня изотермы 0°C , а во втором — выше уровня изотермы 0°C . Н. С. Шишкин [202] допускает, что в облаках действует коагуляционный механизм образования осадков и что ливни могут начинаться с образования и выпадения капель. Наиболее же распространено предположение о том, что образование ливневой совпадает с кристаллизацией крупных облачных капелек в переохлажденной части мощных кучевых облаков.

Радиолокационные исследования, выполненные в тропических и субтропических климатических районах, а также в районах умеренных широт с морским климатом [241, 225 и др.], показывают, что вероятность зарождения первого радиоэхо при положительных температурах довольно велика. Иными словами, в этих районах велика вероятность образования дождя за счет коагуляции жидких капель. Так, Баттан [225] обнаружил, что примерно в 60% случаев первое радиоэхо появляется ниже уровня изотермы 0°C . Наблюдения в условиях континентального климата показывают, что в большинстве случаев радиоэхо появляется выше уровня изотермы 0°C . В Нью-Мексико (США) первое радиоэхо появляется на высотах с температурой около -10°C [583], а радиоэхо осадков обнаруживается только в том случае, если вершина конвективных облаков поднимается выше уровня изотермы -12°C [241].

В приведенных выше исследованиях не рассматривался весьма существенный вопрос о дальнейшем развитии радиоэхо. Такое исследование было выполнено Т. Н. Заболоцкой и В. М. Мучником [50] в районе ЭМП УкрНИГМИ (табл. 16).

Таблица 16

Повторяемость радиоэхо в зависимости от температуры воздуха на уровне их зарождения. По Т. Н. Заболоцкой и В. М. Мучнику [50]

	Температура, °С							Сумма
	< -24,1	-12,1, -24	-6,1, -12	0, -6	0-3	3,1-6	6,1-12	
Неразвившиеся радиоэхо								
Число случаев	—	8	11	17	25	16	10	87
%	—	9	13	20	29	18	11	100
Развившиеся радиоэхо								
Число случаев	5	18	33	32	21	1	—	110
%	5	16	30	29	19	1	—	100

Как видно из табл. 16, при положительных температурах радиоэхо облаков в основном не развиваются. Оказалось, что в тех случаях, когда радиоэхо развиваются, у поверхности земли наблюдается только слабый дождь.

Из этих данных следует, что определяющим для возникновения ливней на территории Украины является образование в облаках твердой фазы. Коагуляционный рост капель в кучевых облаках сам по себе может привести к образованию только весьма слабых ливневых дождей, большая часть которых успевает испариться под облаками. Вместе с тем коагуляционный рост капель в верхних, переохлажденных частях кучевых облаков облегчает их кристаллизацию и образование ливня. Образование гроз, которые сопровождаются, как правило, интенсивными ливнями, происходит при возникновении первого радиоэхо в области отрицательных температур.

Р. А. Анчугова [6] изучала для Ленинграда зависимость максимальной высоты H_{\max} развития радиоэхо от средней температуры $\theta_{\text{ср}}$ на уровне его зарождения. Она получила следующие данные:

H_{\max} км	3	4	5	6	7	8
$\theta_{\text{ср}}$ °С	1,8	1,6	-1,7	-3,2	-5,0	-8,5

Как видно из этих данных, в случаях когда радиоэхо обнаруживается при положительных температурах, его развитие по

вертикали является малоинтенсивным. Только в случаях, когда радиоэхо зарождается при сравнительно низких средних температурах (около -3°C и ниже), оно поднимается до больших высот, что позволяет ожидать выпадения интенсивного грозового ливня. Результаты Анчуговой согласуются с данными Заболоцкой и Мучника.

После обнаружения первого радиоэхо происходит увеличение его размеров во все стороны. Причины подъема границы радиоэхо вверх, опускания вниз и распространения в горизонтальном направлении разные. Так, подъем верхней границы радиоэхо обуславливается восходящими токами, которые поднимают частицы вверх, и ростом ледяных частиц, поэтому скорость подъема границы может превышать скорость восходящих токов. Опускание нижней границы происходит со скоростью, равной алгебраической сумме скоростей вертикальных токов и падения наибольших частиц. Распространение радиоэхо на уровне его образования зависит, по-видимому, от турбулентного переноса ядер кристаллизации и скорости роста ледяных частиц до обнаруживаемых размеров.

Как показывают наблюдения, подъем вершины кучево-дождевых облаков [344], так же как и радиоэхо в них [30], имеет пульсационный характер. Пульсации вершины облаков значительно сильнее выражены, чем пульсации верхней границы радиоэхо. Это объясняется тем, что на верхней границе облаков остановка в развитии происходит вследствие перемешивания влажного облачного воздуха с более сухим над облаком. Внутри облака заток сухого воздуха и перемешивание с ним облачного воздуха менее интенсивны.

В Нью-Мексико (США) средняя скорость подъема радиоэхо составляет 4 м/с [583], а в Пуэрто-Рико 1,9 м/с, т. е. примерно в два раза меньше, чем в умеренных широтах [334]. Баттан [225] для Огайо (США) нашел, что скорость подъема радиоэхо зависит от высоты, до которой она растет. Таким образом, в более мощных облаках должны существовать большие скорости восходящих токов. В некоторых развивающихся кучево-дождевых облаках скорость подъема достигала 15 м/с. Скорость опускания нижней границы радиоэхо составляет в среднем 6 м/с и часто превышает 20 м/с, т. е. она больше скорости подъема верхней границы [225]; по мере приближения границы к поверхности земли скорость опускания уменьшается.

С момента опускания к поверхности земли радиоэхо, обнаруживаемого в виде очага небольших размеров и слабой интенсивности, происходит увеличение как его размеров, так и отражаемости в центре. Затем размеры очага и отражаемость начинают уменьшаться до полного его исчезновения. М. Л. Маркович и др. [113] получили, что горизонтальная площадь очагов и увеличивается, и уменьшается с постоянной скоростью. Средние величины времени ($T_{\text{ср}}$) и скорости ($F_{\text{ср}}$) развития и затухания очагов у поверхности земли в районе Киева, заимствованные из [113], приведены ниже:

	Развитие	Затухание
$T_{ср}$ мин	11,5	11,5
$F_{ср}$ км ² /мин	1,6	1,2

В районе Киева в 76% случаев скорость роста горизонтальной площади очагов лежит в пределах 0,5—2,5 км²/мин и только в 11% случаев она больше 2,5 км²/мин. Скорости уменьшения горизонтальной площади очагов несколько меньше, чем скорости роста. В 73% случаев скорости уменьшения площади находились в пределах 0—1,5 км²/мин. Эти зависимости верны не только для всей площади очага, но и для площади, охватываемой изоэхо любого значения. Обнаружилось также, что подобные зависимости выполняются и на высотах, выбранных произвольно ниже уровня максимальной отражаемости. Так, по Т. Н. Заболоцкой и В. М. Мучнику [49], среднее время развития очагов на высотах равно 12,6 мин.

Линейную скорость расширения кучево-дождевых облаков на основании самолетных данных получил С. М. Шмелер [205]. Для растущих облаков среднее значение скорости расширения оказалось равным 0,7 км/мин, а максимальное 1,6 км/мин. При этом расширение происходило во все стороны примерно одинаково.

2.1.5. Максимальная интенсивность ливней

Важной характеристикой кучево-дождевых облаков является максимальная интенсивность дождя. Средняя интенсивность ливня, наибольшая из когда-либо зафиксированных, например, в Ленинградской области (Пушкин) составила за 5 мин 3,2 мм/мин (192 мм/ч), а на Украине (Долгое) — 5,1 мм/мин (303 мм/ч). Таким образом, в районах с более интенсивной грозовой деятельностью наблюдаются ливни с большей интенсивностью. Абсолютный максимум интенсивности ливней на Украине составляет около 10 мм/мин.

В. М. Мучник [130, 135] показал, что между максимальной интенсивностью дождя и электрической активностью в кучево-дождевых облаках существует определенная связь (табл. 17).

Как следует из табл. 17, средние максимальные интенсивности дождей как при грозах, так и без них мало отличаются в разных пунктах Европейской территории Советского Союза. Вместе с тем различия средних максимальных интенсивностей дождей при грозах и без них весьма велики. Так, средняя максимальная интенсивность дождей во всех пунктах при грозах составляет 1,14 мм/мин (около 70 мм/ч), тогда как для ливней без гроз 0,23 мм/мин (около 15 мм/ч). В 87% случаев максимальная интенсивность дождей при грозах оказывается больше 0,4 мм/мин, и в 88% случаев ливней без гроз она меньше этого значения. Таким образом, одним из критериев разделения гроз и ливней можно считать максимальную интенсивность дождя.

Повторяемость (%) различных значений максимальной интенсивности дождей с грозами и без гроз. По В. М. Мучнику [135]

Тип дождя	Пункты наблюдений	Интенсивность дождя, мм/мин						Средняя максимальная интенсивность, мм/мин	Число случаев
		0,0—0,4	0,41—0,8	0,81—1,2	1,21—1,6	1,61—2,0	>2,0		
С грозой (близкой)	Пункты на Украине	8	30	20	13	8	21	1,39	148
	Валдай	19	39	19	8	3	12	0,98	62
	Нижедевицк	13	42	14	13	7	11	1,05	76
	Среднее							1,14	
Без грозы	Пункты на Украине	89	9	2	—	—	—	0,21	275
	Валдай	88	10	2	—	—	—	0,22	228
	Нижедевицк	88	8	2	1	—	—	0,25	93
	Среднее							0,23	

Так как существует возможность радиолокационного измерения максимальной интенсивности дождя по данным о связи между отражаемостью и интенсивностью дождя, то благодаря этому появляется возможность дистанционного обнаружения грозовых очагов по наблюдениям максимальной отражаемости у поверхности земли. Попытка, которая дала положительные результаты, была предпринята В. М. Мучником [131]. Е. М. Сальман и К. С. Жупахин [163] определяли максимальную отражаемость на высотах. Они обнаружили, что в среднем для ливней максимальная отражаемость равна $z_{\max} = 2 \cdot 10^3$ мм⁶/м³, а для гроз $z_{\max} = 3 \cdot 10^4$ мм⁶/м³, так что средние значения различаются более чем на порядок. В дальнейшем в ряде работ Е. М. Сальман и его сотрудники разработали комплексный критерий для разделения ливней и гроз:

$$y = \frac{H_{\max} \lg z}{\lg z_1 - \lg z_2}, \quad (37)$$

где H_{\max} — высота максимума отражаемости; z_1 и z_2 — отражаемость на уровнях H_1 и H_2 соответственно, расположенных выше уровня максимальной отражаемости z_{\max} , при этом возможно, что $z_1 = z_{\max}$.

Таким образом, электрическая активность в кучево-дождевых облаках непосредственно зависит от интенсивности осадкообразования. Только в некоторых, по-видимому, весьма редких случаях

возможно образование грозových разрядов при слабых осадках у поверхности земли или при их полном отсутствии. Эти случаи имеют место, надо полагать, только тогда, когда в атмосфере создаются условия для полного испарения капель в восходящих токах в подоблачном слое. Таким образом, случаи «сухих» гроз следует отнести к весьма редким явлениям.

Для выяснения вопроса о вероятности образования «сухих» гроз В. М. Мучник [129] исследовал выпадение ливневых дождей на густой сети осадкомерных пунктов Велико-Анадоля. Было получено, что при близких грозах всегда обнаруживаются осадки в одном или более пунктах, находящихся на площади радиусом 5 км. Иная картина для отдаленных гроз. Из этого можно прийти к выводу, что представление о «сухих» грозах возникло на основании наблюдений за отдаленными грозами, когда отсутствовала достаточно густая и обширная сеть пунктов наблюдений за осадками.

На основании приведенных данных можно утверждать, что электрические разряды являются следствием процессов образования осадков и возникают только в том случае, если интенсивность образования осадков достигает определенного значения.

2.1.6. Токи и турбулентность в кучево-дождевых облаках

Условия образования и разделения электрических зарядов в конвективных облаках в значительной степени определяются токами, в первую очередь вертикальными, и турбулентностью. Но измерение этих параметров в кучево-дождевых облаках является весьма сложной задачей, и поэтому сейчас сведения о них ограничены.

Из табл. 18 следует, что скорость восходящих токов в кучево-дождевых облаках превышает, как правило, 10 м/с и может достигать 60 м/с. Нисходящие токи имеют меньшие скорости, чем восходящие. Обычно их скорость не превышает 10 м/с, а ее максимум достигает 20—25 м/с.

Бейерс и Брейем [257] обнаружили связь температуры со скоростью восходящих и нисходящих токов:

$$v \simeq 4 \Delta\theta, \quad (38)$$

где $\Delta\theta$ — разность температур внутри и вне кучево-дождевого облака (табл. 19).

В. А. Зайцев и А. А. Ледохович [52] считают, что внутри облака $\Delta\theta$ может достигать 10°C . Согласно С. М. Шметеру [205], внутри растущих облаков горизонтальная протяженность «теплых» участков была равна в среднем 4 ± 2 км, тогда как в зрелых облаках она составляла 6 ± 3 км; протяженность «холодных» участков соответственно равна 3 ± 1 и 4 ± 3 км.

В кучево-дождевых облаках начальной стадии развития наблюдаются только восходящие токи воздуха. По расчетам [500], для

Скорости восходящих и нисходящих токов в конвективных облаках

Место наблюдений	Способ наблюдений	Скорость токов, м/с		Область измерений	Источник
		восходящих	нисходящих		
СССР	с	До 10		Под основанием кучево-дождевых облаков	[205]
		35 (м)	17 (м)	Предвершинная часть облаков	
Северный Кавказ (СССР)	р	22 (м)	14 (м)	Внутри мощных кучевых и кучево-дождевых облаков	[175]
США: Огайо	с	27 (м) >15 (п)	24 (м)	Грозовые облака	[257]
			<12 (п)	Градовая ячейка	
Оклахома	с	63 (м)	20 (м)	Грозовая ячейка	[533]
				Внутри грозового облака на высоте около 12 км	
Флорида	с	25 (м)	19 (м)	На высоте 6000 м в активных конвективных облаках высотой до 15 км	[577]
Колорадо, Оклахома, Южная Дакота	с	>10 (п) 3—5	<10 (п)	В основании градовых облаков в ареале восходящих токов вне области осадков	[216]
Техас	р	2,5—4		Под основанием грозовых облаков	[335]
Германия	п	>15 (м) 1—2		Под грозовыми облаками	[569]
		До 5 10—13		В основании	
				Внутри	

Примечание. Здесь с — самолетные наблюдения, п — планерные, р — радиолокационные, (м) — максимальная скорость, (п) — преимущественная скорость.

проникновения грозового облака через тропопаузу требуется увеличение скорости восходящих токов на 20 м/с на каждый километр подъема выше уровня тропопаузы, где максимальные скорости могут превышать 100 м/с. Но в зрелой стадии восходящие токи уже не охватывают всего облака, в нем появляются нисходящие токи. По данным работы [257], нисходящие токи в грозовых облаках в Огайо (США) зарождались на высотах около 4500 м одновременно с появлением осадков у поверхности земли. Наибольшие ско-

Разность температур $\Delta\theta$ внутри и вне кучево-дождевых облаков,
по данным самолетных измерений

Место наблюдений	$\Delta\theta$ °С	Область измерений	Источник
СССР	+4, +6	Над центральными частями	[52]
	+4,7	Над растущими частями	[205]
США	+5,1	В предвершинной части	
	+4	В восходящих токах	[257]
	-4	В нисходящих токах	

рости восходящих и нисходящих токов наблюдались в облаках с градом. Нисходящие токи полностью отсутствовали в градовых ячейках на уровне 6000 м, редко встречались на уровне 4500 м; ниже уровня изотермы 0°С (3000 м) восходящие и нисходящие токи встречались примерно с одинаковой частотой, а на нижней границе наблюдались только нисходящие токи. Диаметр областей восходящих и нисходящих токов в среднем составлял около 1500 м с максимумом для восходящих токов около 12 км.

Нисходящие токи наблюдаются в кучево-дождевых облаках и на больших высотах, обычно по их периферии [529]. При полете в районе Киева 24 июля 1964 г. С. М. Шметер [205] в кучево-дождевом облаке на 2—2,5 км ниже вершины в области выпадения града обнаружил нисходящие токи со скоростью до 10 м/с. В районе Воронежа 14 августа 1961 г. в сильно развитом кучево-дождевом облаке высотой около 12 км, в котором также отмечался град, были зафиксированы нисходящие токи со скоростью до 17 м/с.

Наблюдения за поведением частиц в кучево-дождевых облаках, осуществленные 9 апреля 1959 г. в Англии с помощью локаторов, использующих эффект Доплера, показали, что нисходящие токи развиваются в пределах уровней изотерм —5, —10°С (Проберт-Джонс и Харпер [473]). Баттан [227] 17 августа 1962 г. в Аризоне (США) обнаружил в кучево-дождевом облаке, верхняя граница радиоэхо которого располагалась несколько выше 6 км, возникновение нисходящих токов на высоте около 4 км, при этом основное их развитие наблюдалось ниже основания облака, находившегося на высоте около 3 км. Исследования Дональдсона и Чмелы [283] 19 августа 1965 г. в Новой Англии (США) в грозовых облаках высотой до 15 км показали, что нисходящие токи обнаруживались на высотах до 5—6 км в областях с отражаемостью порядка 10^5 мм⁶/м³ и выше.

Когда твердые гидрометеоры (градины и ледяная крупа) опускаются ниже уровня изотермы 0°С, происходит их таяние и вследствие этого охлаждение воздуха. При испарении капель, срывающихся с тающих градин, воздух также охлаждается. Таким образом, первоначально возникшие нисходящие токи, обусловленные охлаждением при таянии градин и их гидродинамическим напором,

должны получить тенденцию к развитию благодаря испарению капель ниже основания облака. В дальнейшем должно произойти распространение нисходящих токов на более высокие уровни в первую очередь за счет вовлечения воздуха, вторгающегося через боковые поверхности облака.

Значительное влияние на распределение воздушных токов в гигантских градовых кучево-дождевых облаках оказывает вертикальный градиент ветра. Вследствие увеличения скорости ветра с высотой происходит некоторое отклонение вершины от вертикальной оси, что подтверждается радиолокационными наблюдениями за вы-

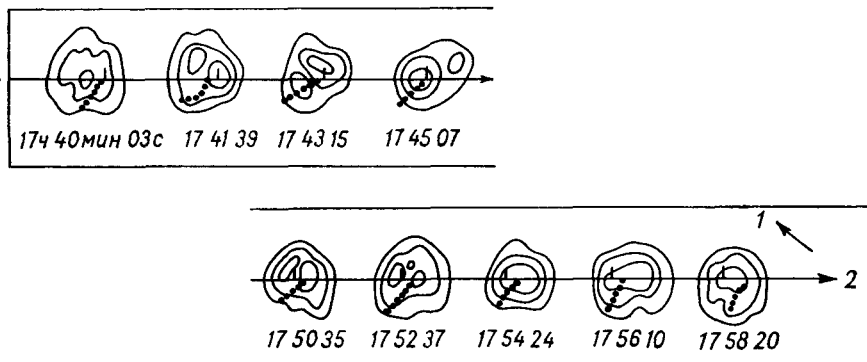


Рис. 33. Контуры на индикаторе кругового обзора изоэхо интенсивной грозы вблизи Гири (Оклахома, США) на высоте около 15 км. Точечные линии показывают положение «занавеса», который располагается под наиболее высокой частью грозы. По Браунингу и Дональдсону [249].

1 — направление на радиолокатор, 2 — направление движения грозы.

сокими кучево-дождевыми облаками. В результате восходящие токи более длительно удерживаются в передней части облака, а нисходящие токи должны развиваться в тыловой части, где образуются осадки (Ньютон [458], С. М. Шметер [205] и др.). Так как с высотой осуществляется поворот ветра вправо от направления движения самого облака, то должно происходить некоторое смещение зоны осадков и нисходящих токов влево.

Как видно на вертикальном радиолокационном разрезе гигантского кучево-дождевого облака, наблюдавшегося 4 мая 1961 г. вблизи Гири (Оклахома, США) [249], рядом с осадками, доходившими до поверхности земли, существовали осадки («занавес»), которые земли не достигали. Под «занавесом» в области слабой радиолокационной отражаемости наблюдались в градовом облаке в Альберте (США) упорядоченные восходящие токи со скоростью до 18 м/с [427]. Расположение «занавеса» относительно облака представлено на рис. 33. Подобная картина была получена Браунингом и Ладлемом [250] при наблюдениях за грозовыми облаками в Уокингеме (Англия). Такие же данные приведены Г. К. Сулаквелидзе [175] на основании вертикального радиолокационного раз-

реза через градовое облако 18 мая 1966 г. на Северном Кавказе. Он считает, что область, соответствующая «занавесу», является зоной аккумуляции осадков.

Нисходящие токи, более холодные, чем окружающий воздух, создают в приземных слоях холодный мезофронт, перемещающийся вместе с облаками. Вследствие поворота ветра с высотой вправо этот холодный мезофронт также имеет тенденцию отклоняться вправо, как это отчетливо видно на рис. 33. В передней части холодного мезофронта происходит подъем теплого воздуха, что увеличивает вероятность образования новых кучево-дождевых облаков преимущественно справа от первоначально сильно развитого кучево-дождевого облака.

Большие градиенты скорости в кучево-дождевых облаках вызывают появление в них значительной турбулентности. Еще Бейерс и Брейем [257] обнаружили, что на границе восходящих и нисходящих токов, где существуют большие градиенты скорости вертикальных токов, скорости порывов превышают 10 м/с. При полетах в кучево-дождевых облаках Стейнер и Райн [533] и др. установили, что скорости вертикальных турбулентных порывов лежат в основном в пределах 10—15 м/с. В тех же пределах находятся скорости горизонтальных турбулентных порывов.

Н. З. Пинус и В. Д. Литвинова [156] рассчитали коэффициент турбулентности по данным о перегрузках, испытываемых самолетами при полетах в верхней части кучево-дождевых облаков. Они получили, что на границе облака коэффициент турбулентности находится в пределах 70—100 м²/с. На уровнях, расположенных на 1 км ниже верхней границы облака, значение коэффициента увеличивается до 300—400 м²/с. С. М. Шметер [205] приводит данные расчетов коэффициента турбулентности в разных частях кучево-дождевых облаков на основании самолетных наблюдений (табл. 20).

Таблица 20

Коэффициент турбулентности $k_{эф}$ в разных частях кучево-дождевых облаков.
По С. М. Шметеру [205]

	Внутри вершины	На верхней кромке	На боковой кромке
$k_{эф}$ м ² /с	215	146	95
Число случаев	13	13	4

Максимальное значение, полученное С. М. Шметером, было больше 500 м²/с. М. А. Герман [34] в полетах под кучево-дождевыми облаками получил значения коэффициента турбулентности, превышающие 50 м²/с. С. Б. Гашина и др. [28] определили значение коэффициента турбулентности в грозовых облаках на основании данных о скорости восстановления электрического поля после ударов молнии, характеризующих турбулентность в активной части грозовых облаков. Среднее значение оказалось равным 500 м²/с.

2.1.7. Микроструктура кучево-дождевых облаков

Если исследования микроструктуры мощных кучевых облаков сравнительно многочисленны, то число подобных исследований для кучево-дождевых облаков невелико, и наши сведения о водности и спектрах облачных частиц в них весьма скудные.

Вейкман и Кампе [566] исследовали во Флориде и Нью-Джерси (США) микроструктуру кучево-дождевых облаков, температура основания которых была от $17,5$ до 24°C . Максимум повторяемости приходится на капельки радиусом $3\text{--}4$ мкм (рис. 34). С увеличением размеров повторяемость быстро уменьшается. Обнаруживаются капельки радиусом 100 мкм и более, особенно в областях осадков. Средняя концентрация капель равна $7,2 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$. Данные о водности приведены в табл. 21. Авторы [566] предполагают, что большая водность вызвана дроблением крупных капель осадков.

Измерения Драгиниса [285] показали, что радиоэхо появляется, как правило, если максимальная водность облаков превышает $1,75 \times 10^{-3} \text{ кг/м}^3$. Он обнаружил, что в облаках существуют «ядра» повышенной водности, занимающие всего несколько процентов от объема облака. Интересно, что водность претерпевает значительные флуктуации — от нуля до $2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/м}^3$ на расстоянии около 6 м.

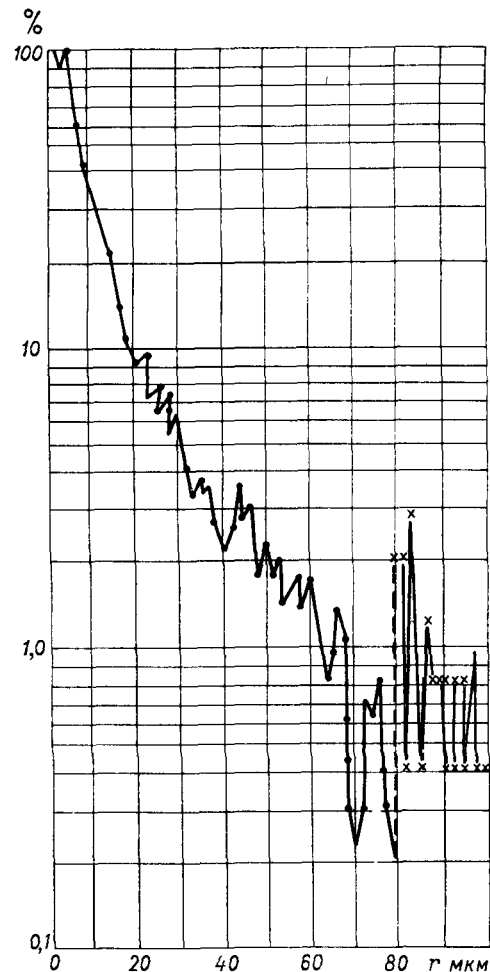


Рис. 34. Осредненный интегральный спектр облачных капель в кучево-дождевых облаках. По Вейкману и Кампе [566].

Весьма интересны наблюдения Шумахера [508а]. Он обнаружил области большой протяженности с водностью, превышающей $5 \times 10^{-3} \text{ кг/м}^3$. В одном из полетов наблюдались области протяженностью от 8 до 57 км со средней водностью от $7 \cdot 10^{-3}$ до $12 \times 10^{-3} \text{ кг/м}^3$. Максимальный радиус капель оказался равным

Водность кучево-дождевых облаков

Место наблюдений	Способ наблю- дений	Водность, 10^{-3} кг/м ³		Область измерений	Источник
		средняя	макси- мальная		
Флорйда и Нью-Джерси (США)	с	2,5	10	В верхней части облаков при отрицательных температурах	[566]
Центральные районы США и Карибское море	с		4—5	В слабо развитых облаках	[285]
Северный Кавказ (СССР)	сб		25—30	В верхних частях	[10]
	с		11	То же	[170]
Тропические районы США	с		10	В зонах облаков ураганов	[508a]
	с		43	В интенсивных грозовых облаках на высотах от 8,6 до 11,6 км	

Примечание. Здесь с — самолетные наблюдения, сб — сбрасываемые лодушки.

250 мкм. Области максимальной водности в основном совпадали с зонами максимальной интенсивности радиоэхо.

В. И. Скацкий [170] на основании полетов в кучево-дождевых облаках в районе Нальчика тоже считает, что в грозовых облаках существуют большие области с водностью порядка $0,01$ кг/м³. Он также указывает, что значительные различия между данными обусловлены тем, что измерения выполнялись разными методами в облаках, находящихся в различных стадиях развития. Необходимо отметить, что при малых замеряемых объемах даже одна капля может привести к представлению о весьма большой водности. Поэтому при измерении водности кучево-дождевых облаков с самолетов возможны значительные ошибки в сторону ее завышения.

2.1.8. Модель зрелого кучево-дождевого облака

В результате исследований распределения скоростей восходящих и нисходящих токов был предложен целый ряд моделей развитых (зрелых) кучево-дождевых облаков — от сравнительно простых (Бейерс и Брейем [255], Вихман [570]) до весьма сложных (Браунинг и Ладлем [250], Ч. Ньютон и Х. Ньютон [459]). Однако и сейчас нет оснований полагать, что такого рода модели уже в достаточной степени разработаны. Это объясняется большой сложностью распределения воздушных токов, недостаточностью сведений о строении этих облаков и главным образом наличием сложных обратных связей между скоростью потоков, укрупнением частиц, электрическими силами и т. д. Надо отметить также, что в зависимости

от степени своего развития кучево-дождевые облака, по-видимому, значительно отличаются друг от друга, и для их описания требуется не одна модель, а несколько. Возможность ответить на этот вопрос появится только при накоплении достаточного материала наблюдений за развитием кучево-дождевых облаков в разные сезоны в сильно отличающихся географических районах.

Для дальнейшего рассмотрения вопроса об образовании и разделении электрических зарядов в грозовых облаках примем модель

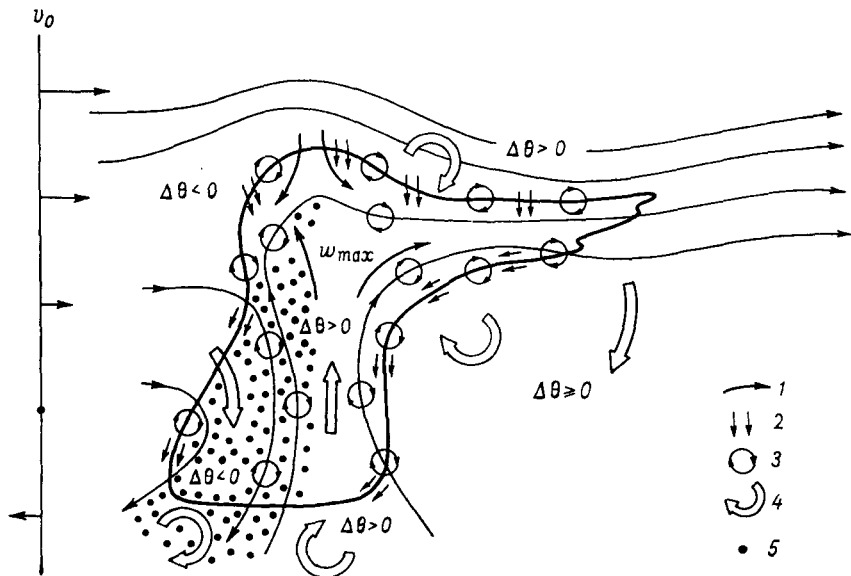


Рис. 35. Модель кучево-дождевого облака в стадии зрелости.
По С. М. Шметеру [205].

1 — направление токов, 2 — нисходящие токи, вызванные испарением облачных элементов, 3 — участки интенсивного турбулентного обмена, 4 — участки интенсивной болтанки самолетов вне облака, 5 — частицы осадков. Слева показан вертикальный профиль относительной скорости ветра v_0 ; ω_{max} — область максимальных скоростей восходящих токов.

воздушных токов, разработанную С. М. Шметером [205], которая, с нашей точки зрения, наиболее верно представляет в общем виде распределение токов в зрелом кучево-дождевом облаке (рис. 35). Ниже приводится в сокращенном виде описание модели согласно С. М. Шметеру.

Восходящий ток образуется в передней части облака. Нисходящий ток находится перед тыловой частью облака. Внутри облака скорость нисходящего тока растет вследствие понижения температуры при испарении гидрометеоров и увлечения воздуха при их падении. Кроме основного нисходящего тока, существуют еще узкие зоны нисходящих токов по обе стороны от боковых границ облака, образующиеся вследствие испарения облачных частиц. Наблюдаются также нисходящие токи внутри предвершинной части облака из-за вовлечения воздуха через вершину облака. Горизонтальные

токи возникают в результате мезомасштабных горизонтальных токов и турбулентности.

На основании приведенных в разделе 2.1.3 данных можно выделить два типа грозовых облаков в умеренных широтах: 1) облака с вершиной между 6 и 9 км, из которых выпадает крупнокапельный ливневый дождь; 2) облака с вершиной выше 9 км, из которых выпадает град. По-видимому, какие-либо существенные различия в механизме образования этих облаков отсутствуют. В обоих типах облаков существуют твердые гидрометеоры (ледяная крупа и градины), но в первом восходящие токи, высота и как результат размеры твердых гидрометеоров меньше, чем во втором. Вследствие этого градины, зарождающиеся в грозовых облаках первого типа, успевают полностью растаять при своем падении ниже уровня изотермы 0°C , тогда как при облаках второго типа они достигают поверхности земли.

2.1.9. Образование ливней и града в кучево-дождевых облаках

Рассмотрим качественно рост частицы в кучево-дождевом облаке в начальной стадии его развития.

В струях восходящих токов создаются благоприятные условия для образования крупных облачных капель. В этих струях возможны большие отклонения водности, электрических зарядов на капельках и полей от средних по облаку, что должно привести к значительному увеличению скорости коагуляции капелек. И. М. Имянитов и др. [74] назвали такие области «питомниками» крупных капель.

При подъеме крупных капель вверх и их переохлаждении до температуры, как правило, ниже -10°C возникает вероятность их замерзания за счет ядер кристаллизации или засева ледяными кристаллами сверху. Замерзание капелек сопровождается вырыванием из их поверхности ледяных кристаллов, причем коэффициент размножения, по-видимому, больше единицы. Кристаллизация капель приводит к их электризации. Появление ледяных частиц обуславливает также возможность их контакта с капельками, сопровождающегося электризацией. В результате создаются условия для появления значительных зарядов и полей, что немедленно должно сказаться на скорости роста частиц.

Ледяная частица поднимается восходящими токами вверх, несколько отклоняясь от вертикали вследствие существования вертикального градиента скорости ветра. Ее подъем будет продолжаться до тех пор, пока конечная скорость падения частицы не сравняется со скоростью восходящих токов. При падении она будет продолжать расти, причем скорость роста должна увеличиваться по мере ее опускания вниз. Тепло, выделяющееся при сублимации и коагуляции, идет на нагревание растущей частицы и теряется вследствие теплопроводности воздуха. Но может наступить такой момент, когда выделяющееся тепло окажется достаточным для нагревания

частицы до 0°C и некоторая часть воды не будет замерзать. Тогда на поверхности ледяной частицы появится жидкая пленка. Таким образом, рост ледяной частицы при падении состоит из стадии «сухого» роста до нагревания частицы до 0°C и стадии «мокрого» роста, когда не вся вода на поверхности частицы замерзает. При образовании на поверхности крупной частицы (градины) достаточно толстой водяной пленки происходит срывание избыточного количества воды.

При сухом росте ледяной частицы в области низких температур замерзание капелек на ее поверхности происходит весьма быстро, что приводит к нарастанию слоя льда малой плотности. Кроме того, возможна также коагуляция с ледяными частицами (кристаллами, снежинками и т. п.). В результате в начальной стадии сухого роста образуется снежная крупа малой плотности. При падении ледяные частицы попадают в слои с большей водностью и, следовательно, соударяются с более крупными капельками, замерзание которых происходит уже не столь быстро, а самые крупные из них при соударении растекаются по поверхности; поэтому при падении частицы ее плотность должна расти. В общем плотность ледяной частицы должна зависеть от водности и температуры облачного воздуха, а также от ее радиуса. Так как водность, температура и радиус частиц при падении растут, плотность частиц увеличивается. При мокром росте ледяных частиц вода засасывается в капиллярные поры, вследствие чего происходит дальнейший рост ее плотности. Образуется губчатый, пропитанный водой лед.

В области сухого роста образование зарядов на частицах возможно благодаря контактной электризации, обмену зарядами при контактах частиц в электрическом поле и выбрасыванию ледяных частиц при замерзании капелек на поверхности ледяных частиц. Сравнительно большая скорость падения крупы обуславливает достаточно быстрое разделение зарядов и усиление вследствие этого электрического поля. Таким образом, в области сухого роста уже появляются заряды и электрические поля, которые могут увеличить скорость коагуляционных процессов. В области мокрого роста могут играть роль механизмы электризации при частичном замерзании воды на градинах, при срывании капель с градин и соударениях между ними в электрическом поле. Заряды на частицах и электрические поля в области мокрого роста весьма велики и могут оказать существенное влияние на рост градин.

Рост ледяных частиц возможен только до уровня изотермы 0°C . Ниже этого уровня происходит таяние ледяных частиц вследствие притока тепла в основном за счет конденсации водяного пара и теплопроводности воздуха. Интенсивность таяния частиц зависит от скоростей восходящих и нисходящих токов, в которых они падают. Расчеты показывают, что в восходящих токах время падения настолько велико, что градины, которые имеют диаметр около 1 см на уровне изотермы 0°C , успевают полностью растаять до момента выпадения на землю. В нисходящих токах время падения сравнительно невелико, и градины достигают поверхности земли.

Мы рассмотрели процесс укрупнения частиц, которые поднимаются восходящими токами, а затем опускаются вниз в восходящих или нисходящих токах. В этом случае сердцевина градин должна представлять собой плотный лед. Однако в ряде случаев, кроме градин с плотной сердцевиной, встречаются градины, у которых сердцевина имеет сравнительно малую плотность. Как полагает, например, Фетерис [295], такие градины образуются вследствие роста снежной крупы малой плотности, зародившейся на больших высотах, в вершине кучево-дождевого облака.

Ледяной кристалл в вершине кучево-дождевого облака должен находиться во взвешенном состоянии, так как скорость его падения мала, а скорость восходящих токов уменьшается с увеличением высоты. Вследствие этого в вершине должна существовать большая концентрация ледяных кристаллов. Тем самым увеличивается вероятность их соударения друг с другом и с переохлажденными капельками, а также возможность образования агрегатов. При падении агрегат из ледяных кристаллов продолжает расти за счет соударения с ледяными частицами и переохлажденными капельками. В результате образуется снежная крупа, размеры и плотность которой растут по мере падения. Достигая уровня мокрого роста, снежная крупа превращается в ледяную, а затем и в град.

Таким образом, независимо от причины образования зародышей града можно считать, что эти зародыши растут в области сухого и мокрого роста примерно одинаковым образом. Для определения электризации частиц в областях сухого и мокрого роста нет необходимости рассматривать заряды, которые могут образоваться на них во время роста при подъеме вверх до максимальной высоты. При любом возможном механизме электризации заряд на крупе радиусом до 0,5 мм пренебрежимо мал по сравнению с зарядами на гидрометеорах в грозовых облаках. Исходя из этого будем рассматривать рост, а затем и электризацию зародышей радиусом 0,5 мм при падении в облаках.

Наблюдатель, находящийся на поверхности земли, различает два типа грозовых облаков — ливневый и градовый. Многочисленные наблюдения позволяют считать, что на высотах в грозовых облаках почти всегда имеются твердые гидрометеоры — крупа и град. Только в облаках первого типа они успевают растаять до достижения поверхности земли, а в облаках второго типа не успевают растаять и выпадают в виде града. Представляет интерес рассмотреть рост частиц в моделях грозовых облаков, соответствующих обоим типам. В дальнейшем для простоты мы будем эти две модели называть грозовой и градовой соответственно.

И. В. Будак и др. [18] на ЭВМ М-220 выполнили расчеты роста и таяния градин для значительного числа (21) моделей кучево-дождевых облаков, в том числе для интересующих нас грозовой и градовой моделей (табл. 22). В табл. 22 для уровней приняты следующие обозначения: $z_{\text{верш}}$ и $z_{\text{осн}}$ — соответственно вершины и основания облака, $z_{0^{\circ}\text{C}}$ — изотермы 0°C , z_{max} — максимальной скорости восходящих токов ($u_{\text{max в т}}$) и влажности (ω_{max}), $z_{0 \text{ в т}}$ — нулевой

скорости восходящих токов, $z_{\max \text{ н. т}}$ — максимальной скорости нисходящих токов ($u_{\max \text{ н. т}}$), $z_{\text{изл}}$ — излома кривой градиента температуры; для градиентов температуры: γ_1 — от поверхности земли до $z_{\text{осн}}$, γ_2 — от $z_{\text{осн}}$ до $z_{\text{изл}}$ и γ_3 — от $z_{\text{изл}}$ до $z_{\text{верш}}$; для температуры: θ_3 — у поверхности земли, $\theta_{\text{осн}}$ — в основании облака, $\theta_{\text{верш}}$ — в вершине облака. Для расчетов принималось, что скорости восходящих и нисходящих токов и влажность изменяются линейно с высотой. Скорости вертикальных токов равны нулю у поверхности земли и в вершине облака. Влажность равна нулю в основании и вершине облака.

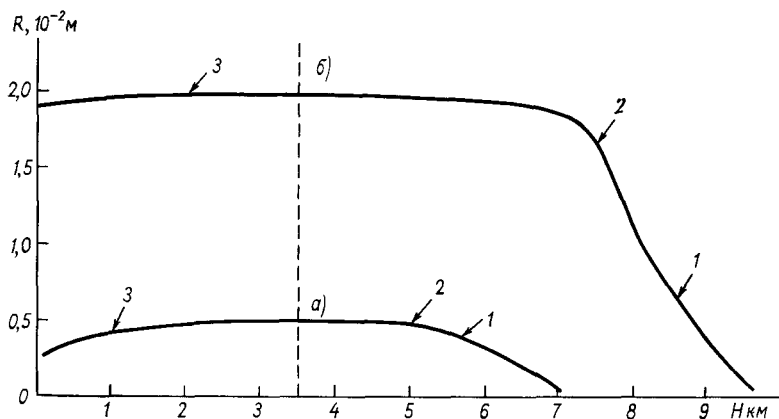


Рис. 36. Рост сферических гидрометеоров при падении в кучево-дождевом облаке.

a — грозовая модель, *б* — градовая модель; 1 — граница между областями сухого и мокрого роста гидрометеоров, 2 и 3 — уровни максимальных скоростей восходящих и нисходящих токов соответственно; пунктир — уровень изотермы 0°C .

Результаты вычислений представлены на рис. 36 и в табл. 23. В этой таблице приняты следующие обозначения: $z_{\text{н}}$, $z_{\text{г}}$ и $z_{\text{т}}$ — соответственно уровни начала счета, границы между областями сухого и мокрого роста и уровня полного таяния градины; t и $t_{\text{г}}$ — соответственно время роста или таяния в пределах соответствующих областей и полное время; $R_{\text{к}}$ и $d_{\text{к}}$ — соответственно конечные радиус и плотность градин.

Как видно на рис. 36, в случае грозовой модели (кривая *a*) сухой рост снежной крупы происходит почти линейно в пределах высот 7000—5700 м. Радиус крупы увеличивается от 0,5 до 4,1 мм, ее плотность — от 200 до 690 кг/м^3 , масса — от $1 \cdot 10^{-7}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ кг. Так что в пределах этих высот относительный рост массы крупы весьма значительный — в 2000 раз. Дальнейший рост частицы наблюдается в области мокрого роста практически только до уровня максимальной скорости восходящих токов. Он небольшой — радиус увеличивается до 4,9 мм, плотность до 800 кг/м^3 . При падении с уровня максимальной скорости восходящих токов до уровня

Параметры моделей кучево-дождевых облаков

Модель	Высота, км						Максимальное значение		Градиент температуры, °C/100 м			Температура, °C				
	$z_{\text{всн}}$	$z_{\text{осн}}$	$z_{\text{0}^\circ\text{C}}$	z_{max}	$z_{\text{0 в т}}$	$z_{\text{max н.т}}$	$z_{\text{низ}}$	скорости вертикальных токов, м/с	γ_1	γ_2	γ_3	θ_3	$\theta_{\text{верх}}$	$\theta_{\text{осн}}$		
															$W_{\text{max в.т}}$	$W_{\text{max н.т}}$
Грозовая	8	1	3,5	5	4	1	5	12	-10	4	0,6	0,7	1,0	25	15	-30
Градовая	10	1	3,5	7,5	5,5	2	7	25	-20	10	0,5	0,6	1,0	22,5	12,5	-35,5

Некоторые результаты расчетов роста и таяния градин в моделях кучево-дождевых облаков

Модель	Сухой рост					Мокрый рост					Таяние				
	$z_{\text{н}}$ км	$z_{\text{г}}$ км	t с	$R_{\text{к}}$ мм	$d_{\text{к}}$ 10 ³ кг/м ³	z_0 км	t с	$R_{\text{к}}$ мм	$d_{\text{к}}$ 10 ³ кг/м ³	$z_{\text{т}}$ км	t с	$R_{\text{к}}$ мм	$d_{\text{к}}$ 10 ³ кг/м ³	t_{Σ}	
															$z_{\text{осн}}$ км
Грозовая	7	5,7	493	4,1	0,69	3,5	441	5,1	0,80	~0,1	185	2,5	—	1119	
Градовая	9,6	8,5	540	6,8	0,90	3,5	1007	19,2	0,90	—	88	19,0	0,90	1635	

изотермы 0°C частица не претерпевает каких-либо заметных изменений. Ниже уровня изотермы 0°C происходит таяние градины, сначала не очень интенсивное — на высоте 2000 м радиус равен 4,8 мм. Но ниже уровня максимальных скоростей нисходящих токов таяние уже более заметное. В результате на высоте около 100 м над поверхностью земли градина достигает радиуса 2,5 мм, т. е. размеров крупной капли. Такая частица может достигнуть поверхности земли в виде капли, так как при радиусе меньше 2,5 мм она не разрушается. Таким образом, вычисления показывают, что рассмотренная модель является типичной грозовой: градины, которые образуются в облаке, успевают полностью растаять и на поверхность земли выпадают капли дождя.

Увеличение размеров частицы в области сухого роста градовой модели (кривая б) также почти линейно зависит от высоты, однако происходит значительно быстрее: радиус увеличивается до 6,8 мм на высоте около 8600 м, плотность — до 900 кг/м^3 , следовательно, масса частицы увеличивается в 10^4 раз. В области мокрого роста скорость увеличения размеров до уровня с максимальными скоростями восходящих токов еще больше: на высоте 7500 м радиус градины равен 17,2 мм. Ниже этого уровня, примерно до высоты 6000 м, скорость роста градины еще значительная — радиус достигает 19,7 мм. С 6000 до 3500 м изменение размеров градины уже невелико. Почти вся вода, аккумулирующаяся на градине, срывается с нее. Поэтому на этих высотах концентрация крупных капель должна быть сравнительно большой. Максимальный радиус (20 мм) градина имеет на уровне изотермы 0°C . Таяние градины в нисходящих токах не очень сильно сказывается на ее размерах — у земли радиус равен 19,2 мм.

Выполненные выше расчеты роста твердых гидрометеоров необходимы для дальнейших расчетов образования и накопления зарядов в грозовых облаках. Сейчас это, по-видимому, единственная возможность получить какие-либо приближенные, но сравнительно реальные оценки. Для более полного решения поставленной задачи необходимо учитывать как неоднородность в распределении основных, влияющих на рост частиц характеристик облака, в том числе электрических, так и различия в траекториях отдельных частиц.

2.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ КУЧЕВО-ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКОВ

Трудности, которые встречаются при изучении различных микрофизических характеристик кучево-дождевых облаков, особенно велики при исследовании электрических характеристик. Измерения некоторых из них являются сложной задачей даже в стационарных условиях; трудности еще более возрастают при исследованиях в свободной атмосфере с самолета или с помощью приборов, выпускаемых в свободный полет. Положение усложняется тем, что летательные аппараты оказывают значительное влияние на точность измерений, так как при полете в облаках они интенсивно за-

рятся. Этому вопросу уделено большое внимание, и в первую очередь в обстоятельных монографиях И. М. Имянитова [58, 63]. С другой стороны, измерения в облаках, проведенные горными обсерваториями, связаны со значительными ошибками, вносимыми влиянием подстилающей поверхности. Эти затруднения привели к тому, что, несмотря на крайнюю необходимость в информации об электрическом строении кучево-дождевых облаков, ее явно недостаточно для получения ответа на многие важные научные и практические вопросы, возникающие в связи с обеспечением безопасности полетов, грозозащитой, радиопомехами и т. п. Поэтому здесь обращено большое внимание на возможно более полное представление сведений об электричестве кучево-дождевых облаков.

2.2.1. Заряды облачных частиц и гидрометеоров

Объемные электрические заряды кучево-дождевых облаков состоят в основном из зарядов облачных элементов и гидрометеоров и в какой-то степени из зарядов ионов. Хотя проводимость воздуха грозовых облаков значительно выше, чем свободной атмосферы, и содержание легких ионов велико, их вклад в объемные заряды сравнительно небольшой, так как разность между концентрациями положительных и отрицательных ионов также невелика. К сожалению, сейчас почти полностью отсутствуют сведения о зарядах облачных капелек и ледяных кристаллов в грозовых облаках.

Филипс и Кинцер [469] измеряли заряды облачных капелек в грозовых облаках на вершине горы в Северной Каролине (США), на высоте около 2000 м. Они получили данные для трех гроз при температуре воздуха от 10 до 15° С. В первой и второй грозах (табл. 24) заряды почти всех капелек были отрицательными. Среднее значение зарядов капелек оказалось несколько больше $5,6 \times 10^{-17}$ Кл, а максимальное $6,2 \cdot 10^{-16}$ Кл. В третьей грозе сначала в течение нескольких минут наблюдалась смесь положительно и отрицательно заряженных капелек (3а). Затем объем заменился другим, почти полностью состоящим из положительно заряженных капелек (3б), а еще через несколько минут — объемом, в котором наблюдалось обычное для негрозовых облаков гауссовское распределение зарядов капелек, с максимумом не выше $1,6 \cdot 10^{-17}$ Кл. Средние заряды капелек для третьей грозы также были большими: по абсолютному значению они превышали $3,2 \cdot 10^{-17}$ Кл, а максимальные достигали порядка $3 \cdot 10^{-16}$ Кл.

Из табл. 24 видно, что между средними радиусами капелек и средними зарядами отсутствует какая-либо связь.

Недавно Колгейт и Ромеро [271] с помощью привязного баллона измеряли заряды облачных капелек радиусом до 50 мкм в грозовом облаке на высоте 1200 м над вершиной горы высотой 3220 м. Баллон вошел в облако на несколько сотен метров. Распределение капелек по размерам имело максимум для радиуса 8 мкм. В любом интервале размеров наблюдались как положительно, так и отрица-

Средние заряды и средние радиусы облачных капелек в грозовых облаках.
По Филиппу и Кинцеру [469]

№ грозы	Количество капелек	Средний радиус капелек, мкм	Средний заряд, 10^{-19} Кл	
			арифметический	абсолютный
1	78	7,1	520	520
2	38	5,0	684	703
3а	137	5,3	54	347
3б	47	6,2	305	310

тельно заряженные капельки с некоторым превышением количества вторых над первыми. Почти для всех интервалов размеров встречались капельки с большими отрицательными зарядами — около $3,2 \cdot 10^{-16}$ Кл. Максимальные положительные заряды капелек не превышали $1,6 \cdot 10^{-16}$ Кл. Колгейт и Ромеро установили, что

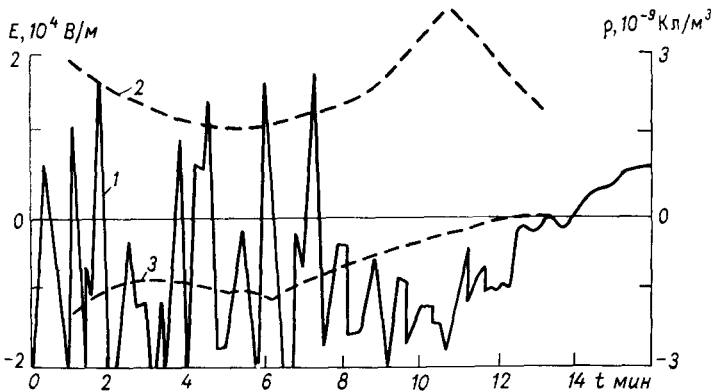


Рис. 37. Ход напряженности E электрического поля (1) и полярных объемных зарядов ρ (2 и 3) на вершине горы в грозе.
По Филиппу и Кинцеру [469].

между средним зарядом и радиусом капелек существует квадратичная связь. Необходимо отметить, что все полученные ими данные основывались на сравнительно малом числе измерений зарядов и размеров капелек и поэтому в какой-то степени являются случайными.

Филипп и Кинцер [469] приводят также ход напряженности электрического поля (рис. 37) во время наблюдений за третьей грозой (см. табл. 24). На рис. 37 представлены также приближенные данные о полярных объемных зарядах, вычисленных на основании измерений зарядов отдельных капелек в предположении, что их концентрация равна 10^8 м^{-3} . Величина объемного заряда оказалась

равной примерно $3 \cdot 10^{-9}$ Кл/м³. Как видно из рис. 37, напряженность в нижней, положительной части грозовых облаков может несколько превышать $2 \cdot 10^4$ В/м и претерпевает сравнительно быстрые изменения. В области, где наблюдались положительные и отрицательные заряды капелек, обнаруживаются как положительные, так и отрицательные значения напряженности электрического поля. Возможно, что эти изменения поля происходят вследствие флуктуаций зарядов в области со смешанными зарядами.

Заряды жидких и твердых гидрометеоров в грозовых облаках и непосредственно под ними измеряются с самолетов, с помощью радиозондов специальной конструкции и на горных станциях. Однако сейчас еще сравнительно мало сведений, чтобы можно было построить однозначную модель распределения зарядов гидрометеоров в грозовых облаках. Более того, есть все основания полагать, что вследствие многообразия типов развития кучево-дождевых облаков грозы должны описываться несколькими моделями. Значительно более полные сведения имеются об измеряемых у поверхности земли зарядах капель грозовых дождей.

Измерения зарядов гидрометеоров в грозовых облаках были выполнены Ганном [324], Мак-Криди и Праудфитом [405]. Представляют также интерес измерения зарядов частиц, осуществленные Ганном [321], Н. В. Красногорской [90], И. М. Имянитовым и В. В. Михайловской [68], Мак-Криди и Праудфитом [405] в ливневых облаках смешанной структуры, близких по своему строению к грозовым облакам.

Ганн [324] измерял с самолета заряды и концентрацию капель дождя в грозовых облаках. Из табл. 25 следует, что почти на всех высотах в грозовом облаке существует смесь положительно и отрицательно заряженных капель. Однако если обратиться к распределению средних зарядов капель каждого знака по трассам

Таблица 25

Средние заряды капель в грозовом облаке 24 июля 1945 г. По Ганну [324]

Высота, м	Температура, °С	Положительно заряженные капли		Отрицательно заряженные капли		Плотность заряда, 10^{-10} Кл/м ³		Концентрация, 10^4 м ⁻³
		количество	заряд, 10^{-10} Кл	количество	заряд, 10^{-10} Кл	+	-	
1500	14,7	89	0,27	171	0,21	1,85	1,04	4,8
2250	10,3	43	0,92	47	0,88	5,12	2,96	3,2
3000	6,7	71	0,49	133	0,37	1,62	0,95	2,5
3750	2,4	0	0	196	0,45	0	2,31	4,42
4500	-0,7	130	0,41	150	0,25	2,80	1,58	5,7
5250	-5,5	45	0,12	79	0,14	0,51	0,54	4,1
6000	-9,9	76	0,17	74	0,20	0,36	1,19	3,43

полетов, то обнаружится весьма важное обстоятельство: положительно и отрицательно заряженные капли наблюдаются, как правило, не на одном, а на разных участках трассы (рис. 38). Так, на высоте 1500 м, в теплой части облака, на каждом участке были обнаружены капли с зарядами

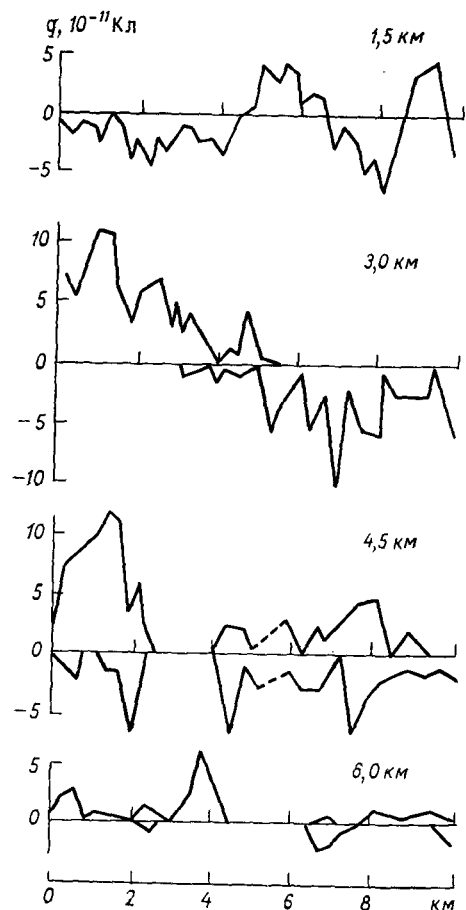


Рис. 38. Заряды капель на разных высотах в грозовом облаке 24 июля 1945 г. По Ганну [324].

достигать весьма большой величины: $0,9 \cdot 10^{-10}$ Кл. Следует ожидать, что в более активных грозах максимальные заряды могут значительно превышать 10^{-10} Кл.

Отметим измерения И. М. Имянитова и В. В. Михайловской [68] при двух полетах по периферии грозового облака 25 августа 1955 г. на трассе Кишинев—Киев. Они получили средние и максимальные заряды капель: $-0,12 \cdot 10^{-10}$ и $-0,35 \cdot 10^{-10}$ Кл, $-1 \cdot 10^{-10}$ и $-0,28 \cdot 10^{-10}$ Кл соответственно.

Мак-Криди и Праудфит [405] произвели два полета в грозовых

только одного знака. На высоте 3000 м уже есть участок со смесью положительно и отрицательно заряженных капель, а на высоте 4500 м участки только с одноименными зарядами капель вообще отсутствуют. В холодной части облака, на высоте 6000 м, встречаются участки как с одноименно заряженными каплями, так и с разноименно заряженными каплями. Однако эти участки менее хорошо выражены, чем на более низких уровнях. Ширина участков 2—4 км, что согласуется с шириной струй конвективных токов в кучево-дождевых облаках.

Из табл. 25 также следует, что величина и плотность средних зарядов капель изменяются с высотой, причем различным образом для положительно и отрицательно заряженных капель. Величина средних зарядов в общем растет с уменьшением высоты, на высоте около 2000 м она наибольшая, а затем вниз уменьшается снова. Таким образом, при падении гидрометеоров происходит образование и разделение зарядов, причем даже средние заряды на отдельных частицах могут до-

облаках — возле Флагстаффа (Аризона, США) 15 августа 1962 г. и близ Форта-Коллинса (Колорадо) 20 августа 1962 г. Заряды измерялись с самолета при полете по нисходящей спирали, во время которого наблюдался один грозовой разряд. Основание облака находилось на высоте 5570 м при температуре $-8,8^{\circ}\text{C}$. В этом полете наблюдались весьма большие положительные заряды, связанные с градом умеренных размеров (рис. 39). При температуре около 9°C , когда отмечалось интенсивное таяние градин, положительный знак зарядов сменился отрицательным. Положительные заряды в большинстве своем находились в пределах от $0,3 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-10}$ Кл с максимумом $9,6 \cdot 10^{-10}$ Кл. Величины отрицательных зарядов почти все время колебались в тех же пределах, но одна частица имела заряд $1,5 \cdot 10^{-9}$ Кл. При температурах выше 15°C на частицах наблюдались слабые заряды обоих знаков. Таким образом, в области таяния градин обнаруживалось чуть ли не скачкообразное (на расстоянии 200—300 м) изменение знаков зарядов частиц от весьма больших положительных к столь же большим отрицательным. Еще ниже при температуре около 14°C также весьма быстро, на расстоянии 200—300 м, происходило исчезновение больших положительных зарядов и вместо них появлялись небольшие заряды обоих знаков. Такие быстрые смены знаков зарядов не могут произойти за счет медленных накопительных процессов электризации, например, при таянии, как это представляют себе Мак-Криди и Праудфит. По-видимому, здесь происходят какие-то весьма быстрые и интенсивные процессы электризации гидрометеоров. При полете вблизи Форта-Коллинса в грозовых осадках при температурах от 1 до -1°C наблюдались положительные заряды, а ниже при температурах от 7 до 19°C — отрицательные. К сожалению, в этом полете не были зафиксированы величины зарядов частиц.

При анализе данных Мак-Криди и Праудфита необходимо учитывать следующее обстоятельство: при спиральном опускании

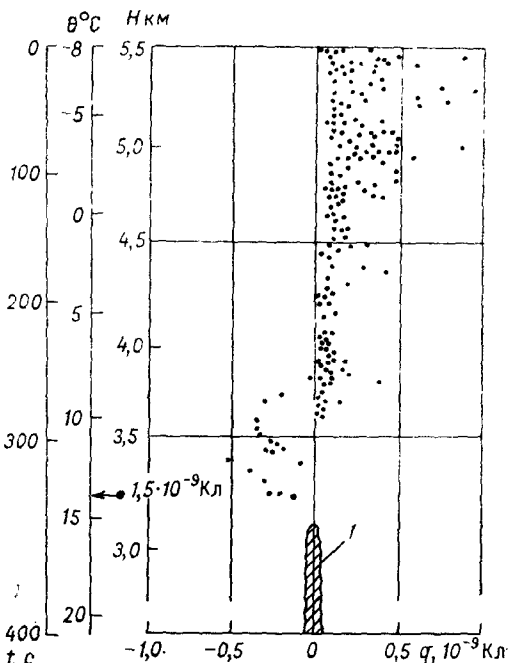


Рис. 39. Заряды гидрометеоров, измеренные при спиральном опускании самолета в кучево-дождевом облаке 15 августа 1962 г. в районе Флагстаффа. По Мак-Криди и Праудфиту [405].

1 — много частиц с малыми зарядами.

или подъеме самолета нет уверенности, что самолет все время находится в одной и той же области осадков. При сопоставлении результатов наблюдений Мак-Криди и Праудфита, с одной стороны, и Ганна — с другой, необходимо также учитывать, что у первых двух авторов облака находились при отрицательных температурах и измерения производились под облаками, а у третьего — при отрицательных и положительных температурах, причем измерения производились в самом облаке.

Лезем и Стоу [390] также провели в районе Флагстаффа исследования электрических зарядов в мощных конвективных облаках,

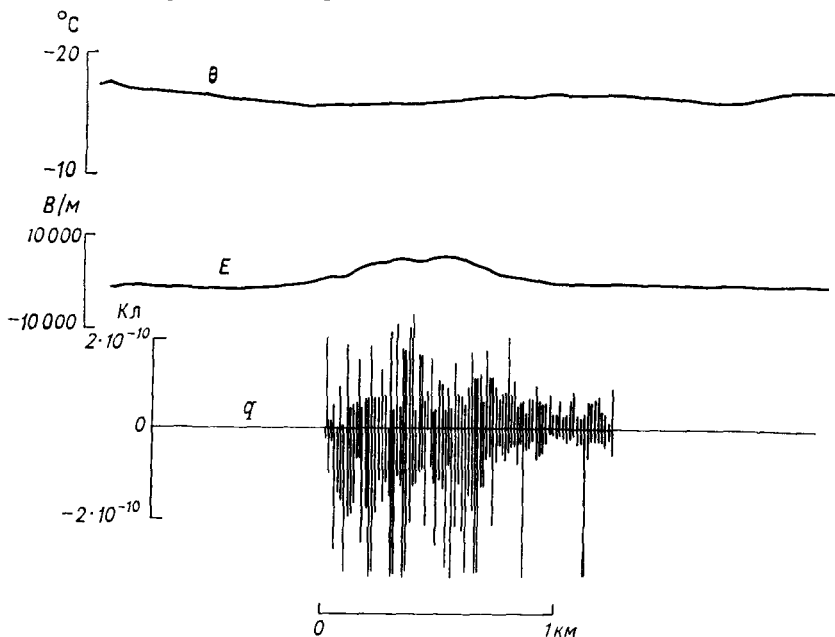


Рис. 40. Ход заряда q гидрометеоров, напряженности электрического поля E и температуры θ при горизонтальном полете через небольшое кучево-дождевое облако. По Лезему и Стоу [390].

в которых в последующем часто развивались интенсивные осадки и грозовые разряды. Одновременно измерялись напряженность электрического поля, влажность, концентрация капель и ледяных кристаллов, фиксировалась форма ледяных частиц. Для иллюстрации приведем результаты полета в сравнительно небольшом облаке, соответствующем началу зрелой стадии развития кучево-дождевых облаков (рис. 40). Для таких облаков характерны частицы как с положительными, так и с отрицательными зарядами при некотором превышении числа отрицательных зарядов. Величина зарядов часто превышала $2 \cdot 10^{-10}$ Кл. Поле, как правило, имело положительное направление, его напряженность была не больше 10^4 В/м. В более развитых облаках наблюдалось такое же распределение зарядов частиц, но их величина часто превышала $3 \times$

$\times 10^{-10}$ Кл. Во всех случаях, когда наблюдались значительные заряды, встречались ледяные частицы с максимальными размерами до 2 мм. В полетах ниже основания облаков в осадках при температурах выше 0°C обнаруживались области протяженностью в несколько сотен метров с зарядами одного знака, которые сменялись областями со смешанными зарядами. Величина зарядов достигала $3 \cdot 10^{-10}$ Кл.

На основании полетов на разных высотах Лезем и Стоу пришли к выводу, что типичным для кучево-дождевых облаков в зрелой стадии является положительное поле, но встречаются случаи, когда поле имеет обратное направление. К сожалению, эти интересные исследования не сопровождались наблюдениями за вертикальными токами. Но так как полеты производились в кучево-дождевых облаках, находящихся в начале зрелой стадии развития, то можно заключить, что в них господствовали восходящие токи.

Так как мы полагаем, что различия между процессами, обусловливающими электризацию в грозовых и ливневых облаках, в основном количественные, а не качественные, то приведем также данные наблюдений над зарядами в ливневых облаках. Заметим, что еще Ганн [321] пришел к выводу, что если бы разделить заряды разных знаков, наблюдаемые на частицах в ливневых облаках, то их количества хватило бы для возникновения грозового разряда.

Ганн [321] наблюдал заряды гидрометеоров в ливневом облаке 27 июля 1945 г. в штате Миннесота (США). На высотах 6000 м и выше обнаруживались только положительные заряды, тогда как ниже 3000 м — только отрицательные. В пределах высот 3000—6000 м находилась смесь положительно и отрицательно заряженных капель, в том числе и на уровне изотермы 0°C (около 3300 м). На высоте 1200 м средний заряд оказался равным $-0,08 \cdot 10^{-10}$ Кл, на 3600 м $-0,33 \cdot 10^{-10}$ Кл и $+0,14 \cdot 10^{-10}$ Кл, на 6000 м $+0,21 \times 10^{-10}$ Кл. Если сопоставить данные для ливня с данными для отдельных струй в грозовом облаке (см. рис. 38), то подобие в распределении выступает довольно отчетливо. Вместе с тем заряды капель в грозовых облаках заметно больше, чем в ливневых. Так, число частиц с зарядами, превышающими $3 \cdot 10^{-11}$ Кл, в ливневых облаках сравнительно мало.

Н. В. Красногорская [90] провела ряд измерений зарядов капель с самолета в кучево-дождевых облаках в районе г. Бологое Калининской области. При сопоставлении данных за 21 июля 1954 г. и за 21 июля 1955 г. (табл. 26) обнаруживается, что в первом случае имело место многократное превышение количества отрицательно заряженных капель над числом положительно заряженных капель, тогда как во втором случае такое соотношение встречалось только на некоторых, преимущественно низких уровнях. На уровнях выше изотермы 0°C наблюдалось значительное превышение числа положительно заряженных капель над количеством отрицательно заряженных капель. Это указывает на вероятность существования разных процессов электризации в кучево-дождевых облаках. Основная масса капель имела заряды около

$3 \cdot 10^{-11}$ Кл, а отдельные заряды достигали больших значений: отрицательные 10^{-10} Кл, положительные даже $2 \cdot 10^{-10}$ Кл. Данные Красногорской подтверждают, что на гидрометеорах в кучево-дождевых облаках негрозового характера могут образоваться большие заряды. И. М. Имянитов и В. В. Михайловская [68] считают, что из-за малого входного отверстия использованного прибора результаты, полученные Красногорской, могут быть искажены.

Таблица 26

Средние заряды капель в кучево-дождевых (негрозовых) облаках.
По Н. В. Красногорской [90]

Область измерений при полете	Высота полета, м	Количество капель		Средний заряд капель, 10^{-12} Кл		$\frac{Q_-}{Q_+}$
		+	-	+	-	
21 июля 1954 г.						
В облаке	2500	8	376	3,6	5,6	72,6
	2000	1	211	2,3	5,3	482,3
	1500	5	250	4,3	6,3	73,1
	1200	4	380	3,0	5,0	158,3
В осадках из того же облака	350	3	173	1,6	2,3	80,7
	160	4	248	2,0	2,6	82,7
21 июля 1955 г.						
В облаке	2000	135	74	43,3	20,2	0,2
	1500	38	66	19,8	26,4	2,3
	1000	4	125	14,8	26,1	54,9
В осадках	500	2	175	13,2	15,5	102,8
	300	—	39	—	17,8	—
В облаке	2200	472	47	23,4	26,8	0,1
В осадках	1500	193	68	24,1	29,7	0,4
Спуск в осадках	1500—1000	320	354	16,5	25,1	1,7

Примечание. 21 июля 1954 г. высота нижней границы облаков была 400 м, верхней — 2700 м.

Наблюдения при полетах в ливневых осадках были проведены Имянитовым и Михайловской [68] на юге Европейской территории Советского Союза. Полеты осуществлялись через центральные части кучево-дождевого облака, где наблюдались наиболее интенсивные ливни. Из табл. 27 следует, что средние заряды на каплях негрозовых ливней лежат в пределах $(5 \div 20) \cdot 10^{-12}$ Кл. Даже при граде средние значения зарядов не выходят за указанные пределы. Эти данные согласуются с данными, полученными Н. В. Красногорской [90]. Максимальные заряды капель часто превышают 4×10^{-11} Кл, причем заряды обоих знаков. В соседних облаках, согласно данным за 13 августа (табл. 27), на одной и той же высоте

как концентрации заряженных капель, так и величины зарядов могут значительно отличаться друг от друга. Причина этих различий заключается, по-видимому, в том, что соседние облака в одно и то же время находятся в разных стадиях развития и, кроме того, они развиваются с различной интенсивностью. Средний заряд капель, как правило, уменьшается при падении из облака. В облаках имеются как положительно, так и отрицательно заряженные капли, но обычно средний заряд отрицательных капель несколько превышает средний заряд положительных. Отдельные участки ливневых дождей заметно различаются по концентрации заряженных капель и величине зарядов, однако эти различия значительно меньше, чем различия между данными для разных ливневых дождей. Спектр зарядов в искусственно вызванных ливнях из конвективных облаков практически ничем не отличается от спектра зарядов естественных ливней.

Интересно, что, несмотря на значительные заряды на каплях, напряженность электрического поля сравнительно невелика, как отмечал еще Ганн [321]. Это указывает на то, что заряды капель одного знака в значительной степени компенсируются зарядами противоположного знака, находящимися на дождевых каплях и облачных капельках.

Измерения зарядов отдельных частиц в кучево-дождевых облаках, развивающихся выше уровня изотермы 0°C , были выполнены Мак-Криди и Праудфитом [405] вблизи Флагстаффа (Аризона, США). Почти во всех случаях наблюдалась снежная и ледяная крупа и только в одном — снежные хлопья. За четыре дня полетов было получено, что в вершинах облаков при отрицательных температурах и под облаками при положительных температурах примерно до 2°C наблюдаются положительно заряженные частицы. При положительных температурах выше 2°C происходит резкая смена положительных зарядов отрицательными примерно одного и того же порядка по величине. Положительные заряды в основном не превышали $3 \cdot 10^{-11}$ Кл, тогда как большинство отрицательных зарядов не превышало $2 \cdot 10^{-10}$ Кл. Наблюдается также заметное количество частиц со сравнительно большими зарядами: $(5 \div 10) \times 10^{-11}$ Кл. Максимальный отрицательный заряд оказался равным $2 \cdot 10^{-10}$ Кл. В один из дней при грозовой деятельности в атмосфере в ливневом облаке при температурах под ним от 2 до 4°C наблюдались максимальные положительные заряды на крупе до 2×10^{-10} Кл, а в другой день при температуре под облаком около 8°C в смеси крупы с дождем максимальные положительные заряды достигали $3 \cdot 10^{-10}$ Кл. Максимальные отрицательные заряды во всех случаях наблюдений не превышали $2 \cdot 10^{-10}$ Кл. В облаке, в котором образование крупы было вызвано искусственным образом при температуре в вершине $-17,5^{\circ}\text{C}$, на крупе оказались весьма большие отрицательные заряды, до $5 \cdot 10^{-10}$ Кл. Это наблюдение было выполнено во время грозовой деятельности в атмосфере. Поэтому возможно, что измерения производились в неопознанном грозовом облаке.

Средние и максимальные заряды в кучево-дождевых (негрозовых) облаках. Август 1955 г.
По И. М. Имянитову и В. В. Михайловской [68]

Число	Время, ч мин	Высота, м	Количество капель N		Заряд капель, 10 ⁻¹² Кл		$\frac{N_+}{N_-}$	Условия полета
			+	-	средний	максимальный		
13	15 25	500	0	227	-	8,6	39,6	Ливневый дождь Ливневый дождь. Соседнее об- лако Ливневый дождь с градом Соседнее облако
	15 27	200	2	58	5,0	5,0	39,6	
	15 31	500	11	40	6,3	6,9	39,6	
25	15 33	200	101	147	12,5	9,2	43,0	Ливневый дождь Ливневый дождь Ливневый дождь Ливневый дождь Ливневый дождь То же Под этим облаком То же Отдельные участки при гори- зонтальном полете в ливне- вом дожде
	15 37	500	77	53	15,8	10,2	43,0	
	15 41	300	554	135	8,6	6,9	34,6	
	15 45--15 47	500	361	508	8,9	9,9	24,8	
	15 50	700	4	187	5,0	9,2	39,6	
	16 32	300	1064	188	8,9	9,9	5,0	
	15 48	1400	883	1258	16,5	19,5	24,8	
	15 50	1200	116	215	14,8	14,2	43,0	
	16 04	500	535	552	14,8	14,2	28,0	
	16 12	300	1128	1359	13,5	13,2	43,0	
26	16 04	500	43	43	15,8	15,2	24,8	Ливневый дождь Ливневый дождь Ливневый дождь в облаке То же Под этим облаком То же Отдельные участки при гори- зонтальном полете в ливне- вом дожде
	16 04	500	110	113	15,5	15,8	39,6	
	16 04	500	81	155	15,5	12,9	43,0	
	16 04	500	38	25	12,2	13,5	31,4	
	16 04	500	69	51	17,2	18,2	34,6	
	16 04	500	20	13	11,6	13,2	28,0	
	16 04	500	173	149	11,9	13,9	43,0	
	16 04	1200	65	34	8,6	11,6	39,6	
	16 34	800	131	49	12,5	8,9	21,4	
	16 38	500	92	70	9,9	19,8	21,4	
28	16 43	200	62	70	9,6	14,2	43,0	Искусственный ливневый дождь
	16 43	200	62	70	9,6	14,2	43,0	
	16 43	200	62	70	9,6	14,2	43,0	

Совершенно неожиданные результаты были получены при полетах в тонких переохлажденных облаках, в которых наблюдались небольшие хлопья снега. При температурах от -4 до -8°C на хлопьях оказались положительные заряды в пределах $(5 \div 20) \times 10^{-12}$ Кл. Под облаками при температуре 3°C были измерены весьма большие (до $-3 \cdot 10^{-9}$ Кл) заряды в тающем снеге. Еще ниже при температурах от 11 до 13°C на каплях дождя также оказались большие отрицательные заряды: от $1,5 \cdot 10^{-9}$ до $3 \cdot 10^{-9}$ Кл. Это наблюдение также было выполнено в день с грозовой деятельностью. Возможно, что описанные облака являлись периферией грозового облака.

Такахаши и Хасеми [542] выполнили ряд измерений зарядов капель в облаках с помощью специального радиозонда, выпускаемого в свободный полет. Среди приведенных ими данных имеются два случая, когда зонд входил в грозовые кучево-дождевые облака с хорошо выраженными наковальнями. 11 августа 1967 г. зонд был выпущен, когда наковальня грозового облака находилась над станцией. До высоты 8 км заряды гидрометеоров вообще не наблюдались. На этой высоте были обнаружены частицы с зарядами до $7 \cdot 10^{-12}$ Кл, которые с высотой несколько уменьшались. Слой положительно заряженных частиц простирался до высоты 14 км. Такое же наблюдение было выполнено 13 августа, но в этом случае заряды были обнаружены на меньшей высоте. В пределах 4—6 км наблюдались положительные заряды до 10^{-12} Кл. Затем примерно с 9 км появились большие отрицательные заряды, наблюдавшиеся до высоты 15 км, соответствующей высоте радиоэхо. На высоте около 9 км отрицательные заряды достигали $3 \cdot 10^{-12}$ Кл, с высотой они уменьшались. Наблюдения Такахаши и Хасеми интересны в первую очередь следующим установленным ими фактом: в наковальнях грозовых облаков, которые имеют кристаллическое строение, могут быть не только положительные заряды, как это обычно предполагается, но и отрицательные.

Из сопоставления результатов наблюдений над зарядами гидрометеоров в грозах и кучево-дождевых облаках без гроз можно заключить, что в общем случае в грозах заряды больше, чем в ливнях без гроз. Вместе с тем в кучево-дождевых облаках смешанного строения наблюдаются весьма большие заряды, указывающие на то, что процессы электризации в них протекают весьма интенсивно. Зарядов, накопленных на гидрометеорах в ливневых облаках, достаточно для возникновения грозных разрядов, которые, однако, не наблюдаются из-за того, что в этих облаках отсутствуют необходимые условия для эффективного разделения зарядов и создания заряженных областей достаточной плотности. В ливневых облаках заряды на гидрометеорах в значительной степени компенсируются зарядами, находящимися на облачных капельках, и зарядами противоположно заряженных гидрометеоров.

Перейдем теперь к рассмотрению результатов наблюдений над зарядами грозных дождей на высокогорных станциях. Необходимо учесть, что, с одной стороны, вследствие большой высоты,

на которой производятся наблюдения, измеренные в этом случае заряды капель должны лучше характеризовать их значения в облаках, но, с другой стороны, высокие горы вносят большие искажения в электрические характеристики атмосферы и могут привести к заметному изменению зарядов капель.

Н. В. Красногорская [91] приводит данные об измерениях зарядов капель грозового дождя 16 июля 1954 г. в обсерватории Терскол в долине р. Азау (Эльбрус) на высоте 2140 м. Максимальная интенсивность дождя не превышала 14 мм/ч, так что, скорее всего, над обсерваторией проходила периферия грозового облака. Основная часть капель имела диаметр до 3 мм, максимальный диаметр 5,7 мм. Нулевая изотерма располагалась на высоте 3800—3900 м. Заряды капель в основном находились в пределах от $-7 \cdot 10^{-12}$ до $7 \cdot 10^{-12}$ Кл, т. е. были сравнительно небольшими. Отдельные заряды достигали 10^{-11} Кл. Средние полярные заряды капель оказались равными $1,7 \cdot 10^{-12}$ и $-2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Примерно такое же распределение зарядов наблюдалось в ливневом дожде 28 июля. Какой-либо четкой связи между зарядами и размерами капель обнаружить не удалось.

Заряды капель дождей у поверхности земли должны претерпевать значительное изменение вследствие поглощения ионов в приземных слоях атмосферы, концентрация которых при коронировании остроконечных предметов в электрическом поле грозы может быть сравнительно большой. Поэтому по зарядам капель у поверхности земли нельзя, по-видимому, однозначно судить о величине зарядов капель в грозовых облаках. Из того, что заряды капель у поверхности земли всегда меньше их значений в облаках, следует, что, как показал Симпсон [522], ток коронирования и ток зарядов капель имеют противоположные знаки.

Материалов наблюдений над суммарными зарядами капель грозовых дождей и зарядами отдельных капель в разных климатических районах накоплено довольно много. Первые измерения суммарного заряда дождей были выполнены Эльстером и Гейтелем [290]. Они установили, что возможны три типа распределения суммарных зарядов при грозах: 1) все заряды отрицательные; 2) отрицательные заряды сменяются положительными; 3) положительные заряды сменяются отрицательными. В дальнейшем результаты этих наблюдений были многократно подтверждены и получены количественные данные для разных климатических районов. Некоторые из этих результатов приведены в табл. 28.

Из табл. 28 следует, что средние значения суммарных зарядов капель грозовых дождей находятся в основном в пределах от $1,5 \times 10^{-4}$ до 10^{-3} Кл/м³ воды, а максимальные примерно на порядок больше. Как правило, отрицательные средние суммарные заряды превышают положительные.

Симпсон [518] установил, что в Шимле (Индия) положительные заряды связаны с наиболее интенсивной частью дождей. Марвик [426] в Новой Зеландии обнаружила, что при выпадении града по-

Суммарные заряды капель грозовых дождей

Место наблюдений	Суммарный заряд, 10^{-4} Кл/м ³ , воды				Условия измерений	Источник
	средний		максимальный			
	+	-	+	-		
Шимла (Индия)				66		[518]
Дублин (Ирландия)	5,4	6,7			Две ночные грозы	[438]
Потсдам (ГДР)	1,5	1,4				
Новая Зеландия	5,0	10,5			Грозы	[504]
	2,5	0,92	13		Град	[426]
Колаба (Индия)	1,4	1,4				
Пуна (Индия)	0,5	0,43	45	43	Гроза, вызывающая коронирование	[221]
	4,0	2,8				[524]

ложительные заряды почти полностью преобладают над отрицательными (94,6%).

Банержи [221] определил, что в Колаба (Индия) общий заряд, переносимый грозовыми дождями, является отрицательным. Один грозовой дождь в среднем приносит $6,3 \cdot 10^{-7}$ и $-7,3 \cdot 10^{-7}$ Кл/м².

А. Х. Филиппов [182] в Иркутске для восьми случаев грозовых ливней получил, что среднее абсолютное значение объемного заряда равно $6,2 \cdot 10^{-4}$ Кл/м³ воды, а отношение суммарных зарядов составляет 6,6, т. е. наблюдается многократное превышение положительных зарядов над отрицательными.

Большое значение для характеристики электричества грозовых дождей имеют измерения зарядов отдельных капель. Данные табл. 29 позволяют сделать некоторые общие выводы. В грозовых дождях у поверхности земли всегда наблюдаются капли с зарядами обоих знаков, даже средние величины которых могут колебаться в значительной степени. Однако только Гшвенд [319], В. П. Колоколов и К. А. Семенов [85] отмечают преобладание средних положительных зарядов отдельных капель над отрицательными. Во всех остальных случаях в разных климатических районах средние отрицательные заряды капель больше положительных. Как правило, также наблюдается превышение суммарного отрицательного заряда над положительным. Это находится в согласии с данными измерений суммарных зарядов. При оценке достоверности средних необходимо учитывать, что в основном они получены из ограниченного числа случаев. Для большинства гроз средние положительные заряды капель находятся в пределах $(1,3 \div 2,6) \times 10^{-12}$ Кл, а отрицательные — от $-2 \cdot 10^{-12}$ до $-3,3 \cdot 10^{-12}$ Кл. В активных грозах средние заряды значительно больше: соответственно

$(5 \div 6,6) \cdot 10^{-12}$ Кл и от $-6,6 \cdot 10^{-12}$ до $-10 \cdot 10^{-12}$ Кл. Максимальные заряды отдельных капель могут, по-видимому, достигать 3×10^{-11} Кл, т. е. значений, на порядки меньших тех, которые наблюдаются на высотах внутри грозовых облаков.

Таблица 29

Средние и максимальные заряды отдельных капель грозовых дождей

Место наблюдений	Заряд капель, 10^{-12} Кл				$\frac{Q_+}{Q_-}$ ¹	Источник
	средний		максимальный			
	+	-	+	-		
Фрейбург (Германия)	2,7	1,9	—	—	2,12	[319]
Дергем (Англия) ²	1,2	3,0	30,0	30,0	0,35	[262]
Дергем (Англия) ³	—	—	16,3	22,2	—	[343]
Кембридж (Англия)	—	—	38,0	46,5	—	[525]
Бомбей (Индия)	2,3	2,4	8,0	12,7	—	[222]
Саппоро (Япония)	—	—	33,0	33,0	—	[415]
Вашингтон (США)	5,0	6,3	26,4	36,6	0,60	[323]
США	6,9	10,2	—	—	0,80	[329]
Леннград (СССР)	2,7	3,5	—	—	0,56	[5]
Воейково (СССР) ⁴	8,9	7,6	—	—	—	[85]
Воейково (СССР) ⁵	1,8	3,4	—	—	—	[89]

¹ Q_+/Q_- — отношение суммарных зарядов капель.

² Ливни, близкие по своим характеристикам к грозовым.

³ Ливни при коронировании с острий.

⁴ Измерялись заряды капель больше $\pm 1,3 \cdot 10^{-12}$ Кл для ливней и гроз.

⁵ Ливень в день с грозой.

Ганн [323] предпринял попытку найти связь между размерами капель грозовых дождей и величиной электрических зарядов. Он пришел к выводу, что

$$q \approx 9 \cdot 10^{-6} r^2. \quad (39)$$

Более полно этот вопрос был исследован Хатчинсоном и Чалмерсом [343]. Они получили, что для дождей, при которых наблюдается коронный разряд с острий, значение коэффициента в (39) может меняться в самых широких пределах. Однако среднее значение оказалось равным 10^{-5} , т. е. очень близким к значению, полученному Ганном для гроз. Из этого можно сделать вывод, что условия заряжения капель при коронировании с острий близки к условиям при грозах.

Вопрос о связи между электрическими зарядами осадков и электрическим полем был поставлен Симпсоном [522], который обнаружил, что при градиентах потенциала свыше $2 \cdot 10^3$ В/м существует «зеркальный» эффект, заключающийся в том, что знак заряда осад-

ков противоположен знаку электрического поля. Симпсон пытался объяснить этот эффект захватом ионов, возникающих при коронировании острий на поверхности земли в сильном электрическом поле. Для Кью (Англия) была получена следующая корреляционная связь между плотностью заряда Q (Кл/м³) и током коронирования с отдельного острия I (А):

$$Q = 7,22 \cdot 10^8 IR^{-0,43}, \quad (40)$$

где R — интенсивность дождя в мм/ч.

Хатчинсон и Чалмерс [343] установили, что почти всегда одновременно с каплями, заряды которых соответствуют зеркальному эффекту, имеются капли с зарядами противоположного знака. Сопоставляя заряды, вычисленные в предположении, что они образуются в результате захвата ионов, и измеренные, Хатчинсон и Чалмерс не получили ожидаемого согласия между ними. В связи с этим Ганн и Девин [329] считают, что не поле и токи коронирования обуславливают заряды капель в приземных слоях воздуха, а объемный заряд капель создает электрическое поле. Действительно, сопоставляя токи конвекции и токи проводимости у поверхности земли, они пришли к выводу, что первые могут значительно превышать вторые.

Одновременные наблюдения над зарядами капель и напряженностью поля, выполненные Магоно и Ориказа [415] возле Саппоро (Япония), показали, что между ними нет какой-либо четкой связи. Наблюдаемая при грозах смесь положительно и отрицательно заряженных капель практически не зависит от напряженности поля, которое претерпевает значительные колебания в период интенсивного дождя. Магоно и Ориказа считают, что колебания поля обусловлены не грозowymi разрядами, а флуктуациями объемного заряда капель интенсивного ливня; при этом они отмечают, что сильные и частые колебания поля в ливнях и снеге наблюдаются и при отсутствии грозowych явлений.

Одновременные измерения зарядов отдельных капель, тока коронирования и напряженности электрического поля при грозах были выполнены Коббом и др. [267] на горе Уошберн (Вайоминг, США) на высоте около 3 км. Было получено, что между зарядом капель, напряженностью электрического поля и током коронирования существует весьма тесная, а в отдельные дни даже функциональная связь. В то же время обнаружился и параллелизм в ходе напряженности поля и зарядов отдельных капель.

2.2.2. Электрическое поле

Разделение разноименно заряженных облачных частиц и гидрометеоров приводит к образованию в грозowych облаках электрического поля. Вследствие большой динамичности процессов в грозowych облаках распределение зарядов в них быстро видоизменяется, а вместе с тем происходит столь же быстрое изменение

распределения электрического поля. Поэтому весьма существенно получение общих характеристик распределения зарядов и электрического поля в зависимости от стадии развития грозových облаков. Однако выполнение этой задачи в полном объеме сейчас еще невозможно из-за ограниченности данных измерений.

Первые, представляющие значительный интерес исследования распределения электрического поля были выполнены Симпсоном и Скрейзом [524], Симпсоном и Робинсоном [523] в Кью (Англия) с помощью зондов (альтиэлектрографов). Недостатками этого метода были отсутствие достаточно точных сведений о траектории полета зонда внутри грозového облака, неточность измерения величины напряженности поля, приводящая к весьма большим ошибкам (при правильном определении направления поля), и искрение между электродами в полях высокой напряженности. Несмотря на это, исследования позволили получить многие характерные черты распределения поля с высотой.

Согласно Симпсону, в верхней части грозových облаков, на высотах больше 7 км, при температурах обычно ниже -10°C наблюдаются положительные заряды. Ниже, в интервале высот примерно 2—7 км, расположена область с отрицательными зарядами с центром вблизи уровня изотермы 0°C . Вторая, более слабо выраженная область положительных зарядов находится при положительных температурах — она не всегда обнаруживается. Эти данные были подтверждены Чепменом [263], который также проводил наблюдения с помощью зондов. В среднем размеры областей (если считать их сферами) примерно следующие: радиус верхней положительной области около 2 км, отрицательной около 1 км, нижней положительной около 0,5 км. Однако в отдельных облаках или в разных частях грозového облака с несколькими ячейками наблюдалось иное распределение заряженных областей. В некоторых случаях над верхней областью положительных зарядов обнаруживалась область отрицательных зарядов. Область положительных зарядов в нижней части облака могла простира́ться выше уровня изотермы 0°C .

В. И. Арабаджи [8] в 1955 г. провел в Минске наблюдения с зондами в грозových облаках (9 июля во фронтальных облаках, 2 августа в малоподвижной грозе). Непосредственно под уровнем изотермы 0°C наблюдалась отрицательная напряженность поля, которая в области температур 0 — 10°C сменялась положительной напряженностью. Претерпевая те или иные изменения, напряженность поля оставалась положительной до предельных высот 9—11 км.

Детальный анализ результатов нескольких полетов в грозových облаках был произведен в США Ганном [322]. 5 августа 1944 г. на высоте около 3900 м в активной грозе на трассе протяженностью около 13 км наблюдались две последовательные области с положительной и отрицательной напряженностью поля; их ширина составляла около 4 км, и в каждой из них существовал резко выраженный максимум напряженности поля. В области с положительной напряженностью он достигал $2 \cdot 10^5$ В/м, а в области с отрицательной

напряженностью в момент удара молнии $3,4 \cdot 10^5$ В/м. Средняя напряженность по всей трассе полета оказалась равной примерно $7 \cdot 10^4$ В/м. Для пересчета эти данные необходимо уменьшить в 2,1 раза, если отсутствует горизонтальная компонента поля. Однако имеются все основания полагать, что таковая в грозах существует. 24 июля 1945 г. производились полеты на разных высотах (рис. 41). На высоте 3000 м при положительной температуре поле было слабым и отрицательным, хотя встречались большие заряды капель разных знаков на разных участках трассы. Так что непосредственная связь между зарядами капель и полем на данном уровне не обнаруживается. На высоте 4000—4500 м, где температура воздуха была близка к 0° С, наблюдались сильные колебания

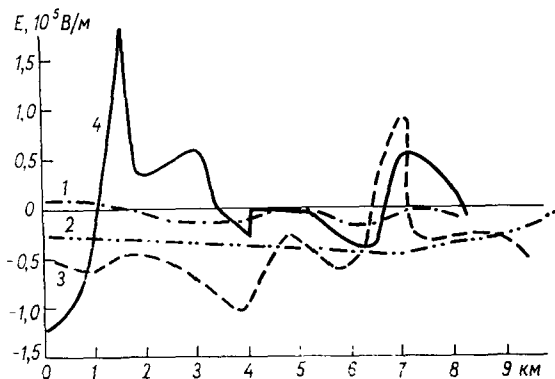


Рис. 41. Напряженность электрического поля на разных высотах в грозовом облаке 24 июля 1945 г. По Ганну [322].

Высота (км): 1) 1,5, 2) 3, 3) 4,5, 4) 6.

напряженности поля вплоть до перемены его знака и смесь капель с большими положительными и отрицательными зарядами.

И. М. Имянитов и др. [65] при полетах в районе Гадяча (Украина) и Батайска (Ростовская область) на высотах 5000—6000 м по перифериям грозовых облаков в полосах падения ледяных кристаллов из наковален наблюдали поля как с положительной, так и с отрицательной напряженностью более 10^4 В/м с некоторым преобладанием положительных полей. В зонах осадков под грозовыми облаками на высотах 200—500 м были обнаружены поля с положительной и отрицательной напряженностью, максимум которой достигал $(3 \div 4) \cdot 10^4$ В/м.

Исследования поля грозовых облаков на Дальнем Востоке были выполнены И. М. Имянитовым и Т. В. Лободиныным [66]. При полетах над вершинами грозовых облаков были зафиксированы как положительные, так и отрицательные поля (рис. 42). Так как кривые хода напряженности поля не меняли своего знака, можно сделать вывод, что эти облака то ли однозарядные, то ли биполярные или многополярные, но со значительным избытком зарядов одного

знака. Имянитов и Лободин получили, что в 40 случаях (69%) из 58 поле над облаками оказалось отрицательным, т. е. у большинства облаков вверху находился положительный заряд или они имели избыточный положительный заряд. Большой интерес представляют случаи, когда при полетах над грозовым облаком наблюдались области с зарядами разных знаков; их протяженность составляла 5—10 км, т. е. они имели размеры отдельных грозовых ячеек. Следовательно, не только отдельные облака, но и рядом находящиеся очаги в одном облаке могут иметь полярность противоположных знаков. На основании полетов под облаками было получено, что в 19 случаях (68%) из 28 полярность биполярных облаков была положительной, или поле создавалось положительным избыточным зарядом. Таким образом, эти данные подтверждают результаты, полученные при полетах над облаками. В ливневых и грозовых облаках с вершинами выше 9—10 км (до 15 км) центры униполярных зарядов находились на высотах в основном 5—9 км, причем наиболее часто в слое 6—

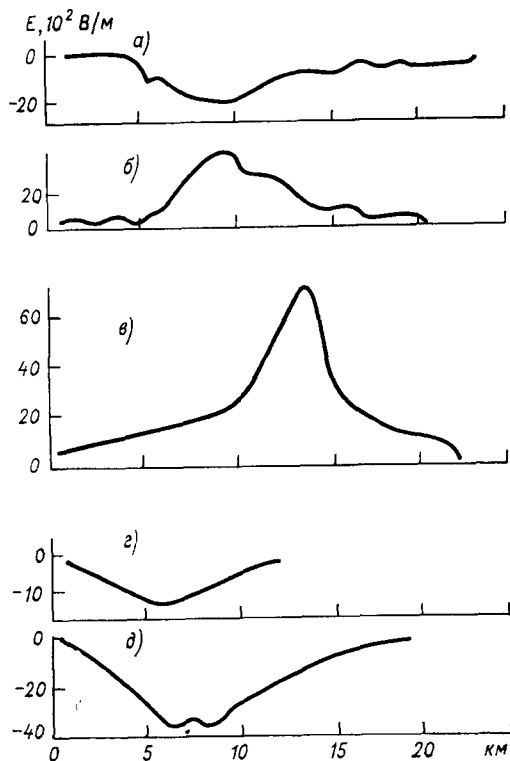


Рис. 42. Напряженность электрического поля над однозарядными облаками. По И. М. Имянитову и Т. В. Лободину [66].

а — 4 ч 48 мин 18 августа, б — 9 ч 05 мин 22 августа, в — 9 ч 30 мин 25 августа, г — 10 ч 02 мин 25 августа, д — 10 ч 07 мин 25 августа.

Т. В. Лободину [66], примерно через 10 мин после преобразования мощного кучевого облака в кучево-дождевое были зарегистрированы грозовые разряды (рис. 43). В течение примерно еще 10 мин происходило увеличение размеров радиолокационного ядра, накопление зарядов и усиление электрического поля, которое сопровождалось грозовыми разрядами. Следовательно, грозовые разряды сами по себе не служили причиной уменьшения скорости накопления зарядов. Затем следовала стадия разрушения, которая проявлялась в уменьшении радиолокационного ядра и средней максимальной напряженности поля. В этой стадии также обнаружива-

дались области с зарядами разных знаков; их протяженность составляла 5—10 км, т. е. они имели размеры отдельных грозовых ячеек. Следовательно, не только отдельные облака, но и рядом находящиеся очаги в одном облаке могут иметь полярность противоположных знаков. На основании полетов под облаками было получено, что в 19 случаях (68%) из 28 полярность биполярных облаков была положительной, или поле создавалось положительным избыточным зарядом. Таким образом, эти данные подтверждают результаты, полученные при полетах над облаками. В ливневых и грозовых облаках с вершинами выше 9—10 км (до 15 км) центры униполярных зарядов находились на высотах в основном 5—9 км, причем наиболее часто в слое 6—7 км.

Вопрос о преобразовании поля во времени в грозовых облаках представляет значительный интерес. Согласно И. М. Имянитову и

лись грозвые разряды, указывающие на то, что продолжалось значительное разделение зарядов. Возможно, что и в этот период происходило образование зарядов. Время диссипации грозвого облака составило около 10 мин. Таким образом, общее время грозвой деятельности в облаке составило около 30 мин.

Результаты наблюдения вертикальной и горизонтальной составляющих электрического поля в верхней части изолированного развивающегося грозвого облака высотой до 13 км приводит Фицджеральд [183]. При полете вблизи радиолокационного ядра наблюдались наибольшие значения как вертикальной (до $6 \cdot 10^4$ В/м), так и горизонтальной ($4 \cdot 10^4$ В/м) составляющих поля. Вертикальное поле по всей трассе было отрицательным. При полете на большом расстоянии от радиолокационного ядра обе составляющие оказались меньше и вертикальная составляющая имела как положительное, так и отрицательное направление. Из наблюдений Фицджеральда следует, что области с наибольшей водностью являются одновременно и областями наибольшего содержания зарядов, которые создают в непосредственной близости весьма большие поля. На расстояниях от центра радиолокационного ядра, сопоставимых с его размерами, происходит многократное уменьшение поля. Это указывает на сложную структуру распределения зарядов в грозвых облаках.

Воннегут и др. [561] провели наблюдения за грозвыми облаками во Флориде (США) с самолета, летевшего на высоте 21 км. Наковальни грозвых облаков находились на высоте около 15 км. При полете над ними наблюдалось увеличение напряженности поля, вызванное в первую очередь конвективными башнями, купола которых прорывались сквозь наковальни. Во всех случаях поле было отрицательным, что указывает на существование в верхней части грозвых облаков области положительных зарядов. Одновременно производились измерения вертикальной и горизонтальной составляющих электрического поля внутри грозвых облаков (Фицджеральд [298]). Из табл. 30 следует, что при ударах молнии в самолет наблюдаются весьма значительные скачки как вертикальной, так и горизонтальной составляющей поля. При этом может изменяться и знак поля.

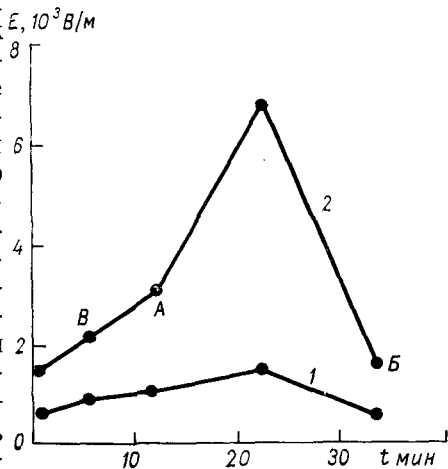


Рис. 43. Ход средней (1) и максимальной (2) напряженности электрического поля над грозвым облаком. По И. М. Имянитову и Т. В. Лободину [66].

A и *B* — моменты начала и конца грозвых разрядов, *B* — момент начала оледенения вершины облака.

**Изменения градиентов потенциала и максимальный ток при ударах молнии
в самолет. Август 1965 г. По Фицджеральду [298]**

Число	№ трассы	Изменение градиента потенциала, 10^5 В/м		Максимальный ток, 10^3 А
		горизонтального	вертикального	
3	2	—	—3,61	8,7
		0,34	—1,73	2,7
		—1,74	—	—
9	3	—0,15	—1,48	2,8
	1	2,94	—1,03	4,6
12	3	3,5	0,29	—
	7	—0,36	—1,67	5,8
		0,36	1,5	—
		—1,46	0,67	—

12 августа 1965 г. в относительно простом грозовом облаке с вершиной на высоте тропопаузы (около 15 км), находящемся в стадии диссипации, на высоте 4,8 км наблюдалось максимальное отрицательное значение вертикальной составляющей градиента потенциала — около -10^5 В/м, а под наковальной — положительное с максимумом около $1,2 \cdot 10^5$ В/м. При ударах молнии в самолет наблюдался максимальный ток, превышающий $12 \cdot 10^3$ А.

Весьма большой материал наблюдений за электрическим полем, полученный при полетах над кучево-дождевыми облаками, был обобщен И. И. Камалдиной [78]. Она определила, что в 64% случаев вертикальный градиент потенциала был отрицательным, т. е. в большинстве случаев в верхней части облаков находился положительный заряд. Рассмотрев три стадии развития кучево-дождевых облаков — роста, зрелости и диссипации (по Шметеру [205]), Камалдина определила для них повторяемость обоих знаков градиентов потенциала.

Как следует из табл. 31, большая часть случаев с положительным градиентом потенциала соответствует стадии роста кучево-дождевых облаков, а большая часть с отрицательным градиентом — стадиям зрелости и диссипации. При развитии облаков происходит, как правило, смена положительного градиента отрицательным. Из 19 случаев, когда удалось проследить ход градиента от начала развития кучево-дождевых облаков до диссипации, в 14 (74%) наблюдалось изменение знака. При образовании новых конвективных башен в облаках, находящихся в стадии зрелости или диссипации, наблюдалась смена отрицательного градиента потенциала положительным.

Особый интерес для понимания процессов, происходящих в грозовых облаках, представляют случаи многократного изменения знака градиента потенциала над облаками. Трудно представить себе такие изменения в течение жизни грозового облака при про-

Повторимость (%) случаев с градиентом потенциала положительного и отрицательного направления в зависимости от стадии развития кучево-дождевых облаков. По И. И. Камалдиной [78]

Направление градиента потенциала	Стадия			Число случаев
	роста	зрелости	диссипации	
+	82	14	4	57
-	9	36	56	101

цессах электризации, которые никак бы не зависели от самих зарядов в облаках, точнее, от электрического поля, обусловленного этими зарядами. Камалдина считает, что перемены знака поля обусловлены смещением гидрометеоров, несущих заряды определенного знака, восходящими токами.

Изучая вопрос о величине максимальных градиентов потенциала в зависимости от расстояния над вершиной облаков, Камалдина приходит к выводу, что их изменение непосредственно вблизи вершины нельзя объяснить только изменением расстояния. Она считает, что причиной этого эффекта является экранирующий объемный заряд, создаваемый токами проводимости. Воннегут и др. [561] также считают, что на границах облака существует экранирующий заряженный слой. Однако, в отличие от этих авторов, Камалдина не придает этому слою столь большого значения в изменении знака поля при его разрушении. Она справедливо указывает, что для изменения знака поля необходимо, чтобы исчез источник поля, а не экранирующий заряд.

Обобщив данные измерений электрического поля в Советском Союзе, проведенных при полетах самолетов, И. М. Имянитов и др. [74] получили распределение градиента потенциала в облаках разных форм (рис. 44). Как следует из рисунка, эти данные достаточно хорошо аппроксимируются логарифмически-нормальным распределением.

Авторы считают, что существует определенная, хотя и небольшая вероятность того, что в слоисто-дождевых облаках абсолютные значения градиента потенциала могут быть достаточными для возникновения грозных разрядов.

Представляют значительный интерес сведения об абсолютных максимальных значениях напряженности поля, измеренной в грозных облаках (табл. 32). На основании этой таблицы можно считать, что для возникновения грозных разрядов достаточно, чтобы в облаках напряженность поля достигла $(3,0 \div 3,5) \cdot 10^5$ В/м. По-видимому, эти или близкие к ним значения напряженности поля представляют собой напряженность инициирования молнии, а для ее распространения достаточны напряженности значительно меньшие, но охватывающие большое пространство.

Обзор приведенных выше данных показывает, что электрическая структура грозовых облаков очень сложная и быстро меняется во времени и пространстве. Сейчас еще отсутствуют необходимые сведения (особенно о зарядах и полях внутри грозовых облаков), чтобы построить полную схему их электрической структуры. Вследствие этого представляют интерес, хотя и ограниченный, све-

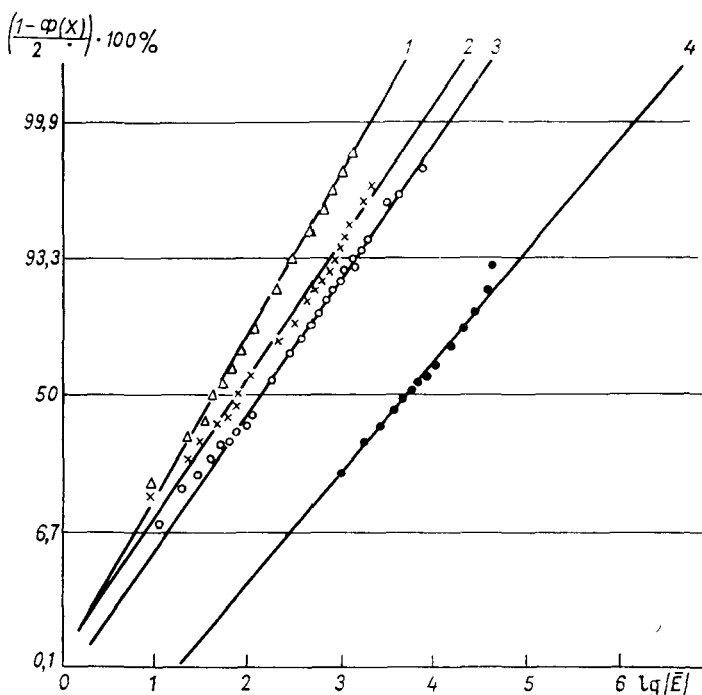


Рис. 44. Распределение абсолютных значений градиента потенциала электрического поля в As (1), As (2), Ns (3), Сb (4) в вероятностно-логарифмической сетке. По И. М. Имянитову и др. [74].

дения о ходе поля на вершинах гор. На результаты этих наблюдений оказывают большое влияние объемные заряды, образующиеся за счет токов коронирования остроконечных предметов, в первую очередь деревьев и кустарников.

Кюттнер [370] на горе Цугшпитце (Северные Альпы) высотой около 3000 м получил, что в основании грозовых облаков при положительных температурах существуют, как правило, положительные градиенты потенциала, что указывает на существование там положительно заряженной области, центр которой лежит вблизи уровня изотермы 0°С. При отрицательных температурах наблюдаются почти исключительно отрицательные градиенты потенциала, свидетельствующие о существовании выше уровня изотермы 0°С отрицательно заряженной области с центром около уровня изо-

Абсолютное значение вертикальной составляющей максимальной напряженности электрического поля $|E_{\max}|$ в грозовых облаках

Место наблюдений	Способ наблюдений	$ E_{\max} $, 10 ⁴ В/м	Примечание	Источник
Кью (Англия)	з	>1	Согласно [221а], необходимо ввести поправочный коэффициент, равный 10—20	[523]
Минск (СССР)	з	2		[8]
Англия	з	20	Поправка учтена	[263]
США	с	~30	При ударе молнии в самолет	[322]
Флорида (США)	с	30	Горизонтальная составляющая	[183]
	с	35	При ударе молнии в самолет	[298]
СССР	с	>1	Периферия облаков под наковальнями	[65]
	с	4	В зонах осадков под облаками	
	с	2,8	В облаках	[74]
Нью-Мексико (США)	р	>30	Горизонтальная составляющая	[575]
гора Уошберн (Вайоминг, США)	н	~10	Вершина горы на высоте около 3000 м	[267]

Примечание. Здесь з — зондовые наблюдения, с — самолетные, р — ракетные, н — наземные.

термы -8°C . Кюттнер пришел к выводу, что для возникновения сильных полей необходимо, чтобы основание кучево-дождевых облаков находилось ниже уровня изотермы 0°C . Обнаружилось, что горизонтальные и вертикальные размеры заряженных областей примерно одинаковые. Горизонтальная протяженность положительно заряженной области несколько меньше 1 км. Отрицательно заряженная область имела большие размеры, чем положительная. Перед возникновением грозовых разрядов поле в 70% случаев имело отрицательное направление.

Рейнольдс и Брук [485] предприняли одновременные радиолокационные измерения и измерения градиента потенциала. Радиолокатор находился на высоте 2100 м примерно в 20 км от вершины горы Уитингтон (3140 м), где был установлен прибор для измерения поля. Образование радиоэхо само по себе не приводило к заметному росту градиента потенциала. Только при вертикальном росте радиоэхо наблюдался переход положительного градиента потенциала к отрицательному с дальнейшим ростом по абсолютной величине до момента возникновения грозового разряда. Во всех случаях градиент потенциала был отрицательным, что указывает

на образование в нижней части грозových облаков отрицательного заряда.

Мур и др. [447] вели наблюдения на горе Уитингтон с помощью зондов, подвешиваемых к тросу баллона, который поднимался на высоту до 5 км. В развивающемся кучево-дождевом облаке примерно за 25 мин до начала грозовой деятельности на высоте около 5 км при температуре, близкой к 0°С, наблюдался положительный градиент потенциала, а ниже, на высоте около 4 км, — отрицательный. В другом случае перед близким разрядом молнии в облаке на высоте около 500 м над его основанием при температуре 7°С был зарегистрирован положительный градиент потенциала, который в дальнейшем сменился отрицательным.

Кобб и др. [267] выполнили измерения электрического поля на горе Уошберн (Вайоминг, США) на высоте около 3000 м. Они обнаружили, что в большинстве случаев продолжительность периодов с отрицательным полем и максимальные отрицательные значения поля превышали таковые для положительного поля. При прохождении гроз часто наблюдалась смена положительного направления поля на отрицательное и наоборот.

2.2.3. Изменения электрического поля при грозových разрядах

Наблюдения за электрическим полем у поверхности земли при определенных условиях могут быть источником полезной информации о распределении зарядов в грозových облаках, особенно если они выполняются синхронно в нескольких пунктах и если распределение зарядов в облаках не очень сложное, уни- или биполярное. При грозových разрядах происходит резкое изменение напряженности поля, позволяющее судить о величине заряда, протекающего

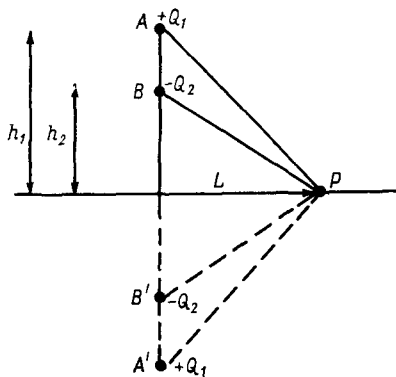


Рис. 45. Схема распределения зарядов в биполярном грозovém облаке, нейтрализация которых приводит к изменению электрического поля в удаленных от облака пунктах.

в молнии. Изменение поля δE связано с нейтрализацией зарядов биполярного облака при разряде нижнего заряда Q_2 на землю или при разряде внутри облака между верхним зарядом Q_1 и нижним Q_2 (рис. 45). При грозovém разряде, когда заряд Q_2 будет перенесен на землю, произойдет изменение поля:

$$\delta E = \frac{\delta(Q_2 h_2)}{2\pi\epsilon_0 (L^2 + h_2^2)^{3/2}} = \frac{\delta M}{4\pi\epsilon_0 (L^2 + h_2^2)^{3/2}}. \quad (41)$$

Здесь h_2 — высота заряда Q_2 над землей; L — проекция расстояния от наблюдателя до заряда; $M=2h_2Q_2$ — электрический момент.

Для больших расстояний, когда $L \gg h$, получаем

$$\delta E = \frac{\delta M}{4\pi\epsilon_0 L^3}. \quad (42)$$

Для случая разряда внутри облака, учитывая, что $Q_1=Q_2=Q$, имеем

$$\delta E = \frac{\delta Q}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{h_2}{(L^2 + h_2^2)^{3/2}} - \frac{h_1}{(L^2 + h_1^2)^{3/2}} \right]. \quad (43)$$

Для больших расстояний (43) принимает вид

$$\delta E = \frac{\delta Q (h_2 - h_1)}{4\pi L^3 \epsilon_0} = \frac{\delta M}{2\pi L^3 \epsilon_0}. \quad (44)$$

Как видно из (43), на некотором расстоянии L должна произойти смена знака изменения поля, что может служить признаком биполярности облака. Так как при внутриоблачных грозовых разрядах на близких расстояниях изменения поля имели положительный знак и на больших расстояниях — отрицательный, а при ударах молнии в землю знак изменения поля оказался положительным, Вильсон [571] получил, что верхний заряд грозовых облаков положительный, а нижний — отрицательный.

Наблюдения, выполненные в Англии Уормелем [587], подтвердили результаты, полученные Вильсоном. Однако в ряде случаев при близких грозах наблюдались отрицательные изменения поля, а при отдаленных грозах — положительные. Это указывает на возможность существования грозовых облаков отрицательной полярности, когда основной заряд сверху облака отрицательный, а внизу — положительный. Шонланд и Крайб [507] установили, что грозы Южной Африки также являются в значительной степени биполярными с положительным распределением зарядов. Такое же распределение зарядов обнаружил Смит [526] по данным измерений в Гамне (Флорида, США). Он наблюдал значительные изменения поля при разрядах грозовых облаков к концу их активности.

Бернард [223] в Южной Африке производил одновременную регистрацию изменения поля при разрядах на трех близко расположенных станциях. Это дало ему возможность приблизительно определить значения Q , L и h — расстояние между центрами заряженных областей. Оказалось, что грозовые облака являются, как правило, биполярными с верхним положительным зарядом. Вертикальное расстояние между центрами составляло в среднем 5,2 км, колеблясь от 2,5 до 8,7 км.

Из (42) и (43) на основании данных об изменении поля можно определить величину электрического момента, нейтрализующегося при грозовых разрядах (см. табл. 33). Если иметь сведения о высоте центров заряженных областей, то можно определить величину зарядов, протекающих в канале молнии.

Существует возможность определять координаты центров зарядов по данным наземных наблюдений за изменением поля при грозовых разрядах на ряде пунктов. Изменение поля в точке с координатами (x, y) при разряде внутри облака между зарядами, центры которых Q_+ и Q_- имеют соответственно координаты (x_+, y_+, z_+) и (x_-, y_-, z_-) , определяется выражением

$$\delta E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2Q_- z_-}{[(x_- - x_1)^2 + (y_- - y_1)^2 + z_-^2]^{3/2}} - \frac{2Q_+ z_+}{[(x_+ - x_1)^2 + (y_+ - y_1)^2 + z_+^2]^{3/2}} \right\} \quad (45)$$

и аналогичными уравнениями для других станций. В случае если происходит разряд на землю из центра с координатами (x, y, z) , (45) принимает вид

$$\delta E = \frac{Q_- z_-}{2\pi\epsilon_0 [(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + z^2]^{3/2}}. \quad (46)$$

Для решения уравнения (45) требуются наблюдения не менее чем в семи пунктах, а (46) — в четырех пунктах. Наблюдения в семи пунктах провели Рейнольдс и Нейл [487] в Нью-Мексико (США) на высоте около 2100 м. Было получено, что центр отрицательного заряда находится в среднем на высоте около 7500 м при температуре -16°C , в некоторых случаях даже при температурах до -33°C . Облака биполярные, и центр положительного заряда обычно расположен выше отрицательного в среднем на 600 м. Горизонтальное расстояние между центрами также невелико, не более 500 м. Это говорит о том, что или размеры областей положительного и отрицательного зарядов в грозовых облаках малы, или вообще эти области нельзя представить в виде каких-то более или менее четко очерченных сфер. В большинстве случаев при разрядах нейтрализуется меньше 10 Кл, но примерно в 25% случаев разряжается более 20 Кл.

Тамура [545] провел наблюдения на девяти станциях в Японии. Он получил, что разряды на землю и внутриоблачные разряды происходят в разных, горизонтально разделенных частях грозовых облаков. Центры отрицательных зарядов лежат в основном на высотах 6—8 км, и с развитием грозы наблюдается тенденция к их снижению. Из этих центров происходят разряды на землю. Внутриоблачные разряды осуществляются между дипольными зарядами, разделенными по вертикали на 5—6 км и имеющими положительный знак. Центры диполей в основном располагаются на высотах 4—6 км и мало изменяются с развитием грозы. Тамура не обнаружил нижних положительных зарядов, отмеченных еще Симпсоном.

Хатакеяма [336] (Япония) определял положение центров зарядов в грозовых облаках по их расстояниям до четырех станций, синхронно определявших время между моментами вспышки молнии

и громом, и по изменениям поля. Высоты молнии внутри облаков, вычисленные обоими способами, сильно различаются. Для двух гроз Хатакеяма получил, что заряженные области находились на высотах 10 и 6 км и в молниях протекал заряд более 100 Кл. При затухании гроз заряды оказались меньше 40—60 Кл; наиболее часто встречались случаи с зарядами меньше 10 Кл.

Так как сведения об электрических моментах и зарядах, нейтрализующихся при ударах молнии, представляют значительный интерес, сведем данные об этих характеристиках грозовых облаков в таблицу (табл. 33).

Таблица 33

Электрические моменты и заряды, нейтрализующиеся при ударах молнии

Место наблюдений	Электрический момент, Кл·км		Заряд, Кл		Расстояние между зарядами, км	Источник
	средний	максимальный	средний	максимальный		
СССР	35		25		1,5	[67]
Англия	100					[571, 587]
	72		24		3	[523]
35° с. ш. (США)	234		39		6	[309]
Нью-Мексико (США)		889		63 79		[487] [363]
Япония				300—400		[336]
Южная Африка	94					[507]
	182		35		5,2	[223]
	200		40		5	[421]

Как видно из этой таблицы, данные измерений, проведенных разными авторами в одних и тех же районах, хорошо согласуются между собой. Наблюдается значительное увеличение электрических моментов и зарядов, нейтрализующихся при грозовых разрядах, в более низких широтах по сравнению с высокими. Если исключить данные Хатакеяма [336], то можно полагать, что максимальные заряды, нейтрализующиеся в самых интенсивных разрядах, не превышают 100 Кл. В умеренных широтах расстояние между главными зарядами в грозовых облаках составляет 2—3 км, тогда как в более низких широтах 5—6 км. Необходимо заметить, что из ряда исследований ([487, 523] и др.) вытекает, что главные заряды разделены не только по вертикали, но и по горизонтали и разряды молний между ними имеют наклонные траектории.

2.2.4. Быстрые изменения электрического поля, обусловленные процессами развития молнии

Исследования быстрых изменений поля, возникающих во время процесса развития молнии, позволили получить метод определения ряда характеристик грозовых осадков, который был развит Маланом и Шонландом [422]. Прежде чем рассмотреть этот метод,

необходимо вкратце остановиться на современных представлениях о развитии молнии.

Развитие разряда из облака на землю начинается с образования стримера, который продвигается ступеньками длиной 10—200 м. В конце каждой ступеньки происходит задержка движения стримера, так называемого ступенчатого лидера, которое затем возобновляется, и стример проходит очередную ступеньку и т. д. до момента приближения к земле. В результате продвижения стримера образуется ионизированный канал ступенчатого лидера молнии. По каналу лидера развивается с поверхности земли главный возвратный удар молнии, который переносит основной заряд молнии. Средняя скорость продвижения ступенчатого лидера порядка 10^4 — 10^5 м/с, тогда как скорость главного удара 10^7 — 10^8 м/с. Ток, протекающий в канале главного удара, достигает $2 \cdot 10^5$ А. Обычно след за первым, ступенчатым лидером через сотые доли секунды происходит развитие по тому же каналу стреловидного лидера. Скорость его распространения по ионизированному каналу больше скорости ступенчатых лидеров: $(1 \div 2) \cdot 10^6$ м/с. После достижения поверхности земли по каналу стреловидного лидера проходит второй главный возвратный удар. Этот процесс может многократно повторяться; в среднем молния включает три главных разряда.

Типичная осциллограмма напряженности поля при грозовом разряде на землю представлена на рис. 46. Сначала наблюдается

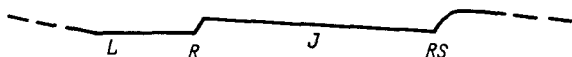


Рис. 46. Осциллограмма изменения напряженности электрического поля при удаленных ударах молнии, переносящих на землю отрицательный заряд.

рост напряженности поля на участке со средней длительностью около 0,1 с, который соответствует развитию ступенчатого лидера. Затем наблюдается скачкообразный рост напряженности поля (*R*), соответствующий возвратному удару, длительность которого около 1 мкс. Далее следует участок *J*, обусловленный прохождением стреловидного лидера со средней длительностью около 0,03 с. В конце процесса развития молнии наблюдается участок *S*, в течение которого происходит сравнительно медленное возрастание напряженности поля, продолжающееся в среднем около 0,12 с.

Малан и Шонланд [422], исследуя изменения поля на участке *J*, сделали ряд заключений о динамике разряда облачных зарядов на землю. Они установили, что на расстояниях до 5 км изменения поля на этом участке отрицательные, а свыше 12 км — положительные. Это означает, что происходит нейтрализация положительных зарядов в разветвленной вершине канала молнии. Отрицательный заряд в грозовых облаках расположен в вертикальном столбе, в среднем на высотах между 3 и 9 км при уровне изотермы 0° С около 4 км. Высота разрядов отрицательного заряда на землю увеличивается последовательно в среднем на 0,7 км.

Представление Малана и Шонланда [422] о том, что в грозовых облаках примерно от уровня изотермы 0°C вверх на высоту около 6 км простирается отрицательный, вертикально расположенный заряд, не всегда подтверждается. Малан [420] обнаружил, что для гроз Южной Африки на расстояниях свыше 20 км в 75% случаев изменения напряженности поля на участке J отрицательные или равны нулю. Это указывает на вероятность возникновения в ряде случаев разрядов из положительно заряженной области, расположенной над уровнем изотермы 0°C . Последнее обстоятельство хорошо иллюстрируется данными, полученными Уормелем [588] (табл. 34).

Т а б л и ц а 34

Повторяемость (%) разрядов молнии в Кембридже (Англия). По Уормелю [588]

Разряд на землю	%	Разряд, не достигающий земли	%
Перенос:		Перенос:	
отрицательного заряда	31	отрицательного заряда вверх	45
положительного заряда	4	отрицательного заряда вниз	10
зарядов обоих знаков	2	в обоих направлениях	8
Всего	37	Всего	63

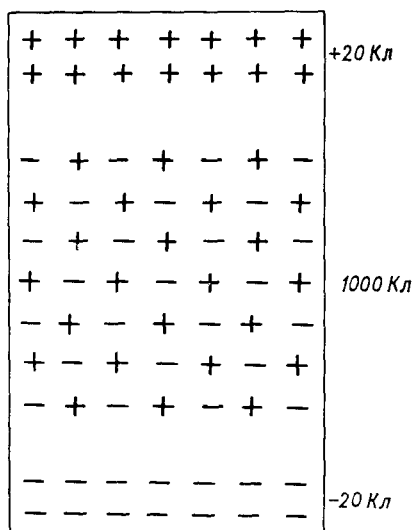
Как следует из табл. 34, наряду с переносом отрицательных зарядов вниз при разрядах на землю, наблюдается перенос положительных зарядов в этом направлении, что указывает на существование в нижней части облака положительного заряда. При разрядах внутри облака, кроме разрядов, при которых происходит перенос отрицательного заряда вверх, наблюдается заметное число случаев переноса его вниз, что также свидетельствует о возможности существования в вершине облака отрицательного заряда, а внизу — положительного.

Исследования процесса переноса заряда при грозовых разрядах получили дальнейшее развитие в работах Китакава и др. [363]. Они установили, что среди многократных разрядов молнии на землю наблюдаются такие, которые сопровождаются длительным излучением, в пределах 40—500 мкс. В течение этого продолжительного «гибридного» разряда на землю переносится больший заряд, чем при обычном дискретном ударе. Китакава и его коллеги получили, что при дискретных разрядах переносится на землю в среднем 2,5 Кл и происходит изменение электрического момента на 20,6 Кл·км. При гибридных разрядах переносится 2,7 Кл и происходит изменение момента на 23,4 Кл·км. Для многократного дискретного разряда общий средний заряд составляет 19,4 Кл, а среднее изменение момента 151 Кл·км. Соответственно для многократного гибридного разряда было получено 33,9 Кл и 346 Кл·км. Максимальный заряд и момент оказались соответственно равными 79 Кл и 889 Кл·км. Упомянутые авторы, так же как

Малани Шонланд [422], получили, что каждый последующий разряд происходит с более высокого уровня, чем предыдущий. Так, среднее изменение уровня для дискретных разрядов составляло 0,3 км, а для интервалов длительного излучения наиболее часто изменения высоты находились в пределах 0,9—1,6 км. Брук и др. [246] пришли к выводу, что участок J , который, согласно Малану и Шонланду [422] и др., связан с процессом переноса зарядов внутри облака, также может быть связан с длительным током на землю. Брук и др. считают, что большие скачки потенциала, полученные Маланом и Шонландом [422], вызваны не разрядами внутри облаков, а длительными разрядами на землю.

2.2.5. Восстановление электрического поля после грозовых разрядов. Проводимость в грозовых облаках

При грозовых разрядах происходит уменьшение электрического момента в грозовых облаках, т. е. нейтрализация зарядов и соответствующее уменьшение напряженности электрического поля. Вслед



за этим начинается восстановление зарядов в облаке, а вместе с тем и поля. Под облаками в области осадков из-за больших объемных зарядов (обязанных осадкам и коронированию) изменение поля после разряда происходит по весьма сложным законам. На значительных расстояниях, где объемные заряды под облаком сказываются слабо, восстановление поля происходит по экспоненциальному закону. Вначале напряженность поля растет весьма быстро, а затем замедляется, приближаясь к своему прежнему значению. Уормель [587] установил, что время релаксации для восстановления поля для гроз, удаленных от места наблюдения более чем на 15 км, составляет в среднем 7 с.

Рис. 47. Схема распределения зарядов в грозовом облаке.

Согласно Вильсону [572] и Уормелю [587], механизм восстанов-

ления поля в грозовых облаках заключается в следующем. В облаке в результате генерации зарядов к какому-то моменту времени накапливаются большие и одинаковые заряды обоих знаков, равномерно распределенные по всему объему. Заряды одного знака находятся на гидрометеорах, а противоположного — в окружающем их воздухе (рис. 47). Гидрометеоры переносят заряд вниз с посто-

янной относительной скоростью v . Вследствие этого граница отрицательных зарядов переносится за время dt на расстояние $dh = vdt$. На такое же расстояние смещается и верхняя граница, где образуется такой же слой с положительными зарядами. Между этими слоями, как между обкладками плоского конденсатора, образуется электрическое поле. Поле будет действовать против гравитационных сил, так что образование зарядов и прирост напряженности электрического поля будут замедляться. Оказывается, что при таком предположении замедление процесса образования заряда происходит по экспоненциальному закону. Но предположение о влиянии электрических сил на скорость падения гидрометеоров (капель, градин) не соответствует действительности, так как при напряженностях поля, которые, как показали непосредственные измерения, наблюдаются в грозовых облаках, изменение скорости падения крупных частиц незначительно.

Более правильным является представление И. М. Имянитова [77]. Если принять, что генерация гидрометеоров с зарядом q происходит по всему объему облака V с постоянной интенсивностью I ($\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), то скорость накопления заряда Q в столбе с площадью сечения, равной единице, можно представить выражением

$$\frac{dQ}{dt} = IqV - \frac{Q\lambda}{\varepsilon_0} - p \frac{Q}{h^2}. \quad (47)$$

В (47) первый член справа представляет собой линейную скорость накопления зарядов в области толщиной h , определяемую скоростью разделения зарядов в облаке. Второй член характеризует потери заряда вследствие проводимости λ , а третий член — потери вследствие турбулентности, которые приблизительно равны

$$\frac{p\rho}{h} = p \frac{Q}{h^2}, \quad (48)$$

где p — коэффициент турбулентности; ρ — плотность объемного заряда.

Решая уравнение (47), получим

$$Q = \frac{Iqvh^2\varepsilon_0}{\lambda h^2 + \rho\varepsilon_0} \left(1 - e^{-\frac{\lambda h^2 + \rho\varepsilon_0}{\varepsilon_0 h^2} t} \right). \quad (49)$$

Как указывает И. М. Имянитов, турбулентность в облаках играет ту же роль, что проводимость, и поэтому на основании (49) можно определить эффективное время релаксации для скорости восстановления зарядов и полей после разряда молнии:

$$\tau_{\text{эф}} = \frac{h^2}{\lambda h^2 / \varepsilon_0 + p}. \quad (50)$$

Скорость падения крупных капель около 8 м/с, время релаксации около 7 с, поэтому $h \approx 50$ м. Можно считать, что в грозовых облаках $\lambda \approx 10^{-12}$ См/м (И. М. Имянитов [57], Эванс [293]). Отсюда $\lambda h^2 / \varepsilon_0 \approx 3 \cdot 10^2$ м²/с, тогда как значение p для грозовых облаков

имеет порядок 10^2 в/с. Необходимо также учесть, что крупные частицы не увлекаются целиком воздухом и значение выноса заряда должно быть значительно меньше, чем при предположении о полном увлечении. Поэтому для активных гроз можно пренебречь значением выноса заряда за счет турбулентности по сравнению с его уменьшением за счет проводимости. Следовательно, в грозовых облаках кривая восстановления характеризуется практически только скоростью генерации и разделения зарядов и их рассеянием благодаря проводимости, а время релаксации целиком определяется только проводимостью, т. е.

$$\tau = \frac{\epsilon_0}{\lambda}. \quad (51)$$

Из (51) следует, что на основании определения τ по кривой восстановления при условии, что влияние объемных зарядов под грозовыми облаками невелико, и в предположении о сравнительно простом строении грозовых облаков — монозарядном или дипольном — можно найти значение проводимости в грозовых облаках.

Тамура [545] обратил внимание на особенности хода кривых восстановления у поверхности земли после разрядов в грозовых облаках и на их зависимость от расстояния. В дальнейшем типизацию этих кривых выполнил Смит [526] (рис. 48). Как видно из этого ри-

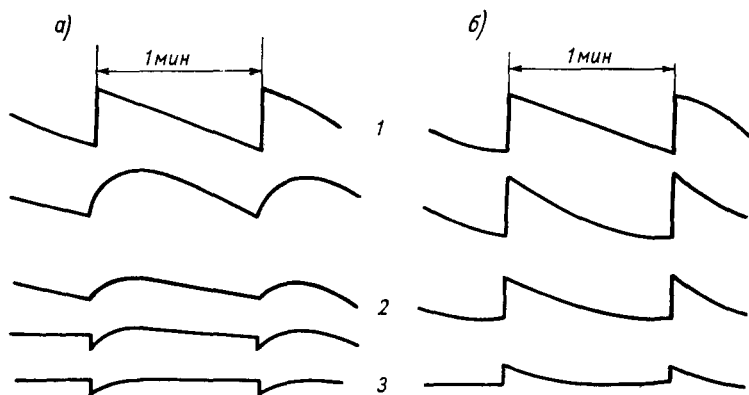


Рис. 48 Изменения напряженности электрического поля при разрядах внутри облаков (а) и на землю (б) для разных расстояний По Смигу [526].

Расстояния: 1 — близкие, 2 — промежуточные, 3 — дальние.

сунка, на близких расстояниях от грозовых облаков не существует каких-либо заметных различий в ходе кривых для разрядов на землю и внутри облаков. На некотором расстоянии происходит изменение полярности скачка потенциала. Для близких расстояний (до 3 км) скачки велики — в среднем около $5 \cdot 10^3$ в/м, а для значительных расстояний (около 20 км) эти скачки составляют примерно 10^2 в/м.

Зависимость времени релаксации электрического поля для грозовых разрядов на землю от расстояния, по данным наблюдений в Иоханнесбурге.

По Малану [421]

Расстояние, км	0—10	10—20	20—30	30—50	50—100
Среднее время, с	10,5	7,2	4,4	3,0	2,1

На изменение времени релаксации с расстоянием (табл. 35) не могут оказывать влияние процессы восстановления главных зарядов после их нейтрализации при разряде. Поэтому Тамура [545] предположил, что, кроме главных зарядов, существует еще объемный заряд над облаком, который создает дополнительную компоненту поля, зависящую от расстояния. Смит [526] нашел для средних значений связь между временем релаксации $\tau_{\text{ср}}$ и скачком потенциала после разряда $\Delta E_{\text{ср}}$:

$$\tau_{\text{ср}} = 6 \sqrt{\Delta E_{\text{ср}}} \quad (52)$$

Смит подчеркивает, что эта формула верна только для средних значений. Он обнаружил отчетливые различия хода кривых восстановления для близких гроз на двух станциях, находящихся друг от друга на расстоянии 50 м. Кривые восстановления перестают быть плавными, на них видны колебания, которые можно приписать флуктуациям объемного заряда. Особенно значительными эти флуктуации оказались в период интенсивного ливня.

Чтобы избежать искажений, обусловленных приземным объемным зарядом, И. М. Имянитов [57] предложил проводить измерения на самолете. Измерения, выполненные в районе Кавказа, позволили получить значения времени релаксации поля после ударов молний (табл. 36).

Таблица 36

Вероятностное распределение времени восстановления поля.

По И. М. Имянитову [57]

Время релаксации, с	4	8	12	16
Вероятность, %	42,4	30,3	18,2	9,1

Как следует из табл. 36, вероятность случаев с временем релаксации поля, равным в среднем 4,9 с, быстро уменьшается с увеличением времени. В дальнейшем Имянитов [60], анализируя данные для юга Европейской территории Советского Союза, получил несколько меньшее среднее значение времени релаксации — 3,6 с. По этим данным число случаев с $\tau > 10$ с составляет 5% общего числа случаев. Если считать, что $\tau \approx 5$ с, то на основании (51) проводимость в грозовых облаках оказывается порядка 10^{-12} См/м. Согласно Имянитову, наименьшее значение времени релаксации примерно 1 с, а наибольшее не превышает 33 с. Таким образом, средняя проводимость в грозовых облаках может лежать в пределах

10^{-11} — $3 \cdot 10^{-13}$ См/м. Так что можно полагать, что в отдельные моменты времени в ограниченных объемах пространства проводимость в грозах может быть около 10^{-11} См/м и больше. Необходимо отметить, что над грозовыми облаками на ход кривых восстановления поля оказывает некоторое влияние экранирующий заряд над облаком (И. И. Камалдина [78a]).

Попытка определить величину проводимости по данным измерений времени релаксации поля после разрядов молнии у поверхности земли была предпринята Фрайером [302] для дипольной модели грозового облака. Он провел наблюдения над изменением поля после грозовых разрядов в Нью-Мексико (США) и определил время релаксации поля для ряда случаев на основании этой модели. Фрайер получил значение $\tau = 15 \pm 10$ с и среднее значение $\lambda = 5,8 \cdot 10^{-13}$ См/м. Интерпретируя данные наблюдений Уормеля [587] подобным образом, он получил $\tau = 10$ с и $\lambda = 9 \cdot 10^{-13}$ См/м. Таким образом, Фрайер также пришел к выводу, что проводимость в грозовых облаках высока.

Представление о том, что в грозовых облаках, в отличие от облаков других форм, проводимость по крайней мере на порядок выше, чем в окружающей безоблачной атмосфере, вызвало возражения. Чалмерс [261] указал, что Фрайером не учтены объемные заряды, возникающие благодаря коронному разряду с поверхности земли, которые на близких расстояниях будут влиять на ход кривой восстановления поля. Но при наблюдениях на больших расстояниях на поверхности земли и с самолета кривая восстановления поля правильно отображает основные процессы восстановления поля внутри облаков, так что результаты, полученные Имянитовым и Фрайером, бесспорны, хотя и требуют уточнения.

При рассмотрении вопроса о природе повышенной проводимости в грозовых облаках высказывались предположения о зависимости проводимости от напряженности электрического поля. Так, при критическом значении напряженности поля начинается коронный разряд с частиц, ток с которых является функцией напряженности поля выше критической (см., например, [138, 203, 303]). В. М. Мучник [126] предположил, что проводимость является функцией напряженности поля, т. е. $\lambda = f(E)$, так как число легких ионов, образующихся при дроблении капель в электрическом поле, пропорционально его напряженности. Такого рода представления вызвали сомнение в законности определения проводимости по кривой восстановления поля. Однако Фрайер [303] пришел к выводу, что, несмотря на нарушение закона Ома, по времени релаксации восстановления поля после разряда можно правильно оценить величину проводимости в грозовых облаках.

В связи с различиями во мнениях относительно величины проводимости в грозовых облаках большое значение имеют непосредственные ее измерения. Такие измерения были проведены Эвансом [293] (Аризона, США). Он использовал зонды, сбрасываемые с самолета в вершины грозовых облаков. Измерения проводимости ограничивались значениями 10^{-11} — 10^{-13} См/м. Эванс считает, что точ-

ность измерений находилась в пределах 50%. В активных грозových облаках высотой около 9 км была получена максимальная проводимость $5 \cdot 10^{-11}$ См/м. Из данных Эванса следует, что в грозových облаках существуют зоны повышенной проводимости. В двух случаях наблюдений, когда на двухкилометровом пути падения зонда поле мало изменялось, было получено 10- и 100-кратное превышение проводимости внутри облаков над ее значением вне облаков. Весьма интересным является почти параллельный ход градиента потенциала и проводимости, обнаруженный в этих наблюдениях. При измерениях в негрозových облаках значения проводимости оказались малыми, что указывает на правильность методики измерения

2.2.6. Токи в грозových облаках

Рассматривая грозовое облако как генератор электрического тока, можно говорить о силе тока, им вырабатываемого. Составляющими тока внутри грозового облака являются: токи проводимости, токи конвективного переноса, токи осадков и токи грозových разрядов. Если о токах осадков и грозových разрядов имеются некоторые сведения, то о токах проводимости и конвективных токах известно мало. В предположении, что к грозovým облакам применим закон Ома, можно определить ток в облаке по данным о токе проводимости над ним. Гиш и Уайт [309] при полетах над грозowymi облаками в США измеряли градиент потенциала и проводимость воздуха, на основании которых они определяли плотность тока по трассе полета. Кривые градиента потенциала были в основном симметричны относительно центра грозы и имели отрицательный знак. Из измерений над 24 грозowymi облаками было получено, что ток находится в пределах 0—1,4 А, а в одном случае он составлял даже 6,5 А. Среднее значение по данным всех случаев, за исключением случая с $I=6,5$ А, оказалось равным 0,3 А.

Измерения над грозowymi облаками в районе субтропиков были выполнены Стерджисом и др. [535]. Они получили, что ток на одно грозовое облако в среднем равен 0,8 А, т. е. значительно больше, чем у Гиша и Уайта. Максимальный ток оказался равным 4,3 А. Возможно, что здесь сказывается влияние географического положения места измерений: в низких широтах грозы более интенсивны, чем в высоких.

Значительное число измерений токов над вершинами грозových облаков на территории Советского Союза между 40 и 60° с. ш. было выполнено И. М. Имянитовым и др. [76]. Полеты проводились на высотах 7—12 км, так что особенно интенсивные грозы не исследовались. Измерялся градиент потенциала, а проводимость вычислялась для высот 7—11 км в предположении, что она в пределах ошибки (20%) не зависит от географического района, времени суток и сезона. Этот вывод был сделан на основании данных измерений проводимости чистой атмосферы в различных районах ([309, 535] и др.). Было получено, что средний ток на

одно грозное облако составляет 0,11 А, а максимальный 1,4 А. Так как не было уверенности в том, что полеты проводились по центру грозы и фиксировались максимальные значения напряженности поля, то авторы [76] считают, что данные могут быть занижены в 1,5—2 раза. Таким образом, значения токов над грозными облаками над территорией Советского Союза меньше, чем значения, измеренные в других районах. Однако этот вывод нельзя распространить на грозы большой интенсивности.

Согласно Хольцеру и Саксону [332] и др., в случае дипольной структуры грозных облаков происходит замыкание части силовых линий, выходящих из положительно заряженной вершины, на поверхность земли. Вследствие этого происходит уменьшение тока примерно на 15%. По оценкам [76], абсолютная величина электрического тока, текущего вне облака, не превышала 10—20% его значения над облаком.

Чалмерс [261] получил выражение для отношения I_p (полный разрядный ток) и I_z (полный ток заряжения) для грозного облака:

$$\frac{I_p}{I_z} = 1 - \frac{\tau}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau}} \right), \quad (53)$$

где τ — время релаксации; T — среднее время между грозными разрядами.

Андерсон и др. [212] по данным наблюдений за электрическим полем гроз и торнадо у поверхности земли в Миннесоте (США) получили $T/\tau = 1,2 \pm 0,5$ и $I_p/I_z \approx 0,43$. Так что в активных грозных облаках полный ток заряжения примерно в 2 раза превышает полный ток разряжения в интервалах между разрядами.

2.2.7. Токи с острий под грозными облаками

Градиент потенциала на поверхности земли под грозными облаками может достигать высоких значений. Вследствие этого происходит коронирование с высоких остроконечных предметов (кустарников, деревьев) и образование ионизационных токов. Первым обратил на это внимание Вильсон (см. в [179]), который поместил земляной блок, покрытый травяным покровом, в электрическое поле. При градиентах потенциала, близких к наблюдаемым под грозными облаками, он измерял значительный ток коронирования.

Измерения токов с естественных острий — деревьев и т. п. — имеют свои трудности, так как приходится изолировать деревья от земли. Поэтому возникла необходимость в замене естественных острий эквивалентными по своему действию искусственными остриями. Специальные параллельные исследования в лабораторных условиях с естественными (ветками, листьями и т. п.) и искусственными остриями (металлическими стержнями с заострениями на конце) в электрическом поле показали, что при одинаковой длине они имеют примерно одинаковые значения потенциалов, при которых с них начинает течь коронный ток.

Изучение зависимости тока с острия от градиента потенциала привело к выводу, что между ними существует связь, которую можно приближенно выразить квадратичным законом. Для теоретического обоснования этой связи был предпринят ряд попыток. Чалмерс [260] получил выражение для тока

$$i = -g(V - V_0)(v^2 + a^2 V^2)^{1/2}, \quad (54)$$

ранее уже полученное им, но с эмпирическими постоянными. В (54) $(V - V_0)$ — разность потенциалов на большом расстоянии от места измерения на высоте острия и на его конце (при этом потенциал на конце острия принимается равным потенциалу земли); v — скорость ветра. Согласно теории для постоянных получены следующие значения: $g = 2\pi\epsilon_0 = 5,6 \cdot 10^{-11}$ и $a = \omega/h$. Здесь ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; ω — подвижность ионов, принимаемая равной $1,5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; h — высота острия. Сопоставление расчетного значения g с экспериментальными значениями, полученными разными авторами, выявило, что в большинстве случаев результаты согласуются, хотя для данных Киркмана и Чалмерса [362] расхождение достигало целого порядка величины. Однако, несмотря на такое расхождение, Чалмерс [260] считает, что выражение (54) с полученным им теоретическим значением g более достоверно, чем выведенные ранее выражения для тока с острия.

Непосредственные измерения токов коронирования при грозах были выполнены Уормелем [586] в Кембридже (Англия) с помощью металлического острия, установленного на высоте около 12 м в поле, окруженном высокими деревьями, которые находились не ближе 70 м. При градиентах потенциала, превышающих 800 В/м, наблюдался значительный ток коронирования, причем суммарный положительный ток за время одной грозы превышал отрицательный. Уормель подсчитал, что за время прохождения одной грозы количество положительного электричества, истекающего из острия, достигает 0,015 Кл. Считая, что ток с острий равен току с естественных предметов, Уормель пришел к выводу, что под центральной частью грозы плотность тока истечения должна составлять не меньше $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ А/м}^2$. Максимальный ток с острия оказался равным 15 мкА. Для Кью (Англия) Уипл и Скрейз [568] получили, что при градиентах потенциала $\pm 6 \cdot 10^3 \text{ В/м}$ под грозовыми облаками ток с острия соответствующего знака может достигать $\pm 5 \text{ мкА}$. Симпсон [522], используя данные наблюдений в Кью, пришел к выводу, что плотность тока под центральной частью грозового облака равна $2 \cdot 10^{-6} \text{ А/м}^2$.

Михновский [443] в Швидере (Польша) измерял ток с острия, установленного на высоте 19,2 м. При близких грозах он получил экстремальные токи -7 и 15 мкА . Для близких гроз отношение заряда, перенесенного положительным током, к заряду, перенесенному отрицательным током, было больше единицы, а для всех случаев гроз — близких и отдаленных — оно оказалось равным 1,5.

Параллельные измерения токов с изолированного от земли дерева высотой 4 м и с острия были проведены в Южной Африке

Шонландом [506]. На основании этих измерений он принял, что под центральной частью грозового облака среднее значение тока с одного дерева равно 0,8 мкА. При этом оказалось, что отрицательный ток с дерева был пренебрежимо мал по сравнению с положительным. Для предполагаемой густоты деревьев, отстоящих друг от друга на 5 м, Шонланд получил, что плотность суммарного тока под грозой равна $16 \cdot 10^{-6}$ А/м². Зависимость тока с острия от напряженности поля для установки Шонланда иллюстрируется табл. 37.

Т а б л и ц а 37

Зависимость тока с острия от напряженности поля при близкой грозе.
По Шонланду [506]

Напряженность поля, 10 ² В/м	—35	—55	—110	—160
Ток, мкА	0,07	0,20	1,00	4,00

Данные табл. 37 согласуются с формулой (54).

Перри и др. [468] измеряли ток с острия в Нигерии. В среднем при грозах отток положительных зарядов превышает приток примерно в 2,5 раза. Сиварамакришнан [525] провел в Пуне (Индия) измерения тока с острия, установленного на высоте 17,8 м; измерения показали, что под грозой плотность тока истечения находится в пределах $(0,1 \div 0,3) \cdot 10^{-6}$ А/м². Эти значения оказались значительно более низкими, чем полученные другими авторами.

Согласно В. В. Зыковой [54], в Южно-Сахалинске при грозах отток положительных зарядов из острия в 3,5 раза больше притока.

Для получения значений токов с деревьев, находящихся в естественных условиях, Маунд и Чалмерс [437] разработали способ измерений, не требующий изоляции дерева от земли. Они обнаружили, что ток коронирования с дерева значительно меньше, чем было получено ранее. Мильнер и Чалмерс [445] провели измерения тока коронирования с деревьев еще одним способом, не нарушающим их естественного состояния. Они получили аналогичные результаты. Обнаружилось также, что при быстрых изменениях поля, вызванных грозовыми разрядами, колебания тока с дерева вообще отличаются от таковых для острия (Чалмерс [260]).

М. Н. Герасимова [33] измеряла ток с острия, установленного на Эльбрусе на высоте 4250 м. При близкой грозе наблюдался максимальный ток до 152 мкА, т. е. значительно больший, чем на равнине. Причинами этого являются пониженное давление и более высокое значение градиента потенциала. При близких грозах отток положительных зарядов с острия значительно превышал их приток.

2.2.8. Объемные заряды

При рассмотрении вопроса об объемных зарядах в грозовых облаках следует отличать суммарный заряд данного объема, создаваемый всеми носителями, находящимися в нем, от объемного заряда,

создаваемого зарядами только гидрометеоров. Нас будет интересовать именно суммарный заряд, так как электрическое поле в грозовых облаках обуславливается распределением объемных зарядов. Поскольку отсутствуют данные непосредственных измерений суммарного объемного заряда в грозовых облаках (известно только небольшое число измерений зарядов гидрометеоров, о которых уже упоминалось), по распределению напряженности поля, используя уравнение Пуассона, можно найти величину объемных зарядов, если можно пренебречь горизонтальными составляющими поля:

$$\rho = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial E}{\partial z}.$$

Здесь ρ — объемный заряд; E — напряженность поля; z — высота.

На основании многочисленных исследований в мощных кучевых и грозовых облаках И. М. Имянитов [61] получил данные об объемных зарядах и скорости их накопления (табл. 38).

Таблица 38

Объемные заряды и скорость их накопления в мощных кучевых и грозовых облаках. По И. М. Имянитову [61]

Вид облаков	Средняя плотность объемного заряда, 10 ⁻¹⁰ Кл/м ³	Средняя скорость накопления объемных зарядов, 10 ⁻¹⁰ Кл/(м ³ .с)
Мощные кучевые	От 3·10 ⁻² до 3	10 ⁻⁵ —10 ⁻³
Мощные кучевые, переходящие в ливневые и грозовые	3—100	10 ⁻³ —10 ⁻¹
Грозовые в активной стадии	30—300	1—10 ²

Из табл. 38 следует, что для грозовых облаков характерны большие средние объемные заряды и особенно большие скорости их накопления. Можно полагать, что экстремальные значения, которых может достигать плотность объемного заряда в малых объемах, достаточны для инициирования грозовых разрядов.

Весьма существенным является вопрос о напряженности поля, при которой происходит начальное образование разряда. Предполагается, что для дальнейшего развития молнии требуется значительно меньшая напряженность поля. И. М. Имянитов и Т. В. Лободин [67] считают, что для возникновения молнии достаточна напряженность 10⁶ В/м. Максимальная измеренная напряженность поля при ударе молнии оказалась равной примерно 4·10⁵ В/м, и, так как нет оснований полагать, что измерения были выполнены именно в том объеме, где инициировался разряд, можно считать, что действительное значение лежит где-то между 10⁶ и 4·10⁵ В/м.

Размеры областей инициирования грозовых разрядов должны быть значительно меньше размеров основных заряженных областей.

Отдельные грозовые ячейки имеют по горизонтали не более 10 км, поэтому предполагается, что размеры основных областей зарядов в них не превышают нескольких километров. Объемы с максимальной плотностью зарядов, где происходит иницирование молний, должны быть еще на порядок меньше, т. е. их линейные размеры составляют несколько сотен метров. Исследования этого вопроса были выполнены Имянитовым и Лободиным [67] по измерениям электрического поля и собственного заряда самолета ТУ-104 при полетах в двух активных и 25 разрушающихся грозовых облаках (табл. 39).

Таблица 39

Повторяемость (%) зон неоднородности в грозовых облаках.
По И. М. Имянитову и Т. В. Лободину [67]

Стадия развития грозовых облаков	Размер, м									
	50—200	200—400	400—600	600—800	800—1000	1000—1200	1200—1400	1400—1600	1600—1800	1800—2000
Зрелости	26,5	36,2	22,8	6,7	3,2	2,5	1,0	1,0	2,0	0,5
Распада	2,6	23,0	26,5	16,3	10,6	9,3	4,8	2,8	1,4	2,4

Согласно табл. 39, в зрелых грозовых облаках существуют зоны неоднородности с размерами примерно до 2000 м; максимальной повторяемостью характеризуются зоны размером 200—400 м. В процессе распада грозовых облаков ширина зон растет. Так, максимум повторяемости перемещается на интервал 400—600 м. Как указывают авторы [67], в мощных кучевых облаках размеры зон в основном не превышают 500 м, а максимум повторяемости приходится на интервал 50—100 м. Таким образом, по мере развития облаков от мощных кучевых к грозовым происходит увеличение размеров зон неоднородности.

Следуя [67], вычислим плотность объемного заряда в зоне неоднородности, достаточную для образования напряженности пробоя 10^6 В/м. Пусть зона неоднородности представляет собой сферу радиусом 100 м; тогда плотность объемного заряда равна около 10^{-6} Кл/м³. Таким образом, плотность объемного заряда в зонах неоднородности грозовых облаков должна быть на один-два порядка выше средней.

В связи с отсутствием измерений объемного заряда в грозовых облаках в свободной атмосфере представляют интерес измерения М. Н. Герасимовой [33] на Эльбрусе на высоте 4250 м. Экстремальные значения плотности объемного заряда, измеренной ею при слабой грозе, оказались равными $7,3 \cdot 10^{-9}$ и $-6,3 \cdot 10^{-9}$ Кл/м³ и находятся в пределах данных, полученных для гроз другими методами (см. табл. 38).

2.2.9. Электричество теплых кучево-дождевых облаков

При исследованиях электричества дождящих конвективных облаков (электрического поля, зарядов облачных и дождевых капель и т. д.) чрезвычайно мало внимания уделялось вопросу о структуре этих облаков — жидкокапельные они или смешанные. Получение характеристик электрического состояния теплых облаков в умеренных широтах — весьма сложная задача, поскольку редко существует возможность достаточно четко выделить наблюдения, относящиеся именно к таким облакам. Поэтому нами будут использованы результаты наблюдений в низких широтах и материалы наблюдений в теплых облаках слоистых форм.

Фицджеральд и Бейерс [299] провели наблюдения в районе Карибского моря над пассатными дождящими кучевыми облаками, вершины которых не достигали уровня изотермы 0°C . Оказалось, что напряженность горизонтального электрического поля не превышала 10^3 В/м и большим значениям водности соответствовали большие значения напряженности поля. В каждом из этих облаков Фицджеральд и Бейерс обнаружили область значительных размеров с преобладанием отрицательных зарядов и несколько областей сравнительно малых размеров с преобладанием положительных зарядов. Повторные полеты через зону радиоэхо привели к выводу, что увеличение напряженности электрического поля соответствует области активных восходящих токов и росту облака. При диссипации облака наблюдалось заметное ослабление поля.

При полетах над вершинами теплых кучевых облаков над побережьем Флориды (США) Воннегут и Мур [560] измеряли вертикальный градиент потенциала. В одном из полетов было обнаружено, что сравнительно большие по абсолютной величине отрицательные градиенты потенциала (до $-3 \cdot 10^3$ В/м) в развивающихся мощных кучевых облаках несколько уменьшаются и даже переходят в небольшие положительные значения ($1,5 \cdot 10^3$ В/м) при преобразовании мощных кучевых облаков в кучево-дождевые, т. е. при обнаружении в Cu conp. признаков дождя. Так что с образованием дождя в мощных кучевых облаках происходят заметные электрические преобразования, сказывающиеся на градиентах потенциала выше облаков.

Несмотря на многочисленные наблюдения за электрическими зарядами осадков, почти не было наблюдений, когда было бы достоверно известно, что капли выпадают из теплых облаков. Поэтому большой интерес представляют наблюдения за зарядами капель дождя Такахаши и Исоно [543] на о. Гавайи. Измерения зарядов отдельных капель на склоне горы Мауна-Кеа при ливнях в теплых облаках показали, что могут встречаться как случаи со смесью положительно и отрицательно заряженных капель (с некоторым преимуществом первых), так и случаи только с положительно заряженными каплями. В большинстве случаев поле было отрицательным, обратным по знаку зарядам капель, т. е. обнаруживался зеркальный эффект, установленный Симпсоном [522] в интенсивных

дождях. Этот эффект авторы [543] обнаружили и при слабых ливневых дождях, но поле при этом было положительным и несколько меньшим, чем при интенсивных ливнях.

Во всех выпусках специальных радиозондов отмечались как положительно, так и отрицательно заряженные капли, но почти всегда с некоторым преобладанием одних над другими. Такахаши и Исоно реконструировали распределение зарядов в орографическом кучево-дождевом облаке, обычно образующемся при натекании на склон горы воздуха с моря, на основании двух выпусков радиозондов на склоне горы Мауна-Кеа (№ 3 и 9) и одного — в Хило (№ 11)

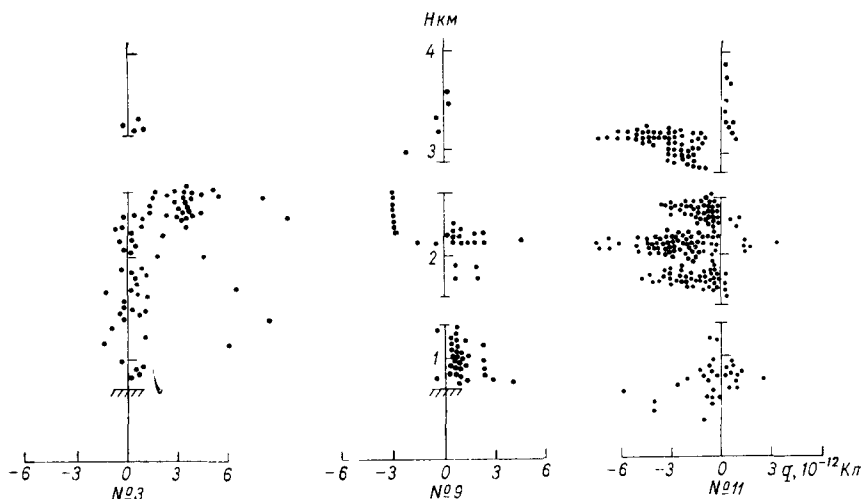


Рис. 49. Распределение зарядов капель дождя в орографическом кучево-дождевом облаке по данным специальных радиозондов, выпущенных на о. Гавайи на склоне горы Мауна-Кеа на высоте около 700 м (№ 3 и 9) и в Хило на уровне моря (№ 11). По Такахаши и Исоно [543].

(рис. 49). Как следует из данных зонда № 3, у земли наблюдался как положительный, так и отрицательный ток, создаваемый отдельными каплями дождя. Электрическое поле было отрицательным. Как под облаком, так и в облаке дождь состоял из смеси положительно и отрицательно заряженных капель. Большая часть зарядов капель находилась в пределах от $-2 \cdot 10^{-12}$ до $7 \cdot 10^{-12}$ Кл. Из данных зонда № 9 видно, что соотношение количеств положительно и отрицательно заряженных капель на разных высотах весьма сильно различается, а у поверхности земли наблюдается хорошо выраженный зеркальный эффект в период усиления положительного тока, создаваемого каплями дождя. Наконец, данные зонда № 11 показывают преобладание отрицательно заряженных капель почти по всем высотам, тогда как у поверхности земли ток осадков очень небольшой. Заряды капель на высотах находились в основном в пределах от $-1 \cdot 10^{-12}$ до $3 \cdot 10^{-12}$ Кл. Из этих данных Такахаши и Исоно пришли к выводу, что в верхней части облака на каплях

осадков находится отрицательный суммарный заряд, а в нижней — положительный. Согласно оценке, объемный заряд, создаваемый дождевыми каплями в верхней части облака, составляет $-1,5 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³, а в нижней части $1,5 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³. Авторы [543] считают, что столь большие плотности зарядов указывают на возможность возникновения грозовых разрядов в теплых облаках. Однако к этой модели распределения зарядов в пассатном орографическом кучево-дождевом облаке необходимо относиться с некоторой осторожностью, так как она явилась результатом обобщения данных только трех радиозондовых наблюдений, проведенных по случайным траекториям и к тому же в разные дни.

2.2.10. Грозы в теплых облаках

Весьма интересным представляется вопрос о возможности образования грозы в теплых облаках. Считается общепринятым, что в субтропических и тропических районах грозы в теплых облаках образуются не редко. Не исключена вероятность образования грозы в таких облаках и в умеренных широтах. Однако сведения об образовании гроз в теплых облаках весьма скудны. Более того, значительное число данных о грозах в теплых облаках, которые описаны в литературе, получено в результате случайных наблюдений. Поэтому их достоверность вызывает некоторое сомнение, и существует необходимость в специальных исследованиях для решения этого вопроса.

Одним из наиболее ранних является сообщение Фостера [300] о грозе в теплых облаках вблизи Марианских островов (Тихий океан). При полете над облаками были обнаружены вспышки молнии в двух трубообразных кучево-дождевых облаках, из которых шел дождь. Диаметр облаков составлял 100—150 м, а вертикальная мощность — около 1600 м. Вспышки молнии происходили через 9—11 с в центральных частях облаков, ярко освещая их изнутри. Самолет летел на высоте около 2400 м, примерно в 30 м над вершиной облаков (температура 6°С), тогда как изотерма 0°С располагалась на высоте около 4500 м. Непосредственно вблизи этих облаков был отмечен заметный рост радиопомех.

Ганн [326] в связи с наблюдениями Фостера сообщает, что, консультируясь с многочисленными пилотами, совершающими полеты над океанами, и метеорологами, знакомыми с погодными условиями над океанами, он получил подтверждения существования подобных теплых гроз.

Против мнения Ганна о существовании теплых гроз возражает Аппельман [213]. Он считает, что, по всей вероятности, теплые грозы — это не что иное, как обычные грозы в стадии разрушения, когда произошло опускание вершины. При этом Аппельман ссылается на данные, полученные при исследованиях по проекту «Гроза» в США: «хотя облако должно достигать весьма большой высоты и низкой температуры для того, чтобы возникли молнии, грозовая

деятельность сохраняется и после опускания вершины ячейки до значительно меньшей высоты». Он указывает также на то, что это же самое явление наблюдалось Воркменом и Рейнольдсом [583] в грозах в Нью-Мексико (США).

Петровский [470] при полете от Больших Багамских островов к побережью Флориды (США) на высоте 3300 м проходил над грядой облаков с хорошо выраженными ячейками диаметром около 3 км. Температура на уровне их вершин была около 2°С. Вершины облаков имели вид цветной капусты, типичный для мощных кучевых облаков. В течение 5 мин в облаках наблюдались вспышки молнии каждые 3—4 с. Так как уже наступили сумерки, вспышки молнии были отчетливо видны, при этом каждый разряд освещал центр облака изнутри. Основание облаков находилось на высоте около 800 м. Под облаками осадки не обнаруживались, но, так как в это время стало темно, могло оказаться, что осадки не удалось заметить.

Мур и др. [450] упоминают о целом ряде частных сообщений о наблюдениях грозных разрядов в теплых облаках, например сообщения Дина о грозах над Бермудскими островами в 1958 г., Хефермана — над Флоридой в 1958 г., Леонарда — вблизи берегов Бразилии в 1959 г. Мур и др. [450] в одном из полетов в районе Больших Багамских островов наблюдали вспышки молнии в облаке, которое находилось на расстоянии около 50 км от самолета и располагалось ниже уровня изотермы 0°С. Но к тому времени, когда Мур и др. приблизились к облаку, его вершина уже находилась примерно на 1000 м выше уровня изотермы 0°С.

Наиболее точными авторы [450] считают наблюдения, выполненные 8 июля 1959 г. В одном из активных облаков, находившемся на расстоянии около 45 км от самолета и на высоте около 500 м над уровнем изотермы 0°С, были визуально обнаружены грозные разряды. Затем облако разрушилось. К этому времени вблизи развилось новое изолированное облако ниже уровня изотермы 0°С, в котором в течение 10 мин произошли четыре разряда. При вспышках молнии удалось сфотографировать новое облако. Оно находилось в 26 км от самолета, и другие радиоэхо ближе 65 км не наблюдались. Радиоэхо исчезло через 5 мин после прекращения грозных разрядов.

Весьма интересными являются наблюдения Россби [489] за грозными разрядами в теплых облаках (Флорида, США); эти наблюдения были выполнены в связи с разработкой методов наблюдений атмосфериков со спутников. Самолет был оборудован устройством для регистрации атмосфериков на ультравысокой частоте (610 МГц). Высота полетов (3050 м) поддерживалась постоянной, и наблюдения производились в 16 км от облака. Для повышения качества наблюдений они велись почти исключительно вечером, что, к сожалению, не позволяло обнаруживать ливни. 22 июля 1964 г. в небольших облаках конвективного характера проявлялась интенсивная грозная активность. Уровень изотермы 0°С находился на высоте 4800 м, а вершины облаков — несколько ниже самолета.

Грозовые разряды внутри облаков следовали один за другим с интервалами 8—15 с, тогда как в обычных сильно развитых облаках в этом районе они следуют с интервалами в основном от 20 до 50 с. По-видимому, в теплых облаках молния состоит из одного разряда, тогда как в развитых грозовых облаках — из некоторого числа последовательных разрядов. Обнаружено также различие в атмосфериках на частоте 610 МГц для грозовых разрядов из теплых кучевых и развитых грозовых облаков. В развитых грозовых облаках атмосферика представляют собой как бы вспышку значительного числа импульсов длительностью 1—2 мкс каждый со средним интервалом между ними 3 мкс. В теплых облаках наблюдаются не вспышки, а отдельные импульсы, разделенные большими интервалами. 27 июля теплое облако, в котором наблюдались молнии, переросло в развитое кучево-дождевое облако с наковальной. Атмосферика, создаваемые грозовыми разрядами, пока облако было теплым, были такими же, как во время наблюдений 22 июля. При росте вершины облака до уровня изотермы 0°С произошло увеличение числа импульсов, но их характер остался прежним. Когда же вершина облака значительно превысила этот уровень, распределение импульсов претерпело значительное изменение и стало типичным для развитых грозовых облаков.

Образование гроз в теплых орографических облаках наблюдал Михновский [443а] в Демократической Республике Вьетнам на горной станции Ча-Па, находящейся на высоте 1570 м. Непосредственно перед заходом солнца 29 июня 1959 г. на юго-запад от станции Ча-Па над долиной р. Муонг-Хан-Хо им было замечено кучевое облако. При наступлении сумерек между вершиной и основанием облака вспыхнула молния. Гром был едва слышен. Михновский определил, что вершина облака находилась на высоте около 2500 м. Через 3 мин после первого разряда произошла новая вспышка молнии. За это время вершина облака достигла высоты 3200 м. Так как в этом районе изотерма 0°С в июне не опускается ниже 4000 м, Михновский считает, что облако было теплым.

Мани и др. [423] приводят данные наблюдений за развитием теплой грозы 5 октября 1958 г. на станции Пуна (Индия), которая находится примерно в 100 км от побережья Аравийского моря. К тому времени, когда начались грозовые разряды, следовавшие с большой частотой — через каждые 5—10 с, вершина облака, по радиолокатору, находилась на высоте около 3000 м, где температура была около 10°С. Область облака, в которой наблюдались разряды, перемещалась вверх.

Хаутон [340] сообщает, что в Акапулько (Мексика), расположенном на побережье Тихого океана, часто наблюдаются интенсивные ночные грозы, часть которых, возможно, является теплыми. Он приводит случай, который наблюдался ночью в октябре 1968 г., когда две молнии ударили в здание недалеко от наблюдателя. Дождь был весьма интенсивным, однако капли были относительно малых размеров. По данным пилотов, высота облаков не превышала 4200 м, т. е. вершины облаков располагались ниже уровня

изотермы 0°C . Так как пилоты проводили наблюдения ночью, существует некоторая вероятность того, что разряды происходили из облака, которое развивалось выше уровня изотермы 0°C .

Из вышерассмотренного можно сделать некоторые выводы.

1. Грозы в теплых облаках наблюдаются над теплыми океаническими областями или побережьями океанов, и пока что отсутствуют сведения о таковых над континентальными областями.¹

2. Грозовые разряды в теплых облаках происходят, по-видимому, только в их внутренних частях. Пока что отсутствуют достоверные сведения о разрядах на землю.

3. Частота грозовых разрядов в теплых облаках весьма велика. Интервалы между разрядами лежат в основном в пределах 3—15 с.

Эти сведения об особенностях гроз в теплых облаках представляют значительный интерес, но их скудность совершенно очевидна. Так, почти ничего не известно о том, сопровождаются ли грозы в теплых облаках ливнями, а если сопровождаются, то какой интенсивности. Неизвестна величина зарядов на каплях ливневых дождей, напряженность поля и сила тока при разрядах внутри теплых грозовых облаков. Для получения этих сведений необходимо осуществить исследования в тропических и субтропических областях с использованием специально оборудованных самолетов и наземных станций.

Сопоставление сведений о грозах в теплых и типичных кучево-дождевых облаках указывает на их большие различия, и в первую очередь по частоте и интенсивности разрядов. Можно полагать, что в теплых облаках существует эффективный механизм образования и разделения зарядов в сравнительно небольших объемах, который является достаточным для создания больших разностей потенциалов внутри облака, необходимых для возникновения разрядов². Вследствие сравнительно небольшого содержания электричества в отдельных заряженных объемах в облаке разряды должны быть малоинтенсивными, т. е. ток разрядов должен быть сравнительно небольшим. О малости заряженных областей в теплых кучевых облаках и о замкнутости электрических полей внутри них можно судить по отсутствию грозовых разрядов вне облаков, например на землю. Фицджеральд и Бейерс [299] при полетах над Карибским морем подтвердили существование в теплых облаках объемов с повышенной водностью и напряженностью поля.

¹ В мае 1969 г. д-р Аддерли и д-р Вейкман любезно сообщили нам свое мнение по этому поводу. На основании имеющихся у них сведений они отрицали возможность образования гроз в теплых облаках в континентальных областях Австралии и Северной Америки соответственно.

² Вероятнее всего, в теплых облаках, дающих грозы, снижены электрические потери, что позволяет относительно слабым процессам электризации проявляться весьма интенсивно. — *Прим. ред.*

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ В ГРОЗОВЫХ ОБЛАКАХ

Образованию заряженных областей в грозовых облаках предшествуют процессы, приводящие к электризации облачных частиц и гидрометеоров. Только в тех случаях, когда электризация частиц протекает таким образом, что на частицах, перемещающихся под действием гравитационных сил с разной скоростью, оказываются заряды разных знаков, или заряды на частицах и в воздухе имеют разные знаки, может происходить их разделение. Если процессы электризации будут протекать достаточно интенсивно и длительно, а процессы рекомбинации зарядов и их диссипации — сравнительно медленно, возможно накопление зарядов в определенных областях грозового облака, между которыми возникнут сильные электрические поля с напряженностью, достигающей критических, т. е. достаточных для возникновения молнии, значений. Следовательно, образование заряженных областей в грозовых облаках, как, впрочем, и в любых других, начинается с электризации облачных частиц и гидрометеоров в них. Поэтому для выяснения механизма возникновения грозового электричества необходимо в первую очередь рассмотреть, какие процессы электризации могут иметь место в кучево-дождевых облаках. Затем необходимо выяснить, какие из этих процессов являются доминирующими.

В процессах электризации, которые возможны в облаках, всегда участвуют ионы: то ли молекулярные, то ли легкие и тяжелые, образующиеся в воздухе, то ли атомные и молекулярные, образующиеся внутри воды в жидкой или твердой фазе. В воздухе образуются также электроны, однако они, как и воздушные молекулярные ионы, имеют малую продолжительность жизни и непосредственно слабо влияют на процессы электризации облаков в целом. В такой же степени малую роль играют и тяжелые ионы. Процессы электризации в облаке, в которых участвуют воздушные ионы, происходят при их контакте с частицами. Такой контакт может обеспечиваться диффузией ионов, влиянием электрического поля и свойствами поверхностного слоя частиц, как это показано схематически в левой части рис. 50. Электризация при участии молекулярных ионов может иметь место в основном при контакте или разрушении частиц.



Рис. 50. Схема процессов электризации гидрометеоров.

И в этом случае процессы электризации могут происходить в результате действия электрического поля или благодаря физико-химическим особенностям воды в жидкой и твердой фазах (правая часть схемы на рис. 50).

Со времени установления того факта, что грозовые разряды имеют электрическую природу, т. е. почти за 200 лет, было открыто и исследовано огромное количество различных процессов электризации облачных частиц и гидрометеоров. Затем эти процессы подвергались критической оценке, и многие из них отбрасывались, одни — потому, что они вообще не могут иметь место в грозовых облаках, другие — вследствие их весьма незначительной роли в общем балансе электрических зарядов. Ниже будут рассмотрены процессы электризации, которые могут играть определенную роль в образовании грозового электричества.

3.1.1. Электропроводность и диэлектрическая проницаемость воды в жидкой и твердой фазах

На процессы переноса зарядов в воде в жидкой и твердой фазах оказывает значительное влияние ее электропроводность и диэлектрическая проницаемость. Поэтому перед тем, как перейти к рассмотрению процессов электризации, остановимся на этих вопросах.

Как известно, вода и лед обладают электропроводностью, сильно зависящей от примесей. В чистой воде электропроводность обеспечивается ионами H^+ и OH^- , образующимися вследствие диссоциации молекул воды. В тщательно очищенной от примесей воде при температуре $25^\circ C$ находится 10^{-7} г-ионов/л. Измерения показали, что электропроводность тщательно очищенной воды χ_{18} равна $0,38 \times 10^{-5}$ См/м. Из расчетов было получено, что для чистой воды $\chi_{18} = 0,36 \cdot 10^{-5}$ См/м, что находится в хорошем согласии с данными измерений. Бидистиллированная вода обычно имеет $\chi_{18} = 10^{-4}$ См/м. Диэлектрическая проницаемость ϵ воды весьма велика: в постоянном электрическом поле она равна $7,2 \cdot 10^{10}$ Ф/м.

Дождевая вода имеет всегда значительно бóльшую электропроводность, чем бидистиллированная вода. В ней обнаруживаются многие химические вещества, в первую очередь хлориды, сульфиды и сульфаты, а также нитраты и нитриты и ряд других соединений. Это происходит вследствие того, что капельки в облаках образуются на ядрах конденсации, большинство из которых имеет морскую природу или представляет собой продукты сгорания как естественного, так и искусственного происхождения. Кроме того, капли при падении вымывают примеси из атмосферы. По измерениям Т. Г. Бондаренко [15], дождевая вода имеет электропроводность в основном от $5 \cdot 10^{-4}$ до $100 \cdot 10^{-4}$ См/м с максимумом повторяемости от 10^{-4} до $30 \cdot 10^{-4}$ См/м. В среднем электропроводность воды не зависит от типа дождя, за исключением грозового, для которого она значительно выше. Причина этого не ясна, так как в грозовых дождях не обнаружено какого-либо увеличения общего содержания примесей.

Из сопоставления данных для чистой и дождевой воды следует, что электропроводность за счет ионов диссоциации составляет небольшую часть электропроводности, обусловленной ионами примесей. Как показала Т. Г. Бондаренко [15], электропроводность, рассчитанная по данным об ионах примесей, в пределах 2—3% совпадает с экспериментальными данными. Е. С. Селезнева [168] получила, что существует линейная связь между минерализацией (содержанием примесей в мг/л) и электропроводностью осадков, которая в какой-то степени зависит также от рН (концентрации водородных ионов).

Данных об электропроводности облачной воды вообще очень мало, но можно сделать вывод, что она незначительно отличается от электропроводности дождевой воды. Заборы проб в облаках в Ленинградской области на высотах 500—1000 м позволили получить значения электропроводности облачной воды в пределах $(7 \div 48) \cdot 10^{-4}$ См/м и одно аномально-высокое значение: $400 \cdot 10^{-4}$ См/м (В. М. Дроздова и др. [40]).

Исследований электропроводности льда также очень мало, а исследования атмосферного льда вообще отсутствуют. Электропроводность чистого льда (для постоянного тока) при температуре около 0°C $\chi \approx 4 \cdot 10^{-7}$ См/м, таким образом, она близка к электропроводности чистой воды при этой температуре. С понижением температуры электропроводность льда уменьшается. С увеличением частоты переменного тока электропроводность льда увеличивается. Причина этого заключается в появлении некоторой дополнительной электропроводности, обусловленной, по-видимому, особенностями электронной, дипольно-релаксационной и упругодипольной поляризации молекул. Изменение знака поляризации молекул сопровождается рассеянием электрической энергии.

Рассеяние электрической энергии в переменном поле сказывается и на величине диэлектрической проницаемости. Так, если диэлектрическая проницаемость льда в постоянном электрическом поле при температуре около 0°C приближается к ее величине для

воды, т. е. к $\epsilon = 7,2 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, то в переменном поле и при более низких температурах она может принимать намного меньшее значение. Для сравнительно низких частот существует хорошо выраженная зависимость диэлектрической проницаемости от температуры. Если при $\nu = 10^3$ Гц и $\theta = -5^\circ \text{C}$ $\epsilon = 6,3 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, то при понижении температуры до $\theta = -60^\circ \text{C}$ $\epsilon = 0,31 \cdot 10^{-10}$ Ф/м. В то же время для сравнительно высоких температур наблюдается отчетливая зависимость диэлектрической проницаемости от частоты. Так, при $\theta = -5^\circ \text{C}$ и $\nu = 6 \cdot 10^4$ Гц $\epsilon = 3,3 \cdot 10^{-10}$ Ф/м (Смит и Хичкок [529]). Однако эта зависимость нарушается для частот порядка 10^{10} Гц и выше. По-видимому, при столь больших частотах время перемены направления поля имеет тот же порядок, что и время установления дипольно-релаксационной поляризации молекул, что приводит к изменению характера их поляризации.

Необходимо учитывать, что как на электропроводность, так и на диэлектрическую проницаемость льда оказывают значительное влияние примеси. Химический анализ воды в твердой фазе (града, снега, изморози и т. п.) обнаружил в ней те же примеси и примерно в тех же концентрациях, что и в жидкой воде. Этого следовало ожидать, так как, согласно современным воззрениям, до образования твердой фазы вода всегда проходит стадию конденсации на ядрах конденсации.

Благодаря достаточно большой электропроводности льда электрические процессы, например распределение свободных зарядов по поверхности, протекают на ледяных частицах так же, как и на жидких каплях. Для оценки времени релаксации, необходимого для протекания процесса, можно использовать выражение (51). Подставляя в (51) значения для льда при $\theta = -10^\circ \text{C}$ и $\nu = 50$ Гц, а именно $\epsilon = 2,4 \cdot 10^{-10}$ Ф/м и $\chi = 1,1 \cdot 10^{-7}$ См/м [180], получаем $\tau \approx 8 \cdot 10^{-3}$ с. Рассмотрим время релаксации заряда на ледяной сферической частице, находящейся в газовой среде с проводимостью λ . Согласно Я. И. Френкелю [186], это время релаксации также определяется выражением (51). В атмосфере на уровне изотермы -10°C , который для умеренных широт летом соответствует высоте около 5 км, электропроводность имеет порядок 10^{-14} См/м. В грозовых облаках она составляет 10^{-12} См/м. Подставляя эти значения в (51) и учитывая, что для воздуха $\epsilon_0 \approx 9 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, получаем $\tau = 10 \div 10^3$ с, т. е. оно на 2—4 порядка больше времени релаксации, необходимого для равномерного распределения зарядов до поверхности ледяной частицы.

3.1.2. Заряжение капель в среде ионов

Одним из механизмов заряжения облачных капелек является захват ионов, который зависит от ряда причин: концентрации и подвижности ионов воздуха, свойств жидкости в поверхностном слое, размеров и скорости падения капелек, напряженности электрического поля и пр. Задачу о захвате ионов в зависимости от раз-

личных факторов пытались решать как для облачных капелек, так и для дождевых капель.

Я. И. Френкель [186], исходя из того факта, что в камере Вильсона капельки воды заряжаются преимущественно отрицательно, пришел к выводу, что они имеют большее сродство с отрицательными ионами, чем с положительными. Причиной такого сродства является то, что молекулы воды ориентированы на поверхности своими отрицательными полюсами наружу. Это приводит к образованию на границе раздела фаз двойного электрического слоя и скачка потенциала в нем, так называемого электрокинетического потенциала. Если капелька воды находится в атмосфере, имеющей равные полярные проводимости, то ее зарядение вызывается наличием двойного электрического слоя. Накопление заряда происходит до тех пор, пока не компенсируется электрокинетический потенциал ξ . Следовательно,

$$q_0 = -4\pi\epsilon_0\xi r. \quad (55)$$

В реальной атмосфере, как правило, наблюдается заметное неравенство полярных проводимостей. Задача о диффузионном зарядении капелек воды при условии, что $\lambda_+ \neq \lambda_-$, была также решена Френкелем [186]. Он получил, что

$$q_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 r_0 k T}{e} \ln \frac{\lambda_+}{\lambda_-}, \quad (56)$$

где q_0 — стационарный заряд капли радиусом r_0 ; e — элементарный заряд; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Формула (56) однозначно определяет стационарный заряд в зависимости от отношения полярных проводимостей и радиуса капли. При $\lambda_+ > \lambda_-$ заряд капли будет положительным, а при $\lambda_+ < \lambda_-$ — отрицательным.

Ганн [325] получил зависимость заряда капли от времени при диффузии ионов и близких значениях полярных проводимостей:

$$q = q_0 \left(1 - e^{-\frac{\lambda t}{\epsilon_0}} \right), \quad (57)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха; λ — абсолютное значение полярной проводимости.

Из (57) следует известное выражение (51) для времени релаксации. Заметим, что, согласно Френкелю [186], время релаксации также определяется формулой (51), но только λ является не полярной, а суммарной проводимостью воздуха.

При рассмотрении электризации капелек в воздухе, содержащем легкие ионы, можно учесть влияние электрического поля. Эта задача была впервые поставлена Вильсоном [572] и затем в тех или иных предположениях теоретически решалась Г. Ф. Друкаревым [41], Уипплом и Чалмерсом [567], Мюллер-Гиллебрандом [452] и др.

Электризация капелек, скорость падения которых меньше скорости движения ионов в электрическом поле, зависит от напряжен-

ности поля и значения полярных проводимостей воздуха. Эта задача равноценна задаче об электризации падающей капельки, которая увлекает за собой достаточно толстый слой ионизированного воздуха, или неподвижной капельки.

В таком случае процесс электризации капли можно описать уравнением (см. [41])

$$\frac{dq}{dt} = Aq^2 + Bq + C, \quad (58)$$

где

$$A = -\frac{\lambda_+ - \lambda_-}{48\pi\epsilon_0^2 r_0^2 E_0}, \quad B = \frac{\lambda_+ + \lambda_-}{2\epsilon_0},$$

$$C = -\pi(\lambda_+ - \lambda_-)3E_0 r_0^2.$$

Из уравнения (58) следует выражение для стационарного заряда капли

$$q_0 = 12\pi\epsilon_0 E_0 r_0^2 \left[\frac{\lambda_+ + \lambda_-}{\lambda_+ - \lambda_-} \pm \sqrt{\left(\frac{\lambda_+ + \lambda_-}{\lambda_+ - \lambda_-}\right)^2 - 1} \right], \quad (59)$$

а также для времени релаксации

$$\tau = \frac{1}{2\epsilon_0} \sqrt{\lambda_+ \lambda_-}.$$

Описанные выше теоретические задачи об электризации капель не учитывают всех особенностей процесса. Это связано с тем, что в коллективе облачных капель при их электризации формируется распределение зарядов, в то время как рассмотренные задачи дают представление лишь о поведении среднего заряда капель. Так, при равных парциальных проводимостях $\lambda_+ = \lambda_-$ в коллективе капель наблюдаются заряды обоих знаков, а средний заряд равен нулю. Кроме того, возможно и взаимовлияние капель при их электризации.

Н. А. Фукс [188] исследовал вопрос о величине зарядов облачных капелек в предположении, что облако монодисперсное, ионы однозарядные и полярные проводимости равны. Он получил, что в облаке устанавливается стационарное распределение зарядов, которое аппроксимируется формулой Больцмана

$$n_i = n_0 e^{-\frac{ie^2}{2rkT}}, \quad (60)$$

где n_i — число капель с i элементарными зарядами e ; n_0 — число незаряженных капель.

Фукс произвел оценку времени, необходимого для установления стационарного распределения зарядов в облаке. Приняв $n_0 = 100 \text{ см}^{-3}$, он получил, что это время составляет около 1 ч.

Задача о заряджении частиц в ионной среде решалась Плювиным [472] без учета зеркальных сил, Брикарром [243] с их учетом и

Г, Л. Натансоном [149] специально для амикроскопических частиц. Наиболее полное решение этой задачи было дано Н. А. Фуком [190].

Ю. С. Седунов [165] показал, что при электризации частиц произвольной формы устанавливается стационарное распределение зарядов вида

$$n_i = n \left[\frac{e^2 p}{2\pi kTC} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \frac{\left[i - \frac{kTC}{pe^2} \ln \frac{\lambda_+}{\lambda_-} \right]^2}{\frac{2kTC}{e^2 p}} \right\}, \quad (61)$$

где n_i — число частиц, заряженных i элементарными зарядами; n — общее число частиц; p — количество элементарных зарядов на ионе; C — емкость частицы.

Из (60) и (61) следует, что дисперсия распределения зарядов пропорциональна характерному размеру частиц в первой степени:

$$\sigma^2 = \frac{kTC}{e^2 p}, \quad (62)$$

причем $C = r$ для капель радиусом r .

Б. Е. Фишман [184] рассмотрел электризацию коллектива облачных капель и получил, что дисперсия распределения зарядов может более сложным образом зависеть от размера капель. Так, если в пределах облака парциальные проводимости λ_+ и λ_- заметно меняются, дисперсия зарядов должна быть значительно больше величины, даваемой (62).

П. В. Лисовский [398], измеряя заряды капелек минерального масла радиусом от 0,15 до 2 мкм, получил, что они удовлетворительно описываются распределением (60).

Экспериментальные исследования заряжения капель воды в ионной среде не подтверждают представления Я. И. Френкеля, хотя и не опровергают их полностью. Так, было замечено, что свежобразованный водный аэрозоль вначале преимущественно заряжается отрицательно и только затем распределение зарядов по размерам становится симметричным (А. П. Сергиева [169]). К сожалению, в опытах Сергиевой неизвестна концентрация ионов, но то, что вначале процесса заряжения капли приобретают преимущественно отрицательные заряды, можно истолковать как большее сродство капель воды с отрицательными ионами. С другой стороны, если в этих опытах полярные проводимости в камере (объем 500 м³) были близкими, т. е. $\lambda_+ \approx \lambda_-$, то можно ожидать преимущественного заряжения капелек отрицательными ионами в начальный период вследствие большей подвижности последних. Вместе с тем опыты Сергиевой являются подтверждением того, что в начале процесса заряжения капельки приобретают преимущественно отрицательные заряды. В опытах Гилеспи и Ленгстрита [308] изучалась зависимость электризации порошкообразного кремнезема, который не является полярным веществом, от времени. Было получено совершенно симметричное распределение зарядов независимо от времени (от 6 до 200 мин), т. е. вещество частиц не влияло на

распределение зарядов на них. В этих опытах соотношение полярных проводимостей не было известно.

В опытах Филиппса и Ганна [325] изучалось заряджение медных шаров (диаметром 0,64 и 1,27 см) в ионном потоке известной скорости. При равных концентрациях положительных и отрицательных ионов шары заряжались отрицательно. Причиной такого заряджения является различие в подвижности отрицательных и положительных ионов. Действительно, покрывая поверхность медных шаров разнообразными веществами и чистым льдом, авторы не обнаружили каких-либо заметных изменений в электризации. Основным в процессе заряджения частиц, в том числе водяных капель, в среде с $\lambda_+ \neq \lambda_-$ является отношение ионных концентраций. Поэтому если и существует двойной электрический слой на поверхности водяной капли, то скачок потенциала в нем невелик и не является определяющим в заряджении капель воды в ионной среде.

Готт [313] экспериментально получил качественное подтверждение зависимости заряджения капель от скорости потока и отношения полярных концентраций ионов. Аббас и Лезем [207] нашли хорошее количественное согласие между теорией заряджения падающих капель в электрическом поле и экспериментальными данными для среды, содержащей ионы в любых концентрациях. Ледяные сферы с шероховатой поверхностью показали несколько увеличенную степень электризации, по-видимому, из-за особенностей строения льда на поверхности.

3.1.3. Электризация при контакте и трении ледяных частиц

Согласно Гельмгольцу, при контакте двух тел разной химической природы на поверхностях соприкосновения образуются заряды в виде двойного электрического слоя, которые при разделении тел могут остаться на них уже как свободные. В этом случае разность потенциалов двойного электрического слоя пропорциональна контактной разности потенциалов тел. Эти верные в основе своей представления все же совершенно недостаточны для описания механизма образования зарядов при контакте, так как их величина зависит от многих факторов: кроме химического состава тел, от их кристаллической структуры, геометрии, упругости, теплового состояния, молекулярных сил сцепления, относительной скорости и условий соударения, электропроводности и диэлектрической проницаемости, плотности окружающей среды и пр. Именно поэтому происходит электризация также при контакте тел одинаковой химической природы.

Согласно Харперу [333], М. М. Бредову и И. З. Кшемянской [16], И. М. Имянитову [59] и др., величина зарядов определяется условиями, существующими в момент разрыва контакта. При контакте происходит обмен электронами и ионами между телами до тех пор, пока не наступает термодинамическое и электростатическое равновесие, которому будет соответствовать разность потенциалов,

равная контактной разности потенциалов. При быстром разрыве контакта происходит нарушение термодинамического равновесия, которое вызывает возникновение некоторой разности потенциалов, зависящей от общей емкости тел в новом положении и зарядов, образовавшихся при контакте и не успевших стечь.

Если считать, что расстояние, на котором прекращается обмен зарядами между плохо проводящими телами, при разрыве контакта имеет порядок 10^{-8} — 10^{-9} м (И. М. Имянитов [59]) и что относительная скорость их движения после контакта лежит в пределах 10^{-1} — 10 м/с, то время, необходимое для разлета их на такое расстояние, оказывается равным 10^{-7} — 10^{-10} с. Для льда на основании (51) было получено время, необходимое для растекания заряда в случае постоянного поля, $\tau \approx 10^{-2}$ с (см. стр. 168), величина, на много порядков превышающая время разлета тел. Но при разлете происходит быстрое изменение напряженности поля в зазоре между телами, т. е. поле является не постоянным, а переменным. Для высокочастотных электрических полей при $\theta = -10^\circ \text{C}$ можно принять для льда $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-11}$ Ф/м и $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$ См/м. Тогда $\tau \approx 10^{-6}$ с, т. е. по крайней мере на порядок больше времени разлета тел. На основании этой оценки можно считать, что для случая соударения ледяных частиц требование, чтобы заряды за время разлета тел не успели стечь с места образования, полностью выполняется.

После разъединения тел термодинамическое равновесие восстановится по отношению к среде, в которой находятся тела. В конечном счете между поверхностями этих тел установится разность потенциалов, равная разности работ выхода электронов и ионов. При разрыве контакта до расхождения тел на такое расстояние, при котором прекращается перенос зарядов с одного тела на другое, осуществляется перенос электронов в зазоре за счет газового разряда или туннельного эффекта.

При соприкосновении двух частиц с разной химической природой в месте контакта устанавливается разность потенциалов V_k , которая зависит от работы выхода электронов V_1 и V_2 . В случае диэлектриков поле зарядов будет проникать на некоторую глубину под поверхность частиц, зависящую от их свойств, и для каждой частицы установится некоторая разность между потенциалами на поверхности и в глубине, соответственно U_1 и U_2 . Под действием разности потенциалов $V_k = (V_1 - U_1) - (V_2 - U_2)$ произойдет переход электронов из одной частицы в другую, поле которых компенсирует эту разность потенциалов. В случае соприкосновения металлических частиц, у которых поле практически не проникает внутрь тел, $U_1 = U_2 = 0$ и $V_k = V_1 - V_2$.

Если предположить, что частицы соприкасаются в пределах некоторой площади S и расстояние между ними в среднем равно d , тогда заряд в плоском конденсаторе емкостью C_{12} , компенсирующий разность потенциалов, будет равен [59]

$$q_k = V_k C_{12} = \frac{\epsilon_0 S}{4\pi d} V_k. \quad (63)$$

Вследствие утечек заряд будет меньше на величину, определяемую временем релаксации τ и длительностью контакта t :

$$q_k = V_k C_{12} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (64)$$

и

$$\tau = \frac{\epsilon_p}{\lambda_p}, \quad (65)$$

где ϵ_p и λ_p — соответственно диэлектрическая проницаемость и электропроводность частиц.

Существование линейной зависимости между зарядом и контактной разностью потенциалов для контакта металл—металл и металл — полупроводник было установлено в экспериментах Харпера [333], М. М. Бредова и И. З. Кшемьянской [16].

И. М. Имянитов [62] рассмотрел вопрос о равновесном заряде, который должна получить проводящая сфера радиусом R при соударении со сферическими частицами радиусом r . Уравнением заряжения сферы будет

$$\frac{dq}{dt} = I_3 - (I_{p1} + I_{p2}), \quad (66)$$

где q — заряд сферы; t — время; I_3 — ток зарядки; I_{p1} и I_{p2} — ток разрядки за счет соударения с частицами и за счет проводимости воздуха соответственно. В результате Имянитов получил, что

$$q = 5\pi K n \omega R^2 r V_k \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (67)$$

где

$$\tau = \frac{\epsilon_0}{1,5\pi\epsilon_0 K n \omega r^2 + \lambda}; \quad (68)$$

K — коэффициент эффективности соударения; n — концентрация частиц; ω — конечная скорость падения сферы; λ — проводимость воздуха.

Так как V_k не является постоянной величиной, а зависит от целого ряда обстоятельств (состояния поверхности в разных точках сферы, некоторого различия в примесях в частицах, угла и скорости соударения и т. п.), заряд сферы определяется как некоторая средняя величина. Согласно Л. С. Мордовиной [118],

$$\bar{q} = \frac{\bar{q}^{(1)}}{\frac{r^2}{R^2} + \frac{\lambda}{\epsilon_0 N}}, \quad (69)$$

где $\bar{q}^{(1)}$ — средний заряд, образующийся в результате единичного акта соударения; N — число соударений в единицу времени. Формула (69) получила экспериментальное подтверждение в опытах

по электризации стальной сферы при соударениях со стальными шариками [70].

В природных условиях при электризации частиц в облаках трудно представить случаи «чистого» контакта ледяных частиц, без трения. Вследствие этого условия электризации должны сильно изменяться, так как при трении возникают многочисленные, быстро протекающие контакты частиц в отдельных соприкасающихся точках и, кроме того, наблюдается разрушение поверхностного слоя в этих точках. Оба эффекта должны приводить к электризации трущихся частиц. Так как эти эффекты очень трудно разделить (во всяком случае, нам неизвестны экспериментальные исследования, в которых делались бы подобные попытки), то сейчас по этому поводу можно высказать только самые общие предположения. Так, рассматриваемые эффекты могут иметь как одинаковое, так и противоположное направление, что, по-видимому, зависит от свойств частиц льда. Если в процессе трения изменятся свойства частиц льда, то можно ожидать изменения как степени, так и знака их электризации.

Необходимо отметить, что контакт и трение частиц льда, происходящие при температурах, не очень отличающихся от 0°C , имеют особенности, не свойственные твердым телам другой химической природы. При трении ледяных частиц в месте соприкосновения происходит выделение тепла за счет механической энергии, которое может привести к плавлению тончайших слоев льда с образованием прослойки жидкой воды. Этим пытаются объяснить уменьшение коэффициента трения при скольжении по льду. Из многочисленных опытов было установлено, что при увеличении давления на 1 атм происходит понижение температуры плавления примерно на $0,0075^{\circ}\text{C}$. На этом основании можно полагать, что вряд ли давление при трении или контакте ледяных частиц играет существенную роль при низких температурах. При температурах, близких к 0°C , этот эффект, возможно, играет какую-то роль, особенно из-за того, что при трении тел площадь действительного соприкосновения значительно меньше общей площади, охватывающей все точки их соприкосновения, вследствие шероховатости поверхностей. При контакте без трения будет отсутствовать выделение тепла за счет трения одного тела о другое, тогда как давление одного тела на другое сохраняется. Следовательно, отличия могут заключаться в том, что при контакте интенсивность образования слоя меньше, чем при трении.

На электризацию ледяных частиц будет также оказывать влияние агдезия, которая в случае образования жидкого слоя должна быть вообще велика, особенно при его замерзании, приводящем к смерзанию частиц. При разрушении смерзшегося ледяного слоя также должна происходить электризация частиц.

Исследования электризации при трении твердых тел или частиц имеют наиболее длинную историю, начавшуюся, по-видимому, в то время, когда было установлено, что при натирании янтаря появляются электрические силы. Вместе с тем трудно себе представить

более сложную и капризную область исследований, чем электризация трением. Уже давно обнаружилось, что как знак, так и интенсивность электризации зависят от многих причин: химического состава вещества, свойств поверхности, механического напряжения, температуры, влажности воздуха и т. п. Поэтому неудивительно, что исследования электризации при трении льда или ледяных частиц были начаты только в XX в., когда выяснилось, что многие электрические явления в атмосфере происходят при участии ледяных частиц. В табл. 40 приведены результаты качественных опытов по электризации при трении ледяных частиц и тел.

Т а б л и ц а 40

Электризация ледяных частиц при трении

Условия опыта или наблюдений	Размеры частиц (тел), участвующих в трении		Источник
	большие	малые	
Трение ледяных частиц (снега) о ледяную поверхность	+	—	[32]
Скобление поверхности льда		—	[289]
Отрывание частиц снега при растирании		—	[259]
Снежный блок, распыляемый потоком воздуха		—	[466]
Раздробление частиц снега при переносе ветром	—	+	[530]
Соударение ледяных частиц с ледяным пробником при ветре	+		[371]
Раздробление частиц снега при поземке	+	—	[520]
То же	+	—	[355]
„	+	—	[416]

Как следует из табл. 40, при трении ледяных частиц о поверхность ледяных тел первые, как правило, электризуются отрицательно, а вторые — положительно. Однако этих данных совершенно недостаточно для описания процессов электризации при контакте и трении ледяных частиц. Именно поэтому в течение последних двух десятилетий было выполнено значительное число исследований, в которых обращалось особое внимание на количественные характеристики условий экспериментов по электризации при контакте и трении ледяных частиц. Остановимся сперва на исследованиях электризации при контакте.

Брук [244] изучал электризацию при контакте лед—лед, когда трение было почти полностью исключено. Было получено, что при контакте образуется разность потенциалов, зависящая от разности температур ледяных тел, причем при перемене знака разности температур происходило соответственное изменение знака разности потенциалов. Более нагретое ледяное тело приобретало от-

рицательный потенциал по отношению к более холодному. Обнаружилось, что величина разности потенциалов зависит от скорости разрыва контакта и чем больше скорость, тем больше разность потенциалов. Брук объясняет это явление уменьшением емкости в разрывном промежутке в процессе разрыва контакта и соответствующим ростом разности потенциалов. Обращение знака разности потенциалов для чистого льда происходило при разности температур около $\Delta\theta = 0^\circ \text{C}$. Если же одно из ледяных тел состояло из раствора 10^{-4} N NaCl , то изменение полярности смещалось к $\Delta\theta = -4^\circ \text{C}$. Брук считает, что существуют два основных фактора, ко-

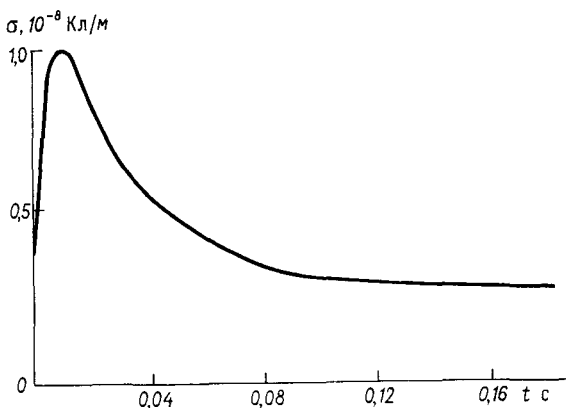


Рис. 51. Зависимость плотности σ поверхностного заряда от времени t контакта между частицами льда. По Лезему и Мейсону [380].

торые обуславливают процесс электризации при контакте лед—лед: 1) электропроводность льда, обеспечиваемая механизмом протонного переноса, и 2) «пироэлектрический эффект второго порядка», который заключается в том, что в ледяном кристалле вследствие температурного градиента появляется индуцированный дипольный момент. В результате происходит объемная и поверхностная поляризация. Этот эффект, комбинируясь с протонной проводимостью, позволяет объяснить результаты экспериментов. Необходимо отметить, что, согласно Воркмену и др. [585], действие примесей такого рода, как щелочные галоиды, сказывается на увеличении проводимости льда за счет того, что примесные ионы понижают энергию активации протонов. Тем самым обеспечивается увеличение протонной проводимости льда.

Лезем и Мейсон [380] развили теорию электризации при контакте двух кусков льда с разной температурой, например θ_1 и θ_2 . Они получили, что плотность поверхностного заряда σ зависит от длительности контакта t (рис. 51). Максимальное значение заряда дается выражением

$$\sigma_{\max} = 10^{-8} (\theta_1 - \theta_2) \quad (70)$$

для $t_{\max} = 8,5 \cdot 10^{-3}$ с (σ_{\max} в Кл/м²). Если время контакта ненамного превышает 10^{-2} с (рис. 51), то можно получить значительные заряды, зависящие от разности температур кусков льда, вступающих в контакт.

Лезем и Мейсон [380] поставили ряд экспериментов для проверки своей теории. Они измеряли заряд, образующийся при соприкосновении двух кусков льда толщиной 0,5 мм с заданным временем контакта от 0,2 до 70 с. Существовала также возможность проводить опыты при времени контакта 10^{-2} с. Результаты измерений хорошо согласуются с вычислениями. При большом времени контакта наблюдалось уменьшение заряда, однако более значительное, чем вытекало из вычислений. Лезем и Мейсон считают, что причиной этого могут быть конечные размеры ледяных образцов. В согласии в Бруком [244] было получено, что если образец льда, изготовленный из раствора NaCl, был теплее, чем образец из дистиллированной воды, то возникал больший заряд, чем для двух образцов из дистиллированной воды при той же разности температур. Однако если качественно результаты опытов Лезема и Мейсона [380] совпадали с результатами Брука [244], то количественно они не соответствовали друг другу: заряды по крайней мере на порядок оказались меньше.

Столь значительное несоответствие между опытами Лезема и Мейсона [380], с одной стороны, и Брука [244] — с другой, требует объяснения, поскольку результаты обеих работ представляют большой интерес. Так как не приходится сомневаться в высоком качестве выполнения экспериментов, то, надо полагать, наблюдаемое несоответствие происходит вследствие различий в условиях проведения этих экспериментов, которые можно усмотреть в особенностях осуществления контакта ледяных поверхностей. У Лезема и Мейсона [380] один кусок льда был неподвижным, жестко закрепленным, а другой — подвижным; последний специальным устройством подавался вперед до наступления контакта. В этом случае контакт был «жестким». В установке же Брука [244] неподвижный кусок льда подвешивался на нити, и поэтому при соударении его с подвижным куском льда контакт вряд ли был жестким, так как под действием удара кусок льда на нити отскакивал. Длительность и площадь контакта должны быть в этом случае меньшими. Поэтому возможность утечки зарядов при разрыве контакта в опытах Брука меньше, чем у Лезема и Мейсона. По-видимому, вследствие этого заряды, полученные Бруком, оказались значительно больше, чем у Лезема и Мейсона. На результатах экспериментов должны были также сказаться различия в форме и составе льда, которые влияют на степень электризации.

Хатчинсон [341], Эванс и Хатчинсон [294] пытались получить величину заряда, который разделялся при соприкосновении ледяных кристаллов, образовавшихся в результате сублимации. Время контакта могло изменяться от 0,2 до 0,5 с, площадь соприкосновения — от 0,2 до 2 мм², разность температур кристаллов — от 0 до 14° С. Хотя чувствительность установки была около $2 \cdot 10^{-14}$ Кл,

даже при максимальной разности температур контактирующих ледяных кристаллов заряджение не обнаруживалось.

Рассмотренные экспериментальные исследования электризации при контакте ледяных частиц дают качественное подтверждение градиентной теории электризации Лезема и Мейсона. Так как эта теория не учитывала влияния ионов примесей на протонную электропроводность льда, то в дальнейшем Джакард [347] разработал более полную теорию. Экспериментальная проверка этой теории, осуществленная Брайантом и Флетчером [253] и др., позволяет считать, что в общем получено подтверждение теории. Несоответствия между вычислениями и экспериментальными данными для льда с примесями необходимо отнести за счет трудностей в получении достоверных экспериментальных данных, а также за счет того, что ряд констант, входящих в уравнения, известен с недостаточной точностью.

Если обратиться к исследованиям электризации при трении ледяных частиц, то сразу же обнаруживается чрезвычайно большое разнообразие в условиях экспериментов (табл. 41), что в значительной степени затрудняет их анализ.

Согласно табл. 41, если температура тела выше температуры ледяных частиц, то заряды частиц, как правило, положительные, что согласуется с градиентной теорией. Вместе с тем некоторые эксперименты находятся в противоречии с этой теорией — заряды появляются при отсутствии разности между температурами тела и частиц. Наблюдается также огромное различие между полученными из разных экспериментов величинами зарядов, образующихся при единичном соударении ледяной частицы с телом. В связи со столь разнообразными результатами представляет интерес привести некоторые подробности этих экспериментов, а также экспериментов, которые по различным причинам не вошли в табл. 41.

Лезем и Стоу [389] в лаборатории прогоняли поток ледяных частиц по снежной поверхности. Они получили, что степень электризации увеличивалась с увеличением разности температур ледяные кристаллы — снежная поверхность и с увеличением скорости потока. С увеличением влажности воздуха происходило уменьшение степени электризации. В потоке были обнаружены ионы обоих знаков; концентрация положительных ионов составила $4,6 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$, а отрицательных $4,8 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$, т. е. оказалась весьма большой.

В опытах Лезема и Мейсона [380] происходило множество соударений ледяных кристаллов с ледяным цилиндром. Они получили, что величина зарядов была линейной функцией от разности температур цилиндра и кристаллов. При температурах около 0°С кристаллы начинали прилипать к поверхности цилиндра. Если лед цилиндра изготовлялся из раствора NaCl с концентрацией, соответствующей содержанию NaCl в дождевой воде, то заряджение происходило так, как будто температура льда повышалась на 2°С .

Чарч (см. в [342]) исследовал электризацию при соударении ледяных кристаллов с пробным ледяным телом. При увеличении скорости соударения от 20 до 60 м/с заряджение увеличивалось

Электризация ледяных частиц при трении о ледяные поверхности

Условия опыта	Скорость потока, м/с	Скорость падения ледяных частиц, кг/с	Температура, °С		Разность температур час. и тела, °С	Заряд частиц, 10 ⁻¹² Кл		Примечание	Источник
			тела	час. тиц		+	-		
Соударение ледяных частиц со снежной поверхностью	4,3	10 ⁻³	-40	-20	20	1,6		Суммарный заряд за 10 с	[389]
Соударение мельчайших ледяных кристаллов с ледяной сферой	7,5—9		<-6		0			Пренебрежимо малая электризация	[486]
Соударение ледяных кристаллов диаметром 20—50 мкм с ледяным цилиндром	1—30		-10	-20	10		1,6·10 ⁻⁶	Заряд на одно соударение. Температура цилиндра выше температуры кристаллов	[380]
Соударение ледяных кристаллов диаметром около 20 мкм с ледяным телом	20		-10	-20	10		3·10 ⁻⁵	Заряд на одно соударение	[342]
Соударение крупных естественных снежинок с ледяной сферой	60		-10	-20	10		5·10 ⁻⁴	То же	[338]
Соударение снежинок с ледяной сферой	3—14				~0		7·10 ⁻¹	Температура воздуха <-4°С	[338]
Кристаллов (звездочек) с ледяной сферой	10				~0		7·10 ⁻²	Заряд на одно соударение	[510]
Срывание частиц инея диаметром около 40 мкм с поверхности ледяной пластинки	0,1—5				~0		~0	Заряд единичного осколка	[374]
					10		2·10 ⁻⁴	То же	

в 16 раз. Эта зависимость электризации от скорости соударения указывает на различия в условиях опытов Чарча, с одной стороны, Лезема и Мейсона — с другой, так как последние не обнаружили какой-либо систематической зависимости электризации от скорости соударения в пределах от 1 до 30 м/с.

У Хоббса и Бароуза [338] ледяная сфера, вращавшаяся в среде снежных кристаллов, получала отрицательный заряд, если температура воздуха была ниже -4°C , а если температура превышала -4°C , то заряд сферы в основном определялся зарядом самих снежных кристаллов, который они имели до соударения. Если же вместо снега наблюдалась крупа, то сфера всегда заряжалась положительно. В опытах Бароуза и др. [254] ледяная сфера вращалась со скоростью от 0 до 13 м/с. Были подтверждены результаты Хоббса и Бароуза и, кроме того, получена сравнительно тесная связь между градиентом потенциала электрического поля и знаком заряжения ледяной сферы. Авторы [254] считают, что основным механизмом электризации при соударении в естественных условиях ледяных частиц с ледяной сферой является перенос зарядов с ледяных частиц на сферу, что подтверждается связью между электрическим полем и знаком заряда сферы. В этих опытах не производилось прямое измерение зарядов и размеров ледяных частиц, что приводит к некоторой недостоверности выводов, сделанных авторами.

Из опытов Скотта и Хоббса [510] следует, что при скоростях соударения около 10 м/с между снежинками в виде звездочек и полусферой из льда состояние поверхности — шероховатость, температура — не оказывает заметного влияния на величину зарядов. С ростом скорости соударения происходит увеличение среднего заряда. Поэтому Скотт и Хоббс считают, что электризация обуславливается в основном разрушением ледяных звездочек. В дальнейшем Скотт [509] выполнил такие же исследования с разными типами ледяных частиц. Оказалось, что звездочки могут сообщать ледяной поверхности положительные или отрицательные заряды, но в каждом снегопаде знак заряда постоянный. Спектр зарядов имел логарифмически-нормальное распределение. Максимальные заряды превышали 10^{-12} Кл. При соударениях с крупой и обзёрненными дендритами поверхность получала как положительные, так и отрицательные заряды, но средний заряд оказался положительным и сравнительно небольшим. Эти исследования подтвердили, что электризация вызвана в основном разрушением ледяных частиц.

Лезем [374] исследовал электризацию при срывании частичек инея с поверхности пластинки под действием потока воздуха. Он нашел, что существует линейная зависимость между средней величиной зарядов осколков инея и разностью температур поверхности пластинки и воздуха. При разности температур 10°C среднее измеренное значение заряда осколка инея ($2 \cdot 10^{-16}$ Кл) согласовалось с максимальным зарядом, предсказанным градиентной теорией ($1,3 \cdot 10^{-16}$ Кл). Однако это значение почти на порядок меньше

максимального значения заряда осколков ($7 \cdot 10^{-16}$ Кл). Лезем считает, что несоответствие обусловлено электризацией трением.

Лезем и Стоу [388] исследовали зависимость электризации от скорости соударения образцов из чистого льда, имеющих разную температуру. Обнаружилось, что до скорости 7,5 см/с величина зарядов при увеличении скорости соударения заметно не изменяется, а выше этой скорости происходит быстрый рост зарядов. С увеличением скорости соударения прирост величины зарядов в значительной степени зависит от строения поверхности льда: при однородном строении прирост значительно меньше, чем при неоднородном.

Определенный интерес представляют результаты наблюдений Магоно и Такахаша [418]. Пробными телами являлись тонкие металлические цилиндры, покрытые льдом. Кроме заряда пробного тела, измерялись заряды частиц до их соударения, а также определялись размеры и вид частиц. За исключением случаев, когда частицы снега имели большие собственные заряды, зарядение пробного тела происходило не в результате захвата зарядов частиц, а вследствие взаимодействия с частицами. Оказалось также, что знак зарядения при соударении с мельчайшими частицами снега противоположен тому, который наблюдается при соударении с крупными частицами. При соударении пробного тела из чистого льда с частицами снега диаметром 10—15 мкм оно заряжается положительно, а при соударении с частицами диаметром около 1000 мкм или круглой формы — отрицательно. Таким образом, на электризацию трением влияют как размеры, так и форма ледяных частиц. По мнению Магоно и Такахаша, при соударении снежинок с поверхностью пробного тела, кроме трения, может происходить обламывание тончайших веточек снежинок, что должно сказываться на электризации.

Лезем и Миллер [383] исследовали электризацию при столкновении ледяной сферы с естественными снежинками. Они обнаружили, что степень электризации зависит от скорости вращения сферы и состояния ее поверхности. Ледяная сфера с гладкой поверхностью заряжалась положительно, а с шероховатой поверхностью — отрицательно и более интенсивно. Величина зарядов оказалась значительно больше, чем это вытекает из градиентной теории. Лезем и Миллер считают, что основным механизмом электризации является асимметричное трение частиц о поверхность сферы, которое приводит к ее нагреванию и соответствующему переносу протонов, а также сказывается влияние шероховатости поверхности и скорости соударения.

Лезем и Стоу [388] исследовали влияние формы кусков чистого льда на электризацию при кратковременном контакте. Они получили, что при соприкосновении двух кусков льда, один из которых заострен, заряд увеличивается примерно на порядок.

На существование и роль асимметричного трения в электризации частиц обратили внимание еще Рейнольдс и др. [486], которые выполнили ряд экспериментов. Асимметричность трения прояв-

ляется в том, что одно тело прикасается к другому постоянно одним и тем же местом, тогда как на втором теле место соприкосновения все время обновляется, например, когда конец стержня движется по поверхности пластинки. Шоу [514] указал, что тело с меньшей поверхностью соприкосновения при трении будет нагреваться до более высокой температуры, чем тело с большей поверхностью соприкосновения, что приводит к различиям в знаке их заряжения. В опытах Рейнольдса асимметричное трение достигалось перемещением одного металлического стержня, покрытого льдом, относительно другого. Было обнаружено, что при трении стержней, покрытых льдом из дистиллированной воды, в холодильной камере при температуре до -50°C более нагретый стержень всегда заряжается отрицательно. Если один из стержней был покрыт льдом из раствора 10^{-4} М NaCl, то этот стержень всегда заряжался отрицательно. При этом влияние разности температур не проявлялось, даже если она достигала 25°C . Если площадь контакта локализовалась на стержне со льдом из дистиллированной воды, то заряд был очень небольшим; если она локализовалась на стержне со льдом из раствора, то возникал значительный заряд, т. е. обнаруживался «ненаправленный» эффект электризации.

Рейнольдс и др. [486] дали этому «ненаправленному» эффекту электризации при трении объяснение, следующее из опытов Банделя. Бандель [220] получил, что при коронном разряде с ледяных стержней, изготовленных из дистиллированной воды с большим сопротивлением, течет ток силой $5 \cdot 10^{-12}$ А, тогда как со стержней, изготовленных из питьевой воды, — ток 10^{-9} А. Авторы [486] повторили опыты Банделя с ледяными стержнями из дистиллированной воды и из раствора 10^{-4} М NaCl. Если при промежутке между электродами в 1 мм при потенциале 7000 В для льда из дистиллированной воды не обнаруживался отчетливый коронный разряд, то для льда из раствора он возникал уже при 3500 В, причем ток достигал 10^{-8} А. Поэтому Рейнольдс и др. считают, что когда трение, а значит и заряд, локализуется на ледяном стержне из дистиллированной воды, возникает сильное местное электрическое поле, которое пробивает воздушный промежуток при разрыве контакта и нейтрализует заряды. Если же трение, а вместе с тем и заряд распределяются по льду из дистиллированной воды, происходит только частичная нейтрализация и разделяются сравнительно большие заряды.

Лезем [373] провел опыты, которые подтвердили значение асимметричного трения в нагревании льда и электризации. По пластине льда длиной 1,5 м, установленной под углом к горизонту в холодильной камере с температурой от нуля до -20°C , скользил куб из льда. Вследствие асимметричного трения нижняя поверхность куба могла нагреваться на несколько градусов, причем тем больше, чем больше была степень асимметрии, выражавшаяся в отношении длины пластины к стороне куба. Заряд в согласии с теорией Лезема и Мейсона [380] оказался линейной функцией от разности температур пластины и куба.

Магоно и Шиоцуки [417] обнаружили, что при асимметричном трении двух прутков, покрытых льдом, электризация зависит также от того, является ли лед прозрачным или матовым, т. е. насыщенным пузырьками воздуха. В дальнейшем Лезем [376], повторив свои опыты с ледяным кубом, скользящим по ледяной поверхности, но при разных сочетаниях прозрачного и матового льда, пришел к выводу, что знаки разделяющихся зарядов согласуются с теорией Лезема и Мейсона [380], однако их величина значительно превышает значения, предсказанные теорией, если один или оба образца льда содержат большое количество пузырьков воздуха.

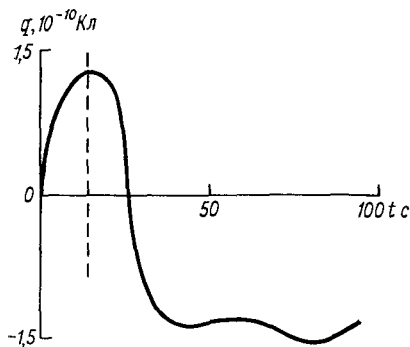


Рис. 52. Изменение заряда на более холодном ледяном теле при асимметричном трении в зависимости от времени. Температура -16°C . По Шио и Магоно [517].

Исследования Шио и Магоно [517] показали, что электризация при асимметричном трении является весьма сложным процессом. При температурах ниже -10°C ход заряжения более холодного льда имеет вид, показанный на рис. 52. Только в начале трения знак заряда совпадает с требуемым теорией, а затем он изменяется на обратный. Было обнаружено, что в точке трения происходит изменение структуры льда. С более теплого льда, как более мягкого, срываются микроскопические частицы, и, кроме того, на его поверхности вместо неоднородных царапин появляются ансамбли

полигональных ячеек размером около 20 мкм, которые увеличиваются до 50 мкм. Часть полигональных ячеек представляет собой крошечные поликристаллы. Ход электризации в интервале температур от -8 до -5°C напоминает ход, показанный на рис. 52, но область положительных зарядов почти исчезает, а в интервале от -3 до $-1,5^{\circ}\text{C}$ она исчезает совсем. Авторы показали, что матовый лед при асимметричном трении с прозрачным льдом всегда заряжается положительно, независимо от разности температур. Они считают, что основная причина изменения электризации заключается в особенностях изменений границ зерен льда.

Магоно и Такахашаи [419] исследовали электризацию при соударении ледяных частиц с пробным телом, покрытым слоем чистого льда. Ледяные частицы получали путем дробления блока из естественного снега. Они имели размеры около 1 мм и, как правило, большие отрицательные заряды, в пределах 10^{-10} — 10^{-11} Кл. При соударениях пробное тело заряжалось отрицательно. Авторы считали, что в заряжении играют роль размеры и особенности форм ледяных частиц — крупных и округлых, но они совсем не учитывали больших собственных зарядов частиц. При нагревании пробного тела на 2 — 4°C выше температуры воздуха, которая находилась в пределах от -11 до -33°C , появлялась тенденция к смене

знака заряда пробного тела на положительный или к уменьшению отрицательного заряда, что указывает на образование при соударениях положительных зарядов за счет разности температур.

В экспериментах Такахаши [540] две ледяные сферы из чистого льда диаметром 1,4 см соприкасались друг с другом с последующим разрывом контакта. Измерялись разность потенциалов ледяных сфер и силы сцепления в момент разрыва контакта. Температуры ледяных сфер различались примерно на 6°C . При силах сцепления меньше $7 \cdot 10^{-5} \text{ Н}$ потенциалы на сферах при разделении были небольшими, причем на более нагретой сфере оказывались отрицательные заряды. Для сил сцепления свыше $7 \cdot 10^{-5} \text{ Н}$ наблюдалось быстрое увеличение потенциала. При больших значениях сил сцепления между сферами прорастали нити инея, которые разрушались с разрывом контакта. Из этих опытов следует, что увеличение зарядов вызвано разрушением ледяных перемычек при наличии температурного градиента. Такахаши наблюдал увеличение разделяющихся зарядов с увеличением площади сечения нитей инея, разрушающихся с разрывом контакта. При градиенте температуры 1000°C/м разделяется заряд 10^{-6} Кл/м^2 . Согласно расчету, выполненному для ледяного кристалла сечением $10 \times 100 \text{ мкм}$, при разломе кристалла должен образоваться заряд 10^{-14} Кл , что на один порядок меньше зарядов, измеренных Рейнольдсом и др. [486], Магоно и Такахаши [419]. Если учесть, что при соударении ледяной частицы с пробным телом может произойти разрушение не одной нити инея, а нескольких, то можно считать, что получено согласие между данными этих опытов. Такахаши [540] считает, что наблюдаемая электризация при разрушении ледяной частицы обусловлена активацией энергии протонов, находящихся вблизи плоскости разлома, за счет дополнительной механической энергии. Так как благодаря градиенту температуры происходит перераспределение протонов, причем на более холодной стороне их будет больше, чем на теплой, то механическая энергия приведет к увеличению вероятности перехода протонов из теплой части в холодную. В отсутствие градиента температуры при разрыве контакта с разрушением частиц инея заряды должны быть небольшими и случайно распределенными, что подтверждается данными опытов.

Рейтер [481], Рейтер и Карнат [483] исследовали зависимость электризации при разламывании ледяных кристаллов игольчатой формы от градиента концентрации NO_3^- . Фрагменты с большей концентрацией ионов заряжались отрицательно. При градиенте концентрации, равном нулю, электризация также была равна нулю. Максимальная электризация при десятикратном превышении концентрации ионов в ледяных осколках оказалась весьма большой: около 10^{-4} Кл/кг . Как отмечает Рейтер, подобным образом происходит электризация и при существовании градиента концентрации других включений. Это находится в согласии с исследованиями Рейнольдса и др. [486], которые получили, что при контакте льда, приготовленного из раствора с концентрацией 10^{-4} М NaCl , с чистым льдом первый заряжался отрицательно.

Анализ исследований электризации при контакте и трении ледяных частиц приводит к выводу, что степень и знак электризации зависят от весьма большого числа факторов. Вследствие многообразия факторов чрезвычайно трудно контролировать условия опытов и установить значение каждого из них, что необходимо для развития количественной теории электризации ледяных частиц при трении.

Следует, однако, отметить, что в грозовых облаках процессы соударения сухих частиц льда при отсутствии переохлажденных капелек могут происходить только в верхних частях наковален и, по-видимому, электризация за счет таких процессов играет сравнительно скромную роль в образовании основных заряженных областей. Значительно более существенную роль должна играть электризация при соударении ледяных частиц в смеси с переохлажденными капельками, что может иметь место во всей толще облака выше уровня изотермы 0°C .

3.1.4. Электризация при замерзании воды и ее растворов

При соприкосновении двух тел, состоящих из различных веществ либо из одного вещества, но в разных фазах, в частности воды и льда, на их границе возникает двойной электрический слой. Можно ожидать, что, вследствие различий в подвижности ионов разных видов в воде и во льду, при замерзании воды будет происходить сепарация ионов, а в результате — электризация воды и льда. Такое представление было выдвинуто Воркменом и Рейнольдсом [584], которые наблюдали электризацию при замерзании слабых растворов воды. Еще до них это явление наблюдали Динджер и Ганн [281]. Они, так же как Воркмен и Рейнольдс, для измерения разности потенциалов устанавливали один электрод в воде, а другой — во льду. Даже при использовании дистиллированной воды высокой очистки разность потенциалов оказалась сравнительно большой (6—10 В), но авторы [281] не придали этому явлению какого-либо самостоятельного значения.

Разделение электричества при преобразовании фаз свойственно не только водным раствором. Еще в 1942 г. Рибейро [488] установил, что при затвердевании органических диэлектриков (парафина, нафталина, карнаубского воска) наблюдается электризация. Азума и Каметани [219] показали, что при кристаллизации таких веществ, как NaCl, KCl и др., появляются электрические заряды.

Воркмен и Рейнольдс сбрасывали капли воды на сильно охлажденную металлическую поверхность. При замерзании капель между жидкой и твердой фазами воды устанавливалась большая разность потенциалов, которую они приписывали целиком процессу замерзания воды. Вода в этих опытах приобретала отрицательный заряд. Основные опыты Воркмен и Рейнольдс [584] выполнили на установке, в которой для замораживания раствора в кювете использовался массивный медный блок, поддерживаемый при постоянной температуре от -5 до -30°C . До тех пор пока вода намерзала,

разность потенциалов раствор—лед сохранялась неизменной. При замерзании бидистиллированной воды обнаруживался отрицательный потенциал — 60 В по отношению ко льду. Воркмен и Рейнольдс установили, что электризация при замерзании слабых растворов зависит как от вида электролита, так и от его концентрации. Например, при замерзании солей аммония обнаруживались значительные разности потенциалов лед—раствор, причем вода приобретала отрицательный потенциал по отношению ко льду. Например, при замерзании раствора NH_4OH с концентрацией $3 \cdot 10^{-5}\text{N}$ между льдом и раствором устанавливалась разность потенциалов, достигавшая 232 В. Растворы хлоридов и бромидов щелочей вели себя противоположным образом: они получали положительные потенциалы по отношению ко льду. Особый интерес представляют растворы NaCl , так как это вещество всегда встречается в дождевой воде. При замерзании раствора 10^{-4}N NaCl обнаружилась разность потенциалов 30 В. Воркмен и Рейнольдс получили, что при замерзании 1 кг раствора $3 \cdot 10^{-5}\text{N}$ NH_4OH должно произойти разделение зарядов около $8,6 \cdot 10^{-2}$ Кл, а раствора 10^{-4}N NaCl $3 \cdot 10^{-2}$ Кл.

Метод определения удельного заряда заключается в измерении тока, текущего в цепи между твердой и жидкой фазами, и его интегрировании по времени. В результате получаются чрезвычайно большие значения заряда, которые, однако, не дают представления о зарядах, разделяемых в естественных условиях. Даже при большой скорости кристаллизации для получения 1 г льда требуется несколько секунд, тогда как процесс отрыва воды ото льда занимает время, на несколько порядков меньшее. А ведь именно это время, если еще не меньше, необходимо учесть при расчете образования заряда при разделении льда и жидкого раствора; надо также принять во внимание, что часть заряда будет непрерывно нейтрализоваться благодаря утечкам, поскольку система лед—раствор является замкнутой до момента разрыва связи между ними.

Результаты исследований Воркмана и Рейнольдса были подтверждены, в частности, Шефером [503] для ряда веществ и воды из Атлантического океана. Электризация при замерзании оказалась весьма чувствительной к концентрации. Так, даже при слабом повышении концентрации NaCl выше 10^{-4}N разность потенциалов быстро уменьшалась до нуля. Шефер получил, что при замерзании сравнительно чистой морской воды ($5 \cdot 10^{-6}\text{M}$)¹ электризация не наблюдается. Исследования со сложными составами растворов показали, что в ряде случаев может происходить компенсация электризации, вызываемой одними веществами, электризацией при замерзании противоположно действующих веществ. Прибавление к раствору $5 \cdot 10^{-3}\text{N}$ NH_4OH раствора 10^{-5}N NaCl привело к тому, что при замерзании раствора разность потенциалов вода—лед не обнаруживались.

¹ М — молярная концентрация растворов.

Природа образования разности потенциалов при замерзании слабых растворов еще недостаточно выяснена. Безусловно, основную роль в этом явлении играют примесные ионы и, возможно, процессы в двойном электрическом слое на границе вода—лед.

Так как двойной электрический слой характеризуется сравнительно небольшим скачком потенциала (доли вольта), он не может быть непосредственно ответствен за разности потенциалов на границе лед—раствор порядка $10-10^2$ В. Вследствие этого Воркмен и Рейнольдс (см. в [98]) предположили, что ответственными за электризацию являются не молекулярные процессы на границе лед—раствор, а структурные изменения при преобразовании фаз. Согласно современным представлениям о строении воды в жидкой фазе, при температурах, близких к точке замерзания, образуются комплексы молекул—жидкие кристаллы, которые имеют значительно бóльшие электрические моменты, чем отдельная молекула. Существование таких комплексов было экспериментально подтверждено Лебом и др. [401]. В двойном электрическом слое, созданном жидкими кристаллами на границе раздела лед—раствор, скачок потенциала может быть значительно больше, чем в двойном слое на поверхности раздела раствор—воздух.

На условия внедрения ионов из жидкости в решетку водяных кристаллов должны также оказывать влияние условия роста самих кристаллов. Энергия, необходимая иону для того, чтобы, преодолев потенциальный барьер, из раствора перейти в лед, примерно на 3 порядка больше тепловой энергии молекулы, выделяющейся при ее «укреплении» в ледяном кристалле. Поэтому рост ледяного кристалла за счет присоединения молекул должен происходить легче, чем внедрение в решетку иона. Рост кристалла и дает, по-видимому, возможность иону преодолеть потенциальный барьер, так как при этом происходит глубокое проникновение электрического поля в жидкость по цепи ориентированных молекул воды.

Гилл и Олфри [307] считают, что на границе между льдом и раствором возникает двойной электрический слой с положительным зарядом во льду и отрицательным в растворе. При намерзании очередного слоя происходит обновление электрического слоя с тем же распределением зарядов, но скачок потенциала в нем несколько меньше, чем в предыдущем слое, из-за утечки положительных зарядов. Вместе с тем общий заряд во льду (плюс) и в растворе (минус) увеличивается, пока не достигнет некоторого равновесного значения. Из этой теории следует, что с увеличением скорости намерзания должна увеличиваться скорость образования зарядов. Гилл [306] установил, что при увеличении скорости роста льда вдвое происходило заметное увеличение разности потенциалов.

Обнаруженная Гиллом зависимость была подтверждена Л. Г. Качуриным и др. [83] для дистиллированной воды, находящейся в равновесии с атмосферным воздухом. Такую воду можно рассматривать как весьма слабый раствор с $pH \approx 6,1$. Было получено, что существует практически линейная зависимость разности потенциалов от скорости намерзания льда в пределах до $2 \cdot 10^{-5}$ м/с.

В работе [83] была обнаружена зависимость величины разности потенциалов от содержания газов в воде. При образовании прозрачного льда разность потенциалов была наибольшей, полупрозрачного льда — меньше, матового льда — еще меньше.

И. М. Имянитов и Л. С. Мордовина [69] пытались объяснить большие значения разности потенциалов на границе лед—вода при кристаллизации растворов исходя из представления, что эффект Вормена—Рейнольдса обуславливается контактной разностью потенциалов. Авторы [69] пришли к выводу, что на основании уравнения (64) можно объяснить большие разности потенциалов (порядка 10 — 10^2 В), которые наблюдаются в экспериментах, если учесть скорость движения фронта кристаллизации и время релаксации электрических процессов во льду.

В начальный момент времени на границе вода—лед образуется двойной электрический слой с разностью потенциалов

$$\varphi = \frac{\sigma}{4\pi\epsilon} d, \quad (71)$$

где σ — поверхностная плотность зарядов; ϵ — диэлектрическая проницаемость; d — эффективная толщина слоя.

Если u — скорость движения фронта кристаллизации и τ — время релаксации электрических процессов во льду, то в системе лед—вода образуется некоторая толщина льда $u\tau$ с емкостью C , во столько раз превышающей емкость двойного слоя $C_{эф}$, во сколько раз $u\tau$ больше d , т. е.

$$\frac{C}{C_{эф}} = \frac{u\tau}{d}. \quad (72)$$

Авторы [69] на основании оценок считают, что это отношение лежит в пределах 10^2 — 10^3 . Если умножить числитель и знаменатель (72) на $\sigma/4\pi\epsilon$, то окажется, что $V/\varphi = C/C_{эф} = 10^3 \div 10^4$. Здесь V — потенциал на границе лед—вода, который образуется после перемещения фронта кристаллизации воды на расстояние $u\tau$. Так как φ обычно имеет значения от десятков до сотен милливольт, то V , если учитывать, потери вследствие электропроводности льда, может составлять десятки и сотни вольт. Интересно, что формально теория Гилла и Олфри приводит к тем же результатам, что и теория Имянитова и Мордовиной.

Рассмотрение значительного числа различных веществ, растворы которых в воде при замерзании приводят к электризации, не обнаружило какой-либо системы. Одной из причин этого было недостаточное внимание к условиям воспроизводимости, в которых протекали опыты. Сказывались различия в воде, температуре, чистоте растворяемых веществ, скорости роста льда и т. п. Качурин и др. [83] обратили особое внимание на влияние условий эксперимента на процесс электризации. В частности, в качестве растворителя они все время использовали дистиллированную воду, находящуюся в равновесии с атмосферным воздухом. Изменчивость режимов замерзания в отдельных опытах, характеризующаяся

стандартными отклонениями скорости роста слоя льда и температуры, не превышала 10—15% средних величин. Было получено, что максимальная разность потенциалов между льдом и раствором является однозначной функцией рН (рис. 53). Обнаружилось, что максимальная разность потенциалов наибольшая для равновесной дистиллированной воды, а для значений рН, больших или меньших 6,1, она меньше. Необходимо, однако, отметить, что полученные результаты несколько противоречат выводу Имянитова и Мордовиной [69] относительно того, что максимальная разность потенциалов при кристаллизации раствора данного вещества является функцией

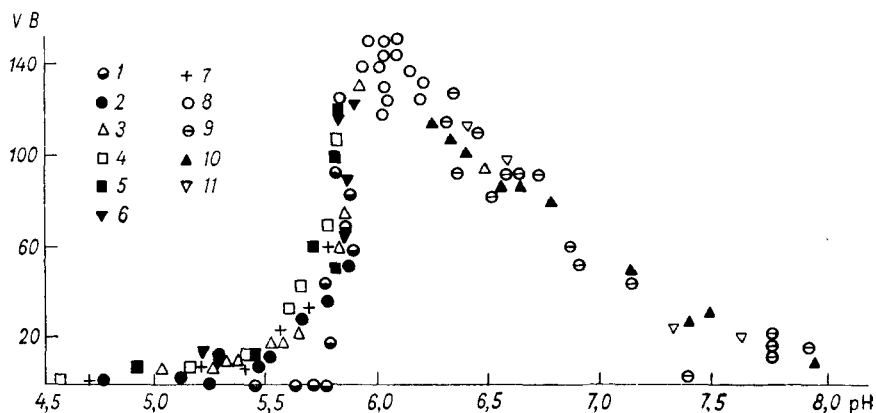


Рис. 53. Зависимость максимального потенциала между льдом и раствором от рН. По Л. Г. Качурину и др. [83].

1 — HF, 2 — HCl, 3 — H₂SO₄, 4 — H₂CO₃, 5 — HPO₄, 6 — CH₃COOH, 7 — C₃H₇(OH)(COH)₃, 8 — H₂O, 9 — NaOH, 10 — KOH, 11 — NH₄OH.

только от его концентрации. Возможно, результаты, полученные Качуриным и др. [83], обусловлены тем, что между рН и концентрацией ионов имеется некоторая связь.

Все описанные выше исследования по электризации при замерзании слабых водных растворов выполнялись при сравнительно малых скоростях кристаллизации — порядка 10^{-4} — 10^{-6} м/с. Такие скорости кристаллизации обуславливаются в первую очередь условиями отвода тепла от фронта кристаллизации. В ряде случаев кристаллизация может происходить при быстром оттоке тепла и ее скорость может быть на 2—3 порядка выше, т. е. 10^{-2} м/с. А. Д. Малкина и Е. Г. Зак [112] обнаружили, что при сильном переохлаждении капли замерзают с поверхности, а затем кристаллизация быстро распространяется внутрь. Карт [258] наблюдал прорастание дендритов в капле радиусом 1 мм, замерзающей на поверхности алюминиевой пластинки при -20°C со скоростью $5 \cdot 10^{-2}$ м/с.

Халлет [331] исследовал процесс кристаллизации в объемах воды около 1 см³ при температурах до -20°C . Кристаллизация

производилась кристаллами, соответственно ориентированными по кристаллографическим осям. Халлет обнаружил, что кристаллизация является трехмерным процессом. При -10°C скорость кристаллизации в направлении оси a ($u \approx 5 \cdot 10^{-2}$ м/с) примерно в 100 раз больше скорости в направлении оси c , а при -16°C эти скорости становятся сравнимыми. Пруппахер [476] исследовал скорость линейной кристаллизации в горизонтальных полиэтиленовых трубках и каплях радиусом 0,5—1 см. При -5°C скорость кристаллизации составляла около $2 \cdot 10^{-2}$ м/с, а при -10°C почти $8 \cdot 10^{-2}$ м/с. Он обнаружил, что скорость кристаллизации дистиллированной воды и растворов с концентрацией 10^{-5} — 10^{-3} М одинаковая. Маклин и Райан [409] изучали процесс замерзания трижды дистиллированной воды. При малых переохлаждениях скорость роста кристалла в направлении оси c мала по сравнению со скоростью роста в плоскости оси a . В этом случае образуется покров из дендритных кристаллов. Если же степень переохлаждения увеличивается, то вместе с тем увеличивается и скорость роста в направлениях, параллельных оси c .

Пруппахер и др. [477] исследовали электризацию при больших скоростях кристаллизации растворов многочисленных соединений в пределах концентрации от 10^{-1} до 10^{-6} М. Все растворы давали положительную разность потенциалов по отношению ко льду, за исключением солей аммония и раствора NH_4F . По-видимому, ионы NH_4^+ легче внедряются в лед, чем F^- . В этих опытах максимальные разности потенциалов оказались значительно ниже, чем в опытах с малой скоростью кристаллизации, и в общем не превышали 10 В. Почти немедленно после начала кристаллизации происходил быстрый рост разности потенциалов, занимавший, как правило, меньше 1 с. Авторы [477] считают, что этот первый этап процесса заключается в покрытии электрода льдом и во внедрении в последний ионов. Затем начинается быстрое прорастание ледяных дендритов в раствор и образование смеси раствора с ледяными кристаллами, которые имеют один знак зарядов, а раствор — противоположный. В результате происходит изменение разности потенциалов, иногда весьма значительное. Необходимо отметить, что еще Воркмен и Рейнольдс [584] обнаружили, что при сильном переохлаждении воды и случайной ориентации кристаллов наблюдается малый электрический эффект. Согласно опытам Пруппахера и др. [477], при быстром замерзании раствора NaF выделяется удельный заряд $3 \cdot 10^{-3}$ Кл/кг, тогда как для медленного замерзания Воркмен и Рейнольдс приводят значение $1,8 \cdot 10^{-1}$ Кл/кг. Воркмен [581] в установке, в которой обеспечивалась большая теплоотдача, добился большой скорости кристаллизации растворов. Наибольший удельный заряд, который ему удалось измерить, составил $6,6 \cdot 10^{-5}$ Кл/кг.

Эксперименты Вейкмана и Кампе [565] подтверждают результаты исследований электризации при замерзании слабых растворов. Струя капелек при температуре воздуха -5 или -12°C со скоростью от 5 до 15 м/с направлялась на металлический стержень, вследствие чего на нем образовывался стекловидный лед. Размеры

капелек и водность в струе соответствовали наблюдаемым в кучево-дождевых облаках. В опытах с дистиллированной и питьевой водой и различными растворами Вейкман и Кампе получали такое же распределение знаков зарядов между твердой и жидкой фазами, какое наблюдалось при электризации замерзающих растворов. Надо, однако, полагать, что, кроме эффекта электризации за счет частичного намерзания льда на стержне, должна была проявляться также электризация при вырывании ледяных осколков из поверхности замерзающих капелек. Скорость электризации при скорости потока капелек 15 м/с оказалась равной $5 \cdot 10^{-8}$ Кл/м². Интересно, что при очень сильном переохлаждении капелек электризация практически не обнаруживалась.

Рейтер [481] исследовал электризацию при соударении переохлажденных капель воды различной концентрации ионов NO_3' с быстро вращающимися ледяными шарами. При увеличении концентрации NO_3' от $2 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ М происходит увеличение электризации до максимума, а затем при дальнейшем увеличении концентрации степень электризации убывает. При этом максимальное увеличение степени электризации превышает таковую для чистой воды примерно в 3,5 раза.

Из приведенных выше экспериментов следует, что между жидкостью и твердой фазой, образующейся в процессе замерзания слабых растворов, возникает некоторая разность потенциалов, зависящая как от особенностей растворенного вещества, так и от скорости кристаллизации. Для определения заряда, который может быть унесен при отрывании капли, нельзя, как указывалось выше, исходить из удельного заряда, разделяющегося при кристаллизации растворов. На величину заряда будут влиять разность потенциалов между жидкой и твердой фазами раствора и условия отрывания капли. Если рассматривать эту разность потенциалов как контактную, а отрывание частицы как разрыв контакта, то заряд будет определяться выражением типа (63). В случае многократного отрывания капелек от ледяной сферы ее заряд можно определить на основании формулы (67).

3.1.5. Электризация при разрушении замерзающих капель воды

А. Д. Малкина и Е. Г. Зак [112] высказали соображение, что при взрывании замерзающих капель должны возникать электрические заряды. Этот эффект электризации был почти одновременно и независимо друг от друга исследован Л. Г. Качуриным и В. И. Бекряевым [12, 81], Мейсоном и Мейбенком [431], В. М. Мучником и Ю. С. Рудько. Заряды на каплях измерялись электрометром и в ряде случаев записывались осциллографом. Большие заряды обнаруживались только при взрывах кристаллизующихся капель. При замерзании капель дистиллированной воды радиусом 0,1—1 мм осколки уносят преимущественно отрицательный заряд, в среднем равный $4 \cdot 10^{-12}$ Кл. Средний положительный заряд осколков

$2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Частота образования положительных и отрицательных зарядов примерно одинаковая. Максимальные заряды оказались равными $-3 \cdot 10^{-11}$ и $1,5 \cdot 10^{-11}$ Кл. В большинстве случаев отрицательный заряд соответствовал такому разрушению, при котором остаток капли, заряд которого измерялся, составлял меньшую часть капли; и наоборот, в случаях положительных зарядов остаток составлял большую часть капли. Совпадения такого рода составили 41% случаев, несовпадения — 23%, в остальных 36% случаев капля разлеталась на две почти равные части (В. И. Бекряев [12]). Как отмечает Бекряев, в процессе опыта капли интенсивно насыщаются углекислым газом, что должно сказываться на степени их электризации. Он не обнаружил какой-либо явной зависимости величины зарядов от размеров капель в пределах радиусов 0,2—1 мм. Электризация при взрывании капель раствора NaOH с pH=9,2 дала меньшие максимальные заряды: $-9,2 \cdot 10^{-12}$ и $7,9 \cdot 10^{-12}$ Кл.

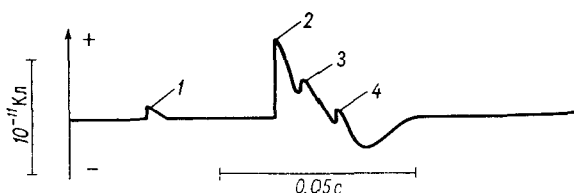


Рис. 54. Оциллограмма образования зарядов при взрывании замерзающей капли. По Л. Г. Качурину и В. И. Бекряеву [81].

1 — момент вырывания осколков из поверхности льда;
2, 3, 4 — заряды при разрушении капли.

Представляют интерес исследования Качуриным и Бекряевым [81] временного хода образования заряда при взрывании капель. Продолжительность взрыва и процесса образования заряда составляет несколько сотых секунд, при этом отделяются частицы, несущие как отрицательные, так и положительные заряды (рис. 54). Положительные заряды образуются за весьма малое время, скачками (пики 2, 3, 4), тогда как отрицательные нарастают сравнительно плавно. По мнению авторов [81], образование положительных зарядов на оставшейся части капли обусловлено тем, что при взрыве отделяется значительная часть льда, которая уносит с собой большой отрицательный заряд. Затем происходит исторжение части воды в виде струйки капелек, несущих положительные заряды. Длительность этого процесса несколько больше продолжительности первого процесса. Непосредственно перед моментом взрыва капли и образования основного заряда почти всегда наблюдается образование небольшого положительного заряда (пик 1). Причиной возникновения этого заряда авторы считают мельчайшие ледяные осколки, которые вырываются из поверхности замерзающей капли до момента взрыва, унося отрицательные заряды.

Мейсон и Мейбенк [431] измеряли заряды укрепленных на подвеске взрывающихся капель из бидистиллированной воды с электропроводностью около $6 \cdot 10^{-5}$ См/м и из растворов NaCl (табл. 42).

По их данным, частота образования отрицательных осколков более чем в 2 раза превышала частоту образования положительных и отрицательные заряды в большинстве случаев наблюдались, когда на подвеске оставалась бóльшая часть замерзшей капли; это противоречит данным Качурина и Бекряева. Величина зарядов, полученных авторами [431], оказалась на порядок меньше, чем у Качурина и Бекряева. Так, средний заряд оказался равным $2,8 \cdot 10^{-13}$ Кл, максимальный заряд $2,4 \cdot 10^{-12}$ Кл. Из табл. 42 следует, что в пределах диаметров 0,35—1 мм размеры капель не влияют на образование зарядов. Причиной такого расхождения в величинах зарядов Бекряев считает особенности метода измерений. При значительном понижении температуры переохлаждения величина зарядов несколько уменьшается. Слабые концентрации растворов, до $10^{-4}N$, не оказывают заметного влияния на величину зарядов, тогда как большие концентрации, порядка $10^{-2}N$ и выше, приводят к уменьшению как скорости разрушения капель, так и величины зарядов. Результаты измерений Мучника и Рудько зарядов при разрушении капель дистиллированной воды радиусом 1—1,5 мм, подвешенных на нити в холодильной камере при температурах от -10 до $-40^\circ C$, согласуются с данными Качурина и Бекряева. Обнаруживались заряды обоих знаков в пределах 10^{-12} — $7,9 \cdot 10^{-11}$ Кл.

Таблица 42

Электризация разрушающихся капель при замерзании.
По Мейсону и Мейбенку [431]

Часть капли, оставшаяся на подвеске	Концентрация раствора	Диаметр ка- пель, мм	Температу- ра, °C		Количество капель		Средний за- ряд капли, 10^{-13} Кл		
			ка- пель	воз- духа	+	-	+	-	
Бóльшая	Бидистиллирован- ная вода	1	0	-10	22	61	4,5	5,3	
		1	-2	-30	2	6	1,5	4,8	
		1	-15	-15	0	2	—	2,4	
	То же	0,35	1	0	-6	1	14	0,3	1,4
			1	0	-10	2	14	0,6	1,9
			1	0	-10	2	7	0,6	0,9
			1	0	-10	2	6	0,2	0,4
1	1	0	-10	0	0	—	—		
Меньшая	Бидистиллирован- ная вода	1	0	-10	14	13	4,1	2,2	
		1	-2	-30	2	3	12,3	13,0	
		1	-15	-15	1	0	2,6	—	
	То же	0,35	1	0	-6	1	3	10,2	1,7
			1	0	-10	2	4	1,1	1,6
			1	0	-10	3	2	5,9	1,7
			1	0	-10	1	0	0,1	—
1	1	0	-10	—	—	—	—		

Эванс и Хатчинсон [294] подразделяли разрушающиеся капли на три категории: 1) когда капля при замерзании разрушается на две части, 2) когда рог отрывается сразу после своего образования и 3) когда рог отрывается после того, как капля почти полностью замерзла. В первых двух категориях в разломах всегда имеется вода в жидком состоянии, а в третьей категории рог совсем не содержит воды или ее очень мало. Для первой категории заряд на остающейся части замерзшей капли всегда был отрицательным и в основном лежал в пределах $(1,3 \div 6,9) \cdot 10^{-13}$ Кл. Максимальный заряд был равен $-8,2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Для второй категории также характерны отрицательные заряды, но встречаются случаи с положительными зарядами, причем вторые, как правило, меньше первых. Все отрицательные заряды оказались в пределах $0,7 \cdot 10^{-13}$ — $0,9 \cdot 10^{-12}$ Кл. Третья категория характеризовалась образованием почти только положительных зарядов, которые находились в пределах 10^{-13} — $1,6 \cdot 10^{-12}$ Кл с максимумом $3,6 \cdot 10^{-12}$ Кл. Исследования проводились с каплями радиусом от 0,5 до 0,75 мм при температуре на уровне замерзания -15°C .

Если происходит интенсивное разрушение капли, то образуются в небольшом количестве (один—три) осколки, сопоставимые по размерам с каплей, и осколки микроскопических размеров, количество которых может быть большим (10—100). Некоторое представление о порядке величины зарядов микроскопических осколков можно составить на основании осциллограммы, приведенной Качуриным и Бекряевым [81]. По их мнению, небольшой пик на осциллограмме, предшествующий взрыванию капли и образованию главного заряда, обусловлен выбросом ледяных осколков при образовании трещин в ледяной оболочке. Из осциллограммы, приведенной на рис. 54, следует, что этот суммарный заряд осколков равен примерно $7,2 \cdot 10^{-13}$ Кл. Если считать, что при этом выбросилось от 10 до 100 осколков, то средний положительный заряд одного осколка лежит в пределах от 10^{-13} до 10^{-14} Кл. Согласно Мейсону и Мейбенку [431], капля радиусом 0,5 мм при замерзании при -5°C давала в среднем 20 осколков и остающаяся часть капли получала отрицательный заряд около $3 \cdot 10^{-14}$ Кл, а при -15°C образовывалось около пяти осколков с суммарным средним зарядом около $1 \cdot 10^{-14}$ Кл. Из этих данных следует, что средний заряд одного осколка приблизительно равен $2 \cdot 10^{-15}$ Кл, что на один-два порядка меньше заряда, полученного на основании данных Качурина и Бекряева [81].

Лезем и Мейсон [381] исследовали электризацию при замерзании капелек дистиллированной воды на поверхности ледяной сферы, сопровождающемся выбросом ледяных осколков. Они обнаружили параллелизм между средними значениями скорости образования ледяных кристаллов и зарядом, рассчитанным на одну капельку. На рис. 55 представлена зависимость образования количества ледяных осколков и зарядов от размеров замерзающих капель при постоянных температуре воздуха и скорости воздушного потока, набегающего на ледяную сферу: При температуре -15°C и скорости

10 м/с при замерзании капельки диаметром 30—100 мкм образуются в среднем 12 ледяных осколков со средним зарядом около $1 \cdot 10^{-16}$ Кл. В опытах с раствором NaCl, концентрация которого соответствует наблюдаемой в облаках, заряды капелек оказались меньше почти на 20%, чем в опытах с дистиллированной водой. С увеличением диаметра каплей больше 100 мкм параллелизм нарушается: положительные заряды осколков заметно уменьшаются. Авторы пытаются объяснить эту тенденцию тем, что при больших скоростях соударения происходит разрушение каплей в момент удара о поверхность и ледяная сфера приобретает положительный заряд. Лезем и Мейсон получили, что с уменьшением размеров замерзающих капелек число осколков быстро уменьшается. Из опытов Адкинса [211] следует, что если капелька радиусом 10 мкм и меньше замерзает, то, скорее всего, осколки не образуются, а если и образуются, то их заряды ничтожны. Например, при падении таких капелек между вертикальными пластинами в поле напряженностью $1,5 \times 10^6$ В/м Адкинс ни разу не обнаружил их отклонения от вертикали.

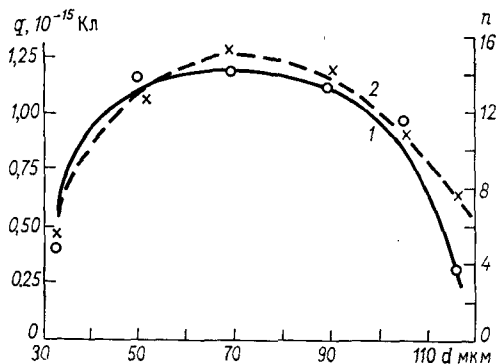


Рис. 55. Зависимость образования количества n ледяных осколков (1) и зарядов q (2) от диаметра d замерзающих капель. Температура воздуха -15°C , скорость потока 10 м/с. По Лезему и Мейсону [381].

Лезем и Мейсон обнаружили очень быстрое увеличение числа осколков и заряда с понижением температуры. По-видимому, при высоких температурах и больших скоростях соударения капельки только частично замерзают, разливаясь по поверхности и смачивая ее в виде тонкой пленки, которая при замерзании не дает ледяных осколков. При температурах ниже -6°C как число осколков, так и величина заряда остаются почти неизменными.

Необходимо обратить внимание на существенное различие между взрыванием замерзающей капли с образованием крупных фрагментов и вырыванием осколков из разрушающейся или сильно деформирующейся ледяной поверхности. В первом случае почти всегда происходит одновременное разделение как твердой, так и жидкой фазы воды, тогда как во втором наблюдается разделение только твердой фазы.

Существуют три теории, пытающиеся объяснить образование зарядов при разрушении замерзающих каплей и вырывании из них ледяных осколков: Качурина и Бекряева, Лезема и Мейсона, Имянитова и Мордовиной.

Л. Г. Качурин и В. И. Бекряев [12, 81] считают, что причиной

образования зарядов при взрывании замерзающих капель является электризация на границе фаз при кристаллизации воды. Когда происходит взрыв капли и образуется фрагмент, последний уносит заряд, зависящий от того, какая часть ледяной оболочки и воды отрывается от капли. Если отрывается меньшая часть капли, то она состоит в основном из твердой фазы и должна, согласно Воркмену и Рейнольдсу, унести положительный заряд. Это подтверждается опытами Качурина и Бекряева [81], Эванса и Хатчинсона [294], но противоречит опытам Мейсона и Мейбенка [431]. Расчеты, выполненные для случая замерзания капли чистой воды радиусом 0,1 мм, показали, что, исходя из этих представлений, должен образоваться заряд, равный $4 \cdot 10^{-11}$ Кл, тогда как для капель радиусом 1 мм величина заряда составляет $4 \cdot 10^{-8}$ Кл. Таким образом, на основании представлений Качурина и Бекряева можно полностью объяснить как знак, так и величину зарядов, образующихся на фрагментах при взрывании замерзающих капель. Необходимо, однако, выяснить причины, приводящие к тому, что вычисленные заряды на фрагментах значительно (на несколько порядков) больше наблюдаемых в экспериментах.

Из многочисленных экспериментов по электризации при замерзании слабых растворов (см. раздел 3.1.4) известно, что разность потенциалов остается неизменной, пока не замерзнет вся вода. Поэтому величина заряда, например, жидкой части сферы определяется емкостью, в данном случае радиусом этой части сферы r_a , и значением максимальной разности потенциалов между льдом и водой V_{\max} , т. е. $q = V_{\max} r_a$. Так, для капли радиусом 1 мм из раствора NaCl 10^{-4} N с $V_{\max} = 30$ В, у которой, допустим, к моменту взрывания $r_a = 0,5$ мм, получаем $q = 1,6 \cdot 10^{-12}$ Кл. Если учесть, что в действительности замерзание капли происходит несимметрично и в ней прорастают дендриты, расслаивающие ее жидкую часть на ряд полостей, каждую из которых можно представить в виде плоского конденсатора, то следует полагать, что суммарная емкость таких конденсаторов значительно больше, чем емкость жидкой части, представленной в виде сферы. Если допустить, что в реальных условиях емкость жидкой части может быть на один-два порядка выше, чем ее емкость в виде сферы, то для приведенного примера получаем заряд в пределах 10^{-11} — 10^{-10} Кл, что согласуется с данными опытов.

И. М. Имянитов и др. [74] также считают, что заряды, образующиеся при разрушении замерзающих капель, обуславливаются разностью потенциалов на границе жидкой и твердой фаз, которая определяется выражением (72). При разрушении замерзающей капли происходит вырывание частиц льда и разрыв контакта с жидким раствором. Если известны условия разрыва контакта — емкость в момент разрыва и время разрыва, то по формуле (64) можно определить величину разделяющихся зарядов.

Однако Джонсон [353] считает, что эффект Воркмена—Рейнольдса не может объяснить механизм электризации при разрушении замерзающих капель. В опытах с каплями диаметром 1 мм из

деионизированной воды в азоте или водороде наблюдалось как разрушение на крупные части, так и образование ледяных осколков без разрушения. Максимальные суммарные заряды при выбросе осколков имели порядок 10^{-13} Кл, а при разрушении капель 10^{-12} Кл. В случае разрушения капель из ионных растворов при замерзании в водороде распределение зарядов оказалось таким же, как и в опытах с деионизированной водой. Это противоречит представлению, что электризация при разрушении капель обуславливается эффектом Воркмена—Рейнольдса. Джонсон считает, что причиной этого может быть малая толщина — порядка 10^4 молекулярных слоев — заряженного слоя. Но сомнительно, чтобы столь тонкий слой отделялся при отрывании крупных ледяных осколков.

Лезем и Мейсон [381] считают, что причиной образования зарядов на ледяных осколках является диффузия ионов под действием температурного градиента. При замерзании капель в ледяной оболочке устанавливается температурный градиент, так как на границе вода—лед температура равна 0°C , а на границе лед—воздух она ниже. Из-за различия в подвижностях OH^- и H^+ вследствие влияния градиента температуры происходит разделение зарядов таким образом, что более нагретая часть приобретает избыток OH^- , а более холодная — избыток H^+ . В результате внешняя, более холодная часть ледяной оболочки получает избыток положительных зарядов. При вырывании ледяного осколка уносится положительный заряд, что согласуется с данными опытов. Лезем и Мейсон получили, что

$$\sigma = 1,65 \cdot 10^{-12} \frac{d\theta}{dx} \quad (73)$$

и

$$\frac{dV}{dx} = 1,86 \cdot 10^{-3} \frac{d\theta}{dx}, \quad (74)$$

где σ — плотность поверхностного заряда ($\text{Кл}/\text{м}^2$); $\frac{d\theta}{dx}$ и $\frac{dV}{dx}$ — градиенты температуры и потенциала соответственно ($\frac{dV}{dx}$ в $\text{В}/\text{м}$).

Для подтверждения теории Лезем и Мейсон измеряли разность потенциалов между основаниями цилиндров из чистого льда, находящимися при разной температуре. В пределах разностей температур от 0 до 7°C получено согласие с уравнением (74), которое нарушалось для большей разности. Лезем и Мейсон считают, что это отклонение обусловлено зависимостью электропроводности льда от температуры. Для растворов было получено такое же выражение, как (74), только коэффициент зависел и от концентрации, и от растворимого вещества.

Опыты, подобные опытам Лезема и Мейсона, были выполнены Стейнбергером и Рахаммом [532]. Они изготовляли ледяные цилиндры из бидистиллированной деионизированной воды и раствора 10^{-3} М NaF . Обнаружилась линейная зависимость разности потен-

циалов от градиента температуры как для чистой воды, так и для раствора в интервале абсолютных температур примерно от 240 до 270 К.

Такахаши [538] нашел, что линейная связь между градиентами температуры и потенциала нарушается при деформации ледяных кристаллов, содержащих примеси. Причиной этого эффекта является образование дефектов структуры при деформации. Так как скорость диффузии положительно заряженных дефектов больше, чем отрицательно заряженных, первые диффундируют внутрь, что приводит к разделению зарядов. В дальнейшем Такахаши [539] на основании опытов по электризации трущихся ледяных поверхностей подтвердил свое представление об образовании дефектов при деформации льда и об их роли в образовании зарядов.

Лезем и Мейсон [381] произвели оценку величины заряда, образующегося на осколках. Можно считать, что перед завершением замерзания капли средний градиент температуры равен θ_v/r , где θ_v — температура воздуха. На основании (73) заряд, образующийся на поверхности капли радиусом r , будет равен

$$q = 4\pi r^2 \cdot 1,65 \cdot 10^{-12} \theta_v / r.$$

При $\theta_v = -15^\circ \text{C}$ и $r = 40$ мкм $q = 1,3 \cdot 10^{-14}$ Кл. Если же $r = 0,5$ мм, то $q = 1,6 \cdot 10^{-13}$ Кл. Лезем и Мейсон указывают, что для образования зарядов, которые были получены для подобных условий [381], достаточно, чтобы разрушалась примерно одна десятая площади поверхности капли. Но уже для капли с $r = 0,5$ мм требуется, чтобы вся ее поверхность была разрушена.

Таким образом, если теория электризации за счет температурного градиента в состоянии количественно объяснить результаты опытов с капельками облачных размеров, то результаты опытов при взрывании крупных капель она объяснить не может. Поэтому необходимо отдать предпочтение теориям Качурина и Бекряева, Имянитова и др. [74], базирующимся на представлении о разделении зарядов при фазовых переходах воды.

3.1.6. Электризация при соударении крупных ледяных частиц с переохлажденными капельками и ледяными кристаллами

В предыдущих разделах (3.1.3, 3.1.4 и 3.1.5) были рассмотрены механизмы электризации при соударении ледяных частиц друг с другом, ледяных частиц с переохлажденными каплями и при разрушении замерзающих капель. Как уже указывалось выше, первый механизм может иметь место только в верхних частях наковален кучево-дождевых облаков. Второй и третий механизмы электризации могут проявляться в областях как сухого, так и мокрого роста ледяных частиц. Но особенно часто в нижней части области сухого роста и в верхней части области мокрого роста должно происходить соударение крупных ледяных частиц (града, ледяной крупы) со смесью ледяных кристаллов и переохлажденных

капелек, которые содержатся там в больших концентрациях. При таких соударениях процесс электризации должен быть весьма сложным, поскольку одновременно может происходить электризация при контактах ледяных частиц между собой и с переохлажденными капельками и электризация при разрушении капель на поверхности крупных ледяных частиц. Поэтому опыты по электризации при имитации подобных условий представляют значительный интерес.

Ряд опытов в большой холодильной камере с контролируемыми условиями был выполнен Рейнольдсом и др. [486]. На конце горизонтального коромысла помещалась небольшая сфера, имитирующая ледяную крупу; линейная скорость вращения составляла 7,5—9 м/с. В камере создавалось облако из переохлажденных капелек или ледяных кристаллов, или их смеси. Водность облака регулировалась в пределах 0,25—4 г/м³, концентрация ледяных кристаллов — от 10⁴ до 10⁹ м⁻³. При концентрациях ледяных кристаллов от 10⁵ до 10⁸ м⁻³ и значительной водности крупа заряжалась отрицательно; если же концентрация находилась в пределах 10⁷—10⁹ м⁻³ и облако состояло в основном из ледяных кристаллов, то крупа заряжалась положительно. В среднем заряды, образовавшиеся при одном соударении ледяного кристалла с пробным телом, составляли около $2 \cdot 10^{-13}$ Кл. Заметных изменений в размере ледяных кристаллов до и после соударения с крупой не было обнаружено, что указывало на отсутствие их разрушения. Поэтому авторы [486] предположили, что основной эффект электризации связан с различием в температурах крупы и ледяных кристаллов. При большой водности переохлажденные капельки, замерзая на поверхности льда, выделяют большое количество тепла, так что ледяные кристаллы имеют более низкую температуру, чем лед, и пробное тело заряжается отрицательно. Действительно, если в опытах с образованием больших положительных зарядов нагревали поверхность пробного тела, то знак заряжения изменялся на отрицательный.

При повторении таких опытов (Хатчинсон [341]) были получены диаметрально противоположные результаты. Так, когда при температуре в камере —18°С и скорости соударения около 10 м/с концентрация капелек превышала концентрацию кристаллов, пробное тело заряжалось положительно, а при малой концентрации капелек — отрицательно. Средняя величина зарядов оказалась равной $3 \cdot 10^{-16}$ Кл на одно соударение. В этих опытах не было исключено влияние углекислоты, которая могла поглощаться капельками и льдом. Кроме того, не была известна температура поверхности льда пробного тела. Так что условия в описанных опытах могли несколько отличаться друг от друга, и это является еще одним указанием на большое влияние свойств поверхности на процессы электризации при контакте ледяных частиц.

Рейнольдс и др. [486] провели также опыты со льдом, содержащим посторонние включения. В камеру впускался HCl в виде дыма. Это приводило к образованию капелек с концентрацией около

10^{-4} М, тогда как ледяные кристаллы состояли из чистой воды. В результате пробное тело заряжалось отрицательно независимо от соотношения концентраций водяных капелек и ледяных кристаллов и температуры. Когда примеси вносились в виде пара (NH_4OH или HCl) и влияли на чистоту как капелек, так и ледяных кристаллов, знак электризации становился неопределенным. Причина этого заключалась в неопределенности захвата примесей капельками и кристаллами в каждом отдельном опыте. Из опытов Рейнольдса следует, что электризация при соударении ледяных частиц зависит как от разности их температур, так и от различий в концентрации и химическом составе примесей в них.

Рейнольдс и др. [486] для объяснения результатов своих опытов привлекли представление о нагревании ледяных частиц вследствие асимметричного трения и за счет тепла кристаллизации переохлажденных капелек. Они считают, что знак и величина разделяющихся зарядов зависят от разности температур ледяных частиц.

Существование различия электризации при соударении ледяных кристаллов в смеси с переохлажденными капельками и без них с ледяной поверхностью подтверждается и другими экспериментальными данными, например данными Кюттнера и Лавои [371]. Когда на пробник из льда попадали только снежинки, то наблюдалось слабое положительное заряджение. Если же на пробник попадали переохлажденные капельки и снежные кристаллы, то заряджение пробника было интенсивным и в 100% случаев отрицательным. Это согласуется с опытами Рейнольдса, так как число ледяных кристаллов, поднятых с поверхности снежного покрова, вряд ли превышало 10^7 м^{-3} .

В опытах Магоно и Такахаши [419], описанных в разделе 3.1.3, кроме исследований электризации при соударении пробного тела с ледяными кристаллами, изучалась электризация при одновременном соударении пробного тела с ледяными кристаллами и переохлажденными капельками. Было получено, что в этом случае заряды увеличивались на один-два порядка; это находится в согласии с опытами Рейнольдса и др. [486]. Магоно и Такахаши обнаружили, что нарастание инея на пробном теле в пределах от 10^{-6} до $5 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ является важной составляющей механизма электризации льда при соударении смеси переохлажденных капелек и ледяных частиц. Они считают, что если температура достаточно низкая, а водность достаточно высокая, то на поверхности пробного тела образуется иней с кристаллической структурой. Если же температура недостаточно низкая или скорость образования инея мала, то на пробном теле возникает твердый и гладкий покров, как это следует из микрофотографий. Отрицательная электризация характерна для благоприятных условий образования инея с тонкой кристаллической структурой, тогда как положительная электризация имеет место при таких условиях, когда наблюдается стекловидная поверхность льда. Следовательно, механизм интенсивного заряджения связан в первую очередь с разрушением веточек инея, причем их температура сама по себе не играет роли; существенное значение

имеет градиент температуры. Механизм положительной электризации при температурах выше -10°C заключается в срывании пленки жидкой воды, что находится в согласии с представлениями Воркмена и Рейнольдса [584] о разделении зарядов при замерзании чистой воды.

Следует заметить, что Мейсон [116] ставит под сомнение результаты, полученные Рейнольдсом. Он указывает на то, что напряженность поля на поверхности ледяного кристалла при заряде $2 \cdot 10^{-13}$ Кл должна превышать 10^6 В/м и разряд между поверхностями градины и кристалла должен начаться раньше, чем напряженность поля сможет достигнуть такой величины. Кроме того, Мейсон указал, что этот заряд почти на три порядка больше общего заряда всех носителей, которые могут присутствовать в кристалле из чистого льда. Если даже учесть возможность появления дополнительных носителей в результате асимметричного нагрева кристалла при трении и если даже он нагреется до 0°C , то и тогда общий заряд носителей окажется на порядок меньше, чем заряд, полученный Рейнольдсом.

Критика Мейсона кажется недостаточно обоснованной. Для образования пробоя между телами, находящимися на расстояниях, меньших радиуса наименьшей частицы, требуется напряженность поля, значительно превышающая 10^6 В/м (Лезем и др. [379]). Поэтому разряд между градиной и ледяным кристаллом возможен только тогда, когда расстояние между ними очень мало, но не меньше длины свободного пробега молекул газа. Что касается второго замечания, то Мейсон исходит исключительно из теории электризации льда под действием температурного градиента, тогда как это не единственная и, по-видимому, не основная причина разделения зарядов в опытах Рейнольдса. В экспериментах Лезема и Мейсона [381], Рейнольдса и др. [486] имеют место совершенно разные механизмы электризации, и результаты этих опытов не следует сопоставлять без соответствующих оговорок, как это делает Мейсон [116] и Брук [17]. Действительно, в опытах Лезема и Мейсона ледяные кристаллы соударяются с ледяной поверхностью, тогда как в опытах Рейнольдса и др. происходит соударение смеси переохлажденных капелек и ледяных кристаллов с ледяной поверхностью. Именно в этом состоит основное различие между опытами. Для случая соударения только ледяных кристаллов с ледяной поверхностью Рейнольдс, с одной стороны, Лезем и Мейсон — с другой, получают сходные результаты.

Можно предложить объяснение, базирующееся на особенности, которая является характерной для электризации при одновременном соударении переохлажденных капелек и ледяных кристаллов с ледяной поверхностью. При обильном поступлении первых и вторых возможен следующий процесс. Когда на ледяную поверхность попадает переохлажденная капелька, происходит ее быстрая кристаллизация с выделением тепла, которое нагревает ее до 0°C . Если в этот момент на поверхность замерзающей капельки попадет ледяная частица, то между ними возникнет весьма тесный контакт.

Часть заряда, образующегося при замерзании капельки благодаря эффекту Воркмена—Рейнольдса, поступит на эту ледяную частицу, причем тем ббльшая часть, чем больше емкость частицы, т. е. размеры. Если контакт временный, то частица унесет с собой указанный заряд. Так как лед по отношению к воде имеет положительный потенциал, эта частица тоже должна заряжаться положительно, а ледяная поверхность — отрицательно, что согласуется с данными опытов Рейнольдса и др. [486], Магоно и Такахаши [419]. Если предположить, что контактная разность потенциалов вода—лед равна 1 В, а частица льда сферическая с радиусом 10 мкм, то она должна унести заряд порядка 10^{-15} Кл, при радиусе 100 мкм — 10^{-14} Кл. Эти заряды оказываются примерно того же порядка, что и заряды, полученные в опытах Рейнольдса и др., Магоно и Такахаши, несмотря на специальный выбор для оценки сравнительно малого значения разности потенциалов вода—лед.

Из экспериментов Чарча (см. в [294]) следует, что описанный выше механизм может иметь место при соударении и временном контакте замерзающих капелек с холодной ледяной поверхностью. При падении капелек радиусом 150 мкм через столб воздуха с мельчайшими кристалликами при температуре -23°C и при соударении с ледяной поверхностью последняя получала средний заряд $(2,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-14}$ Кл; капелькам радиусом 90 мкм соответствовал заряд $(2,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-15}$ Кл, 55 мкм $(7,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-16}$ Кл. Капельки не обнаруживали следов разрушения. Если же капельки не замерзали, то они расплывались по поверхности. Обнаруживались отдельные капельки радиусом до 10 мкм, но ледяные кристаллы отсутствовали. При температуре пробного тела около -13°C и температуре капелек около -3°C тело получало отрицательный заряд порядка 10^{-15} Кл. Если температура капелек была выше 2°C , то заряд был положительным и в среднем составлял $5 \cdot 10^{-16}$ Кл.

Из проведенного выше анализа механизмов электризации при соударении ледяных частиц и переохлажденных капелек с поверхностью льда вытекает, что наиболее интенсивным из них является механизм электризации при одновременном соударении ледяных частиц и переохлажденных капелек с поверхностью льда. Этот механизм является комплексным. Можно полагать, что основную роль здесь играет активация протонов под влиянием градиента температуры, механической энергии и процессов, протекающих на границе вода—лед при кристаллизации. Необходимо отметить, что, согласно современным воззрениям, присутствие в воде примесных ионов также сказывается на активации протонов и тем самым на электризации. Знак и интенсивность электризации зависят от соотношения между собой указанных процессов, действующих в том или ином направлении на активацию протонов.

3.1.7. Баллоэлектрический эффект

Баллоэлектрический эффект, если понимать под ним электризацию при разрушении воды, может возникать в атмосферных

условиях при следующих процессах: соударениях капель друг с другом, самопроизвольном разрушении крупных капель, соударении капель с почвой и водной поверхностью, таянии градин и вырывании из них пузырьков воздуха, вырывании воздушных пузырьков из водной поверхности, соударении градин и ледяной крупы с крупными каплями, таянии градин и отрывании от них капель.

Пытаясь объяснить баллоэлектрический эффект, Ленард [391] предполагал, что на поверхности воды существует двойной электрический слой, одна из обкладок которого, а именно отрицательная, находится в воздухе. В дальнейшем Ленард [393] пришел к выводу, что двойной электрический слой полностью расположен в поверхностном слое воды толщиной порядка 10^{-2} мкм. Внешняя обкладка отрицательная, а внутренняя — положительная. Если при разрушении слоя происходит образование капелек размером меньше 10^{-2} мкм, то они должны иметь отрицательные заряды; если же образуются капли большего размера, то они должны быть нейтральными.

Я. И. Френкель [186], согласно [304а], принял во внимание, что вода — полярная жидкость, у которой молекулы являются диполями. На поверхности воды отрицательные концы дипольных молекул выходят наружу, в результате чего образуется двойной электрический слой. Скачок потенциала для чистой воды в слое равен 0,25 В. Диссоциированные ионы под действием этого слоя будут перемещаться таким образом, что положительные ионы будут иметь тенденцию выйти на поверхность, где они скомпенсируют отрицательные заряды. Непосредственно под поверхностью будет существовать положительно заряженный слой, представленный концами молекул, повернутыми внутрь воды, и некоторый диффузный слой отрицательных ионов воды. Глубина этого слоя подчиняется закону Дебая—Гюккеля и выражается формулой

$$\delta = \left(\frac{\epsilon k T}{2e^2 n} \right)^{1/2}, \quad (75)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость воды; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; e — заряд электрона; n — концентрация ионов.

Если от поверхности капли отрываются капельки, размеры которых меньше толщины диффузной части двойного электрического слоя, то их заряды должны быть положительными, а сама капля должна приобрести отрицательный заряд. Однако Симпсон [518] и др. показали, что, наоборот, при разбрызгивании капель чистой воды крупные фрагменты имеют положительный заряд, а легкие ионы, находящиеся в воздухе, — преимущественно отрицательный. Кроме того, теория Френкеля не может объяснить распределение зарядов, наблюдаемое при катафорезе — явлении, при котором частицы движутся в полярной жидкости во внешнем электрическом поле вследствие того, что на границе между частицами и жидкостью образуется двойной электрический слой. При этом пузырьки воздуха в воде движутся так, что на них должен быть отрицательный заряд.

Увеличение концентрации ионов должно привести к уменьшению толщины диффузного заряженного слоя и уменьшению степени электризации при разбрызгивании капель. Действительно, из опытов Христиансена [265] и др. следует, что даже малые концентрации электролитов значительно уменьшают электризацию. Вместе с тем надо ожидать, что с уменьшением размеров капелек, на которые дробится крупная капля, интенсивность электризации, т. е. количество зарядов на единицу объема, должна увеличиваться. Подтверждение этого можно найти в исследованиях Христиансена [265] и др., которые обнаружили, что с увеличением размеров капелек распыляемой воды происходит усиление баллоэлектрического эффекта.

Если в образовании баллоэлектрического эффекта определяющую роль играет ориентация молекул в поверхности полярных жидкостей, то при изменении их ориентации следует ожидать изменения знака и степени электризации. Это было установлено А. Н. Фрумкинским и А. Д. Обручевой [304а], которые добавляли к воде небольшие количества поверхностно-активных веществ, адсорбирующихся на ее поверхности. Было обнаружено влияние поверхностно-активных веществ на содержание ионов больших подвижностей при барботировании чистой воды. Прибавление небольшого количества мыла (стеариновокислого натрия) приводило к значительному увеличению числа отрицательных ионов.

В. М. Мучник [120] заметил по поводу теории баллоэлектрического эффекта Френкеля, что из нее вытекает требование, согласно которому все мельчайшие частицы воды (легкие и тяжелые ионы), поступающие в воздух при дроблении капель, должны иметь одинаковые знаки. Уже из опытов Симпсона [518], изучавшего баллоэлектрический эффект при разрушении капель чистой воды в вертикальной струе воздуха, следует, что эти капельки могут иметь заряды обоих знаков. В. М. Мучник [124] исследовал знаки зарядов легких и тяжелых ионов, образующихся при дроблении капель воды диаметром около 6 мм в вертикальной воздушной струе.

Как следует из табл. 43, действительно были обнаружены тяжелые ионы обоих знаков, причем отрицательных ионов оказалось больше, чем положительных, что согласуется с данными опытов

Таблица 43

Среднее количество легких и тяжелых ионов, образующихся при разрушении одной капли воды. По В. М. Мучнику [124]

	Положительные ионы		Отрицательные ионы	
	количество	заряд, Кл	количество	заряд, Кл
Легкие ионы	0	0	$0,8 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^{-14}$
Тяжелые ионы	$1,2 \cdot 10^8$	$0,2 \cdot 10^{-11}$	$2,1 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^{-11}$

Симпсона [518] и др. Вместе с тем оказалось, что легкие ионы заряжены только отрицательно. Возможно, что положительные легкие ионы также образовывались, но в небольшом количестве и данным счетчиком не обнаруживались. Вообще, следует заметить, что механизм образования легких ионов при разрушении поверхности воды остается невыясненным. Большинство экспериментов выполнялось в относительно сухом лабораторном воздухе, поэтому возможно, что легкие ионы образовывались за счет испарения мельчайших капелек, в частности тяжелых ионов.

Экспериментальные исследования показали, что наряду с легкими и тяжелыми ионами, образующимися из двойного электрического слоя, толщина которого для воды не превышает 10^{-3} мкм, возникают заряженные капельки диаметром больше 10^{-3} мкм. Для объяснения их образования необходимо допустить, что они вырываются из толщи воды, лежащей под двойным электрическим слоем. Механизм заряджения капелек в этом случае может быть обеспечен флуктуациями плотности зарядов диссоциированных ионов в растворах. Для одно-одновалентного электролита

$$\bar{q}^2 = 2e^2NV, \quad (76)$$

где \bar{q}^2 — средний квадратический заряд; N — концентрация диссоциированных молекул данного знака; V — объем капельки; e — заряд электрона. Этот вопрос решался Г. Л. Натансоном [147] и др. Согласно (76), заряды должны быть распределены симметрично, по закону Гаусса, и должна существовать линейная зависимость между средним абсолютным зарядом капельки и $r^{3/2}$ (r — радиус).

Экспериментальная проверка этих закономерностей была выполнена Натансоном [148]. Он определял размеры и заряды капелек распыленного трансформаторного масла. Было получено, что для капелек размером 1—4,2 мкм отношение \bar{q}^2/V линейно зависело от электропроводности трансформаторного масла. Так как можно считать, что электропроводность пропорциональна концентрации ионов, то тем самым было подтверждено выражение (76).

Додд [282] выполнил такую же проверку для ряда диэлектриков: парафинового масла ($\epsilon = 1,9 \cdot 10^{-11}$ Ф/м), дибутилсебацата ($\epsilon = 3,9 \cdot 10^{-11}$ Ф/м), дибутилфталата ($\epsilon = 5,5 \cdot 10^{-11}$ Ф/м), олеиновой кислоты ($\epsilon = 2,2 \cdot 10^{-11}$ Ф/м) и нитробензола ($\epsilon = 31,6 \cdot 10^{-11}$ Ф/м). Он, как и Натансон, нашел хорошо выраженную линейную зависимость между средним абсолютным зарядом капелек и квадратным корнем из их объема. Таким образом, получено экспериментальное подтверждение представления о том, что при распылении жидкости капельки диаметром больше 0,1 мкм электризуются вследствие флуктуации плотности ионов.

Можно считать, что баллоэлектрический эффект, наблюдаемый при разрушении капель полярной жидкости, в том числе воды, обусловлен образованием зарядов при разрушении двойного электрического слоя на их поверхности и флуктуациями плотности ионов в толще жидкости. Необходимо, однако, выяснить, каким именно образом происходит разрушение двойного электрического

слоя, приводящее к образованию зарядов на капельке. Работы в этом направлении выполнены Ирибарне и Мейсоном [346], Джонасом и Мейсоном [351]. Они считают, что двойной электрический слой имеет значительную толщину, порядка 1 мкм, и что его внешняя, отрицательно заряженная часть сравнительно малоподвижна, тогда как внутренняя — легкоподвижна. Поэтому под воздействием тока воды под слоем может происходить смещение внутренней, положительно заряженной части слоя по отношению к внешней, отрицательно заряженной. Если при этом время релаксации двойного электрического слоя оказывается сопоставимым с временем образования капельки, то может произойти разделение зарядов. Ирибарне и Мейсон подсчитали, что если концентрация раствора больше 10^{-5} М, то образование капельки не скажется на двойном электрическом слое, тогда как при меньшей концентрации разрушение двойного слоя может произойти раньше, чем будет достигнуто его электрическое равновесие.

Джонас и Мейсон [351] исследовали разрушение нитей полярных жидкостей. При подъеме капилляра, прикасающегося к поверхности воды, образовывалась нить, которая утончалась и наконец обрывалась (рис. 56). Двойной электрический слой с отрицательным зарядом на поверхности устанавливался таким образом, что положительный заряд при медленном процессе успевал пройти вверх по суженной части нити. При ее разрыве сверху оказывался положительный заряд, а в основной массе жидкости — отрицательный. При быстром подъеме капилляра его сжатие наступало столь быстро, что положительный заряд не успевал пройти вверх. В результате основная масса жидкости получала положительный заряд, а уносимая капилляром — отрицательный. Величина зарядов порядка 10^{-14} Кл.

Еще более интересны для интерпретации баллоэлектрического эффекта опыты Джонаса и Мейсона по образованию заряда на капельках, возникавших при делении нитей жидкости конечного размера. В одной серии опытов, когда разрушались нити из

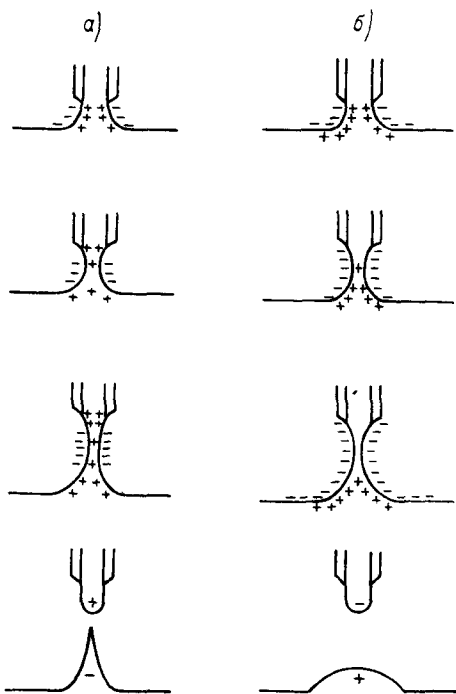


Рис. 56. Разделение зарядов при разрушении нитей полярных жидкостей за счет двойного электрического слоя. По Джонасу и Мейсону [351].

а — медленный процесс, б — быстрый процесс.

раствора NaCl с образованием капелек радиусом 23 и 27 мкм, меньшие капельки приобретали положительные заряды, большие — отрицательные. Авторы [351] полагают, что более крупная капелька играет роль капилляра, поскольку соединительная часть нити у этой капельки вытягивается несколько больше, чем у меньшей капельки. При быстром разделении это должно привести к образованию на более крупной капельке отрицательного заряда. Они также получили, что с увеличением концентрации электролитов в растворе происходит уменьшение интенсивности электризации, причем тип ионов играет сравнительно малую роль, существенна только их концентрация. К таким же быстрым процессам разделения зарядов Ирибарне и Мейсон [346] относят процессы электризации при разрушении пузырей на поверхности морской воды.

3.1.8. Электризация при спонтанном разрушении капель при падении

В связи с существованием разных типов спонтанного разрушения¹ капель — гантеле- и грибообразного — необходимо определить электризацию капель разных размеров, при разной степени их разрушения. К сожалению, несмотря на сравнительно большое число опытов по электризации при разрушении капель воды, имеется очень мало сведений о зависимости электризации от размеров капель и интенсивности их разрушения.

Первые исследования электризации при разрушении капель воды в вертикальной воздушной струе были выполнены Симпсоном [518]. При разрушении нескольких тысяч капель дистиллированной воды диаметром 7,7 мм в вертикальной струе в среднем был получен заряд $1,8 \cdot 10^{-12}$ Кл на каплю. Гохшвендер (см. в [394]), повторяя опыты Симпсона с каплями диаметром 4,78 мм, получил средний заряд, равный $0,8 \cdot 10^{-12}$ Кл. Но эти значения среднего заряда зависят от соотношения числа случаев гантеле- и грибообразного разрушения капель, так как уже Ленард [394] указал, что при интенсивном грибообразном разрушении капель образуются большие заряды, а при спокойном разрушении на несколько крупных частей заряды получаются небольшими. Это было подтверждено в опытах В. М. Мучника [124], Ирибарне и Клеменса [345].

Пропуская воздушную струю, в которой происходило разрушение капель, через счетчик легких ионов, Симпсон [518] получил, что, кроме крупных фрагментов, при разрушении капель образуются также легкие ионы. В среднем при разрушении одной капли заряд отрицательных легких ионов равен $-1,1 \cdot 10^{-12}$ Кл, а положительных $0,4 \cdot 10^{-12}$ Кл. Суммарный заряд легких ионов оказался отрицательным и равным $-0,7 \cdot 10^{-12}$ Кл на разрушенную каплю, т. е. он более чем в 2 раза меньше, чем заряд крупных фрагментов капли. Это

¹ Самопроизвольное разрушение крупных капель при свободном падении в воздухе.

несоответствие объясняется, по-видимому, тем, что счетчик не улавливал тяжелые ионы, которые образуются в большом количестве при разрушении капель (см. табл. 43).

Нолан [460] изучал электризацию капель диаметром около 5 мм при их разрушении в горизонтальной струе воздуха. Скорость горизонтальной струи, которая требуется для разрушения капель, больше, чем скорость вертикальной струи. Нолан получил, что средний заряд капель имеет положительный знак и равен $1,3 \times 10^{-11}$ Кл. Увеличение скорости струи приводило к более интенсивному разрушению капель на мелкие фрагменты и соответственному увеличению степени электризации. При уменьшении размеров фрагментов капель примерно вдвое наблюдалось такое же увеличение заряда. Нолан также обнаружил наличие в воздухе отрицательных ионов. Данные Нолана были подтверждены Зелени [592], который исследовал электризацию при разрушении капель в горизонтальной струе со скоростью около 20 м/с. Средний заряд на одну каплю оказался равным $6,7 \cdot 10^{-12}$ Кл.

Согласно Чепмену (см. [428]), при разрушении капель диаметром 4 мм в вертикальной струе воздуха со скоростью 17,3 м/с получались весьма большие заряды: 10^{-10} Кл. Но при уменьшении скорости струи до 8 м/с пришлось размеры капель увеличить до таких значений, какие были использованы Симпсоном [518], а заряды оказались того же порядка, что и у Симпсона.

В. М. Мучник [124] наблюдал при разрушении капель в вертикальной струе как легкие, так и тяжелые ионы (см. табл. 43). На основании этих данных можно считать, что число случаев интенсивного разрушения капель было примерно того же порядка, что и число случаев со слабым разрушением. Возможно, что именно этим обуславливаются большие суммарные заряды тяжелых ионов, получающиеся при разрушении одной капли: $-3,3 \cdot 10^{-11} + 2 \cdot 10^{-11} = -1,3 \cdot 10^{-11}$ Кл, т. е. они на порядок больше, чем у Симпсона [518].

Ирибарне и Клеменс [345] провели опыты с весьма чистой водой с электропроводностью $(1+3) \cdot 10^{-5}$ См/м. Они пришли к выводу, что примерно в 40% случаев наблюдалось слабое разрушение. Крупные фрагменты всегда заряжались положительно. Средний заряд при интенсивном грибообразном разрушении одной капли оказался равным $3,5 \cdot 10^{-12}$ Кл, т. е. он имел тот же порядок величины, что и в опытах Мучника. Электризация растворов CO_2 , NaCl , KCl и $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ примерно одинаково зависела от концентрации. Для очень слабых концентраций средний заряд был близким к его значению для чистой воды. С увеличением концентрации заряд уменьшался, и для 10^{-4} N наблюдалось изменение знака электризации, затем происходило увеличение отрицательного заряда примерно до -10^{-12} Кл на каплю. Как видно из рис. 57, сходство зависимости электризации от концентрации для разных электролитов обуславливается в основном зависимостью электризации от электропроводности растворов. Авторы получили, что поверхностно-активные вещества весьма сильно влияют на электризацию при разрушении капель, в частности, меняют ее знак на обратный.

Ирибарне и Клеменс пытаются объяснить электризацию при грибообразном разрушении каплей существованием двух конкурирующих процессов заряжения. Первый из них определяется сдвигом двойного электрического слоя при образовании тонкой пленки и зависит от ее толщины Δ , а именно: $q_{\max} \approx 1,3 \cdot 10^{-6} \Delta$. В чистой воде знак заряда крупных фрагментов должен быть положительным. Если принять, что $\Delta \approx 10$ мкм (Шевчук и Ирибарне [515]), то $q_{\max} \approx 1,3 \cdot 10^{-11}$ Кл. При больших концентрациях электро-

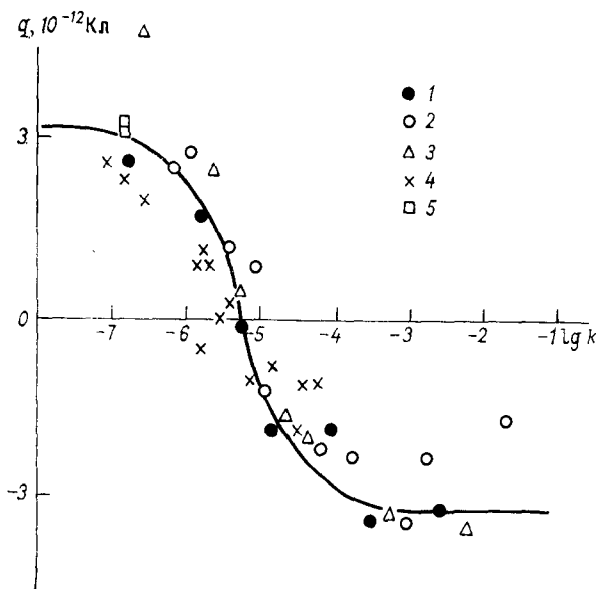


Рис. 57. Зависимость образования зарядов q при интенсивном разрушении каплей водных растворов от их электропроводности k (См/м). По Ирибарне и Клеменсу [345].

1 — KCl, 2 — NaCl, 3 — $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$, 4 — CO_2 , 5 — чистая вода.
Сплошная линия — теоретическая кривая.

литов этот заряд не образуется из-за токов утечки. Тогда работает в основном второй механизм заряжения при отрывании капелек от нитей [346, 351]. Если при разрушении пленки образуется 10^3 капелек и заряд каждой составляет примерно 10^{-15} Кл, то результирующий заряд будет равен 10^{-12} Кл.

Если при слиянии образуется капля радиусом, превышающим критический, то вслед за слиянием наступает разрушение вновь образовавшейся капли. При временном контакте капля происходит разрыв перемычки между ними. Эти процессы сопровождаются электризацией. Отметим, что в схеме [345] не учитывается возможное влияние на электризацию каплей контактной разности потенциалов между ними, которая может возникнуть между каплями вследствие различий в концентрациях примесей в них.

Из-за отсутствия непосредственных исследований электризации при разрушении крупных капель после их слияния для оценки возникающих зарядов можно воспользоваться ранее рассмотренными исследованиями баллоэлектрического эффекта при спонтанном разрушении капель. Электризация при временном контакте капель, если у них концентрация примесей одинаковая, должна быть небольшой.

3.1.9. Электризация при разрушении капель, соударяющихся с твердыми телами

Исследования электризации капель воды при их разрушении в результате соударения с твердыми телами были начаты в связи с электрическими явлениями, обнаруженными вблизи водопадов. Число этих исследований, выполненных в основном в первой четверти XX столетия, весьма велико. Нас интересуют те из них, которые могут помочь внести некоторую ясность в малоизученный вопрос об электризации при соударении капель с градинами. Вместе с тем электризация при соударении капель с твердыми и жидкими поверхностями представляет определенный самостоятельный интерес.

На интенсивность электризации оказывает влияние, в частности, относительная скорость соударения капель с градинами, которая при установившейся скорости падения будет однозначно зависеть от их размеров. Можно считать, что диаметры градин в облаках находятся в основном в пределах 10—30 мм. Это следует из данных измерений размеров градин у поверхности земли (например, М. Т. Абшаев [1], О. И. Чеповская [197]) и расчетов таяния градин с высотой (В. М. Мучник и А. Х. Шмуклер [144], Н. С. Шишкин [201], Мейсон [429] и др.). Скорость падения таких градин на высотах 3—5 км, т. е. на высотах, где встречаются жидкие капли, лежит в пределах 15—25 м/с, тогда как для капель диаметром 1—6 мм она находится в пределах 4—10 м/с. Поэтому относительная скорость соударения градин и капель изменяется в пределах 5—20 м/с.

Интенсивность электризации также зависит от размеров капель, так как при одной и той же скорости соударения степень разрушения капель зависит от их размеров. Более крупные капли, с одной стороны, легче разрушаются и, следовательно, их фрагменты имеют большие размеры, с другой стороны, они могут дать большее число фрагментов, чем капли меньших размеров.

Еще Ленард [391] установил, что при падении капель диаметром 4,4 мм на воду или смоченную поверхность цинковой пластинки существует зависимость степени электризации от скорости капель в момент соударения. Для скоростей падения 4,2; 5,8 и 6,8 м/с он получил электризацию в относительных единицах 0,23; 0,60 и 0,79 соответственно. Кроме того, им установлена зависимость электризации от размеров капель при постоянной скорости соударения около

6 м/с. Для капель диаметром 2,36; 3,26; 4,40 и 5,38 мм электризация в относительных единицах оказалась равной 0,056; 0,30; 0,53 и 0,57 соответственно. И в данном случае наблюдалось увеличение электризации с увеличением размеров капель, однако со стремлением к насыщению.

В. М. Мучник [130, 131] исследовал зависимость электризации при разрушении капель воды при соударении с металлическими шарами (имитация градин) от относительной скорости соударения и размеров капель. Направление вращения шаров на коромысле можно было изменять таким образом, чтобы движение шаров и капель было встречным или догоняющим. При встречном движении

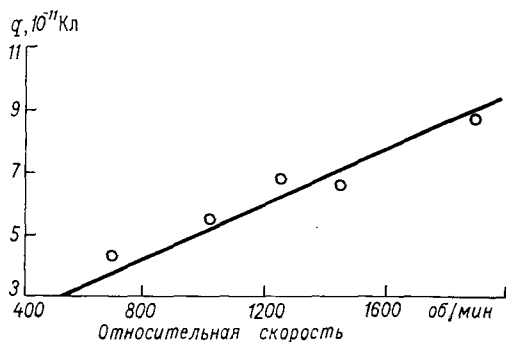


Рис. 58. Зависимость образования зарядов q от относительной скорости соударения металлических шаров и капель воды; 1000 об/мин = 12 м/с. По В. М. Мучнику [131].

капель был неизменным, следует допустить, что с увеличением относительной скорости соударения шаров и капель происходило увеличение степени их разрушения. В этих опытах при использовании воды из городского водопровода взамен дистиллированной степень электризации изменялась. Обнаружилось, что состояние электризации зависит также и от состояния поверхности латунных шаров. Это указывает на то, что, кроме электризации за счет разрушения капель, существенную роль играет контактная электризация.

Шевчук и Ирибарне [515] повторили опыты Мучника при встречном соударении шаров диаметром 1 см и капель со скоростями соударения от 0,5 до 35 м/с. Знак и величина зарядов зависели от вещества шаров. Для большинства опытов была получена почти линейная зависимость степени электризации от скорости соударения.

При падении градин ниже уровня изотермы 0°C происходит соударение смоченной ледяной поверхности с жидкими каплями. Мучник [130] пытался моделировать такие градины с помощью ледяных шаров при положительной температуре ($5-11^{\circ}\text{C}$), что обуславливало их таяние и появление пленки воды на поверхности. К сожалению, таяние при быстром вращении градин на коромысле

относительная скорость соударения изменялась от 10 до 26 м/с, а при догоняющем — от 4 до 20 м/с. На рис. 58 представлена зависимость электризации при догоняющем соударении латунного шара с каплями дистиллированной воды диаметром 4,4 мм от скорости соударения. Из графика видно, что существует линейная зависимость между интенсивностью электризации шаров и относительной скоростью соударения, что согласуется с данными Ленарда [391]. Так как размер ка-

происходило столь быстро, что вскоре с шаров начинали срываться капли, а это значительно усложняло условия опытов. В результате было выполнено всего два удачных опыта при встречном соударении с относительной скоростью около 10 м/с. Диаметр капель был 4,4 мм. В одном из этих опытов заряд шара оказался меньше $3 \cdot 10^{-12}$ Кл, так что его не удалось измерить; во втором опыте заряд оказался равным $13 \cdot 10^{-12}$ Кл. Таким образом, можно полагать, что при соударении капель воды с градинами, покрытыми пленкой воды, также наблюдается баллоэлектрический эффект, причем довольно значительный, во всяком случае, того же порядка, что и при спонтанном разрушении крупных капель.

Применяя ту же установку с вращающимися латунными шарами, Мучник [130] исследовал зависимость электризации от размеров капель при соударении с шарами. Опыты были проведены с каплями дистиллированной воды при относительной скорости соударения около 10 м/с (табл. 44).

Таблица 44

Зависимость электризации при соударении шаров и капель от размеров капель.
По В. М. Мучнику [130]

Радиус капли, мм	Масса капли, 10^{-3} кг	Количество капель	Заряд шара при соударении с каплями, 10^{-11} Кл	Заряд на единицу массы, 10^{-7} Кл/кг
1,3	0,009	77	0,26	2,9
1,6	0,016	77	0,63	3,9
1,9	0,029	78	0,83	2,8
2,2	0,044	75	1,09	2,5
2,5	0,061	75	1,09	1,8
2,9	0,100	75	1,02	1,0

Из табл. 44 следует, что заряды, образующиеся при соударении капель воды с латунными шарами, сначала растут с увеличением радиуса капель, достигают максимума при некотором значении радиуса (2,2—2,5 мм), а затем начинают убывать. Это означает, что с увеличением радиуса при неизменной скорости соударения степень разрушения капель, а следовательно, и степень электризации растут, однако до некоторого критического значения радиуса. Капли, радиус которых больше критического, более неустойчивы, и для их разрушения требуется меньшее усилие. Поэтому такие капли разрушаются на меньшее число более крупных фрагментов. Если рассчитать заряд на единицу массы воды, то максимальные значения придутся на капли еще меньших размеров — радиусом 1,6 мм.

Несколько иная зависимость степени электризации от размеров капель была получена Шевчуком и Ирибарне [515]. При встречном

соударении шара с каплями радиусом от 1 до 3 мм наблюдалась линейная связь между величиной зарядов и размерами капель (скорость соударения 19 м/с; шар металлический, покрыт полистиролом; капли из раствора NaCl 10^{-3} N). Авторы отмечают, что средние значения зарядов получены из сравнительно небольшого числа данных (около 30 отсчетов) при весьма большом разбросе отдельных отсчетов.

Необходимость рассмотрения электризации при соударении капель дождя с твердой подстилающей поверхностью и водной поверхностью рек и морей основывается на том, что заряды, которые при этом образуются, могут как-то влиять на условия образования и развития грозового электричества, а также на результаты атмосферно-электрических измерений у поверхности земли. Так, ливневый дождь, которым сопровождаются грозы, является крупнокапельным, и поэтому соударение капель ливневого дождя с поверхностью почвы или воды должно приводить к образованию некоторого заряда.

При соударении с горизонтальной плоской твердой поверхностью не вся масса капли отражается от нее: часть капли, захваченная силами сцепления, остается на поверхности. Поэтому часть капли, которая отражается в виде капелек, отрывается не от твердой поверхности, а от самой жидкости. Следовательно, электризация должна характеризоваться не только контактной разностью потенциалов между твердым телом и жидкостью, но и баллоэлектрическим эффектом, имеющим место при разрушении капель. Величина заряда при разрушении капель дистиллированной воды диаметром 4,4 мм, соударяющихся со смоченной поверхностью цинковой пластинки со скоростью около 7 м/с, оказалась в среднем равной $9 \cdot 10^{-14}$ Кл (Ленард [391]). Такой же порядок величины заряда получен и в других исследованиях.

По-видимому, соотношение между электризацией за счет контактной разности потенциалов и электризацией за счет баллоэлектрического эффекта в значительной степени зависит от толщины слоя жидкости на поверхности твердого тела. Когда толщина слоя воды становится больше диаметра капель, процесс взаимодействия капель со слоем воды становится своеобразным. Механизмом такого взаимодействия и электризацией, наблюдаемой при этом, занимались Чалмерс и Паскуилл (см. в [98]), Ирибарне и Мейсон [346].

Джонас и Мейсон [351] обнаружили, что при падении на поверхность воды капель радиусом 180 мкм под углом 50° к горизонту со скоростью 140 см/с образуются вторичные капли радиусом 65 мкм (рис. 59). Капля на поверхности воды сначала сплющивается, прогибая воду под собой, а затем начинает осциллировать. Одновременно происходит выжимание воздушной пленки между каплей и поверхностью воды и частичное их слияние. Большая часть капли переливается через перемычку в слой воды, а меньшая часть при очередном колебании получает толчок вверх и в виде капли взлетает на высоту в несколько сантиметров. Исследование химического

состава вторичных капель показало, что они почти полностью состоят из жидкости первичных капель. Таким образом, при соударении капель как с горизонтальной поверхностью твердого тела, так и с поверхностью жидкости основным процессом, влияющим на электризацию капель, является контактная разность потенциалов жидкость—жидкость, а не жидкость—твердое тело. Величина зарядов вторичных капель для чистой воды с электропроводностью $6 \cdot 10^{-6}$ См/м невелика: $1 \cdot 10^{-15}$ Кл. С повышением концентрации NaCl первичных капель и слоя величины зарядов вторичных капель уменьшаются. При концентрации раствора 10^{-4} N происходит пере-

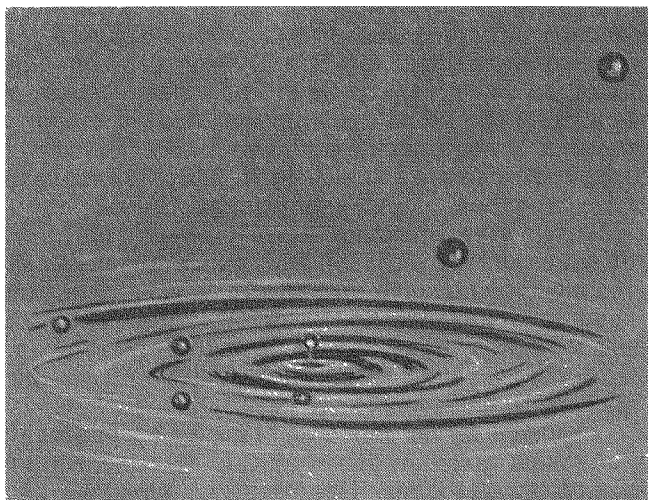


Рис. 59. Образование потока вторичных капель малых размеров при соударении потока капель радиусом 150 мкм с поверхностью воды. По Джонасу и Мейсону [351].

мена знаков зарядов вторичных капель. При больших концентрациях заряды вторичных капель становятся положительными, порядка 10^{-17} Кл.

Эти результаты находят подтверждение в опытах Чалмерса и Паскуилла (см. в [98]). При выливании струи морской воды в морскую воду образовывались вторичные капли, которые поднимались над поверхностью на высоту до 2 см и имели положительные заряды. Бланшар [237] сбрасывал капли на поверхность морской воды. Он обнаружил, что вторичные капли радиусом 3 мкм могут получать заряд около 10^{-16} Кл. Таких капель вырывается несколько одна за другой. Таким образом, при падении дождевых капель на поверхность пресных водоемов или на поверхность воды, образованной дождем, следует ожидать появления положительных зарядов порядка 10^{-16} Кл на каплю, а при их падении на поверхность воды морей и океанов — отрицательных зарядов примерно того же порядка.

3.1.10. Электризация при разрушении воздушных пузырьков на поверхности воды и при таянии льда

При выходе воздушных пузырьков на поверхность жидкости происходит разрушение пленки, которое сопровождается электризацией. Кроме того, в кратер на поверхности, образующийся в момент разрушения пузырька, быстро затекает окружающая жидкость, что приводит к фонтанированию струйки, распадающейся на несколько капелек. Этот процесс также сопровождается электризацией. Однако экспериментальные исследования показали, что электризация имеет место только в случае полярных жидкостей и зависит от их диэлектрической проницаемости. Согласно Коэну и Мозеру [270], при использовании воды с $\epsilon=7,2 \cdot 10^{-10}$ Ф/м обнаруживается на порядок более высокая электризация при разрушении воздушных пузырьков, чем, например, при применении ацетона с $\epsilon=2,4 \times 10^{-10}$ Ф/м, а при использовании таких веществ, как хлороформ ($\epsilon=4,4 \cdot 10^{-11}$ Ф/м) и бензол ($\epsilon=2 \cdot 10^{-11}$ Ф/м), электризация оказывается совсем слабой. При разрушении нитей из неполярной жидкости (бензол и четыреххлористый углерод) на капельках, как показали Джонас и Мейсон [351], заряды не обнаруживаются. Как механизм разрушения воздушных пузырьков на поверхности воды, так и явления электризации при этом были довольно обстоятельно исследованы (Вудкок и др. [576], Бланшар [237] и др.) в связи с вопросом об образовании гигантских ядер конденсации и проблемой электрического состояния атмосферы.

Можно представить по крайней мере два процесса в кучево-дождевых облаках, при которых происходит выделение воздушных пузырьков из гидрометеоров. При подъеме крупных капель вверх и их переохлаждении и замерзании выше уровня изотермы 0°C происходит выделение воздуха в виде пузырьков. Динджер и Ганн [281] наблюдали выделение микроскопических пузырьков при замерзании воды, в которой был растворен воздух. Это явление происходит настолько бурно, что создается впечатление «вскипания» воды, которая выливается через трещины в ледяной оболочке на ее поверхность (В. М. Мучник и Ю. С. Рудько [139]). Второй процесс, при котором происходит выделение пузырьков из гидрометеоров, имеет место при падении града и снежинок ниже уровня изотермы 0°C , когда освобождается воздух, содержащийся во льду.

Степень электризации замерзающих переохлажденных капель при вырывании пузырьков воздуха из их поверхности специально не исследовалась. Однако на основании экспериментов Мучника и Рудько можно считать, что заряды, образующиеся на замерзающей капле радиусом около 1 мм, малы и не превышают 10^{-13} Кл на каплю.

Динджер и Ганн [281] исследовали электризацию при таянии льда, изготовленного из свежей бидистиллированной воды. При вырывании пузырьков воздуха лед получал положительный заряд, а воздух — отрицательный. Максимальный заряд составлял $4,1 \times 10^{-7}$ Кл/кг. Это довольно большой заряд по сравнению с зарядом

около $1,6 \cdot 10^{-8}$ Кл/кг, полученным при спонтанном разрушении крупных капель воды. Электризация зависела от рН и скорости таяния льда: с уменьшением скорости она быстро уменьшалась. Для равновесного значения $\text{pH} \approx 6,2$ (дистиллированная вода) заряд имел наибольшее значение и быстро уменьшался с увеличением и уменьшением рН от 6,2. Для рН, большего 10 и меньшего 2,5, заряд уменьшался практически до нуля. Авторы [281] также обнаружили быстрое уменьшение заряда с увеличением электропроводности воды. Большое влияние на величину зарядов оказывали даже небольшие примеси CO_2 . Динджер [279] обнаружил, что вообще любое загрязнение примесями сильно влияет на результаты экспериментов.

Опыты Динджера и Ганна были повторены Метьюсом и Мейсоном [435]. Они получили, что независимо от способа изготовления снега и его чистоты при таянии электризация практически не наблюдалась. Во всяком случае, она меньше $3 \cdot 10^{-8}$ Кл/кг. Это поразительное несоответствие в какой-то степени можно объяснить тем, что в установках Метьюса и Мейсона скорость таяния была не большой. Кроме того, как признали авторы [435], в их опытах было возможно загрязнение льда примесями CO_2 .

Магоно и Кикучи [413] исследовали электризацию при таянии ледяных частиц, растущих в результате сублимации. Измерения зарядов как растаявших, так и не подвергавшихся нагреванию и таянию частиц дали следующие результаты. Частицы иней в 41% случаев имели отрицательные заряды, в 25% — положительные, а в 34% случаев заряды не были обнаружены. Растаявшие частицы иней имели соответствующие заряды в 14, 41 и 45% случаев, так что число отрицательно заряженных капелек значительно уменьшилось, а число положительных увеличилось по сравнению с соответствующими данными для ледяных частиц. Магоно и Кикучи выполнили также опыты с изменением зарядов при таянии естественных снежинок. Они обнаружили, что в результате таяния снежинок повторяемость случаев с положительными зарядами возрастает. Но результаты этих опытов вызывают сомнение, так как авторы не исключили возможное влияние изменения градиента температуры в приборе на электризацию.

В дальнейшем Кикучи [359] предпринял попытку исследовать зависимость электризации при таянии от типа естественных ледяных частиц и от содержания в них пузырьков воздуха. Он выяснил, что все ледяные частицы при таянии преимущественно приобретают положительные заряды. При этом электризация наиболее сильно выражена у дендритов и ледяных кристаллов неправильной формы и менее сильно — у игл. При таянии естественных ледяных частиц обнаруживались пузырьки воздуха. Электризация кусочков льда, полученных искусственным путем, показала, что заряд, образующийся при их таянии, приближенно пропорционален общему объему воздуха, заключенного в пузырьках. Кикучи обращает внимание на то, что его данные получены при больших скоростях таяния ледяных частиц. Кикучи [360] установил, что отношение числа капелек с положительными зарядами, образующихся при

взрывании воздушных пузырьков, к числу капелек с отрицательными зарядами уменьшается с увеличением электропроводности воды. В частности, для грозовых дождей это отношение меньше единицы, т. е. градины и образовавшиеся из них крупные капли должны заряжаться положительно.

В опытах Мак-Криди и Праудфита [406] были созданы условия, имитирующие таяние градин при падении. Они изготовляли из дистиллированной воды ледяные сферы диаметром 16 мм, которые помещали в аэродинамическую трубу со скоростью потока около 8 м/с. В процессе таяния с градины срывались капли. При таянии 10^3 мм³ льда образовывался положительный заряд около $3 \cdot 10^{-11}$ Кл. Скорость образования заряда в начале таяния была сравнительно небольшой и достигала максимума в конце таяния. Авторы [406] обнаружили, что существует хорошо выраженная зависимость величины заряда от скорости воздушного потока. При скорости потока около нуля заряд, образующийся при таянии градин, собираемых на почве, был пренебрежимо мал и быстро увеличивался для скоростей от 3 до 10 м/с. Градины размерами от горошины до виноградины получали положительные заряды $(1 \div 2) \cdot 10^{-11}$ Кл. При росте размеров заряд увеличивался, однако с большими колебаниями. Максимальный заряд оказался равным около 10^{-7} Кл/кг. При таянии прозрачных градин (с малым числом воздушных пузырьков) обнаруживались ничтожно малые заряды.

Динджер [280] обратил особое внимание на чистоту льда. В его установке кусок льда обдувался потоком воздуха со скоростью около 0,5 м/с. При изготовлении льда из трижды дистиллированной свежей воды он получал очень большие заряды: $2,2 \cdot 10^{-6}$ Кл/кг. При таянии свежеснежавшего снега плотность заряда значительно меньше: $2 \cdot 10^{-8}$ Кл/кг. При таянии льда, приготовленного из снеговой и дождевой воды, были обнаружены заряды $5,6 \cdot 10^{-8}$ и $8,9 \times 10^{-8}$ Кл/кг соответственно. Динджер еще раз подтвердил существование весьма большой зависимости электризации при таянии льда даже от очень малых концентраций примесей, в том числе углекислого газа. Он получил, что при концентрациях, соответствующих равновесию с содержащимся в воздухе углекислым газом, электризация при таянии практически равна нулю.

Дрейк [286] исследовал зависимость электризации при таянии ледяных сфер радиусом 1—3 мм от скорости потока воздуха, его температуры и влажности, температуры замерзания воды и т. д. Он обнаружил четкую зависимость заряда от скорости воздушного потока: при скоростях меньше 2 м/с, когда не наблюдается конвекция в водяной оболочке тающего льда, заряды очень малы, но быстро вырастают до максимального значения при скоростях от 2 до 4 м/с. Максимальные значения плотности заряда для дистиллированной воды или слабых растворов (с концентрациями, не превышающими 10^{-5} М) находятся в пределах $(1,3 \div 2) \cdot 10^{-6}$ Кл/л. Увеличение концентрации растворов до значений выше 10^{-3} М приводит к значительному уменьшению зарядов. Депрессивное действие CO_2 сказывается только при отсутствии конвекции в тающей сфере, т. е.

при скоростях потока меньше 2 м/с. Температура и влажность воздуха действуют в такой степени, в которой они обеспечивают увеличение скорости таяния льда и возникновение конвекции в водяных оболочках ледяных сфер.

Результаты экспериментальных исследований электризации при таянии снежинок и особенно градин показывают, что при этих процессах образуются значительные заряды. Однако разные авторы приводят данные, отличающиеся друг от друга иногда на несколько порядков. Причиной таких больших расхождений являются условия, при которых происходит таяние ледяных частиц. Одним из наиболее существенных условий является возникновение в тающей частице конвекции, приводящей к постоянному обновлению воды на поверхности, что весьма существенно для электризации при вырывании пузырьков воздуха.

Процесс электризации при выделении пузырьков из тающего льда может быть объяснен образованием на поверхности пузырьков двойного электрического слоя. Из опытов по катафорезу известно, что пузырьки, выходя на поверхность и разрушаясь, могут унести отрицательный заряд с собой. При разрушении пузырька радиусом более 0,1 мм в очень чистой воде, согласно Ирибарне и Мейсону [346], образуется заряд около $3 \cdot 10^{-13}$ Кл. Надо предположить, что при таянии 1 г должно образоваться около 10^3 пузырьков радиусом 0,1 мм для того, чтобы удельный заряд оказался равным примерно $3 \cdot 10^{-7}$ Кл/кг, т. е. того же порядка, что и значения, полученные Динджером и Ганном [281], а также Дрейком [286]. Большое влияние на величину зарядов оказывают примеси. При концентрации в воде 10^{-4} — 10^{-5} М CO_2 образуются заряды порядка 10^{-14} — 10^{-15} Кл на один пузырек. Такое же действие производят примеси солей, например 10^{-5} М NaCl . Если концентрации растворов меньше 10^{-5} М, то заряды одного пузырька находятся в пределах 10^{-13} — 10^{-14} Кл, т. е. приближаются к значениям для чистой воды.

Такахаша [541] пытается дать другое объяснение. Вследствие различий в концентрациях и подвижностях ионов OH^- и H^+ в воде и льду при таянии должно происходить их разделение таким образом, что в воде окажется избыток H^+ , а во льду — избыток OH^- . Из вычислений Такахаша получил, что разность потенциалов должна быть равна 0,15 В, а из экспериментов по таянию льда, взятого из ледника Менденхолл на Аляске, им была получена максимальная разность потенциалов между водой и льдом, равная около 0,11 В. Для этого случая поверхностная плотность зарядов оказалась равной приблизительно $1,6 \cdot 10^{-6}$ Кл/м².

Если сопоставить такие, казалось бы, совершенно разные механизмы, как электризация при замерзании слабых растворов и при разрушении, например, пузырьков на поверхности этих растворов, то обнаружится заметный параллелизм. Так, для них характерна одинаковая зависимость интенсивности электризации от электропроводности растворов. Это говорит в пользу представления И. М. Имянитова и др. [74] о том, что баллоэлектрические эффекты — это не что иное, как специфические проявления контактных

механизмов электризации. Таким образом, все механизмы электризации, рассмотренные в разделах 3.1.3—3.1.10, можно отнести к механизмам контактной электризации.

3.2. ИНДУКЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ГИДРОМЕТЕОРОВ

Как было показано ранее, в основе всех механизмов электризации лежит несколько процессов, приводящих к первичному разделению зарядов; многочисленность этих механизмов обусловлена многообразием процессов контакта и разрушения гидрометеоров. Единственным исключением является электризация в поле воздушных ионов, для которой не требуется контакт или разрушение гидрометеоров.

Рассматривая индукционные механизмы электризации гидрометеоров, можно убедиться, что единственным источником первичного разделения зарядов является внешнее электрическое поле. И в случае этих механизмов электризации все их многообразие обуславливается различиями в процессах контакта и разрушения гидрометеоров, приводящих к разделению зарядов, индуцированных внешним электрическим полем. Существует только два механизма электризации гидрометеоров во внешнем электрическом поле, когда не наблюдается их контакт между собой или разрушение. Это, во-первых, механизм электризации гидрометеоров в среде воздушных ионов, обусловленный токами под действием внешнего электрического поля. И во-вторых, это совершенно своеобразный механизм электризации, который может осуществляться только в сильных электрических полях при возникновении коронного разряда и стекании зарядов с гидрометеоров.

3.2.1. Поляризация сферы и эллипсоида в электрическом поле

Если при разделении поляризованных гидрометеоров заряды противоположных знаков оказываются на фрагментах или частицах разных размеров, происходит разделение свободных зарядов в гравитационном поле, т. е. макроразделение зарядов. Заряды поляризации оказываются свободными зарядами, если вода и лед имеют достаточно высокую электропроводность. Но электропроводность дождевой воды столь велика, что обеспечивает установление равновесного состояния для любых процессов, сопровождающихся временным контактом частиц. Как будет показано в соответствующем месте, такое положение выполняется практически во всех случаях и для твердых гидрометеоров.

Так как время разрыва контакта между гидрометеорами или их разрушения малό по сравнению с временем существенного изменения электрического поля в грозовых облаках, то поле можно считать однородным и квазистационарным. Исключением является

момент разряда молнии, когда электрическое поле в грозowych облаках изменяется чрезвычайно быстро. Но время разряда малó по сравнению с временем восстановления поля после разряда, и процессы изменения электрического поля при разрядах не играют существенной роли в образовании зарядов грозowych облаков и нами не будут рассматриваться.

Конфигурация гидрометеоров в момент разрушения или разрыва контакта может быть чрезвычайно разнообразной. Распределение зарядов на поверхности сложных тел не поддается теоретическому расчету. Поэтому такого рода задачи пытаются решить приближенно, сводя тела любой конфигурации к шару и эллипсоиду, для которых эти задачи решаются строго.

Пусть в однородном электрическом поле напряженностью E_0 находится проводящая сфера радиусом r_0 . В этом случае уравнения электростатики решаются точно и позволяют получить выражения для индуцированного дипольного момента сферы p , напряженности поля E на поверхности, а также для заряда q_n , сосредоточенного на полусфере:

$$p = 4\pi\varepsilon_0 r_0^3 E_0, \quad (77)$$

$$E = 3E_0 \cos \varphi, \quad (78)$$

$$q_n = 3\pi\varepsilon_0 r_0^2 E_0, \quad (79)$$

причем φ — угол между радиус-вектором рассматриваемой точки и направлением поля напряженностью E_0 .

Если в однородном электрическом поле напряженностью E_0 находится проводящий вытянутый эллипсоид вращения с полуосями a и c ($c > a$), то в этом случае электростатическая задача также решается точно. Напряженность поля в произвольной точке поверхности эллипсоида может быть записана в виде

$$E = E_0 \frac{n_z}{p_z}. \quad (80)$$

Здесь n_z — проекция нормали к поверхности эллипсоида в рассматриваемой точке, а p_z определяется равенством

$$p_z = \frac{k^2}{2(1-k^2)} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1-k^2}}{1 - \sqrt{1-k^2}} - 2\sqrt{1-k^2} \right), \quad (81)$$

где $k = a/c$.

Из формул (80) и (81) следует, что, так как на полюсах эллипсоида $n_z = 1$, напряженность поля в этих точках принимает максимальное значение

$$E_{\max} = \frac{E_0}{p_z}. \quad (82)$$

Можно вычислить величину заряда, сосредоточенного на половине эллипсоида:

$$q_n = \frac{\pi\varepsilon_0 E_0 a^2}{p_z}. \quad (83)$$

В табл. 45 приведены некоторые значения p_z , E_{\max} и q_{Π} для разных k .

Таблица 45

Значения p_z , E_{\max} и q_{Π} , вычисленные для вытянутого эллипсоида

k	p_z	E_{\max}/E_0	$q_{\Pi}/4\pi\epsilon_0 E_0 a^2$
1	1/3	3	3/4
1/2	2,7·10 ⁻¹	3,7	0,9
1/3	1,3	7,6	1,9
1/5	5,5·10 ⁻²	18,1	4,5
1/10	2,1	48,6	12,2
1/50	1,4·10 ⁻³	693	174
1/100	4,3·10 ⁻⁴	2326	581

Рассмотрим случай разделения зарядов при разрыве контакта двух проводящих сфер радиусом R и r , находящихся во внешнем электрическом поле напряженностью E_0 . В общем виде Гордон (см. в [382]) получил выражение

$$q = 4\pi\epsilon_0 \gamma r^2 E_0 \cos \varphi, \quad (84)$$

где φ — угол между прямой, соединяющей центры сфер, и направлением внешнего электрического поля; γ — коэффициент, зависящий от соотношения радиусов сфер.

Как следует из табл. 46, для $R \gg r$, $\gamma = \frac{\pi^2}{2}$ (84) переходит в выражение

$$q = 2\pi^3 \epsilon_0 r^2 E_0 \cos \varphi, \quad (85)$$

полученное Эльстером и Гейтелем [291].

Таблица 46

Значения γ в зависимости от соотношения r и R в выражении (84).

По Лезему и Мейсону [352]

r/R	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
γ	$1/2\pi^2 = 4,93$	3,90	3,10	2,55	2,06	$1/6\pi^2 = 1,64$

3.2.2. Электризация при контакте в электрическом поле

Возможность электризации капель при контакте в электрическом поле была впервые рассмотрена Эльстером и Гейтелем [290]. Они предположили, что при соударении большей падающей капли с меньшей последняя скользит по поверхности первой и отрывается где-то в верхней ее части (рис. 60 а). Заряд, образующийся на меньшей капле, имеет в поле нормального направления отрицательный знак. В дальнейшем Эльстер и Гейтель [291] допустили, что, кроме скольжения меньших капель по поверхности большей капли,

может происходить также их отражение от нижней части последней. Отражение от нижней части должно особенно хорошо проявляться для больших капель, которые при падении сплющиваются в вертикальном направлении (рис. 60 б). В этом случае меньшая капля в поле нормального направления приобретает положительный заряд.

Сартор [494] выполнил экспериментальное исследование соударения двух капель при их движении в вязкой жидкости в вертикальном электрическом поле. Он обнаружил, что при отсутствии механического контакта между каплями может иметь место электрический контакт вследствие возникновения между каплями поля, напряженность которого может многократно превышать напряжен-

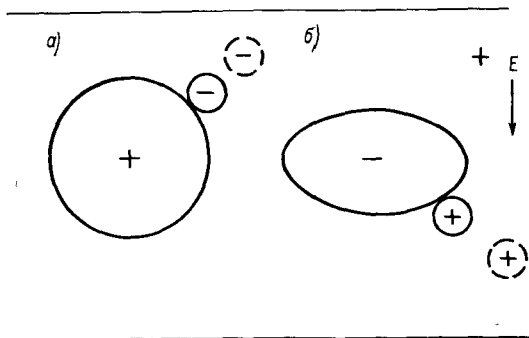


Рис. 60. Электризация капель при контакте в электрическом поле.

ность внешнего электрического поля и достигать пробойного значения. Задача об увеличении напряженности электрического поля между двумя проводящими сферами равных размеров, центры которых лежат на прямой, параллельной направлению однородного поля, в котором они находятся, была решена Сартором. Затем эта задача была решена Девисом [274] в общем виде.

Н. П. Тверская [177] высказала соображение, что возникновение между каплями полей с большой напряженностью приводит к локальному изменению поверхности капель в промежутке между ними. Подобные же соображения были высказаны Сартором [496]. Вследствие искажения поверхности напряженность поля в промежутке между каплями увеличивается, что в свою очередь приводит к дальнейшему искажению поверхности капель в этом промежутке и т. д. Этот процесс при достаточной напряженности внешнего поля для данных размеров капель и длины промежутка между ними может привести к неустойчивому состоянию, возникновению разряда и соединительной перемычки между каплями. Эти соображения были подтверждены экспериментально Сартором и Абботом [498], Азадом и Леземом [218], В. А. Дячуком, В. М. Мучником, Б. Е. Фишманом [47] и др. При сближении капель с противоположными зарядами происходит перенос зарядов искровым разрядом

(Миллер и др. [444]). При этом обнаружилось, что в промежутке между каплями их поверхность искривляется, увеличивая возможность разряда между ними. Процесс разряда сопровождается электромагнитным излучением, которое было экспериментально обнаружено и исследовано в световом и радиоволновом участках спектра Сартором [497], Миллером и др. [444], Аткинсоном и Палуч [214]. Эти процессы существенны не только вследствие их близости к процессам, происходящим с каплями в электрическом поле, но и вследствие их влияния на образование зарядов в грозовых облаках. Их роль может сказаться в уменьшении скорости образования заряженных областей, так как при этих процессах происходит нейтрализация зарядов противоположных знаков.

Сартор и Аббот [498] изучали возникновение разряда между каплями дистиллированной воды равных размеров (радиус капель от 370 до 816 мкм) в сильном горизонтальном электрическом поле. Они установили, что минимальная напряженность электрического поля, при которой происходит искровой разряд между каплями, хорошо выражается формулой

$$E_{кр} = \frac{3,27 \cdot 10^4}{\gamma s}, \quad (86)$$

где γ — коэффициент усиления поля между сферами, табулированный Девисом (см. табл. 48); $s = 75,5/p$ (p — атмосферное давление в Н/м²).

Сартор и Аббот произвели экспериментальную проверку величины разделяющихся зарядов для капель, вступающих в электрический контакт или соприкасающихся друг с другом, при условии, что линия, проходящая через их центры, параллельна направлению электрического поля. Этот заряд, согласно Сартору [497a], дается выражением

$$q = 1,645Er^2 \cdot 4\pi\epsilon_0, \quad (87)$$

что находится в согласии с данными табл. 46.

Как следует из табл. 47, для полей с напряженностью, значительно меньшей минимальной напряженности, которая требуется для возникновения разряда, экспериментально наблюдаемые заряды меньше или близки к вычисленным на основании (87). Для больших напряженностей поля, приближающихся к разрядным, характерен быстрый рост экспериментальных значений по сравнению с вычисленными, что может обуславливаться влиянием сильного поля на конфигурацию капель в момент их отрыва друг от друга. При вытягивании пары капель в направлении поля их конфигурации приближаются к вытянутым эллипсоидам, что должно привести к увеличению зарядов на разделяющихся каплях.

Монтгомери и Доусон [446] исследовали электризацию при контакте капель радиусом 1 мм в электрическом поле напряженностью от 10^3 до $1,2 \cdot 10^4$ В/м. Относительная скорость соударения капель составляла около 0,5 м/с. Эти авторы обнаружили, что существует зависимость величины разделяемых зарядов и числа сателлитных

Сравнение вычисленных зарядов, разделяющихся в электрическом поле при контакте капель одинаковых размеров, с экспериментальными. По Сартору и Абботу [498]

r мкм	E, 10 ⁵ В/м	Заряд, 10 ⁻¹² Кл		q _э /q _в
		вычисленный (q _в)	экспериментальный (q _э)	
402	2,82	8,3	8,0	0,96
	4,94	14,5	15,0	1,03
	7,85 ¹	23,1	29,6	1,28
	7,85 ¹	23,1	31,6	1,37
673	0,847	6,9	6,2	0,89
	1,73	14,2	14,5	1,02
	3,10	7,66	26,2	1,03
	4,57 ¹	37,3	48,5	1,30
816	0,606	7,3	6,3	0,87
	1,15	13,9	14,8	1,07
	1,86	22,4	24,5	1,09
	3,62 ¹	43,8	59,1	1,35

¹ Минимальная напряженность разряда.

капелек радиусом 50—200 мкм от электрического поля. В пределах напряженности $(5 \div 7) \cdot 10^3$ В/м наблюдалось резкое возрастание величины зарядов и числа сателлитных капелек, которое указывает на изменение условий слияния капель. По-видимому, при больших напряженностях поля степень слияния больше и отрывание капель друг от друга происходит на большем расстоянии от экватора, чем при малых значениях напряженности поля. Капля, падающая быстрее, скользит вдоль поверхности капли, падающей с меньшей скоростью, и отрывается от ее нижней части. Действительно, знак заряда более быстро падающей капли всегда совпадал со знаком поля.

Вопрос об электризации при соударении ледяных частиц рассматривал Мюллер-Гиллебрандт [452]. Он указал на то, что возможность электризации при контакте в электрическом поле обуславливается электропроводностью льда, которая зависит от температуры и частоты колебаний электрического поля. Полное разделение зарядов при контакте будет осуществляться в том случае, если время релаксации меньше времени контакта. Мюллер-Гиллебрандт предположил, что продолжительность контакта достаточно длительна для передачи заряда вследствие того, что при соударении ледяной крупы с ледяными кристаллами последние скользят по ее поверхности, и, кроме того, что этот процесс характеризуется высокочастотным изменением электрического поля. Эти требования

не всегда выполняются. При соударении сферических ледяных частиц существует возможность их отскокивания без скольжения, например, при лобовых и близких к ним соударениях. Мюллер-Гиллебрандт не рассматривал природу высокочастотных колебаний электрического поля. Изменение же поля при сближении частиц вряд ли можно отнести к высокочастотным. Поэтому существует необходимость убедиться в том, что время релаксации всегда меньше времени контакта при соударении ледяных частиц, наблюдаемых в грозовых облаках.

Рассмотрим, согласно [46], время контакта между двумя ледяными сферами, которое определяется упругими свойствами льда. Этот вид контакта можно назвать механическим в отличие от электрического контакта, обусловленного зарядом и электрическим полем, который может иметь место без соприкосновения тел. Время механического контакта для двух упругих сфер с радиусом r и R можно определить из формулы [97]

$$\tau_m = 2,94 \left(\frac{\mu^2}{k^2 u} \right)^{1/2}, \quad (88)$$

где $\mu = m_r m_R / (m_r + m_R)$ — приведенная масса сфер; $u = u_r + u_R$ — их относительная скорость соударения;

$$k = \frac{4}{5D} \sqrt{\frac{rR}{r+R}},$$

$$D = \frac{3}{2} \frac{1 - \sigma^2}{E_m}. \quad (89)$$

Здесь σ — коэффициент Пуассона, E_m — модуль Юнга. Так как плотность льда $\rho_{\text{л}}$ можно считать равной $0,91 \cdot 10^3$ кг/м³, то $\sigma = 0,25$, $E_m = 2,7 \cdot 10^9$ Н/м² и $D = 5,2 \cdot 10^{-10}$ м²/Н; $k = 1,54 \times 10^8 \sqrt{rR/(r+R)}$ Н/м^{3/2} и $\mu = 3,8 \cdot 10^3 r^3 R^3 / (r^3 + R^3)$ (в килограммах). Для определения установившейся скорости падения ледяных сфер в воздухе можно использовать формулу (36). Пусть градина с $R = 10^{-2}$ м соударяется с ледяной крупой радиусом $r = 10^{-3}$ м на высоте, где температура -10°C и $\rho_0/\rho = 2$. Для этих данных $\mu = 3,8 \cdot 10^{-6}$ кг, $k = 4,9 \cdot 10^6$ Н/м^{3/2} и $u = 19,2$ м/с. Подставив эти значения в (88), получим, что $\tau = 2,4 \cdot 10^{-5}$ с.

Определим теперь время релаксации τ_l при соударении ледяных сфер в электрическом поле (для простоты предположим, что они не имеют собственных зарядов) на основании формулы (51). Поскольку τ_m оказалось порядка 10^{-5} с, то следует для $\theta = -10^\circ\text{C}$ принять $\epsilon = 2,7 \cdot 10^{-11}$ Ф/м и $\chi = 1,6 \cdot 10^{-5}$ Ом⁻¹·м⁻¹ [529]. Подставив эти данные в (51), получаем, что $\tau_l = 1,7 \cdot 10^{-6}$ с.¹ Следовательно,

¹ Автор предполагает, что объемные характеристики определяют время релаксации заряда, в действительности время релаксации определяется свойствами поверхности раздела двух тел. Сравните, например, заряджение эбоита при кратковременном контакте с янтарем, оно велико, хотя объемные характеристики обоих материалов дают время релаксации больше 10^5 с — *Прим ред*

для рассмотренного случая соударения градины с ледяной крупой время релаксации примерно на порядок меньше времени механического контакта. Если $r \rightarrow R$, то τ_m , согласно (88), будет увеличиваться, и можно считать, что почти всегда время релаксации будет меньше времени механического контакта.

В действительности время контакта, т. е. время обмена зарядами между частицами, должно быть больше, чем время механического контакта, поскольку электрический контакт всегда наступает до момента соприкосновения частиц. Согласно теории Девиса [274], напряженность электрического поля между двумя проводящими сферами, центры которых находятся на одной прямой, параллельной направлению внешнего электрического поля, в точках на той же прямой равна

$$E = \gamma E_0, \quad (90)$$

где γ — некоторый коэффициент, который весьма сложно зависит от радиусов сфер r и R и кратчайшего расстояния между их поверхностями h (табл. 48). Теория Девиса получила экспериментальное подтверждение (Лезем и др. [379]).

Таблица 48

Значения γ в формуле (90). По Девису [274]

$h r$	$r = R$	$r = \frac{1}{2} R$	$r = \frac{1}{5} R$	$r = \frac{1}{10} R$
10,0	3,004	3,027	3,215	3,733
1,0	3,718	4,741	6,556	7,753
0,1	14,17	18,16	22,03	23,75
0,01	92,48	117,2	137,5	145,4
0,001	696,7	883,4	1022,7	1073,0

Для рассматриваемого случая электрический контакт благодаря разряду между сферами в поле с $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/м на высотах около 5 км, где $\rho = \frac{1}{2} \rho_0$, должен произойти при напряженности поля между сферами $E = 1,5 \cdot 10^6$ В/м. Тогда на основании данных табл. 48 и формулы (90) получаем, что для этого момента расстояние между сферами $h \approx 8,5 \cdot 10^{-5}$ м. Согласно Сартору [497], Аткинсону и Палуч [214] и др., при разряде в воздушном промежутке между заряженными каплями воды происходит излучение радиоволн с частотой $10^9 - 10^{12}$ Гц. По данным [180] и [529] можно принять, что $\epsilon \approx 2,7 \cdot 10^{-11}$ Ф/м при $\theta = -10^\circ \text{C}$, $\nu = 10^9$ Гц и выше. Труднее использовать данные об электропроводности льда, так как ее зависимость от частоты известна только для частот до $6 \cdot 10^4$ Гц [529]. Поэтому можно получить экстраполяцией только ее грубо приближенное значение для $\theta = -10^\circ \text{C}$ и $\nu = 10^9$ Гц, а именно 10^{-5} См/м. Используя эти значения, на основании (51) получаем $\tau_i \approx 10^{-6}$ с.

Время, необходимое для сближения шаров после начала разряда между ними, равно $\tau_h = h/u$. Относительная скорость соударения двух ледяных сфер принятых размеров равна $u = 19$ м/с, отсюда $\tau_h \approx 4 \cdot 10^{-6}$ с. Таким образом, время релаксации меньше времени, требующегося для соприкосновения двух сфер заданных размеров после наступления электрического разряда между ними. Так как при $r \rightarrow R$ время сближения сфер будет соответственно увеличиваться, то можно утверждать, что время релаксации будет всегда меньше времени, необходимого для сближения ледяных сферических гидрометеоров, и времени механического контакта между ними. Это означает, что за время контакта в электрическом поле частицы к моменту разделения приобретут равновесные заряды.

Лезем и Мейсон [382] выполнили эксперименты по электризации при контакте ледяных сфер в электрическом поле. Две ледяные сферы радиусом от 0,5 до 2 мм подвешивались на нитях в горизонтальном электрическом поле. Время контакта изменялось от 0,5 с до 5 мин, температура — от -4 до -30° С, напряженность поля — от 10^4 до $2 \cdot 10^5$ В/м. Результаты этих экспериментов полностью подтвердили, что электризация происходит в согласии с формулой Гордона. Лезем и Мейсон исследовали также электризацию при контакте ледяной сферы с ледяными кристаллами разной формы в электрическом поле. Ледяные кристаллы подвешивались на изолированной нити и приводились в соприкосновение с ледяной сферой в электрическом поле постоянной напряженности примерно в течение такого же времени, как и в предыдущих опытах. Масса ледяных кристаллов определялась после их таяния.

Таблица 49

Влияние формы ледяных кристаллов на электризацию при контакте с ледяной сферой в электрическом поле. По Лезему и Мейсону [382]

Форма кристаллов	c/a	Ориентация длинной оси относительно направления поля	Отношение заряда к массе (относительные единицы)
Сфера	1	—	—
Гексагональная пластинка	$1/20$	Параллельно	3
		Перпендикулярно	2
Игла	100	Параллельно	5
		Перпендикулярно	2
Дендрит	$1/20$	Параллельно	4
		Перпендикулярно	2

Примечание. c и a — длина осей кристаллов.

Как видно из табл. 49, форма кристаллов играет заметную роль в электризации при контакте с ледяной сферой в электрическом поле. Наибольшее увеличение характерно для игл с наибольшим отношением c/a вследствие того, что при этом значительно увели-

чивается напряженность индуцированного поля на поверхности сферы.

Во всех описанных выше экспериментах время контакта было явно завышенным по сравнению со временем, которое соответствует контакту ледяных частиц в естественных условиях. Поэтому Лезем и Мейсон провели исследование, в котором ледяные кристаллы, двигавшиеся в потоке воздуха, налетали на ледяной цилиндр. Опыты проводились при скоростях потока от 1 до 30 м/с, в поле напряженностью $7 \cdot 10^4$ В/м, при температурах от 0 до -25° С. Было получено, что за 30 с не происходит сколько-нибудь заметная электризация цилиндра, во всяком случае, его заряд был меньше $1,6 \cdot 10^{-13}$ Кл. Лезем и Мейсон считают, что причиной отсутствия электризации является малое время контакта между ледяными ча-

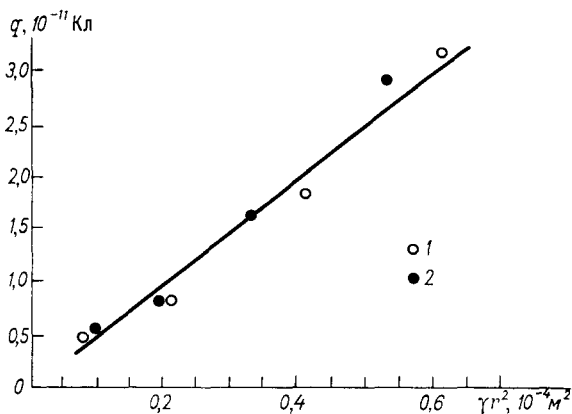


Рис. 61. Зависимость образования зарядов q при соударении ледяных (1) или стальных (2) шариков в электрическом поле от их размеров. По В. А. Дячуку и В. М. Мучнику [46].

Напряженность поля 10^4 В/м;
 γ —коэффициент (см. табл. 48).

стицами и ледяной сферой. Такого же мнения придерживаются Скотт и Левин [510а]. Но это представление явно неверное. Контакт между ледяными кристаллами и поверхностью цилиндра более длительный, чем при соударении двух сфер, так как ледяные кристаллы должны скользить по поверхности цилиндра. Отрывание кристаллов будет происходить где-то вблизи экваториальной линии по отношению к полю. Поэтому заряды будут малы и разных знаков (в зависимости от части цилиндра, от которой они оторвутся), и суммарный заряд, уносимый кристаллами с поляризованного ледяного цилиндра, должен быть близким к нулю.

В. А. Дячуком и В. М. Мучником [46] было проведено исследование, в котором естественные условия соударения ледяных сфер имитировались более полно, чем в экспериментах Лезема и Мейсона. Ледяные шарики из питьевой воды радиусом от 1,5 до 5,5 мм соударялись с ледяным неподвижным шариком радиусом 7,5 мм в вертикальном электрическом поле. Температура в камере менялась от -10 до -35° С. На рис. 61 представлена зависимость q от γr^2 , согласно (86), для $E_0 = 10^4$ В/м, причем значения γ брались из табл. 48. Каждая точка на графике соответствует среднему из семи проб. Как следует из рисунка, зависимость q от γr^2 является

линейной, согласно требованиям теории. При разных значениях напряженности поля были выполнены опыты с шариками из льда, изготовленного из питьевой, дистиллированной и бидистиллированной воды (рис. 62). Как видно из рисунка, между величиной зарядов и напряженностью поля существует прямо пропорциональная зависимость в согласии с (86).

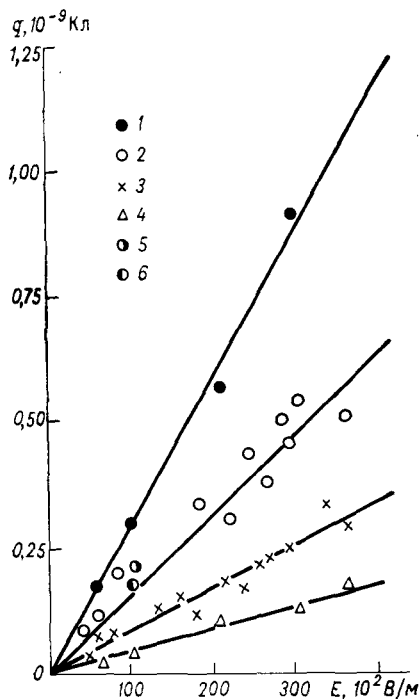


Рис. 62. Зависимость образования зарядов q при соударении ледяных шариков различных размеров с ледяным шаром радиусом 13,5 мм от напряженности поля E . По В. А. Дячуку и В. М. Мучнику [46].

Радиусы ледяных шариков (мм): 1) 5,5, 2) 4, 3) 2,5, 4) 1,5 (из питьевой воды); 5) 4 (из дистиллированной воды); 6) 4 (из бидистиллированной воды).

На эту связь не оказывает влияния температура, что возможно только в том случае, если электропроводность льда достаточно велика и время релаксации меньше времени контакта. Это верно и для дистиллированной, и для бидистиллированной воды: точки, соответствующие этим измерениям, совпадают (в пределах точности эксперимента) с прямыми для опытов со льдом из питьевой воды. Экстраполируя прямую на рис. 61, получаем для случая соударения ледяных сфер радиусом 7,5 и 5,5 мм в поле напряженностью $5 \cdot 10^4$ В/м заряд около $1,3 \times 10^{-10}$ Кл, а при соударении ледяной крупы радиусом 2,5 мм — около $3 \cdot 10^{-11}$ Кл. Эти результаты были подтверждены Скоттом и Левиным [510а], которые исследовали электризацию, возникающую при соударении ледяных сфер и естественных снежинок в электрическом поле.

Лезем и др. [384] моделировали гексагональные кристаллы металлическими пластинками со стороной 6,4 мм и толщиной 0,8 мм (отношение 1:8), призматические кристаллы шестигранными призмами длиной 12,7 мм и со стороной 6,4 мм (отношение 1:1), игольчатые кристаллы шестигранными призмами длиной 22,9 мм и со стороной 1,6 мм (отношение 1:7,2).

Эти формы представлены на рис. 63. Модели ледяных кристаллов помещались в вертикальное электрическое поле напряженностью от нуля до $3 \cdot 10^5$ В/м и сближались до тех пор, пока не происходил перенос зарядов между частицами. Опыты показали, что для каждой пары моделей и их ориентации при данной напряженности поля существует граничное расстояние, начиная с которого наблюдается перенос зарядов между частицами.

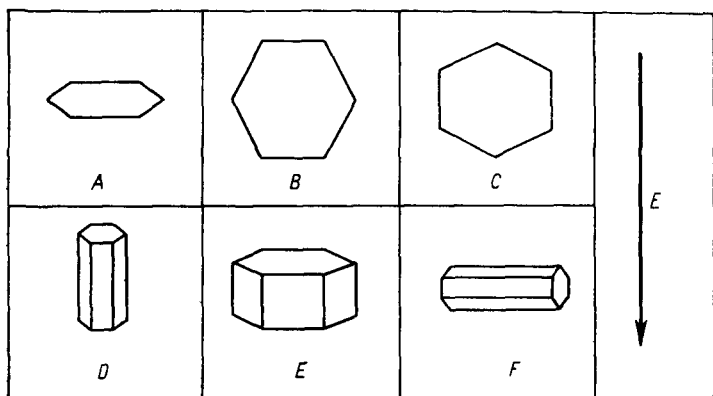


Рис. 63. Модели ледяных кристаллов и их расположение по отношению к направлению электрического поля. По Лезему и др. [384].

A, B, C — пластинки, *D, F* — иглы, *E* — призмы.

Таблица 50

Критическое расстояние $x_{кр}$ для разделения зарядов как функция типов моделей кристаллов и их ориентации относительно направления поля при напряженности $2 \cdot 10^5$ В/м. По Лезему и др. [384]

Конфигурация	<i>AA</i>	<i>AF</i>	<i>AE</i>	<i>FF</i>	<i>EF</i>	<i>EE</i>	<i>AD</i>	<i>CF</i>	<i>BB</i>	<i>DE</i>	<i>CE</i>	<i>DD</i>	<i>CD</i>	<i>CC</i>
$x_{кр}, 10^{-5}$ м	0,5—1	3	3	7	14	20	49	53	103	155	235	405	435	480

В табл. 50 ориентация моделей кристаллов соответствует рис. 63. Когда два пластинчатых кристалла перпендикулярны направлению электрического поля, их сближение должно быть весьма тесным, чтобы произошел обмен зарядами. Но если плоскости кристаллов параллельны направлению электрического поля, то перенос зарядов при напряженности $2 \cdot 10^5$ В/м происходит на расстояниях, сопоставимых с их размерами (конфигурации *BB* и *CC*). То же самое справедливо и для моделей типа *D*. Вообще, чем больше кривизна частиц, тем больше критическое расстояние, на котором происходит перенос зарядов: случаи, в которых участвуют конфигурации *C* и *D*, характеризуются большими значениями $x_{кр}$, чем любые другие конфигурации, кроме *BB*.

В рассмотренных экспериментах не была исследована зависимость $x_{кр}$ от отношения диаметра кристалла d к его длине l . Для выявления этой зависимости воспользуемся данными табл. 50. В сочетании конфигураций моделей *DD* и *EE* входят шестигранные призмы, но с разными соотношениями d/l : соответственно $1:7,2$ и $1:1$. Для *DD* значение $x_{кр}$ оказывается в 20 раз больше, чем для *EE*. Согласно [117], отношения d/l для естественных ледяных кристаллов лежат в основном в пределах от $1:3$ до $1:50$. Это указывает на возможность разделения зарядов между ледяными кристаллами без их прикосновения при напряженностях поля, наблюдаемых в грозových облаках.

3.2.3. Электризация при разрушении капель, соударяющихся с градинами в электрическом поле

Соударение градин с переохлажденными или неполностью замерзшими каплями выше уровня изотермы 0°C приводит к частичному намерзанию воды на поверхности градин. Этот механизм совершенно не исследован; неизвестно, сколько образуется жидких и твердых фрагментов капель и каковы их размеры. Отсутствие этих сведений не позволяет сейчас сделать достаточно определенные заключения об электризации при соударении градин с переохлажденными каплями в электрическом поле. Во всяком случае, можно не сомневаться, что такая электризация имеет место и ее степень должна зависеть, в частности, от температуры переохлаждения и размеров капель. При малых размерах и низких температурах переохлаждения капли будут в основном намерзать на поверхности градин. Крупные капли при более высоких температурах будут отражаться или большей частью срываться с градин, смачивая их поверхность. Все капли, соударившиеся с поверхностью градин при температурах выше 0°C , будут срываться. К ним должна прибавляться вода, образующаяся при таянии градин.

Вероятность соударения градин со сравнительно большими каплями (например, дождевыми) довольно велика. Так как дробление капель при соударениях подобного рода может происходить весьма интенсивно, этот процесс в электрическом поле должен сопровождаться значительной электризацией. Для исследования рассматриваемого механизма электризации В. М. Мучник [121, 130, 131] поставил ряд экспериментов, в которых градины моделировались металлическими шарами. В опытах с шаром диаметром 14 мм и каплями диаметром около 1,5 мм было получено, что величина зарядов на шаре пропорциональна напряженности поля [121]. Попытка определить величину заряда на основании (79) показала, что экспериментальные значения могут на порядок превышать вычисленные. Это расхождение можно объяснить, с одной стороны, тем, что существовала вероятность соударения шара не с одной каплей, а с несколькими; с другой стороны, возможно, происходило такое разрушение капель, которое приводило к увеличению суммарного заряда, индуцированного полем. Для объяснения знака зарядов, уносимых каплями, необходимо было предположить, что капли после соударения скользят по поверхности шара и отрываются в верхней его части.

В. М. Мучник [130] определил зависимость электризации при соударении проводящей сферы и капель воды от напряженности поля и размеров капель. Соударения шаров с каплями могли быть «догоняющими» и «встречными». Скорость догоняющих соударений составляла около 4 м/с, а встречных — 10 м/с. Соударение шара с каплями происходило под различными углами, и поэтому можно было ожидать при одном и том же направлении поля образование зарядов обоих знаков. Действительно, в отрицательном поле около 80% соударений приводило к образованию на шарах

положительных зарядов, около 10% соударений — отрицательных и примерно 10% — нулевых, т. е. лежащих в области нечувствительности измерительного прибора. Капли могли получать нулевые заряды при соответствующих углах соударения и, кроме того, в случаях, когда не было их соударения с шаром, что иногда имело место. Оказалось также, что знаки зарядов, приобретаемых шарами при одном и том же направлении поля, для догоняющих и встречных соударений одинаковые.

Знаки зарядов шаров можно объяснить, допустив, что при догоняющих соударениях капли отражаются от нижней половины

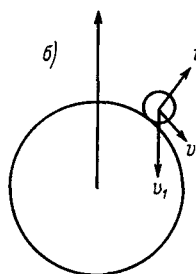
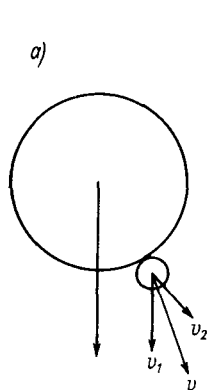


Рис. 64. Движение капель при догоняющем (а) и встречном (б) соударении с шарами.

v_1 — скорость падения капли, v_2 — скорость за счет реакции на соударение с шаром, v — результирующая скорость.

шара, а при встречных скользят вдоль его поверхности и отрываются также в нижней половине шара. При движении шара и капли в одном направлении (рис. 64 а) капельки, образующиеся в результате разрушения, должны также двигаться в этом направлении и отрываться от нижней части шара. Этому способствуют силы прилипания капелек к поверхности шара. Капли, разрушившиеся близко от электрического «экватора» в вертикальном электрическом поле, имеют тенденцию к скольжению вдоль поверхности шара и будут отрываться от его верхней половины. При встречном движении шара и капли результирующая скорость v стремится унести капельку с поверхности шара (рис. 64 б). Под влиянием сил прилипания капли к поверхности и вследствие того, что шар движется вверх, капелька вынуждена скользить по поверхности шара и будет отрываться в его нижней части. На основании этих представлений для получения сопоставимых данных при вычислении средних отбрасывались случаи с отрицательными и нулевыми значениями.

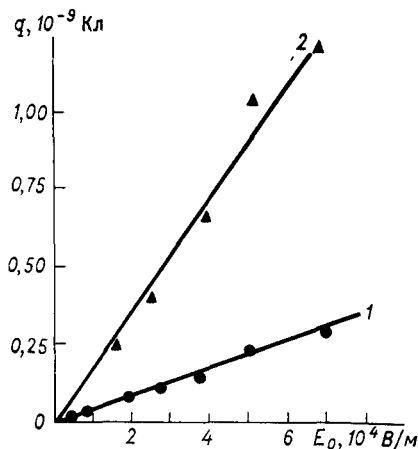


Рис. 65. Зависимость образования зарядов при соударении металлических шаров и капель воды от напряженности электрического поля. По В. М. Мучнику [130].

1 — догоняющее соударение, 2 — встречное соударение.

В табл. 51 приведены результаты опытов [130]. Кроме средних значений зарядов, даны средние квадратические ошибки их измерений. Чтобы определить вид зависимости электризации от напряженности поля, данные табл. 51 нанесены на график (рис. 65). Из графика видно, что как для догоняющих соударений частиц, движущихся в одном направлении, так и для встречных соударений шаров и капель существует прямая пропорциональность между зарядом и напряженностью поля. Так как градины обычно падают со скоростью больше 10 м/с, данные для встречного соударения можно использовать для оценки среднего заряда. В поле напряженностью $5 \cdot 10^4$ В/м заряд капли радиусом 2,9 мм оказывается равным около 10^{-9} Кл. Затем были проведены исследования зависимости электризации от размеров капель.

Таблица 51

**Зависимость электризации при соударении шаров и капель от напряженности электрического поля (нижний электрод конденсатора, создающего поле, положительный, верхний заземлен, диаметр капель 5,8 мм).
По В. М. Мучику [130]**

Напряженность поля, 10^3 В/м	Количество капель	Заряд шара, 10^{-10} Кл
Догоняющее соударение		
5	77	$0,24 \pm 0,01$
7,5	67	$0,33 \pm 0,02$
13	68	$0,70 \pm 0,06$
19	128	$0,92 \pm 0,03$
27	122	$1,32 \pm 0,07$
36	81	$1,75 \pm 0,13$
49	102	$2,57 \pm 0,16$
69	44	$3,33 \pm 0,26$
Встречное соударение		
16	130	$3,0 \pm 0,1$
25	111	$4,3 \pm 0,2$
39	83	$7,0 \pm 0,3$
49	106	$10,2 \pm 0,6$
66	103	$12,2 \pm 0,7$

Из табл. 52 следует, что для догоняющих соударений сначала с увеличением размеров капель происходит увеличение их электризации, но начиная с радиуса около 2 мм с увеличением размеров наблюдается небольшое уменьшение электризации капель. Для встречных соударений такой зависимости нет. Только начиная с радиуса около 2,7 мм наблюдается некоторый рост заряда с ростом радиуса капель. Полученные результаты можно объяснить тем, что при увеличении размеров капель увеличивается их неустойчивость. Чем больше капля, тем меньше усилие, необходимое для ее разрушения. Как известно, капли диаметром 6 мм настолько неустойчивы, что при падении разрушаются самопроизвольно. Поэтому,

если прилагать к каплям одинаковые усилия, крупные капли, начиная с некоторых размеров, будут разрушаться на меньшее число капелек, чем капли малых размеров. Из табл. 52 следует, что чем больше скорость соударения, тем больше размер капель, начиная с которого рассматриваемый эффект проявляется. Если это предположение правильное, то такую же зависимость электризации от размеров капель надо ожидать для соударения шаров и капель без электрического поля, что было получено В. М. Мучником [130], Шевчуком и Ирибарне [515].

Таблица 52

Зависимость электризации при соударении шаров и капель в электрическом поле от размеров капель (нижний электрод конденсатора, создающего поле, положительный, верхний заземлен, напряженность поля $2,7 \cdot 10^4$ В/м).
По В. М. Мучнику [130]

Радиус капли, мм	Масса капли, 10^{-3} кг	Количество капель	Заряд шара, 10^{-10} Кл	Заряд на единицу массы, 10^{-6} Кл/кг
Догоняющее соударение				
1,0	0,004	121	$0,43 \pm 0,03$	10,7
1,1	0,006	117	$0,82 \pm 0,03$	11,8
1,5	0,012	94	$1,09 \pm 0,10$	9,1
1,6	0,016	108	$1,22 \pm 0,10$	7,6
1,9	0,028	102	$1,42 \pm 0,13$	5,1
2,2	0,043	106	$1,22 \pm 0,13$	2,8
2,7	0,079	103	$1,26 \pm 0,10$	1,4
2,9	0,100	—	$1,26^*$	1,3
Встречное соударение				
1,0	0,004	61	$0,17 \pm 0,00$	4,1
1,1	0,006	108	$0,30 \pm 0,03$	5,0
1,5	0,012	105	$0,24 \pm 0,02$	6,6
1,6	0,016	116	$1,19 \pm 0,07$	7,4
1,9	0,028	97	$2,02 \pm 0,10$	7,2
2,2	0,043	112	$2,77 \pm 0,13$	6,4
2,7	0,079	101	$4,26 \pm 0,23$	5,4
2,9	0,100	—	$4,95^*$	5,0

* Значение заряда шара получено экстраполяцией данных рис. 65.

Были также выполнены исследования с ледяными шарами. Для их изготовления употреблялась питьевая вода. Таяние ледяного шара приводило к трудности, которую в условиях исследований не удалось устранить. При температуре выше 0° С, большой влажности воздуха и быстром вращении шаров происходит настолько интенсивное таяние льда, что от шара непрерывно отрываются капельки.

Из табл. 53 следует, что знаки зарядов, образующихся при встречном соударении капель с ледяными шарами, такие же, как и в случае встречного соударения с металлическими шарами, при

одинаковом направлении электрического поля. Величина же зарядов при соударении капель с ледяными шарами получается несколько большей, чем при соударении с металлическими шарами. Причинами этого являются добавочная электризация за счет капель, образующихся при таянии, и более интенсивное образование капель на поверхности с водяной пленкой.

Таблица 53

Зависимость электризации при соударении ледяных шаров и водяных капель от напряженности электрического поля (нижний электрод конденсатора, создающего поле, отрицательный, верхний заземлен, соударение встречное, диаметр капли 4,4 мм). По В. М. Мучнику [130]

№ опыта	Температура воздуха, °С	Количество капель	Напряженность поля, 10^4 В/м	Заряд шара, 10^{-10} Кл		Заряд шара после введения поправки, 10^{-10} Кл
				в электрическом поле	без электрического поля	
1	9	2	1,7	-5,6	Не определялся	-5,6
2	11	36	1,6	-4,6	0	-4,6
3	5	182	1,1	-2,7	Не определялся	-2,7
4	9	57	0,8	-1,3	+0,13	-1,4

Как указывалось выше, должна существовать зависимость электризации в электрическом поле от угла соударения между проводящей сферой и каплей. Стальной шар диаметром 3 см при падении соударялся с каплями диаметром 2,2—2,6 мм, подвешенными на изолированной нити, в вертикальном поле напряженностью $1,9 \cdot 10^4$ В/м. Опыты проводились для углов 0, 40, 60 и 90° (точнее, около 90°), т. е. характер соударения капель с шаром изменялся от центрального до легкого, скользящего соприкосновения. Кроме того, изменяя высоту падения шара по отношению к капле, можно было исследовать зависимость электризации от скорости соударения. Для получения среднего значения заряда шара производилось 10—15 измерений в каждой серии опытов (табл. 54).

Таблица 54

Зависимость электризации от угла и скорости соударения металлического шара и капель воды (напряженность поля $1,9 \cdot 10^4$ В/м, диаметр капель 2,2—2,6 мм). По В. М. Мучнику [131]

№ опыта	Скорость соударения, м/с	Угол соударения ($^\circ$)				
		0	15	30	60	около 90
		Заряд шара, 10^{-10} Кл				
1	2,5	$-0,89 \pm 0,07$	$-0,66 \pm 0,07$	$-0,43 \pm 0,03$	$+0,07 \pm 0,07$	$+0,51 \pm 0,10$
2	3,2	$-1,12 \pm 0,07$	$-0,92 \pm 0,03$	$-0,53 \pm 0,03$	$+0,20 \pm 0,07$	$+0,99 \pm 0,07$
3	4,2	$-1,32 \pm 0,07$	$-0,89 \pm 0,10$	$+0,07 \pm 0,07$	$+1,29 \pm 0,10$	$+0,99 \pm 0,07$
4	5,4	$+2,31 \pm 0,13$	$+1,38 \pm 0,07$	$-0,00 \pm 0,07$	$-1,22 \pm 0,10$	$-1,25 \pm 0,10$

Из табл. 54 видно, что при одном и том же направлении поля знак и величина зарядов зависят от угла соударения между каплями и шаром. Из того, что в положительном поле (опыты 1, 2, 3) шар при краевых соударениях с каплями получает положительные заряды, следует, что капли скользят по поверхности шара и отрываются в его верхней половине. При центральных соударениях (опыты 1, 2, 3) шар получает отрицательные заряды, так что капли в основном отражаются от его нижней половины. Если направление поля меняется на обратное (опыт 4), то обнаруживается соответствующая перемена знаков зарядов. С увеличением скорости соударения шара с каплями под углами 90, 15 и 0° происходит пропорциональное увеличение зарядов.

Левин [395а] выполнил исследование электризации капель дождя при соударении с металлическим шаром диаметром 2,5 см в электрическом поле напряженностью от нуля до $7,9 \cdot 10^3$ В/м. Он получил, что в общем с увеличением напряженности поля заряд шара растет.

3.2.4. Электризация при таянии градин в электрическом поле

При рассмотрении электризации при таянии градины было показано, что этот процесс обуславливается разрушением пузырьков воздуха, вырывающихся из поверхности градины при таянии льда. Если такой процесс будет происходить в электрическом поле, необходимо ожидать значительного видоизменения основного эффекта электризации. Представим себе пузырек воздуха, который вырывается из поверхности ледяной сферы, покрытой водой, в направлении электрического поля. Можно считать, что к моменту разрушения пузырек образует на поверхности воды выпуклость примерно того же диаметра, что и сам пузырек. Поэтому наименьший заряд, который унесет с собой лопнувшая пленка пузырька радиусом r с поверхности градины радиусом R ($R \gg r$), будет равен [99]

$$q = 1,645 \cdot 4\pi\epsilon_0 E_0 r^2. \quad (91)$$

Пусть из поверхности градины, находящейся в поле с $E_0 = 5 \cdot 10^4$ В/м, вырывается пузырек воздуха радиусом 10^{-4} м. Тогда $q = 9 \cdot 10^{-14}$ Кл, т. е. заряд имеет тот же порядок величины, который получали в специальных условиях эксперимента без электрического поля Динджер [279] и Мак-Криди и Праудфит [406]. Если же произойдет вырывание большого пузырька, допустим, с $r = 5 \cdot 10^{-4}$ м, то заряд окажется весьма большим: $2,2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Проведенные вычисления касались только случая, когда пузырьки лопались на «полюсах» градины. Если же пузырьки будут вырываться из поверхности градин под некоторыми углами к направлению поля, то индуцированные заряды будут соответственно меньше, а на «экваторе» равны нулю. При разрывании пленки пузырьков образуются весьма маленькие капельки, в том числе размеров тяжелых ионов. Следовательно, при таянии градин в электрическом поле в атмосфере

будут поступать в большом количестве сильно заряженные мельчайшие водяные капельки.

Вырывание пузырьков из поверхности тающей градины вряд ли является симметричным процессом. Это обусловлено тем, что при таянии в градине возникает конвекция, которая будет переносить пузырьки в верхнюю часть падающей градины. Так как можно ожидать, что в падающей градине большая часть пузырьков будет вырываться из поверхности ее верхней половины, то знак заряда градины в поле нормального направления должен быть положительным. Необходимо отметить, что данные предположения еще не проверены экспериментально.

При таянии крупной градины с ее верхней части будут срываться крупные капли. Исследования В. М. Мучника [119] и Бланшара [235] показали, что вода накапливается в виде ободка, который при достижении некоторой толщины срывается в виде капель. Иногда срывающиеся капли разрушаются. Такой процесс в электрическом поле должен привести к электризации градин и капель, что было обнаружено Мучником [119]. В дальнейшем этот механизм электризации был исследован Мучником [128] несколько подробнее. В вертикальном потоке шириной 4—5 см подвешивалась на изолированной нити ледяная сфера или бесформенный кусок льда. Из-за малой ширины струи образцы льда довольно сильно раскачивались, пересекая ее при каждом колебании. Это вносило определенное своеобразие в условия опыта, которого нельзя ожидать в естественных условиях. Радиусы ледяных сфер и кусков льда составляли несколько сантиметров. Опыт продолжался до тех пор, пока в результате таяния от начального куска льда оставалась примерно половина. Чаще всего с поверхности куска льда срывалась одна крупная капля (диаметром 4—5 мм) и ряд более мелких капелек. Были измерены заряды 991 капли, из которых 431 имела

Таблица 55

Зависимость электризации при срывании капель с тающих кусков льда от напряженности электрического поля. По В. М. Мучнику [128]

Напряженность поля, 10^4 В/м	Количество капель	Абсолютный средний заряд капли, 10^{-10} Кл	Максимальный заряд капли, 10^{-10} Кл	Модель градины
2,6	41	0,56	1,82	Шар
3,7	138	0,79	3,33	Кусок льда
3,9	238	1,06	3,14	" "
4,0	63	1,22	4,30	Шар
4,1	119	1,06	2,48	Кусок льда
4,1	47	1,16	2,48	" "
4,3	145	1,60	3,96	" "
4,5	98	1,00	2,80	" "
5,5	102	1,65	6,10	Шар

положительные заряды, а 560 — отрицательные в поле положительного направления. Появление зарядов того или иного знака вследствие раскачивания градины на нити было случайным. Но так как в каждом опыте с тающего куска льда срывалось от 40 до 240 капель, средние абсолютные значения зарядов должны обнаружить существование зависимости электризации капель от напряженности электрического поля (табл. 55).

Из табл. 55 видно, что с увеличением напряженности поля растут как средние, так и максимальные заряды. При этом не обнаруживаются какие-либо заметные различия между данными для шаров и кусков льда. При таянии градины в поле напряженностью $5 \cdot 10^4$ В/м образуется удельный заряд не менее $1,6 \cdot 10^{-6}$ Кл/кг.

3.2.5. Электризация при разрушении капель в электрическом поле

Эльстер и Гейтель [290] первыми обратили внимание на возможное влияние разрушения капель в электрическом поле на образование зарядов в грозовых облаках. Они считали, что при разрушении больших капель в электрическом поле должно происходить разделение зарядов, образующихся на каплях благодаря поляризации: на маленьких капельках возникают заряды одного знака, а на более крупных каплях — заряды противоположного знака. Эти представления подверг критике Симпсон [519]. Он указал, что, согласно опытам Ленарда [392], при разрушении крупных капель все фрагменты разлетаются радиально, симметрично по отношению к капле. Поэтому как крупные, так и мелкие капельки в вертикальном электрическом поле имеют одинаковую вероятность получить заряды того или иного знака, и никакое макроразделение зарядов в гравитационном поле не должно иметь места. Это ошибочное мнение не подвергалось пересмотру до 1945 г., пока В. М. Мучник в ряде предварительных качественных опытов¹ не получил, что при разрушении крупных капель в электрическом поле на крупных фрагментах образуются заряды в основном одного знака, а на водяной пыли — заряды другого знака, что обуславливает их разделение в гравитационном поле Земли.

В конце 40-х и в 50-х годах ряд исследователей обратил внимание на возможное влияние разрушения крупных капель в электрическом поле на процессы образования зарядов в грозовых облаках. В. С. Комельков [86] указал: «Возникающие в начальной стадии грозообразования положительно электризованные облачные массы влияют на дальнейшие процессы, создавая аномальное поле, в котором осуществляется разбрызгивание. Капли воды падают в зону разбрызгивания уже будучи поляризованными, что придает баллоэлектрическим явлениям новые особенности». Укажем еще, что Мейсон [428] в 1953 г., не будучи, по-видимому, знакомым

¹ Эти опыты были выполнены в Институте физики Академии наук Украинской ССР благодаря любезному содействию его директора А. И. Лейпунского.

с исследованиями В. М. Мучника в этом направлении, считал, что отсутствуют исследования по электризации при разрушении капль в электрическом поле.

В. М. Мучник [119, 123, 124] исследовал электризацию при разрушении капль в вертикальной струе воздуха в электрическом поле. При разрушении крупной капли большие фрагменты падали вниз, а мельчайшие капельки и, по-видимому, легкие и тяжелые ионы уносились струей, т. е. происходило разделение индуцированных на капле зарядов. На рис. 66 приведены данные о зависимости заряда при разрушениях капль диаметром 5,8 мм от напряженности поля (капли из питьевой воды). В большинстве случаев разрушения происходили весьма интенсивно. Всего было выполнено пять серий опытов со средним количеством капль 80—90 в каждой из них. Как видно из рисунка, существует прямо пропорциональная

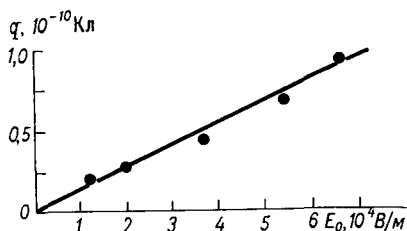


Рис. 66. Зависимость образования зарядов при спонтанном разрушении капль воды от напряженности электрического поля. По В. М. Мучнику [123].

зависимость между зарядом и напряженностью поля в согласии с (79). Изменение направления поля приводило к соответствующему изменению знака заряда, образующегося при разрушении капль. При нормальном направлении поля крупные фрагменты капль получали положительные заряды.

При сильном, грибообразном разрушении капль заряды оказываются значительно большими, чем при их слабом, гантелеобразном разрушении, как следует из данных Мучника [119]. При одинаковой напряженности поля средний заряд при сильном разрушении капль оказался почти в 5 раз больше, чем при слабом разрушении. Из этих опытов следует, что разрушение капль является не однородным процессом и степень раздробления капль при одном и том же типе разрушения, например грибообразном, может быть весьма различной.

По рис. 66 можно определить, что при интенсивном, как правило, грибообразном разрушении капли радиусом 2,9 мм в поле напряженностью $5 \cdot 10^4$ В/м образуется заряд q , в среднем равный $6 \cdot 10^{-10}$ Кл. На основании (79) для той же напряженности поля и того же радиуса капли находим $q = 0,23 \cdot 10^{-10}$ Кл. Следовательно, в этом случае заряд, образующийся в электрическом поле, примерно в 25 раз больше вычисленного. Поэтому можно предположить, что в среднем размер капли в момент грибообразного разрушения в 5 раз больше, чем эффективный радиус капли. Этот результат согласуется с данными опытов Гохшвендера (см. в [394]), В. И. Арабаджи [7], Метьюса и Мейсона [436], Котона и Гокхейля

[272] и др., которые показали, что в момент грибообразного разрушения капли увеличивают свои размеры по сравнению с эффективными в несколько раз. Кроме того, можно полагать, что в момент разрушения капля принимает форму эллипсоида, вытянутого в вертикальном направлении, что также должно привести к увеличению индуцированного заряда. Согласно Нолану [460], за счет баллоэлектрического эффекта при интенсивном разрушении одной капли образуется заряд $3 \cdot 10^{-12}$ Кл, который, следовательно, на два порядка меньше заряда, образующегося при разрушении капли в поле напряженностью $5 \cdot 10^4$ В/м.

Как было показано в разделе 3.1.7, баллоэлектрический эффект сильно зависит от содержания солей и для больших концентраций равен нулю. Для того чтобы проверить, какое влияние могут оказать примеси на электризацию при разрушении капель в электрическом поле, Мучник [119] провел исследование с раствором 25 г NaCl в 2 л воды, т. е. с раствором большой концентрации, и с дистиллированной водой, выдержанной в закупоренной бутылке в течение двух недель и представляющей собой слабый раствор солей. Было получено, как и следовало ожидать, что использование сильных и слабых растворов взамен питьевой и дистиллированной воды не приводит к какому-либо изменению интенсивности электризации.

В. М. Мучник [124] исследовал образование ионов при разрушении капель в электрическом поле. Предполагалось, что как легкие, так и тяжелые ионы несут один элементарный заряд. Было получено, что число легких ионов, образующихся при интенсивном разрушении одной капли радиусом 2,9 мм в поле напряженностью $1,7 \cdot 10^4$ В/м, имеет порядок 10^5 , а их суммарный заряд равен 10^{-14} — 10^{-15} Кл, тогда как количество тяжелых ионов достигает 10^9 , что соответствует суммарному заряду около $3,3 \cdot 10^{-10}$ Кл. При учете тяжелых ионов, образующихся за счет баллоэлектрического эффекта без электрического поля, оказалось, что их заряд при напряженности поля $1,7 \cdot 10^4$ В/м равен $3 \cdot 10^{-10}$ Кл. Если считать, что нет существенных потерь зарядов при измерениях, то суммарный заряд тяжелых ионов должен быть равен и противоположен по знаку суммарному заряду крупных фрагментов. Этот заряд можно определить по графику рис. 66. Он оказался равным $2,3 \cdot 10^{-10}$ Кл. Принимая во внимание приближенный способ измерения количества тяжелых ионов, следует считать согласие между этими данными достаточно хорошим.

В опытах, проведенных Мучником [119], была показана сильная зависимость величины заряда от интенсивности разрушения капли.

Для того чтобы обнаружить влияние интенсивности разрушения на образование тяжелых ионов, Мучник [124] выполнил опыты с отдельными каплями в поле напряженностью $1,35 \cdot 10^5$ В/м. При слабом разрушении одной капли образуется в среднем заряд $1,2 \cdot 10^{-10}$ Кл, тогда как при сильном разрушении возникает заряд $2 \cdot 10^{-9}$ Кл, т. е. почти в 20 раз больший. Эта величина значительно превышает значение, полученное ранее Мучником [119], и ее следует считать более точной. Действительно, если для напряженности

поля $1,35 \cdot 10^5$ В/м определить заряд по графику рис. 66, то он окажется равным $1,7 \cdot 10^{-9}$ Кл, что находится в хорошем согласии с приведенным выше значением. Согласно (79) должна существовать пропорциональность между суммарным зарядом тяжелых ионов, образующихся при разрушении капель в электрическом поле, и напряженностью поля. Такая зависимость в пределах точности эксперимента была получена для напряженности поля от $1,2 \cdot 10^4$ до $17,3 \cdot 10^4$ В/м.

Исследования электризации при разрушении капель в электрическом поле выполнили Магоно и Коэнума [414], Метьюс и Мейсон [436].

Магоно и Коэнума [414] исследовали электризацию при разрушении капель питьевой воды диаметром 6,2 мм в горизонтальном электрическом поле напряженностью $2 \cdot 10^3$ В/м. Каждая капля разрушалась в вертикальной воздушной струе примерно на 10 капелек; заряд одной из них измерялся. Было обнаружено, что независимо от направления поля на капельках образуются заряды обоих знаков, но с преобладанием одного из них. Предположив, что измеренный заряд на капельке составляет $\frac{1}{5}$ общего заряда, образующегося на капле при ее разрушении, с учетом заряда баллоэлектрического эффекта, Магоно и Коэнума получили средние заряды равными $-7 \cdot 10^{-12}$ и $2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Заметим, что при большом числе опытов они должны были получить одинаковые заряды обоих знаков, так как условия разрушения капель были симметричными по отношению к электрическому полю. Необходимо учитывать, что в горизонтальном поле заряды разных знаков образуются на частицах примерно одинаковых размеров, потому что их разделение в гравитационном поле не будет систематическим. Так как в рассмотренных опытах происходило интенсивное разрушение капель, сопоставим эти результаты с результатами В. М. Мучника [123] для вертикального поля. На основании экстраполяции графика рис. 66 для $E_0 = 2 \cdot 10^3$ В/м средний заряд равен $2,6 \cdot 10^{-11}$ Кл, т. е. в 4 раза больше заряда, полученного Магоно и Коэнума.

Метьюс и Мейсон [436] исследовали электризацию при разрушении капель в вертикальном электрическом поле. Капли с начальным эквивалентным диаметром 1,5 см падали в спокойном воздухе с высоты 12 м, принимая при разрушении грибообразную форму, причем диаметр «гриба» превышал 2 см. Измерялись заряды и объем фрагментов. Все опыты проводились с дистиллированной водой, за исключением одного, когда использовалась питьевая вода. Авторы установили, что водяная пленка в момент разрушения капли имеет толщину около 10 мкм. Они получили, что до $1,1$ — $1,2$ см³ увеличение объема фрагментов капель сопровождается увеличением их зарядов. При перемене направления поля происходило соответствующее изменение знаков зарядов на фрагментах, но не все фрагменты имели заряды одинакового знака. Это означает, что, кроме основных фрагментов, образующихся из нижней тороидальной части капли, получают сравнительно крупные фрагменты из верхней части капли. По данным о зарядах на фрагментах авторы

вычислили среднюю плотность зарядов на каплях: 10^{-4} , $5,3 \cdot 10^{-4}$ и $18,2 \cdot 10^{-4}$ Кл/м³ соответственно для напряженностей поля $3 \cdot 10^3$, $3 \cdot 10^4$ и $1,5 \cdot 10^5$ В/м.

3.2.6. Коронный разряд на каплях и ледяных частицах как причина электризации гидрометеоров

В сильных электрических полях грозовых облаков возможно образование коронного разряда на гидрометеорах, как жидких, так и твердых. В результате может возникнуть целый ряд процессов, весьма существенных для образования и разделения зарядов в грозовых облаках. Так, потоки электронов и ионов при коронном разряде являются источником высоких концентраций легких ионов в воздухе. В случае одностороннего коронного разряда должно происходить интенсивное заражение гидрометеоров. Поэтому существенно рассмотреть, какие элементарные процессы могут привести к возникновению коронного разряда в грозовых облаках.

В электрическом поле сферическая капля преобразуется в эллипсоид, причем тем более вытянутый, чем больше напряженность поля. Кроме того, в сильных полях на полюсах эллипсоида образуются заострения.

При определенном вытягивании капли и малом радиусе кривизны на концах капли поле оказывается достаточным для возникновения коронного разряда, особенно при уменьшении давления. При сближении двух крупных капель в электрическом поле создаются условия, которые облегчают возникновение коронного разряда на концах этих капель.

В случае ледяных гидрометеоров сферической формы также можно ожидать возникновения коронного разряда, но при более высоких значениях напряженности электрического поля из-за отсутствия искривления поверхности под действием сил поля. Однако твердые гидрометеоры сферической формы редко имеют идеально гладкую поверхность; как правило, на них появляются всякого рода выпуклости, рога и т. п. Для твердых гидрометеоров продолговатой или пластинчатой формы существуют благоприятные условия для возникновения коронного разряда в электрическом поле, особенно если отношение осей велико и длинная ось имеет то же направление, что и электрическое поле. Весьма легко должен возникать коронный разряд с концов пары гидрометеоров продолговатой формы, когда они сближаются своими концами и составляют одну линию с направлением электрического поля. В этом случае коронный разряд будет происходить не только с внешних концов гидрометеоров, но и в промежутке между ними.

При сближении гидрометеоров сферической и продолговатой формы, когда последние имеют направление, совпадающее с направлением электрического поля, создаются благоприятные условия для возникновения коронного разряда с продолговатого гидрометеора на сферический и в воздух. Если сферический гидрометеор

жидкий, возможно достижение критической напряженности на поверхности капли, достаточной для локального искривления и разрушения поверхности, что облегчает возникновение коронного разряда.

При коронном разряде существуют благоприятные условия для разделения зарядов на гидрометеорах. Но если этот процесс не сопровождается макроразделением зарядов в гравитационном поле, то он может только способствовать уменьшению напряженности электрического поля, а не созданию заряженных областей в грозовых облаках. Поэтому особый интерес представляют все те случаи, когда при возникновении коронного разряда происходит зарядание гидрометеоров, имеющих разную скорость падения, или когда происходит разделение зарядов между гидрометеорами и воздухом. По-видимому, с этих позиций разделение зарядов между гидрометеорами, например каплями или ледяными частицами почти равных размеров, представляет мало интереса. Наоборот, во всех случаях, когда происходит односторонний коронный разряд и разделение зарядов осуществляется между гидрометеорами и воздухом, надо ожидать макроразделения зарядов. Кроме того, при сближении капель или ледяных частиц разных размеров можно также ожидать макроразделения зарядов за счет коронного разряда. Таким образом, в грозовых облаках может осуществляться ряд процессов, при которых возникает коронный разряд, имеющий большое значение для развития грозовых явлений. Однако эти процессы являются одними из наименее исследованных.

Зелени [590, 591] первым установил, что при приложении достаточно высокого потенциала к искривленной поверхности капли воды, выжимаемой из капилляра, происходит образование коронного разряда. При давлениях воздуха, близких к нормальному, искривление поверхности под действием электрических сил вызывает ее разрушение и выбрасывание из нее тонкой струйки воды. Это приводит, с одной стороны, к увеличению отношения длины «жидкого» острия (длина капилляра плюс длина капли, вытянутой в направлении электрических сил) к диаметру капилляра, а с другой — к значительному уменьшению радиуса кривизны на конце струйки перед ее разрушением на капельки. Оба эти обстоятельства вызывают значительное понижение критического потенциала зажигания коронного разряда. Из опытов Зелени нельзя определить, возможен ли коронный разряд без разрушения поверхности «жидкого» острия или он при нормальном давлении является только сопутствующим явлением. Зелени пришел к выводу, что ток, который течет с острия, в основном вызван зарядами, уносимыми капельками, а не током коронного разряда.

Из опытов Инглиша [292] с «жидким» острием следует, что при пониженном давлении, около 670 мб, при положительном потенциале возникает коронный разряд, который не сопровождается образованием струйки капелек. При понижении давления до 270 мб происходит пропорциональное, довольно значительное понижение потенциала зажигания положительного коронного разряда, тогда

как отрицательный коронный разряд начинается только в результате образования струйки при практически не зависящем от давления потенциале. Таким образом, обнаруживается значительное различие в образовании коронного разряда в зависимости от знака потенциала. Хотя эксперименты Зелени и Инглиша позволяют получить представление о некоторых существенных особенностях коронного разряда с поверхности воды, их результаты нельзя приложить непосредственно к каплям, свободно падающим в электрическом поле.

Уже Нолан [461] отмечал, что при разрушении свободно падающих капель в горизонтальном электрическом поле наблюдается свечение коронного разряда. Такой же эффект был обнаружен Вильсоном, как сообщает Мекки [411]. Значительно больше подробностей было получено Мекки [411], который исследовал тихий разряд при разрушении капель в электрическом поле, в частности, в связи с возможным влиянием разряда на образование ионов в грозových облаках. Он обнаружил, что при нормальном атмосферном давлении при достижении критической напряженности поля на обоих концах капли образуются нити и возникает коронный или искровой разряд. Мекки отмечает, что в положительном вертикальном поле для капель, радиус которых больше 1,1 мм, существует различие между критическими напряженностями образования коронного и искрового разрядов. Для капель радиусом меньше 1,1 мм это различие не обнаружилось, так как во всех случаях разрушение капель сопровождалось искровым разрядом. Необходимо, однако, учитывать, что возникновение того или иного типа разряда зависит от расстояния между электродами конденсатора, создающего поле; в опытах Мекки это расстояние составляло около 8 см. При больших расстояниях между электродами искровой разряд может и не возникнуть, и тогда обнаружится только коронный разряд. С повышением напряженности поля свечение усиливается, что указывает на усиление тока коронного разряда. Наиболее интенсивное развитие корона получает на положительном полюсе капли. В горизонтальном электрическом поле также наблюдается образование коронного разряда с более интенсивным свечением на положительном полюсе капли. Мекки не обнаружил какой-либо зависимости критической напряженности зажигания коронного разряда от давления воздуха, по крайней мере до 350 мб. С понижением давления воздуха обнаруживается только увеличение интенсивности свечения разряда. Таким образом, между результатами экспериментов Мекки [411] и Инглиша [292] существует заметное различие, которое, по-видимому, определяется различиями в условиях экспериментов.

Для установления причины возникновения коронного разряда Мекки поместил в поле между электродами металлический шарик диаметром 6 мм. Для возникновения разряда потребовалась напряженность поля $1,9 \cdot 10^6$ В/м, но разряд был только искровым. Затем Мекки моделировал каплю металлическим телом, состоящим из двух конусов, соединенных основаниями. Диаметр в основании

4 мм, длина тела 15 мм. При помещении этого тела в поле таким образом, чтобы его длинная ось была направлена вдоль линий поля, наблюдался коронный разряд с более интенсивным свечением на положительном конце, т. е. было получено качественное воспроизведение коронного разряда с капли.

Мекки предпринял попытку определить ток коронирования в зависимости от напряженности электрического поля. Он получил, что ток разряда зависит от превышения напряженности поля над критической. В частности, для капли радиусом 1,56 мм при напряженности поля 10^6 В/м, превышающей критическую на $2 \cdot 10^4$ В/м, ток коронирования оказался приблизительно равным $2 \cdot 10^{-5}$ А. Но Мекки не исследовал, какие заряды переносятся капельками при разрушении водяной нити, а какие — токами разряда.

При сближении двух капель в электрическом поле в промежутке между ними происходит локальное искажение поверхности, тем более интенсивное, чем больше напряженность. Согласно [47], степень искажения поверхности приблизительно пропорциональна второй степени напряженности поля. Поэтому можно ожидать, что при сближении капель еще до момента их соприкосновения происходит разряд. Как показал В. А. Дячук [43], для капель радиусом около 1 мм в поле напряженностью $(3 \div 5) \cdot 10^5$ В/м примерно за $2 \cdot 10^{-4}$ с до слияния расстояние между вершинами конусов в промежутке между каплями составляет около 0,1 мм. Для грубой оценки примем, что разряд начинается при расстоянии между вершинами конусов 0,05 мм и продолжительностью его 10^{-4} с. Так как электропроводность воды достаточно велика, это время значительно больше времени релаксации, и разделение зарядов произойдет еще до момента соприкосновения вершин конусов.

Согласно (84), при контакте двух капель радиусом 1 мм в поле напряженностью $3 \cdot 10^5$ В/м происходит разделение заряда $5,4 \cdot 10^{-11}$ Кл. Если предположить, как это делает Н. С. Шишкин [203], что только малая часть этого заряда попадает в воздух, то и тогда при одном акте контакта между каплями в воздух поступит большое количество ионов. Очевидно, существует необходимость в экспериментальном подтверждении предположения, высказанного Шишкиным.

При соударении двух капель в сильных электрических полях, особенно если линия, соединяющая их центры, оказывается параллельной направлению электрического поля, создаются благоприятные условия для возникновения коронного разряда с их концов. После осуществления электрического контакта силы, притягивающие капли друг к другу и проявляющиеся в основном в зазоре между ними, исчезают, и пару капель следует рассматривать как одно тело. Силы, действующие на полюсах пары капель, можно приблизительно вычислить, заменяя капли одним эллипсоидом вращения с длинной полуосью, равной $2r$, и короткой полуосью, равной r . На полюсах такой пары капель должна возникнуть максимальная напряженность поля, примерно на 30% бóльшая, чем на полюсах одинарной капли (см. табл. 45). Вследствие этого неустойчивость

на концах пары капель возникает при напряженностях поля, примерно на 30% меньших, чем для одинарной капли. На рис. 15 показаны последовательные этапы поведения пары капель в горизонтальном электрическом поле, достаточном для возникновения их неустойчивости. На определенном этапе на их концах отчетливо видны конусообразные заострения. В результате неустойчивости и вырывания струек из концов пары капель произойдет коронный разряд, при котором в воздухе может образоваться значительное количество легких ионов. Образование конусообразных заострений на концах пары капель может создать такие условия, при которых возможно возникновение коронного разряда без вырывания струек из полюсов, в особенности при пониженном давлении.

Согласно Мекки, для разрушения крупных капель (радиусом около 2,5 мм) требуется напряженность поля около $8 \cdot 10^5$ В/м. Для пары таких капель потребует поле напряженностью уже около $5,5 \cdot 10^5$ В/м. Если учесть возможное влияние давления воздуха на критическую напряженность зажигания коронного разряда, то она на высоте облаков не должна превышать $(4 \div 5) \cdot 10^5$ В/м. До сих пор при рассмотрении поведения пары капель в электрическом поле упускалось из вида влияние аэродинамического воздействия, которое должно быть весьма значительным. При падении и спонтанном разрушении крупных капель последние сравнительно часто принимают так называемую гантелеобразную форму. Следовательно, аэродинамические силы сами по себе способствуют образованию вытянутой в горизонтальном направлении формы капли. Поэтому они должны способствовать образованию коронного разряда в горизонтальных электрических полях.

В грозовых облаках наблюдаются ледяные частицы продолговатых форм — иглообразные, пластинчатые, дендритные — и хлопья, которые состоят из скрепленных между собой ледяных частиц. Когда такого рода ледяная частица располагается вдоль направления электрического поля, создаются условия для возникновения коронного разряда на ее концах. Согласно Чепмену [264], ток коронирования с линейного проводящего разрядника, представляющего собой проволоку длиной l , причем $l \gg d$ (d — диаметр проволоки), можно представить следующим выражением:

$$i = \frac{alkE_0}{2} (E_0 - E_{кр}), \quad (92)$$

где $a = 1,4 \cdot 10^{-11}$ Ф/м — множитель, зависящий от давления; $k = 2 \cdot 10^{-4}$ м²/(с · В) — подвижность ионов; E_0 и $E_{кр}$ — соответственно напряженность внешнего поля и критическая напряженность.

Проверка, выполненная Каземиром [356] для металлизированных нитей диаметром 22 и 27 мкм и медных иголочек диаметром 50 и 75 мкм, дала удовлетворительное согласие с формулой. Для того чтобы иметь возможность использовать выражение (92) для ледяных частиц, необходимо знать значение критической напряженности зажигания коронного разряда для льда в зависимости от соотношения длины и толщины кристаллов. Кроме того, значение

$E_{кр}$ будет, по-видимому, зависеть и от электропроводности льда. К сожалению, непосредственные эксперименты с ледяными частицами отсутствуют. Некоторые косвенные суждения могут быть сделаны на основании исследований коронного разряда с острия из льда, выполненных Банделом [220].

Бандел исследовал коронный разряд с ледяного острия на металлическую пластину, подобно тому как Инглиш [292] экспериментировал с «жидкими» остриями. Ледяное острие имело длину 30 мм и наименьший диаметр 1 мм. При этом принимались меры для того, чтобы поверхность льда была гладкой. Расстояние от конца острия до пластины, создающей поле, было постоянным — 80 мм. Измерения критической напряженности зажигания и тока коронного разряда производились с остриями, изготовленными из дистиллированной и питьевой воды и платины, при температуре -78°C . Бандел обнаружил, что разряд возникает как при положительном, так и при отрицательном потенциале. Поскольку на концах острий, несмотря на принимавшиеся меры, выросли маленькие кристаллики (возможно, образовывался иней в электрическом поле), нельзя было зафиксировать точное значение критической напряженности, при которой начинался разряд. Бандел пришел к выводу, что в пределах точности измерений критический потенциал зажигания коронного разряда с ледяного острия примерно такой же, как и с металлического. Бандел обнаружил зависимость тока короны от электропроводности льда. Ток с ледяного острия из дистиллированной воды при потенциале $1,5 \cdot 10^5$ В достигал $5 \cdot 10^{-12}$ А, ток с острия из питьевой воды составлял уже 10^{-9} А, а с платинового острия — 10^{-6} А. При этом сопротивление ледяного острия из дистиллированной воды было порядка 10^{14} Ом, а сопротивление острия из питьевой воды колебалось от 10^{11} до 10^{13} Ом.

Подобные опыты были выполнены Рейнольдсом и др. [486] со льдом из дистиллированной воды и раствора NaCl 10^{-4} М, удельное сопротивление которого было равно 10^4 Ом·м, тогда как сопротивление льда из дистиллированной воды на 2—4 порядка выше. Эти авторы не обнаружили возникновения короны с острия из дистиллированной воды для потенциалов до $7 \cdot 10^5$ В при расстоянии между электродами 1 мм. В то же время при потенциале около $3,5 \cdot 10^5$ В отчетливо обнаруживался коронный разряд с резким возрастанием тока для острия из раствора. К сожалению, эти авторы не указывают, при какой температуре проводились опыты.

В связи с малостью токов, которые могут возникнуть при коронном разряде с ледяных частиц в грозовых облаках, Леб (см. в [257]) высказал соображения, что такие процессы не могут быть эффективными и не влияют на концентрацию ионов в атмосфере. Однако этот вывод не является достаточно обоснованным, так как вопрос о влиянии сопротивления льда на ток коронирования пока недостаточно исследован. В частности, отсутствуют сведения о влиянии на электропроводность льда примесей, которое, как это вытекает из сведений, приведенных Рейнольдсом и др. [486], весьма велико. Действительно, использование льда с электропроводностью

10^{-4} См/м привело к значительному снижению порога зажигания коронного разряда и появлению значительного тока коронирования. Отсутствуют также сведения о том, как влияет температура на электропроводность льда с примесями. Если судить по электропроводности чистого льда, то эта зависимость довольно заметная. Так, при температуре около 0°C электропроводность чистого льда оказывается равной около $4 \cdot 10^{-7}$ См/м, тогда как при -20°C она понижается примерно до $2 \cdot 10^{-8}$ См/м, т. е. изменяется на порядок.

Все рассуждения о токе коронирования обычно основываются на электропроводности массы льда, и совершенно упускается из вида то обстоятельство, что электропроводность на поверхности льда значительно отличается от объемной вследствие образования на поверхности особого, квазижидкого слоя. К этому следует добавить, что в естественных условиях в облаках при наличии переохлажденных капель на поверхности льда происходит сублимация водяного пара. Молекулы воды, осевшие на поверхность льда, некоторое время будут обладать несколько большей подвижностью, чем молекулы, закрепленные внутри льда. Кроме того, вследствие процессов самоочистения льда при кристаллизации воды на его поверхность выделяются ионы примесей, что также приведет к повышению поверхностной проводимости льда по сравнению с объемной. Поэтому можно полагать, что в грозовых облаках может осуществляться коронный разряд с ледяных частиц.

Подтверждением высказанных соображений могут служить результаты опытов, выполненных В. М. Мучником и Ю. С. Рудько в 1960 г. Если в холодильной камере в горизонтальном электрическом поле замерзали капли на подвеске и при этом из их поверхности вырастал «рог» примерно в направлении поля, то на каплях обнаруживался заряд, который увеличивался в течение нескольких секунд. На конце «рога» обнаруживались небольшие тонкие отростки льда тоже в направлении поля. В поле напряженностью $6 \cdot 10^4$ В/м образовывались заряды в пределах 10^{-12} — 10^{-11} Кл. Так как при замерзании температура льда близка к 0°C , то электропроводность льда должна быть высокой, и на конце «рога» мог возникнуть коронный разряд. Грубо приближенно можно положить, что ток короны стационарный. Тогда $i_{\text{ср}} = q/t$, где q — заряд капли, а t — время накопления заряда. Для $q = 3 \cdot 10^{-11}$ Кл и $t = 3$ с получаем $i_{\text{ср}} \approx 10^{-11}$ А.

Если при росте единичного «рога» на капле происходит ее заряджение в электрическом поле, то тем более интенсивное заряджение следует ожидать при росте инея на поверхности замерзшей капли. Но в случае роста инея на обоих полюсах и образования коронного разряда с обеих сторон частицы заряд, который будет накапливаться на замерзшей капле, определяется разностью токов, текущих с обоих полюсов. В 1960 г. Мучник и Рудько поставили опыты с целью изучения этих явлений. В холодильную камеру, где находилась на подвеске замерзшая капля в горизонтальном электрическом поле напряженностью $6 \cdot 10^4$ В/м, вдувался влажный воздух. Температура в камере в течение опытов находилась в пределах

от -25 до -30°C . Капли изготовлялись из дистиллированной воды, и их объемная электропроводность была, по-видимому, не очень высокой. Ледяные кристаллы, которые возникали в камере из водяного пара, должны были иметь еще меньшую электропроводность. В то же время поверхностная электропроводность ледяных частиц должна быть высокой, так как в течение опыта происходили непрерывная сублимация водяного пара на их поверхности и образование квазижидкого слоя.

В одном из опытов примерно через 30 с после начала вдувания воздуха в камеру на замерзшей капле и на металлической проволоке подвески появился слабый иней. Заряжение капли происходило сначала сравнительно медленно, а затем с большей скоростью. Приближенная оценка тока заряжения дала, например, для первой минуты $0,8 \cdot 10^{-13}$ А, а для четвертой $2 \cdot 10^{-13}$ А. Безусловно, ток коронирования должен быть значительно большим, так как полученные значения представляют собой разность токов положительной и отрицательной корон. Затем вдувание воздуха было прекращено и измерения повторены. Скорость заряжения уменьшалась, по-видимому, вследствие того, что при отсутствии вдувания воздуха скорость сублимации водяного пара на ледяной поверхности уменьшилась, а вместе с ней уменьшилась и поверхностная электропроводность льда. За первые 30 с ток заряжения составлял $1,5 \cdot 10^{-13}$ А, а за третьи 30 с — уже $0,8 \cdot 10^{-13}$ А. В следующем опыте ток заряжения был того же порядка, но положительный. Встречались случаи, когда в течение опыта происходила смена знака заряжения. Это подтверждает предположение о том, что заряжение капли происходило вследствие различий в токе положительной и отрицательной корон.

В некоторых опытах, кроме плавного нарастания заряда на капле, иногда наблюдалось скачкообразное изменение заряда. Причиной этих скачков следует считать обламывание веточек инея на поверхности замерзшей капли в электрическом поле. В одном случае заряд изменился на 10^{-11} Кл, а в другом — на $1,5 \cdot 10^{-12}$ Кл. Для приближенной оценки заряда, который может унести веточка инея при отламывании от поверхности сферы, предположим, что она представляет собой половину эллипсоида вращения, укрепленного на сфере. Тогда можно для вычислений воспользоваться выражением (83), считая, что сфера не искажает однородное поле напряженностью E_0 . Пусть обламывается веточка инея длиной 1 мм и толщиной 0,2 мм; тогда $k=1:10$, $p_z=2,1 \cdot 10^{-2}$ и в поле с $E_0=6 \cdot 10^4$ В/м $q_{II}=8,2 \cdot 10^{-13}$ Кл. Таким образом, при обламывании веточки инея с поляризованной ледяной сферы в поле напряженностью около $5 \cdot 10^4$ В/м на ней могут образоваться заряды порядка 10^{-12} — 10^{-13} Кл.

В области мокрого роста в грозových облаках должны существовать крупные обводненные ледяные частицы (град, крупа), толщина водяной пленки на их поверхности может достигать десятых долей миллиметра. Поскольку такие ледяные частицы нередко имеют коническую или вообще неправильную форму, можно ожи-

дать их коронирования в электрическом поле грозы. В. М. Мучник и Ю. С. Рудько [142] моделировали коническую обводненную крупу, имеющую высокую электропроводность, стальным шариком с острием из иглы. Было обнаружено, что при равенстве диаметров шарика и острия критическая напряженность коронного разряда была равна около $2 \cdot 10^5$ В/м. С уменьшением длины острия l по отношению к диаметру шарика d наблюдалась тенденция к увеличению критической напряженности. Так, для шарика с $d=0,8$ см и $l=1,1$ см $E_{кр}=1,8 \cdot 10^5$ В/м, а для $l=0,5$ см $E_{кр}=2,5 \cdot 10^5$ В/м.

* *
*

При рассмотрении различных механизмов электризации, выполненном в этой главе, неоднократно указывалось, что все они, за исключением механизма электризации частиц, находящихся в среде ионов, могут быть описаны как механизмы, обязанные своим существованием контактной разности потенциалов. Более того, формальное описание, развитое для контактной электризации, может быть с успехом использовано для описания электризации частиц в электрическом поле, за исключением электризации в среде ионов и при коронировании в сильных электрических полях.

Необходимо также отметить одно весьма существенное различие между механизмами электризации, обусловленными внешним электрическим полем и контактной разностью потенциалов. При единичном акте электризации, например при соударении градины с каплей, при контактном механизме величина заряда целиком зависит от особенности материалов, вступающих в контакт, и условий контакта. Величина заряда, разделяющегося при единичном акте, сравнительно невелика: она не превышает 10^{-11} Кл. Следовательно, для объяснения зарядов на гидрометеорах порядка 10^{-10} — 10^{-9} Кл необходимо допустить существование многократных соударений градины с каплями, т. е. процесс образования заряда на крупных частицах можно назвать накопительным. В случае электризации в электрическом поле заряды порядка 10^{-10} — 10^{-9} Кл могут образоваться на гидрометеорах при наблюдаемых в грозовых облаках, находящихся в стадии зрелости, напряженностях поля за счет одного или всего нескольких актов, т. е. процесс образования заряда на крупных частицах практически мгновенный.

Со времени установления электрической природы грозы было предложено огромное количество ее теорий. Для объяснения возникновения грозового электричества использовались, можно сказать без преувеличений, все механизмы электризации, когда-либо открытые человечеством. Достаточно было появиться сообщению о каком-либо новом механизме электризации тел, как его тотчас же привлекали в качестве основного механизма образования грозового электричества. Так было с трибоэлектричеством, термоэлектричеством, фотоэлектрическим эффектом и т. д. и т. д. Рассмотрение всех гипотез представляет, безусловно, очень большой интерес, в особенности для истории науки, но оно потребовало бы слишком много места, и поэтому мы ограничимся только теориями, основывающимися на рассмотренных в главе 3 механизмах электризации, которые могут иметь место в грозовых облаках. Такую работу необходимо выполнить для того, чтобы выяснить, какая теория наиболее правильно описывает образование грозового электричества. При рассмотрении теории грозы обнаруживается любопытная тенденция, заключающаяся в том, что большинство из них опирается только на один какой-то механизм электризации, который считается основным. При этом часто упускается из вида, что в грозовом облаке может одновременно действовать несколько механизмов электризации, особенно в разных частях облаков и на разных стадиях их развития.

Лишь в последнее время стала очевидной ограниченность подобного подхода к рассмотрению процессов, протекающих в грозах. Так, Сартор [164] пишет по этому поводу: «Можно допустить, что механизмы, предложенные Бруком, Мейсоном и Воннегутом, играют важную роль в процессах генерации и разделения зарядов в грозовых облаках. Но нельзя согласиться с тем, что какой-то один из этих механизмов является главной причиной электризации грозового облака (как это подразумевается каждым из этих авторов). Вероятно, в облаках имеются области, в которых каждый из предложенных механизмов является основной причиной электризации. Однако если рассматривать грозовое облако в целом, то целесообразно рассмотреть, каким образом все перечисленные процессы могут действовать: совместно или последовательно

в связи с микро- и макродвижениями в облаке, чтобы обеспечить необходимую электризацию в реальных условиях. Такой подход более эффективен, чем поиски главного механизма электризации».

При обозрении теорий грозового электричества обнаруживается также, что почти все авторы рассматривают кучево-дождевые облака только как арену, на которой разыгрываются электрические процессы. В результате исчезает взаимосвязь и взаимообусловленность процессов образования и развития грозового облака и электрических процессов в них. Представление о том, что грозовые облака являются системой с обратной связью, в которой изменения физических параметров гидрометеоров (концентрации, размеров, фазового состояния) вызывают изменения электрических параметров (зарядов и электрического поля) и наоборот, достаточно определенно было высказано В. М. Мучником [136] на Всесоюзном научном совещании по активным воздействиям на градовые процессы в Тбилиси в 1962 г. И. М. Имянитов и В. Я. Никандров [71] на Конференции по физике облаков и активным воздействиям в Москве в 1965 г. изложили свое мнение о том, что «электричество облаков может быть и следствием, и причиной их фазовых и структурных преобразований».

Приступая к обзору теорий грозового электричества, необходимо иметь четкое представление о том, каким главным требованиям они должны удовлетворять. Эти требования вырабатывались на основании сведений о характеристиках грозовых облаков и изменялись по мере углубления наших знаний. Мейсон [115] первым составил такой перечень и в дальнейшем корректировал его [116]:

1. Средняя продолжительность осадков и электрической активности отдельной грозовой ячейки составляет около 30 мин.

2. Средний электрический момент, разряжаемый молнией, составляет примерно 100 Кл·км, а соответствующий заряд равен 20—30 Кл. В типичной грозовой ячейке интервалы между отдельными грозовыми разрядами составляют около 20 с, что дает средний ток молнии порядка 1 А.

3. Величина заряда, разделяемого непосредственно после грозового разряда за счет скорости падения элементов осадков, имеет порядок $\frac{8000}{v}$ Кл (v — скорость падения частиц относительно воздуха в метрах в секунду) и составляет около 1000 Кл.

4. В кучево-дождевом облаке большой мощности этот заряд генерируется и разделяется в объеме около 50 км³, имеющем средний радиус около 2 км и ограниченном уровнями изотерм 0 и —40° С.

5. Центр отрицательного заряда расположен вблизи изотермы —5° С, а основной положительный заряд сосредоточен на несколько километров выше; вблизи основания облака существует также дополнительный положительный заряд с центром вблизи уровня изотермы 0° С или немного ниже.

6. Процессы образования и разделения зарядов тесно связаны с появлением осадков, особенно крупы. Частицы осадков должны

иметь возможность падать, преодолевая восходящие токи со скоростью несколько метров в секунду.

7. Чтобы обеспечить возникновение первого удара молнии через 12—20 мин после появления частиц осадков с размером, обнаруживаемым радиолокатором, должно произойти образование и разделение достаточно большого заряда.

Чалмерс [196] указывает на то, что критерии грозы Мейсона основываются на средних параметрах грозовых облаков и что теория должна удовлетворять требованиям, вытекающим из сведений об интенсивных грозах, в частности чтобы токи молнии достигали 100 кА, а частота молний — 10 в минуту. Это означает, что скорость накопления зарядов в мощных грозовых облаках должна превышать таковую для средних грозовых облаков примерно на два порядка.

В свою очередь Воркмен [23] считает, что теория грозового электричества должна удовлетворять следующим требованиям, которые в какой-то степени дополняют критерии, развитые Мейсоном и Чалмерсом:

1. Развивается сильно заряженная, относительно компактная область отрицательного заряда.

2. Почти вертикальный диполь ограничен снизу уровнем изотермы 0°C или близкой к ней, а сверху — вершиной облака.

3. Образованное количество зарядов превышает требуемое для поддержания молний во много раз (возможно, с коэффициентом 100 или выше).

4. Между центрами отрицательного и положительного зарядов существует область разделения с суммарным зарядом, близким к нулю.

5. Осадки, падающие через область отрицательного заряда, не переносят его на землю.

6. Электрическое поле у поверхности земли нарастает во времени по квазиэкспоненциальному закону.

7. Возникновение осадков, развитие заряженных областей и появление молний происходят в определенном порядке.

Таким образом, среди большинства ученых господствует представление, что при развитии грозы первичным является образование осадков в кучево-дождевых облаках, а вторичным — образование зарядов и заряженных областей. Однако необходимо отметить, что существует и диаметрально противоположная точка зрения, базирующаяся на том, что многие требования, на которые указывают Мейсон, Чалмерс и Воркмен, полностью не выполняются. По мнению Воннегута [22], несоответствия этим требованиям заключаются в следующем:

1. Имеется слабая корреляция между интенсивностью или характером осадков и электризацией, оцениваемой по частоте ударов молнии (Ганн [327]).

2. Измерения тока осадков у поверхности земли показывают, что обычно этот ток слишком мал и имеет обратную полярность по сравнению с той, которая необходима для электризации. Из ра-

бот Смита [526] и др. следует, что токи осадков являются следствием, а не причиной электризации облака.

3. Если бы осадки, несущие заряд, были причиной электризации в грозах, можно было бы, по крайней мере, иногда наблюдать удар молнии из области осадков под облаком. Однако об этом никогда не сообщалось.

4. Если электризация облака вызывается падением осадков внутри облака, то ток проводимости из ионосферы к верхней части облака должен противодействовать этой электризации. Так как проводимость свободной атмосферы возрастает с высотой, следовало бы ожидать, что в очень высоких облаках образуется мало молний. В действительности же справедливо обратное, и обычно чем выше облако, тем сильнее оно электризуется (Воннегут и др. [562]).

5. В мощных грозовых облаках скорость восходящих токов часто в несколько раз превышает конечную скорость падения осадков. Поэтому следует ожидать, что интенсивные конвективные движения в грозах будут противодействовать упорядоченному разделению зарядов при выпадении осадков. Однако это не наблюдается. Наоборот, конвекция скорее усиливает процессы электризации, чем противостоит им.

Очевидно, для выяснения правильной позиции необходимо рассмотреть возражения Воннегута, что будет выполнено в том же порядке:

1. Ганн [327] указывает не столько на слабую корреляцию между интенсивностью осадков и грозовой активностью, сколько на то, что между ними нет простой связи. Кроме того, он утверждает, что быструю регенерацию и рост напряженности электрического поля, сопровождаемые разрядами молнии большой частоты, вряд ли следует ожидать, если интенсивность осадков не превысит некоторого определенного значения. Так что ссылка на Ганна не имеет оснований. Кроме того, непосредственные наблюдения за частотой разрядов и интенсивностью дождя выявляют существование между ними некоторого параллелизма (Н. С. Шишкин [202], Парчевский [462]).

2. Ток осадков у поверхности земли сильно зависит от условий, в которых они падают ниже уровня изотермы 0°C , т. е. ниже центра отрицательной области. Эти условия приводят к нейтрализации и переразрядке капель осадков, поэтому величина тока и его полярность не имеют простой связи с электризацией капель в облаке. Из работ Смита [526] и др. можно сделать вывод только о некоторой роли процессов соударения капель с поверхностью земли в образовании объемных зарядов в приземных слоях воздуха, а не о том, являются ли токи осадков причиной или следствием электризации облаков. Более того, согласно данным о зарядах капель внутри облаков (см. раздел 2.2.1), токи осадков в них велики.

3. Для возникновения грозового разряда в жидкокапельной области осадков необходимы поля с критической напряженностью,

превышающей соответствующие значения для области с кристаллическими гидрометеорами, поэтому разряд в части облака с отрицательными температурами наступает раньше, чем он может произойти под облаком при положительных температурах. Действительно, в большинстве случаев разряды берут свое начало в области отрицательных температур (Малан и Шонланд [422]).

4. Проводимость воздуха в грозовых облаках значительно выше, чем в окружающей облако атмосфере, по крайней мере на высотах до 8—10 км. Несмотря на большие токи проводимости внутри грозовых облаков, интенсивность генерации и разделения зарядов в них столь велика, что образуются отдельные заряженные области и электрические поля с напряженностью, достаточной для возникновения разрядов. С увеличением высоты грозовых облаков интенсивность генерации и разделения зарядов в них увеличивается в достаточной степени для перекрытия токов утечек.

5. Воннегут упускает из рассмотрения существование твердых гидрометеоров (градин), скорость падения которых может быть больше любой скорости конвективных токов. Поэтому не следует ожидать, что конвективные токи будут противодействовать упорядоченному разделению зарядов при выпадении осадков. Более того, можно полагать, что наличие конвективных токов способствует образованию заряженных областей в грозовых облаках, что действительно имеет место.

Из рассмотренного выше следует, что возражения Воннегута недостаточно обоснованы.

Анализ требований к теории грозы, выработанных Мейсоном, Чалмерсом и Воркменом, и современных сведений о строении и электрической структуре кучево-дождевых облаков (см. главу 2) дает возможность более четко сформулировать основные свойства грозовых облаков, которым должна удовлетворять теория грозы:

1. Средняя продолжительность осадков и электрической активности отдельного грозового облака 30—40 мин.

2. Средний электрический момент, нейтразуемый при грозовом разряде, около 100 Кл·км, а максимальный — порядка 500 Кл·км. В канале молнии нейтразуется в среднем 20—30 Кл, а в интенсивных грозах — до 100 Кл.

3. Частота разрядов в умеренной грозе около 1 в 1 мин, а в интенсивной грозе до 5—10 в 1 мин.

4. Средняя плотность объемных зарядов от $3 \cdot 10^{-9}$ до 3×10^{-8} Кл/м³, а скорость их накопления $3 \cdot 10^{-10}$ — $3 \cdot 10^{-8}$ Кл/(м³·с).

5. Средняя напряженность поля от $2 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^4$ В/м, максимальная $(3 \div 4) \cdot 10^5$ В/м.

6. Эффективная проводимость внутри активных гроз 10^{-12} — 10^{-11} См/м.

7. Основные процессы разделения электрических зарядов протекают в области мокрого роста гидрометеоров, в основном вблизи уровня изотермы 0° С.

8. Вертикальная мощность облаков, как правило, превышает 5 км и может достигать 15—18 км. В облаке обязательно наличие крупы или града.

Начнем обзор теории грозовой электричества со схемы Эльстера и Гейтеля, не потерявшей интереса до сих пор, особенно в связи с попытками Сартора возродить эту теорию на основании современных сведений о процессах в кучево-дождевых облаках.

4.1. СХЕМА ЭЛЬСТЕРА И ГЕЙТЕЛЯ

Эльстер и Гейтель [290] обратили внимание на то, что капли облаков и осадков поляризуются под действием электрического поля атмосферы. Они предположили, что при соударении дождевой капли с облачной капелькой последняя скользит по поверхности первой и отрывается в ее верхней части. В нормальном электрическом поле дождевые капли получают положительные заряды, а облачные капельки — отрицательные. В результате падения дождевых капель происходит разделение зарядов, и облако становится биполярным: верхняя часть заряжена отрицательно, нижняя — положительно. Осадки должны иметь преимущественно положительные заряды. Эльстер и Гейтель не делали различий между механизмами электризации в облаках слоистых форм и в грозовых облаках. Надо отметить, что схема разделения зарядов Эльстера и Гейтеля должна приводить не к усилению поля, а к его ослаблению.

В дальнейшем Эльстер и Гейтель [291] пытались усовершенствовать свою теорию. Они учли, что крупные капли при падении сплющиваются, и предположили, что при соударении с облачными капельками последние будут от них отражаться. Кроме того, Эльстер и Гейтель распространили область электризации на ледяные частицы (град, ледяную крупу), указав, что при их соударении с облачными капельками отражение капелек обеспечивается еще в большей степени, чем при соударении с дождевыми каплями. В результате в нормальном электрическом поле верхняя часть облака должна получить положительный заряд, а нижняя и осадки — отрицательный.

Теория грозы Эльстера и Гейтеля подвергалась многократной критике в первую очередь из-за несоответствия между знаком зарядов осадков и направлением поля. Согласно этим авторам, между знаками зарядов дождя и электрического поля должна существовать следующая связь: знак зарядов дождя должен быть таким же, как и знак поля у поверхности земли. Наблюдения показали, что часто обнаруживается как раз обратная связь между знаками зарядов осадков и электрического поля, так называемый зеркальный эффект. Однако основное возражение против их теории заключается в том, что при соударении капли с облачными капельками будет происходить их коагуляция, а не кратковременный контакт. Из экспериментов Готта [314] следует, что при падении крупной

капли через среду облачных капелек в электрическом поле зарядение ее вследствие индукции не происходит.

Сартор, учитывая критику теории Эльстера и Гейтеля, обратил особое внимание на то, что вероятность слияния капель при соударении не равна единице и что возможно разделение зарядов без прикосновения частиц друг к другу. Механизм разделения зарядов в электрическом поле был рассмотрен выше (см. раздел 3.2.2). Сартор [164] рассчитал скорость накопления зарядов в единице объема без учета факторов, уменьшающих ее:

$$R = 4\pi\epsilon_0 \sum_{j=2}^k \sum_{i=2}^{j-1} \pi n_i n_j (r_j + r_i)^2 (v_j - v_i) \epsilon_{ij} E \gamma r_i^2, \quad (93)$$

где n_i и n_j — концентрация капель соответственно в i -том и j -том интервалах размеров, причем $j > i$; r_i и r_j — радиусы меньших и больших капель соответственно; v_i и v_j — конечные скорости падения капель; ϵ_{ij} — коэффициент эффективности разделения частиц, т. е. доля капель, приобретающих в процессе контакта заряд, который, согласно (84), равен $4\pi\epsilon_0 \gamma r_i^2 E$ при условии, что линия, соединяющая центры капель, совпадает с направлением поля. Так как значение γ не очень сильно зависит от соотношения размеров i -той и j -той капель, вступающих в контакт (см. табл. 46), то Сартор выбрал для расчетов некоторое среднее значение $\gamma = 3$.

Расчеты были выполнены как для капель, так и для ледяных частиц, для которых использовались распределения по размерам, наблюдаемые в активных грозах. При этом для капель было выбрано два значения коэффициента разделения частиц: 0,1 и 0,01, а для ледяных частиц одно: 0,9, так как вероятность их коагуляции при соударении сравнительно невелика. Результаты вычислений показали, что в грозовых дождях за счет контактов капель скорость зарядения единичного объема составляет $3 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³ × (хс), т. е. имеет тот же порядок, что и скорость зарядения, которая требуется для грозового облака. Еще большая (на один-два порядка) скорость зарядения получается в случае контакта ледяных частиц. Скорость зарядения настолько велика, что, даже если проводимость в облаках 10^{-12} См/м, начальное поле может увеличиться на два порядка.

На основании этих расчетов Сартор приходит к выводу, что процессы индукционного зарядения гидрометеоров при контакте играют в грозовых облаках не меньшую, а иногда и большую роль, чем любые другие возможные механизмы электризации в них. Необходимо отметить, что значительно раньше Сартора Мюллер-Гиллебрандт [452], исходя из расчетов разделения зарядов при контакте ледяной крупы и кристаллов в электрическом поле, пришел к выводу, что такие процессы могут обуславливать образование грозы.

Мейсон [116], однако, считает, что процессы электризации за счет контакта в электрическом поле не могут быть источником значительных зарядов. На основании своих опытов он пришел

к выводу, что при полях напряженностью больше 10^3 В/м капли обязательно коагулируют и механизм Эльстера—Гейтеля—Сартора перестанет работать в грозовых облаках задолго до достижения критической напряженности поля. Шансы вступить в кратковременный контакт имеют только те капельки, которые приходят в касательное соударение, а не в лобовое или близкое к нему. Но при касательном соударении наиболее вероятно скольжение капельки с последующим отрыванием в районе электрического экватора капли, причем в верхней ее части. В вертикальном электрическом поле нормального направления, например, заряды капель будут положительными и могут привести только к ослаблению поля, и, кроме того, заряды на каплях при их разделении в районе электрического экватора, где поле, индуцированное на самой капле, малое, вообще должны быть небольшими. Такое представление в какой-то степени подтверждается результатами опытов Мантгомери и Доусона [446] с крупными каплями почти одинаковых размеров. Они получили, что при разрыве контакта капли всегда получают заряды, которые могут привести только к ослаблению поля.

Как указывает Сартор [164], значительно бóльшая скорость индукционной электризации единичного объема с ледяными частицами (примерно на два порядка) по сравнению с каплями обуславливается бóльшими размерами ледяных частиц и значительно бóльшим коэффициентом эффективности разделения частиц: 0,9. Но уже Лезем и Мейсон [380] показали, что при соударении пробного ледяного тела с ледяными кристаллами в электрическом поле напряженностью 10^5 В/м происходит изменение электризации всего на 10% по сравнению с электризацией без электрического поля. Как было показано в разделе 3.2.2, причиной этого являются особенности движения ледяных кристаллов по отношению к пробному телу в электрическом поле (а не малое время контакта, как полагают Лезем и Мейсон [382]). Поэтому результаты экспериментальных исследований электризации [380, 382] правильно оценивают интенсивность электризации при соударении крупной ледяной частицы, допустим сферы (градина, крупа), с ледяными кристаллами в электрическом поле: интенсивность электризации невелика.

Теперь необходимо рассмотреть электризацию при соударении сравнительно крупных ледяных частиц в электрическом поле. Как показали В. А. Дячук и В. М. Мучник [46], электризация таких частиц происходит в полном согласии с теорией, что на первый взгляд является аргументом в пользу представлений Сартора. При соударении ледяных частиц полное отражение от поверхности будет иметь место, по-видимому, только при лобовых или близких к ним соударениях. При тангенциальных соударениях появляется в дополнение к отражению скольжение, в результате чего в вертикальном электрическом поле такие ледяные частицы будут отрываться около экватора и заряды будут весьма малыми. Поэтому весьма важным является вопрос о том, при каких углах соударения появляется тангенциальная составляющая, благодаря которой меньшая частица начинает скользить вдоль поверхности большей

частицы. Такие экспериментальные данные, к сожалению, отсутствуют. Некоторое представление об этом можно составить на основании экспериментов В. М. Мучника [131] по электризации при соударении металлических шаров и капель воды в вертикальном электрическом поле. Как следует из табл. 54, уже при углах около 30° при относительных скоростях соударения шаров и капель больше 4 м/с происходит изменение знака электризации вследствие скольжения капель по поверхности шара. При этом капли только смачивают поверхность градин. На критическое значение угла, при котором возникает скольжение капель вдоль поверхности шара, влияют силы прилипания воды к поверхности металла, которые в случае соударения ледяных частиц не столь велики. Поэтому реально, по-видимому, предположение, что скольжение при соударении ледяных частиц будет иметь место при несколько больших углах, допустим 45° . Это приводит к тому, что вероятность лобовых и скользящих соударений становится примерно одинаковой.

Необходимо еще определить, не изменятся ли при скользящих соударениях знак электризации на обратный по отношению к лобовым соударениям, как это имеет место при соударении капель и шаров. Если учесть, что при падении твердой частицы в ее тыловой части воздух разряжается, то малые частицы при скользящих соударениях после прохождения экватора должны засасываться в тыловую часть крупной частицы и там отрываться от нее. Таким образом, скорость заряжения единичного объема при падении ледяных частиц в вертикальном электрическом поле должна быть значительно меньше, чем вычисленная Сартором.

При соударении ледяных частиц в горизонтальном электрическом поле также нельзя ожидать макроразделения электрических зарядов, хотя микроразделение будет иметь место. Можно считать, что вероятность соударения положительной и отрицательной полусфер падающей ледяной сферы с мелкими частицами одинаковая. Поэтому при большом числе соударений заряд сферы равен нулю, а число положительно и отрицательно заряженных ледяных частиц окажется примерно одинаковым. Так что макроразделение зарядов не произойдет и облако, в горизонтальном электрическом поле которого будут происходить такие процессы, останется в целом нейтральным.

Из рассмотрения схемы грозы Эльстера—Гейтеля—Сартора можно сделать вывод, что описанные механизмы электризации сами по себе недостаточно эффективны для создания необходимого количества электричества, наблюдаемого в грозах. Однако при разработке теории грозового электричества необходимо учесть электризацию при контакте в электрическом поле в первую очередь твердых частиц.

4.2. СХЕМА СИМПСОНА

Симпсон [518] положил в основу своей схемы грозы механизм электризации при дроблении дождевых капель. Он принял, что в кучево-дождевых облаках ниже уровня изотермы 0°C существует

область восходящих токов со скоростями 8 м/с и больше. При падении капли растут, причем их конечная скорость падения также растет, однако только до 8 м/с. Поэтому в облаках на уровне скоростей восходящих токов 8 м/с образуется задерживающий слой, ниже которого капли падать не могут (рис. 67). Так как капли размером 5,5 мм являются неустойчивыми, в области задерживающего слоя они будут разрушаться. Крупные фрагменты получают положительные заряды, а мельчайшая водяная пыль — отрицательные. Последняя уносится восходящими токами вверх, адсорбируется на облачных капельках и создает отрицательно заряженную об-

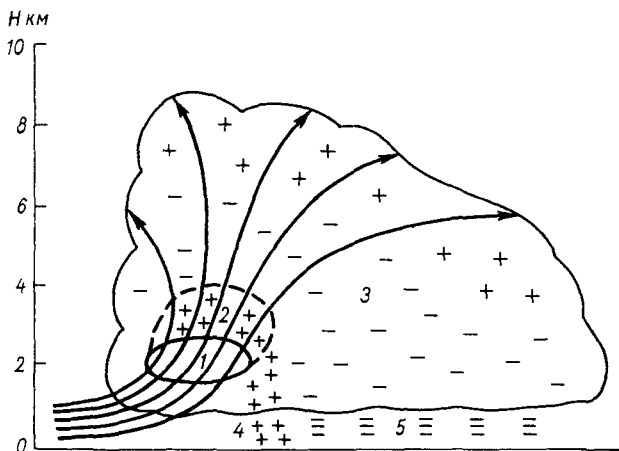


Рис. 67. Схема грозы Симпсона.

1 — область восходящих токов со скоростью 8 м/с, 2 — нижняя положительно заряженная область, 3 — основная отрицательно заряженная область, 4 — положительно заряженный дождь, 5 — отрицательно заряженный дождь.

ласть. Крупные, положительно заряженные фрагменты капель распределяются в некотором объеме над областью восходящих токов, создавая положительно заряженную область большой плотности. На краю этой области, где скорости восходящих токов уменьшаются, должен наблюдаться крупнокапельный, положительно заряженный дождь, а из тыловой части облака — мелкокапельный, отрицательно заряженный дождь. Из грозового облака с подобным распределением заряженных областей следует ожидать разрядов молний на землю преимущественно с положительной полярностью.

По мере накопления сведений о строении грозовых облаков и процессах в них обнаружился ряд несоответствий с выводами, вытекающими из теории Симпсона. Так, грозовой дождь всегда состоит из смеси положительно и отрицательно заряженных капель, разряды молнии на землю из активной части грозового облака имеют преимущественно отрицательную полярность (И. С. Стекольников [173] и др.). Кроме того, в схеме грозового облака отсутствовала верхняя, положительно заряженная область, которая была

обнаружена в результате многочисленных наблюдений. Это побудило Симпсона к пересмотру и дальнейшему усовершенствованию своей теории [522, 523, 524].

Симпсон предположил, что в верхней части грозового облака при отрицательных температурах существуют ледяные кристаллы. При соударении друг с другом под воздействием интенсивной турбулентности, которая должна иметь место в грозовых облаках, кристаллы получают отрицательные заряды, а воздух — положительный. При падении ледяных кристаллов происходит разделение зарядов, причем вверху образуется положительно заряженная область, а внизу — отрицательно заряженная. Нижняя, положительно заряженная область образуется в результате дробления капель. Эта модифицированная схема дает согласие с наблюдаемым распределением заряженных областей в грозовых облаках. Однако количественная оценка заряда, которая может быть получена исходя из представлений Симпсона, дала отрицательный результат. Так, Мейсон [428], предполагая, что одна и та же масса воды трехкратно примет участие в дроблении капель, из которых она состоит, пришел к выводу, что максимальный заряд за счет схемы заряджения, рассмотренной Симпсоном, не превысит 10^{-4} Кл/м³, т. е. он примерно на два порядка меньше наблюдаемого. Несколько больший заряд был получен им для механизма электризации при соударении снежных кристаллов: $5 \cdot 10^{-4}$ Кл/м³, но эта величина также намного меньше требуемой для развития грозы. Таким образом, эффекты электризации, рассматриваемые Симпсоном, не могут играть главную роль в образовании грозового электричества.

4.3. СХЕМА ВИЛЬСОНА

В основу схемы грозового электричества Вильсон [572] положил избирательное заряджение падающих капель ионами под действием электрического поля. Если в положительном электрическом поле будет падать капля, то положительные ионы будут отталкиваться от ее нижней части, а отрицательные — притягиваться. Однако этот процесс избирательного захвата будет осуществляться только в том случае, если скорость падения капель больше скорости движения положительных ионов в электрическом поле, в противном случае ионы будут захватываться верхней, отрицательно заряженной частью капли. Следовательно,

$$v > k_+ E, \quad (94)$$

где v — скорость падения капли; k_+ — подвижность положительных ионов; E — напряженность поля.

Из (94) видно, что, если принять k_+ равным $2 \cdot 10^{-4}$ м²/(с·В), v для облачных частиц радиусом до 20 мкм около $5 \cdot 10^{-2}$ м/с, а для дождевых капель 8 м/с, при напряженностях поля, соответственно больших $2,5 \cdot 10^2$ и $4 \cdot 10^4$ В/м, избирательное заряджение капель невозможно. Чтобы обойти это затруднение, Вильсон пред-

положил, что избирательное зарядение дождевых капель происходит при захвате тяжелых ионов и заряженных облачных капелек, заряды которых образуются за счет легких ионов. Капли в положительном поле благодаря избирательному зарядению получают отрицательные заряды, которые будут переноситься вниз, а в воздухе останутся положительно заряженные капельки. В результате первоначальное положительное поле должно усиливаться до достижения пробойных значений, причем скорость нарастания напряженности поля должна быть большой. Полярность облака при этом также будет положительной (вверху «плюс», внизу «минус»). Таким образом, теория Вильсона дает правильное распределение основных заряженных областей в грозových облаках, но вместе с тем встречает много обоснованных возражений.

Расчеты, выполненные Мейсоном [428] для среднего грозового облака со средней напряженностью поля 10^5 В/м, показали, что за время 10^3 с, согласно схеме Вильсона, может образоваться заряд $0,9 \cdot 10^{-9}$ Кл/м³, т. е. заряд, на порядок меньший наблюдаемого. Но как указывает Мейсон, согласно Уормелю [588], максимально возможная скорость зарядения за счет ионов не может превышать интенсивность их образования в нижних слоях атмосферы, которая равна 10^7 ионов/(м³·с). Следовательно, примерно за 10^3 с облако предельно может получить заряд около $2 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³. Однако если принять во внимание, что длительность жизни легких ионов в облаках мала (они преобразуются в тяжелые ионы и оседают на облачные капельки), и поэтому дождевые капли при падении заряжаются за счет тяжелых ионов и зарядов облачных капелек, и, кроме того, учесть потери вследствие рекомбинации ионов, то следует полагать, что реальный максимальный заряд должен быть значительно меньше $2 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³. Поэтому попытка Вильсона [573] улучшить свою теорию допущениями, что процессы в грозových облаках приводят к усилению тока проводимости под и над облаком и что в зарядении участвуют не только капли, но и твердые частицы, не может исправить положение.

4.4. СХЕМА ФРЕНКЕЛЯ—ШИШКИНА

Я. И. Френкель [186] рассматривает облако как коллоидно-дисперсную среду, в которой капельки благодаря большому средству воды с отрицательными ионами заряжаются отрицательно, а воздух — положительно. При падении капелек происходит разделение зарядов, и облако поляризуется положительно. Разделение зарядов прекращается при таком значении напряженности вертикального электрического поля, при котором уравнивается сила тяжести, действующая на капельки. Таким образом,

$$Eq = mg, \quad (95)$$

где масса облачной капельки $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho$ (r — радиус), g —

ускорение силы тяжести и, согласно (55), равновесный заряд $q = -4\pi\epsilon_0\xi r$. Тогда, если принять $\rho = 1 \text{ кг/м}^3$,

$$E = -\frac{r^2 g}{3\epsilon_0 \xi}. \quad (96)$$

При $r = 10^{-5} \text{ см}$, $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ и $\xi = 0,25 \text{ В}$ получаем, что для устойчивого облака $E \approx -1,5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$. Так как при этом не вносятся какие-либо предварительные условия, то отсюда следует, что в любых облаках, из которых не выпадает дождь, напряженность поля должна быть много больше напряженности, имеющей место в действительности. Для того чтобы согласовать свои представления с данными наблюдений, Френкель указывает на необходимость учитывать проводимость воздуха. Как известно, чем больше проводимость, тем меньше напряженность поля. Поэтому в слоистых облаках проводимость должна быть больше, чем в грозовых, тогда как из данных наблюдений вытекает обратное соотношение. Необходимо также отметить, что экспериментальные исследования адсорбции ионов не дают однозначного ответа относительно избирательного заряжения капель воды в среде ионов (см. раздел 3.1.2).

Дальнейшее развитие эта теория получила в работах Я. И. Френкеля и Н. С. Шишкина [187], которые учли влияние коагуляции капель на рост напряженности электрического поля. Если при падении капля коагулирует с монодисперсными облачными капельками, имеющими заряды одинакового знака, то ее заряд будет увеличиваться пропорционально кубу радиуса. Благодаря этому увеличится скорость разделения зарядов и образования заряженных областей. Затем Шишкин [200] произвел подобные расчеты для полидисперсного облака. Френкель и Шишкин отмечают, что для полного решения вопроса следовало бы учесть эффект перезарядки капель в электрическом поле, что, однако, выполнено не было. Оценки изменения заряда капель дождя при падении в электрическом поле были сделаны, например, Уипплом и Чалмерсом [567], Н. В. Красногорской [91].

Так как, по Френкелю и Шишкину, коагуляционный рост зарядов капель происходит в конечном итоге за счет заряжения облачных капелек зарядами ионов, то в этом проявляется ограничивающее условие, указанное Уормелем [588]. Этот вопрос весьма полно рассмотрен Л. С. Мордовиной [118]. Таким образом, несмотря на то что Френкель и Шишкин значительно дальше пошли в развитии теории захвата ионов каплями по сравнению с Вильсоном, объяснение образования грозового электричества не было получено, хотя несомненно, что процессы захвата ионов частицами имеют место в грозовых облаках. К такому выводу пришел Шишкин [203] на основании вычислений, в которых учитывались также ионообразование и рекомбинация ионов. В поисках дополнительных источников образования ионов Шишкин [203] указал на механизм ионообразования, обусловленный коронным разрядом между двумя заряженными каплями. Он считает, что этот механизм должен приводить к значительному увеличению скорости образования ионов —

до 10^9 — 10^{11} пар ионов/(м³·с). Вследствие этого должно наблюдаться быстрое увеличение зарядов облачных капелек, удельный заряд облачной воды может достигнуть $(7 \div 13) \cdot 10^{-7}$ Кл/кг. Коагуляция таких капелек может привести к возрастанию напряженности поля до пробивных значений.

Возможность существования такого механизма ионообразования в грозовых облаках вызывает большие сомнения, кроме того, он должен был бы проявляться и в слоистых облаках, хотя и в меньшей степени. Следовательно, проводимость в слоистых облаках должна бы быть выше, чем в свободной атмосфере на том же уровне, а это не наблюдается. Вместе с тем можно указать на такой мощный механизм ионообразования, как коронирование с концов ледяных кристаллов, которое, по-видимому, имеет место в грозовых облаках. Необходимо, однако, отметить, что с увеличением проводимости, помимо увеличения скорости адсорбции ионов, заряды частиц должны уменьшаться за счет токов проводимости.

4.5. СХЕМА ВАЛЛЯ

Валль [563] пытался усовершенствовать теорию грозы Вильсона, введя представления об «эффекте асимметрии» и о дипольном строении ледяных кристаллов. Сущность эффекта асимметрии заключается в следующем: каждая частица, которая движется под действием силы тяжести в ионной среде, в вертикальном электрическом поле будет захватывать заряды такого знака, который соответствует ионам, движущимся навстречу частицам. При этом необходимо учитывать аэродинамическое обтекание частицы, которое совершают ионы вместе с воздухом. Следовательно, механизм захвата ионов Вильсона является частным случаем эффекта асимметрии. Так, если поле будет положительным, то частицы должны получить отрицательные заряды. Поэтому эффект асимметрии должен всегда приводить к усилению начального поля независимо от его направления. В отличие от Вильсона, Валль считает, что начальное поле не является нормальным полем атмосферы, а создается ледяными кристаллами, которые представляют собой диполи. Он указывает на то, что таковыми являются только свежесформированные ледяные кристаллы.

Очевидно, что теории Валля свойственны все те недостатки, которые обнаружены при рассмотрении любой теории, базирующейся на представлении об атмосферных ионах как источнике грозового электричества. Кроме того, неверно также утверждение Валля, что ледяные кристаллы представляют собой диполи. Специальные опыты Мейсона и Аустона [432] показали, что асимметричные ледяные кристаллы, образующиеся при сублимации водяного пара, не проявляют пьезо- и пирозлектрических свойств, характерных для полярных кристаллов. Это указывает на то, что при образовании и росте ледяных кристаллов не происходит упорядоченное осаждение молекул воды и возникновение суммарного диполя.

Необходимо отметить еще попытку Росмана [491] объяснить образование электрического поля грозы ориентацией дипольных ледяных кристаллов. Причиной появления диполей он считает пирро- и сегнетоэлектрические свойства ледяных кристаллов. При этом Росман предполагает, что при переходе из кристаллической части в капельно-жидкую происходит резкое возрастание напряженности поля в отношении, равном отношению диэлектрических проницаемостей воды и льда, т. е. в 27 раз. Здесь Росман допускает ошибку, так как поляризация пропорциональна фактору $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)$, а не $1/\epsilon$. Для льда этот фактор равен 0,4, а для воды 0,96, так что изменение поля произойдет в отношении $0,96 : 0,4 = 2,4$, а не 27. Но основное возражение вытекает из того, что в облаках нет сплошного заполнения пространства водой и льдом — они занимают малую часть пространства, и отношение вообще должно мало отличаться от единицы.

4.6. СХЕМА ФИНДЕЙЗЕНА

Финдейзен [297], основываясь на своих исследованиях электризации при сублимации водяного пара, испарении льда и при замерзании переохлажденных капель на поверхности льда (коагуляции), разработал теорию грозового электричества. Он получил, что сублимация водяного пара сопровождается вырыванием из поверхности ледяных частиц осколков, которые получают отрицательные заряды, а ледяные частицы — положительные. При быстрой коагуляции образуются ледяные осколки с зарядами того же знака, только интенсивность электризации примерно на три порядка больше, чем при сублимации. Испарение ледяных частиц также приводит к образованию ледяных осколков, только знак зарядов осколков и частиц обратный тому, который соответствует сублимации и коагуляции. Интенсивность электризации при испарении примерно такая же, как при сублимации.

Согласно Финдейзену, в результате подъема воздуха в центральных частях грозового облака зарождаются ледяные частицы, на которых происходит коагуляция. Частицы получают положительные заряды, а осколки — отрицательные. Вследствие различия в скорости падения ледяных частиц и осколков происходит макро-разделение зарядов, приводящее к образованию вблизи уровня изо-термы 0°C положительно заряженной области, а выше — отрицательно заряженной. На высотах, где скорость восходящих токов недостаточная для подъема вверх ледяных частиц и температура низкая, происходит сублимация водяного пара, и частицы приобретают положительные заряды, создавая верхнюю, положительно заряженную область. В тыловой части облака, где существуют нисходящие токи воздуха, ледяные частицы опускаются и испаряются. Частицы получают отрицательные заряды, а осколки — положительные. В результате вверху остаются отрицательные осколки, которые создают в облаке отрицательную область, а положительно заряженные частицы выпадают в виде дождя. Финдейзен также

считает, что в пространстве между положительно и отрицательно заряженными областями, где падают ледяные частицы, действует эффект Вильсона, который приводит к усилению поля между этими областями. Так как заряды, образующиеся за счет коагуляции, примерно на три порядка больше, чем заряды, образующиеся в результате сублимации и испарения ледяных частиц, то основными центрами грозового облака являются нижняя, положительно заряженная область и находящаяся над ней отрицательно заряженная область.

Вихман [569] предпринял попытку несколько усовершенствовать теорию Финдейзена. Он считает, что в центральных частях грозового облака существует узкая «труба», в которой скорость восходящих токов достигает 10—20 м/с, а иногда и 40 м/с. В этой «трубе» зарождаются ледяные частицы, при подъеме вверх превращающиеся в крупу и град. Эти гидрометеоры выносятся из «трубы» и разносятся по облаку, которое благодаря ветру становится асимметричным (рис. 68). Град падает возле «трубы», создавая крупнопакетный, положительно заряженный дождь. В тыловой части облака, где падает слабый дождь, наблюдается смесь положительно и отрицательно заряженных капель.

Таким образом, на основании теории Финдейзена—Вихмана получалась правильная качественная картина распределения зарядов в грозовых облаках. Количественные оценки ни Вихманом, ни Финдейзеном не были выполнены.

Повторение Крамером [115] опытов Финдейзена показало, что тела в потоке заряжаются отрицательно, а не положительно. В дальнейшем появилось значительное число других экспериментальных исследований, которые подтвердили вывод, сделанный Крамером. В частности, многочисленные исследования Лезема и Мейсона [380, 381] дали такие же результаты. Следовательно, схема грозы Финдейзена основана на неверных представлениях о механизме электризации гидрометеоров в кучево-дождевых облаках.

4.7. СХЕМА МЕЙСОНА

Так как электризация, сопровождающая осаждение переохлажденных капелек на поверхности льда, имеет сравнительно большую интенсивность, Мейсон [115], несмотря на критику теории грозы

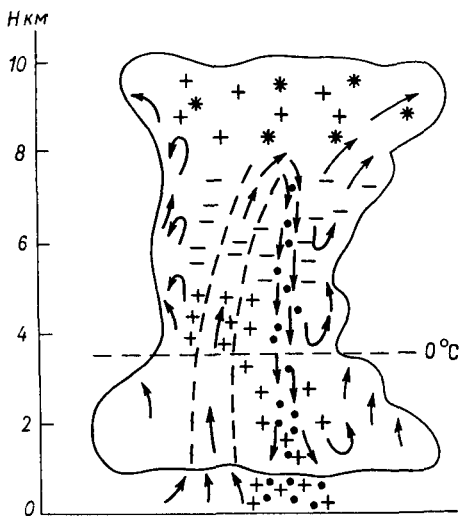


Рис. 68. Схема грозы Финдейзена—Вихмана.

Финдейзена, рассчитал заряды, образующиеся при росте крупы в грозовых облаках. При этом он исходил из данных наблюдений Кютнера [370], обнаружившего, что крупа является наиболее часто повторяющимся видом гидрометеоров в грозовых облаках, а также из данных Малана и Шонланда [422] о том, что в грозах Южной Африки отрицательно заряженная область распространяется до высот с изотермой -40°C . Мейсон считает, что крупа зарождается на уровне с температурой -5°C , затем, продолжая расти, поднимается постоянным восходящим током со скоростью 10 м/с до некоторой максимальной высоты, где скорость восходящих токов сравнивается со скоростью падения крупы. При падении крупа растет в области сухого роста, и ее электризация происходит за счет коагуляции облачных частиц до момента наступления мокрого роста. Плотность крупы начиная с радиуса 100 мкм принимается постоянной и равной $3 \cdot 10^{-4}\text{ кг/м}^3$. Скорость электризации берется равной $5 \cdot 10^{-8}\text{ Кл/(м}^2 \cdot \text{с)}$ согласно данным Вейкмана и Кампе [565]. При этих условиях Мейсон получил, что в ячейке грозового облака радиусом 2 км за время $11,5\text{ мин}$ вследствие электризации крупы генерируется заряд около 500 Кл , которого достаточно для возникновения грозы средней интенсивности.

Анализируя полученные результаты, Мейсон указывает на то, что крупа радиусом 1 см и более не наблюдается. Поэтому он считает, что концентрация частиц крупы должна быть больше принятой ранее, а их радиусы не должны превышать $2,5\text{ мм}$. Тогда общий генерируемый заряд увеличивается примерно до 2700 Кл , что Мейсон считает завышенным. Заметим, что при этих вычислениях не была учтена потеря разделяющихся зарядов за счет проводимости.

Учитывая такие факторы, как распределение крупы по размерам, изменение скорости восходящих токов с высотой, ток утечки, обусловленный проводимостью воздуха и током с острий под грозовым облаком, Мейсон [116] произвел новые расчеты скорости накопления зарядов и изменения напряженности электрического поля. Полная скорость образования зарядов между уровнями z_0 и z в грозовом облаке в результате замерзания капелек на поверхности градин равна

$$\frac{dQ}{dt} = A q_a \int_{z_0}^z F_D(z) n(z) dz, \quad (97)$$

где A — средняя площадь поперечного сечения восходящего тока; q_a — средний заряд, образующийся при замерзании капельки с $r > 25\text{ мкм}$ (это значение выбрано в связи с тем, что капельки меньших размеров при замерзании дают малое число ледяных осколков); z_0 — некоторый начальный уровень. Величина $F_D(z)$ представляет собой объем, «выметаемый» сухими градинами на уровне z за единицу времени:

$$F_D(z) = \int_0^{R_{\text{кр}}(z)} \pi R^2 v(R, z) N(R) dR. \quad (98)$$

Здесь $R_{кр}(z)$ — критический радиус градины, при котором происходит ее увлажнение на уровне z ; $v(R, z)$ — скорость падения градины.

Плотность распределения градин по размерам в восходящем токе можно представить, согласно Атласу и Ладлему [215], следующим образом:

$$N(R) dR = N_0 \exp(-10^2 \Lambda R) dR, \quad (99)$$

где N_0 и Λ — некоторые постоянные, не зависящие от положения градин в восходящем потоке.

В формуле (97) $n(z)$ — плотность распределения переохлажденных капелек с $r > 25$ мкм. Так как эти капельки постоянно захватываются градинами всего спектра и вследствие этого их концентрация убывает с высотой, можно написать

$$n(z) = n_0 \exp\left(-10^6 \int_{z_0}^z \frac{F(z)}{u(z)} dz\right), \quad (100)$$

где n_0 — концентрация капелек на уровне z_0 ; $u(z)$ — скорость восходящего потока на уровне z ; $F(z)$ — объем захвата капелек, относящийся ко всему спектру града. Подставив значения из (98), (99) и (100) в (97), получим

$$\frac{dQ}{dt} = A n_0 q_d \int_{z_0}^z F_D(z) \exp\left(-10^6 \int_{z_0}^z \frac{F(z)}{u(z)} dz\right) dz. \quad (101)$$

Мейсон, исходя из требования, чтобы в грозовой ячейке за 20 мин генерировалось около 1000 Кл, полагает $dQ/dt = 1A$. Далее, полагая, что $A = 10^7$ м² (средний радиус ячейки 3 км), $q_d = 1,3 \times 10^{-15}$ Кл, определяя значения F_D и F по данным наблюдений Атласа и Ладлема [215] для грозы, у которой скорость восходящего тока задавалась выражением $u(z) = 5(z-1)$ м/с (z измерялось в километрах), и принимая водность равной $3 \cdot 10^{-3}$ кг/м³, Мейсон получил на основании (101), что $n_0 = 5 \cdot 10^6$ м⁻³. Он считает, что это значение вполне правдоподобно, так как, согласно измерениям, концентрации капелек с $r > 25$ мкм до $5 \cdot 10^6$ м⁻³ встречались в кучево-дождевых облаках (Вейкман и Кампе [565]).

Мейсон [116] показал, что скорость нарастания напряженности электрического поля в результате макроразделения зарядов на градинах и ледяных осколках можно представить выражением

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \beta \frac{dE}{dt} = - \frac{nq_d}{\epsilon_0} \sum^R \pi R^2 N(R) v^2(R) = - \frac{3}{4\epsilon_0} nq_d (p/\rho_i) (\bar{v}|\bar{R}), \quad (102)$$

где β — коэффициент, пропорциональный току утечки за счет токов с острий под облаком и токов проводимости воздуха; p — интенсивность осадков; ρ_i — средняя плотность ледяных частиц; \bar{v} и \bar{R} — взвешенные средние скорости падения и радиуса градин соответственно.

Допуская, что интенсивность осадков быстро увеличивается во времени до максимального значения p_{\max} , которое затем остается неизменным в течение нескольких минут, можно написать

$$p = p_{\max}(1 - e^{-\alpha t}), \quad (103)$$

где α — некоторая постоянная величина.

Тогда уравнение (102) принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \beta \frac{dE}{dt} = \delta(1 - e^{-\alpha t}), \quad (104)$$

где

$$\delta = -\frac{3}{4\epsilon_0} \left(\frac{\bar{v}}{R\rho_i} \right) n q_d p_{\max}.$$

Для начальных условий $t=0$, $E=0$ и $\frac{dE}{dt}=0$ решением (104) будет выражение

$$E = \delta \left[\frac{t}{\beta} - \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta^2} + \frac{1}{\beta - \alpha} \left(\frac{e^{-\alpha t}}{\alpha} - \frac{e^{-\beta t}}{\beta} \right) \right]. \quad (105)$$

Можно положить общий ток утечки равным $\lambda E + i$, где λ — проводимость воздуха и i — токи с острий. Учитывая, что при напряженности порядка 10^5 В/м $i \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ А/м}^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ Е А/м}^2$, и полагая, что $\lambda = 0,2 \cdot 10^{-13}$ См/м, получаем $\beta = 4\pi \cdot 2,2 \cdot 10^{-13}$ См/м. Полагая далее, что $p_{\max} = 50$ мм/ч, $n_d = 5 \cdot 10^6$ м³, $\bar{v}/\rho_i R = 5 \cdot 10^{12}$ кг⁻¹ · с⁻¹ · м⁻³, $\alpha = 1,67 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹, $q_d = 1,3 \cdot 10^{-15}$ Кл, Мейсон получил на основании (105), что E через 10 мин достигнет значения $3,15 \cdot 10^5$ В/м и через 15 мин $6,4 \cdot 10^5$ В/м. Если ячейка имеет радиус 2 км, то за 10 мин полный отрицательный заряд крупы достигнет 1120 Кл, который скомпенсируется на 1085 Кл объемным зарядом, создаваемым токами проводимости и током с острий. Следовательно, в этом объеме будет находиться отрицательный заряд 35 Кл, который создаст поле напряженностью $3,15 \cdot 10^5$ В/м.

Мейсон далее предполагает, что через время $\tau = 1/\alpha$ напряженность поля достигает пробойного значения и при разряде нейтрализуется бóльшая часть заряда, так что напряженность поля практически уменьшается до нуля. Вследствие того что процесс отделения крупы от ледяных осколков продолжается, поле начинает восстанавливаться. Скорость восстановления поля можно представить интегралом уравнения (104) в пределах от 0 до τ :

$$\frac{dE}{dt} + \beta E = \int_0^{\tau} \delta(1 - e^{-\alpha t}) dt = \delta \left[\tau - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{e} \right) \right]. \quad (106)$$

Отсюда

$$E = \frac{\delta}{\beta} \left[\tau - \frac{1}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{e} \right) \right] (1 - e^{-\beta t}). \quad (107)$$

Используя прежние значения α , β и δ и $t=20$ с, Мейсон получил, что $E=2,65 \cdot 10^5$ В/м, значение, достаточное для возникновения разряда. За это же время произошло разделение заряда 30 Кл.

К недостаткам теории грозы Мейсона следует отнести в первую очередь отсутствие определенности в условиях образования осколков в кучево-дождевых облаках. Исследования показывают, что чем ближе условия проведения лабораторных экспериментов к естественным, тем больше имеется оснований предполагать, что при замерзании капель не происходит их разрушение с образованием большого числа осколков. Нет также ясности в отношении величины заряда, разделяющегося при образовании осколка; в этом отношении у ряда авторов получены весьма противоречивые данные. Если даже встать на позицию Мейсона относительно числа осколков, образующихся при одном акте замерзания капельки на поверхности градины, и величины заряда, разделяемого при таком акте, то и тогда его теория встречает ряд возражений. Так, при вычислении напряженности поля по (105) Мейсон принял, что проводимость воздуха в облаке $\lambda=2,2 \cdot 10^{-14}$ См/м, тогда как внутри грозových облаков проводимость на два порядка выше, т. е. $\lambda=10^{-12}$ См/м. Если теперь провести вычисления с прежними значениями α , δ и значением $\beta=4\pi \cdot 1,1 \cdot 10^{-12}$ См/м для $t=600$ с, то тогда $E \approx 5 \cdot 10^4$ В/м. Таким образом, критическая напряженность поля порядка $5 \cdot 10^5$ В/м, необходимая для возникновения грозowego разряда, не достигается. Если принять объем заряженной области равным 50 км³, то средняя плотность заряда равна $0,7 \cdot 10^{-9}$ Кл/м³, т. е. меньше наблюдаемой в грозových облаках. Кроме того, принятый механизм электризации не позволяет объяснить существование в грозах высокой проводимости. Таким образом, теория грозы Мейсона не выдерживает количественной проверки и не является достаточно обоснованной. Однако механизм электризации, положенный в основу этой теории, может играть, по-видимому, определенную роль в образовании грозы на начальных стадиях ее развития.

4.8. СХЕМА ВОРКМЕНА—РЕЙНОЛЬДСА

Воркмен и Рейнольдс [584] положили в основу своей теории грозowego электричества явление электризации при замерзании весьма слабых растворов воды. Согласно этой теории, зона разделения зарядов лежит между уровнями изотерм 0° С и -10° С. В ней ледяная крупа и град соударяются с каплями, поднимаемыми восходящими токами воздуха. Переохлажденные капли при соударении с градинами частично намерзают на них, а частично сохраняются в жидком виде, растекаясь по поверхности до тех пор, пока не срываються потоком воздуха. Так как замерзание всех слабых растворов (за исключением аммиачных) приводит к отрицательному зарядению льда и положительному зарядению воды, в результате происходит разделение зарядов. Положительно заряженные капли поднимаются восходящими токами вверх, а отрицательно заряженные

ледяные частицы опускаются вниз, создавая таким образом главные положительно и отрицательно заряженные области в грозовых облаках. Ниже уровня изотермы 0°C происходит соударение ледяных частиц с водяными каплями, которые уносят вверх отрицательные заряды, полученные от ледяных частиц. Эти заряды будут добавляться к нижней, отрицательно заряженной области, как и отрицательные заряды капель, которые возникают при таянии ледяной крупы и града ниже уровня изотермы 0°C . Воркмен и Рейнольдс считали, что если для образования грозы достаточно образования объемных зарядов около $1,6 \cdot 10^{-3}$ Кл/м³, то предполагаемый ими механизм позволяет ожидать возникновения объемных зарядов, по крайней мере в 1000 раз больших.

Схема Воркмена—Рейнольдса позволяет получить обычно наблюдаемое распределение знаков основных заряженных областей в грозовых облаках, а механизм генерации зарядов настолько интенсивный, что с избытком может обеспечить любой заряд, требуемый для возникновения грозовых разрядов большой мощности и большой частоты. Однако очевидным недостатком этой теории оказалось то, что ею не учитывается весьма большая зависимость интенсивности электризации от концентрации растворов при замерзании. Была поставлена под сомнение возможность существования в грозовых облаках таких концентраций солей, которые приводили бы к значительным потенциалам замерзания, принимаемым в этой теории. Вообще, согласно [69, 145], большие потенциалы замерзания не определяют разделения больших зарядов. Кроме того, в промышленных районах, где содержание примесей, в частности аммиака, в атмосфере весьма велико, грозы должны были бы иметь совершенно иные характеристики, чем в районах с чистым воздухом, что, однако, не наблюдается. В результате указанных совершенно справедливых критических замечаний Воркмен еще в 1963 г. предпринял попытку дальнейшего развития этой теории грозы.

Воркмен [23, 581] расширил представление об эффекте Воркмена—Рейнольдса, распространив его на случай соударения сухого града с переохлажденными каплями. При соударении сухой градины с переохлажденной каплей намерзание льда происходит в течение времени, необходимого для разбрызгивания капли и отрывания ее фрагментов от поверхности градины. Специальные эксперименты, имитирующие такой процесс (см. раздел 3.1.4), показали, что вода любого состава и концентрации, за исключением аммиачной, заряжается положительно, а лед — отрицательно. Интенсивность электризации, по грубым расчетам, достигает $6,6 \times 10^{-5}$ Кл/кг. Следовательно, интенсивность процессов «мокрой» и «сухой» электризации достаточна для объяснения большой скорости генерации зарядов в грозовых облаках. Кроме того, благодаря «сухому» эффекту зона генерации зарядов значительно расширяется по вертикали, до уровня изотермы -30°C .

Процесс генерации зарядов и их распределение Воркмен представляет себе следующим образом. При падении ледяной крупы

с уровня изотермы -30°C , где уже имеются достаточно большие переохлажденные капли воды, способные разбрызгиваться при соударении с крупой, происходит «сухая» электризация. Градины заряжаются отрицательно, а фрагменты капель — положительно. Зона «сухой» электризации простирается по вертикали до уровня изотермы -10°C . В восходящих токах заряды разделяются под действием сил тяжести, вследствие чего положительные заряды поднимаются вверх, в область выше уровня изотермы -30°C , а градины опускаются ниже уровня изотермы -10°C (рис. 69). Ниже этого уровня начинает действовать эффект «мокрой» электризации, который был описан выше. Как видно из рис. 69, где-то на уровне изотермы -20°C имеет место компенсация положительного и отрицательного зарядов, т. е. на этом уровне находится раздел между положительно и отрицательно заряженными областями в грозовых облаках. Центр положительно заряженной области находится в пределах уровней изотерм -20 и -30°C , а отрицательной — в пределах уровней изотерм 0 и -10°C . При этом центры и раздел между ними могут смещаться в зависимости от влажности, т. е. их положение будет различным во влажных и сухих климатических районах. Поскольку эффект «сухой» электризации почти не зависит от степени загрязнений, как это свойственно эффекту «мокрой» электризации, то возражение относительно большого влияния загрязнений на процесс грозообразования, таким образом, также снимается.

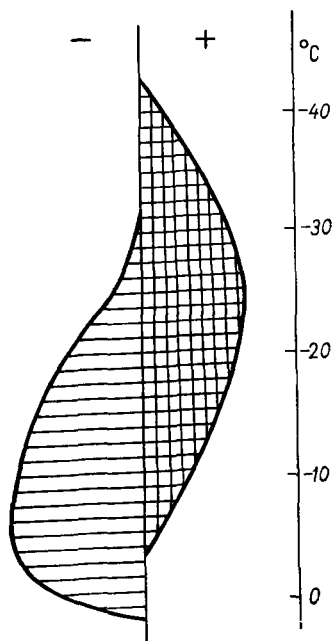


Рис. 69. Схема распределения зарядов в грозовом облаке по Воркмену.

Воркмен пытался объяснить ряд явлений, характеризующих грозовые облака. Он считает, что в интенсивной грозе напряженность электрического поля может достигнуть таких значений, при которых возникает коронный разряд, сопровождающийся значительным повышением проводимости облачного воздуха. Очевидно, механизм генерации зарядов должен быть в состоянии компенсировать их максимальную утечку. Поэтому должна существовать взаимосвязь между генерацией электричества в грозовых облаках и образованием осадков. Воркмен дал следующее объяснение явлению быстрого восстановления поля после грозовых разрядов. Так как разделение зарядов в грозовых облаках происходит в восходящих токах, перенос токами положительного заряда вверх и перенос градинами отрицательного заряда вниз осуществляется с большой скоростью. Поэтому для восстановления поля требуется сравнительно малое

перемещение зарядов и соответственно малое время восстановления поля.

Схема грозы Воркмена—Рейнольдса в настоящем ее представлении базируется на современной модели грозового облака и на интенсивном механизме электризации гидрометеоров, поэтому она в состоянии объяснить многие явления, наблюдаемые в грозах. Вместе с тем эта теория встречает ряд существенных возражений, в первую очередь количественного характера. Воркмен и Рейнольдс [584], Воркмен [23, 581] и др., оценивая интенсивность электризации, т. е. образования заряда при замерзании единицы массы раствора, исходили из количества зарядов, образующихся на границе лед—вода. В действительности интенсивность электризации при отрывании одной частицы от другой (так как только при этом условии происходит разделение зарядов) определяется разностью потенциалов и электрической емкостью этих частиц (см., например, В. М. Мучник и А. Х. Шмуклер [145], И. М. Имянитов [59]). Поскольку речь идет об отрывании мелких капелек после их соударения с градиной или крупой, радиус капелек обычно не превышает 1 мм. Исследования показали, что при быстром замерзании, в пределах десятых и сотых долей секунды, возникает разность потенциалов, не превышающая 10 В (см. раздел 3.1.4). Поэтому заряд, который разделяется при отрывании даже столь крупного фрагмента капли, не превышает 10^{-12} Кл. Таким образом, чтобы получить разделение зарядов порядка 10^{-10} Кл, требуется примерно 10^2 соударений градины с крупными каплями, причем этот процесс не должен сопровождаться диссипацией заряда с градины, что весьма мало вероятно. Можно еще предположить, что заряды на градинах и крупе образуются за счет соударения с крупными облачными капельками. Но тогда придется отказаться от существующих представлений о коагуляционном росте градин в переохлажденной части облака при температурах ниже -10°C . Таким образом, при всей своей привлекательности схема грозы Воркмена—Рейнольдса не в состоянии дать правильное объяснение ее образования. Вместе с тем не следует упускать из виду возможное значение эффекта Воркмена—Рейнольдса на ранних стадиях развития грозы.

4.9. СХЕМА РЕЙТЕРА

Рейтер [481] также использовал механизм электризации Воркмена—Рейнольдса для объяснения образования грозового электричества. Но он, исходя из общепринятого мнения о том, что при грозовых разрядах образуются окислы азота, мнений, подтвержденного собственными измерениями их содержания в осадках на разных высотах, считает, что основными действующими химическими агентами являются окислы азота. Рейтер приходит к представлению о существовании в грозовых облаках процессов с обратной связью: если окислы азота существуют для процессов образования зарядов и их разделения, то разряды должны приводить к образованию

окислов, а те в свою очередь — к образованию зарядов и возникновению разрядов и т. д.

В дальнейшем Рейтер в большой серии работ продолжал исследовать условия образования окислов азота и их связь с грозовым электричеством и развивать свои представления об образовании грозы. На основании экспериментальных исследований он пришел к выводу, что при обламывании ледяных кристаллов, в которых существует градиент концентрации ионов NO_3' , происходит электризация. Часть кристалла, которая имеет бóльшую концентрацию ионов, получает отрицательный заряд. С этих позиций Рейтер [482] пытается объяснить распределение зарядов в грозовых облаках. В центре или в основании облака, где существуют изолированные объемы с большими зарядами противоположных знаков, происходят тихие или искровые разряды между гидрометеорами с образованием большого количества ионов NO_3' . Ледяные частицы, зарождающиеся в этом объеме, имеют большую концентрацию таких ионов. Когда частицы поднимаются вверх восходящими токами, они переносятся в область, где напряженность электрического поля невелика, а вместе с ней невелико и содержание ионов NO_3' . Во время дальнейшего роста на частицах нарастают оболочки из льда со значительно меньшей концентрацией ионов. Вследствие этого образуется градиент концентрации, направленный изнутри частицы к ее поверхности. Если с поверхности частицы будут срываться ледяные осколки, то они получают положительные заряды. Перенесенные восходящими токами вверх осколки создадут там положительно заряженную область. Ниже расположится отрицательно заряженная область из более крупных ледяных частиц. Согласно оценке Рейтера и Карнат [483], интенсивность такого рода электризации достигает $2,5 \cdot 10^{-10}$ Кл/(м³·с), т. е. имеет тот же порядок, что и интенсивность, необходимая для образования грозы.

Как отмечает Рейтер, теорию грозы, основанную на развитых выше представлениях, нельзя считать завершенной, так как отсутствует еще полная ясность как относительно процесса микроразделения зарядов под действием различий в концентрации NO_3' , так и в отношении процесса макроразделения зарядов под действием турбулентности, гравитационных сил и сил, связанных с соударением частиц. Пока нет оснований утверждать, что рассмотренный механизм электризации с обратной связью является достаточным для полного объяснения грозовой деятельности. Это видно хотя бы из того, что для начальной электризации требуется какой-то иной механизм. По-видимому, в грозе действует несколько механизмов, которые еще должны быть установлены. Вместе с тем Рейтер считает, что описанный механизм электризации с обратной связью является существенным фактором в образовании электричества грозы.

Схема грозы Рейтера вызывает ряд возражений, в первую очередь те, которые были высказаны по поводу схемы Воркмена — Рейнольдса. Электризация при обламывании ледяных кристаллов зависит от места их зарождения относительно электрического поля облака. Рейтер рассмотрел зарождение ледяных частиц в нижних

частях облака и их подъем вверх. В сильных полях сердцевина ледяных частиц характеризуется большей концентрацией ионов, чем внешняя оболочка. Но возможно одновременное образование и рост ледяных частиц при опускании сверху вниз. Тогда сердцевина ледяной частицы будет иметь меньшую концентрацию ионов, чем периферия, и при обламывании веточек инея последние должны заряжаться отрицательно, а сама частица — положительно. Ледяные отрицательно заряженные осколки будут подниматься восходящими токами вверх в положительно заряженную область, а положительные частицы — опускаться вниз в отрицательную область. Такой процесс может привести только к ослаблению поля и прекращению грозовой деятельности. Заметим, что Рейтер не исключает такой возможности, когда заряды не усиливают поле, а ослабляют его.

Согласно схеме Рейтера, следует ожидать, что в грозовых осадках должны наблюдаться наибольшие концентрации окислов азота. Между тем уже Р. Рейтер и М. Рейтер [484] обнаружили, что наибольшей концентрацией характеризуется ливневый снег. Ваймейстер [553] указывает, что вообще отсутствует связь между грозовой деятельностью и содержанием окислов азота в осадках, если относить их содержание не к общему количеству выпавших осадков, а к единице объема. Из теории Рейтера следует, что должны существовать грозы из облаков, полностью находящихся при отрицательных температурах, поскольку основной механизм электризации проявляется при обламывании ледяных кристаллов. Однако наблюдения не подтверждают этого вывода: грозы образуются только в тех облаках, нижняя часть которых находится при положительных температурах.

4.10. СХЕМА РЕЙНОЛЬДСА

Как уже указывалось выше, критика теории Воркмена—Рейнольдса заставила ее авторов отказаться от представления, что электризация при замерзании воды на градинах в области «мокрого» роста является основным механизмом образования электричества в грозовых облаках. Рейнольдс [486] предпринял попытку видоизменить теорию, введя представление об электризации при трущемся контакте между крупой и ледяными кристаллами. При падении крупа соударяется с переохлажденными каплями, выделяется тепло кристаллизации и повышается ее температура относительно температуры окружающего воздуха. Ледяные частицы растут вследствие сублимации и поэтому нагреваются в меньшей степени. В результате крупа оказывается теплее ледяных кристаллов. При их соударении, согласно экспериментальным данным, крупа должна получать отрицательный заряд, а ледяные кристаллы — положительный. Крупа, растущая за счет переохлажденных капелек, которые образовались на ядрах конденсации, содержит значительно больше примесей, чем ледяные кристаллы, рост которых обуславливается сублимацией водяного пара. В ре-

зультате различий в концентрациях примесей при соударении крупы и ледяных кристаллов первая заряжается отрицательно, а вторые — положительно. Следовательно, за счет различий как в температурах, так и в загрязнениях крупа должна получать отрицательные заряды, а ледяные кристаллы — положительные. В восходящих токах воздуха происходит макроразделение зарядов, в результате которого вверху образуется положительно заряженная область, а внизу — отрицательно заряженная область.

Наблюдения за концентрацией солей в осадках в Нью-Мексико (США) показали, что процесс электризации, обусловленный различиями в концентрации солей, играет второстепенную роль в образовании грозового электричества по сравнению с процессами электризации, вызванными разностью температур. Рейнольдс и др. [486] с точностью до одного порядка оценили количество электричества, протекающего в грозовом разряде, исходя из предполагаемого ими механизма электризации. При падении крупы радиусом 2 мм в среде ледяных кристаллов радиусом 50 мкм и с концентрацией 10^4 м^{-3} следует ожидать, что достигается плотность заряда не меньше $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ Кл/кг}$. Тогда для получения заряда 20 Кл необходимо, чтобы грозовая ячейка имела диаметр около 1,3 км, что близко к данным наблюдений.

Схема грозы Рейнольдса вызывает ряд возражений. Как указывают Мейсон [116], Брук [17] и Чалмерс [196], между экспериментальными данными Рейнольдса и др. [486], с одной стороны, и Лезема и Мейсона [380, 382] — с другой, существует расхождение на четыре порядка, которое не получило еще окончательного объяснения. Во всяком случае, величина заряда при одном контакте в $1,6 \times 10^{-13} \text{ Кл}$, принятая Рейнольдсом и др. [486], по-видимому, значительно завышена, тем более что это значение получено для заметной разности между температурой пробного тела и температурой ледяных кристаллов, которую нельзя ожидать при соударении крупы с ледяными кристаллами в облаках. Рейнольдс исходит из соображения, что крупа при падении теплее, чем ледяные кристаллы, что в действительности не должно иметь места. При падении ледяных кристаллов радиусом 30 мкм и более коагуляция с переохлажденными капельками наряду с сублимацией играет значительную роль в их росте. Вероятность захвата капелек крупными частицами пропорциональна квадрату их радиуса. Вместе с тем повышение температуры этих частиц за счет тепла капелек должно быть обратно пропорционально массе частиц, т. е. кубу их радиусов. Следовательно, повышение температуры частиц за счет тепла кристаллизации переохлажденных капелек должно быть обратно пропорционально радиусу этих частиц, т. е. частицы больших размеров должны меньше нагреваться, чем частицы малых размеров. Этот эффект будет усиливаться за счет вентиляции частиц при падении, так как интенсивность теплообмена частицы с окружающим воздухом будет увеличиваться с увеличением коэффициента вентиляции, который приблизительно пропорционален радиусу частицы.

4.11. СХЕМА ГРЕНЕ—ВОННЕГУТА

Грене создал теорию грозового электричества, которая была развита Воннегутом [558]. Грене считает, что легкие ионы, поступающие в кучевое облако с восходящими токами и имеющие продолжительность жизни около 5 с, оседают на облачных капельках. Вследствие этого проводимость в облаке уменьшается по сравнению с проводимостью свободной атмосферы и в облаке накапливается заряд. Под действием поля этого заряда происходит подтягивание зарядов противоположного знака, которые оседают на облачных капельках на границе облака. Так образуется компенсирующий заряд на границе облака.

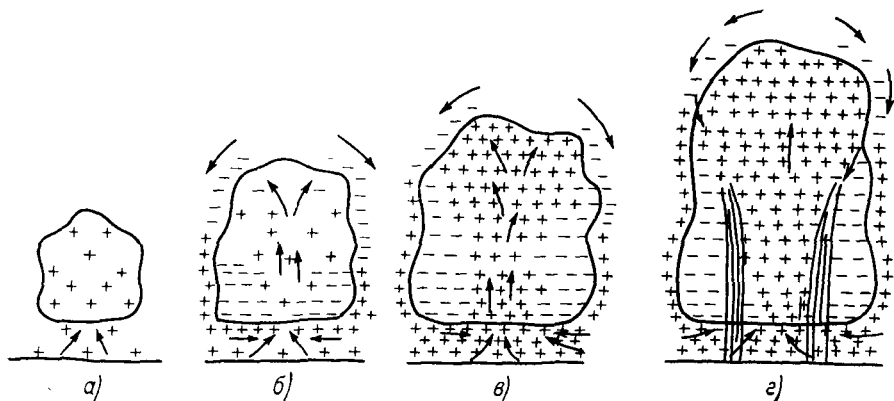


Рис. 70. Схема развития грозового облака Грене—Воннегута.

а — начальная стадия развития, *б* — возникновение тока проводимости вокруг облака под действием внешнего электрического поля, *в* — возникновение разряда с острий на земле, усиление переноса положительного заряда внутри облака, *г* — дальнейшее развитие процессов до возникновения грозовых разрядов.

В дни с развитием кучевых облаков в приземных слоях атмосферы существует, как правило, избыток положительных ионов и облака приобретают положительный заряд (рис. 70 *а*). В результате роста облака и развития нисходящих токов на его периферии происходит усиление положительного заряда внутри облака, а отрицательный заряд накапливается в его внешних частях (рис. 70 *б*). Дальнейший рост облака приводит к увеличению зарядов, положительного в центральной части и отрицательного в нижней и средней периферийных частях (рис. 70 *в*). Усиление электрического поля под периферийными частями облака приводит к возникновению коронного разряда с остроконечных тел на поверхности земли. Положительные ионы коронного разряда будут переноситься восходящими токами внутрь облака, что вызовет быстрое увеличение положительного заряда внутри облака и значительный рост напряженности электрического поля. Усиление электрического поля приведет к заметному увеличению скорости коагуляции капель и образованию дождя (рис. 70 *г*). К этому вре-

мени напряженность электрического поля достигает пробойных значений, и возникает грозовой разряд.

Воннегут и Мур [559] считают, что грозовые разряды создают особенно благоприятные условия для коагуляции, поэтому существует связь между разрядами молнии и усилением осадков, наблюдаемых у земли. Это усиление дождя должно происходить после разряда через некоторое время, необходимое для достижения крупными каплями поверхности земли.

Воннегут и его коллеги выполнили большое число исследований, задачей которых было получить подтверждение правильности описанной выше теории грозового электричества и в первую очередь подтверждение того, что первичным в грозовых облаках является накопление зарядов, а вторичным — образование осадков.

Воннегут и Мур [558] создавали в приземных слоях атмосферы искусственный объемный заряд с помощью тонкой проволоки, к которой подавался высокий потенциал (до 30 кВ). Длина проволоки около 7 км, подвешивалась проволока на высоте 10 м. Существование дополнительного объемного заряда прослеживалось по крайней мере на расстоянии 8 км от проволоки с подветренной стороны. Изменение знака потенциала проволоки приводило к соответственному изменению градиента потенциала в атмосфере. Воннегут и др. [562] провели ряд наблюдений с самолета за кучевыми облаками, которые развивались с подветренной стороны от источника объемного заряда. Оказалось, что распределение зарядов в них согласуется с конвективной теорией заряжения облаков в первой стадии развития (см. рис. 69). Так, при создании отрицательного объемного заряда у поверхности земли кучевое облако почти полностью имело заряды того же знака. Только на периферии облака в нижней его половине образовался экранирующий положительный заряд. При перемене знака заряда, создаваемого проволокой, происходило соответствующее изменение знаков зарядов в облаке.

На основе измерений отражаемости от грозовых облаков с помощью чувствительного трехсантиметрового радиолокатора Мур и др. [448] пришли к выводу, что для возникновения первого удара молнии не требуется значительная интенсивность осадков и что после грозового разряда отражаемость резко возрастает. Через некоторое время (примерно 1 мин) после разряда у поверхности земли интенсивность дождя достигает 70 мм/ч и больше. На этом основании сделан вывод, что осадки являются не причиной грозовых разрядов, а, скорее, их следствием. При анализе рассматриваемых данных наблюдений необходимо обратить внимание на то, что использовались вертикальные разрезы. В таком случае вследствие движения очагов ливней очень трудно произвести радиолокационный разрез через то же самое сечение облака. Ввиду большой неоднородности грозовых облаков это может привести к весьма неопределенным результатам. Из снимков, приведенных Муром и др. [448], следует, что за 10—20 с происходит не только рост радиозо в одних частях радиолокационного обзора, но и их быстрый

распад в других частях, а этот факт с позиций автора [448] уже не имеет достаточно убедительного объяснения.

Многие авторы отмечают усиление осадков после грозových разрядов, например Росман [491] и др. Возможно, что причиной такой связи, как указал В. М. Мучник, является не что иное, как приближение к месту наблюдения грозовой ячейки через несколько минут после разряда. Во всяком случае статистическая обработка данных о колебаниях площади осадков отдельного грозowego очага показала, что колебания имеют другую частоту, чем грозových разряды (Т. Н. Заболоцкая, В. М. Мучник [51]). Отметим еще, что из данных Мура и др. [448] получаются огромные маловероятные скорости коагуляции частиц в грозových облаках и скорости опускающейся нижней границы радиоэхо (порядка 50 м/с).

Так как основным источником зарядов по теории Грене—Воннегута является ток острий, рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Согласно рис. 70, положительные заряды, создаваемые током с острий под периферийными частями облака, должны уноситься восходящими токами к центральному частям облака, где они поднимаются вверх. Но при своем движении заряды должны пересекать область интенсивного дождя, в которой они в большинстве будут захвачены каплями — известный механизм перезарядки капель, наблюдаемый под грозowymi облаками, приводящий к возникновению «зеркального» эффекта [521]. Так что у положительных ионов мало шансов достигнуть центральной части облака, тем более что вместе с ливневым дождем развиваются нисходящие токи.

4.12. СХЕМА МАК-КРИДИ

Основываясь на материалах измерений распределения зарядов гидрометеоров по высоте в сильно электризованных облаках и грозах во Флагстаффе (США), Мак-Криди [111] пришел к выводу об особой роли электризации при таянии градин в образовании электричества грозových облаков. В результате измерений Мак-Криди и Праудфит [405] получили, что в конвективных облаках во Флагстаффе твердые гидрометеоры выше уровня изотермы 0°C имеют преимущественно положительные заряды. Механизм электризации, обуславливающий образование таких зарядов, не рассматривается. Однако предполагается, что отрицательные заряды, которые образуются в результате этого механизма электризации, каким-то образом «выветриваются» из вершины облака в окружающее пространство. При опускании твердых гидрометеоров и их таянии или увлажнении происходит изменение знака зарядов на отрицательный. Положительные заряды, которые поступают в воздух при таянии гидрометеоров, будут переноситься восходящими токами вверх, что приведет к увеличению заряда положительно заряженной области. Так как полеты производились в полностью переохлажденных облаках, у которых нижняя граница располага-

лась выше уровня изотермы 0°C , авторы [405] считают, что изменение знаков зарядов при падении твердых гидрометеоров происходит целиком за счет таяния, поскольку их соударение с облачными элементами исключается. Таким образом, согласно Мак-Криди, положительно заряженная область в грозовых облаках должна размещаться непосредственно над уровнем изотермы 0°C , а отрицательно заряженная область — несколько ниже этого уровня.

Как отмечает Мак-Криди, его схема еще не закончена, тем более, что в некоторых случаях наблюдавшееся распределение зарядов не укладывалось в эту схему. Кроме того, существует несоответствие между результатами лабораторных экспериментов (см. раздел 3.1.10) и полевых наблюдений. Согласно большинству лабораторных экспериментов, лед заряжается при таянии положительно, а не отрицательно, как этого требует разрабатываемая схема. Только Мак-Криди [404] получил, что при таянии ледяных частиц в аэродинамической трубе на них появляются отрицательные заряды. По-видимому, требуются специальные полеты с целью исследования концентрации солей в градинах, так как они влияют на знак зарядов, образующихся при таянии льда.

Можно указать на весьма мощный механизм электризации, который должен действовать ниже уровня изотермы 0°C в слое интенсивного таяния; он объясняет наблюдаемое распределение зарядов. В этом слое должно существовать сильное электрическое поле положительного направления, обусловленное положительными зарядами твердых гидрометеоров над уровнем изотермы 0°C . Вследствие таяния ниже уровня изотермы 0°C должны находиться сравнительно крупные капли, с которыми соударяются твердые гидрометеоры. При отражении фрагментов капель от нижней части твердых гидрометеоров в положительном электрическом поле последние должны получать отрицательные заряды в согласии с данными наблюдений Мак-Криди и Праудфита [405]. При этом для получения зарядов 10^{-9} Кл достаточно соударения градины с каплей радиусом около 3 мм в поле напряженностью порядка $5 \cdot 10^4$ В/м (см. раздел 3.2.3). С таких позиций можно объяснить и те несоответствия в распределении зарядов с высотой, на которые указывали авторы [405].

Не находят объяснения и исключительно большие отрицательные заряды (более 10^{-9} Кл) на частицах ниже уровня изотермы 0°C . Такие заряды Мак-Криди и Праудфит [405] обнаружили в одном из полетов на уровне, располагавшемся примерно на 1200 м ниже уровня изотермы 0°C , при температуре около 12°C . Из данных лабораторных экспериментов Динджера [280], а также Мак-Криди и Праудфита [406] со льдом из дождевой и снеговой воды и градинами следует, что при таянии должен образовываться заряд плотностью не более $1 \cdot 10^{-7}$ Кл/кг. Поэтому для получения заряда 10^{-9} Кл потребовалось бы таяние огромной градины весом до 10^{-2} кг, тогда как наблюдения были выполнены при падении градин умеренных размеров.

4.13. СХЕМА ИМЯНИТОВА

И. М. Имянитов [74, 344] считает, что заряды в грозовых облаках образуются за счет контактного механизма электризации при соударении частиц — жидких с жидкими; жидких с твердыми, твердых с твердыми — и при частичном срывании воды, намерзающей на поверхности твердой частицы. Он указывает, что процесс образования основных зарядов в кучево-дождевых и слоистых облаках один и тот же, но только в первых не достигаются стационарные условия. Имянитовым была разработана модель развития грозового облака (рис. 71), основанная на современных представлениях о динамике кучево-дождевых облаков и их электрической структуре.

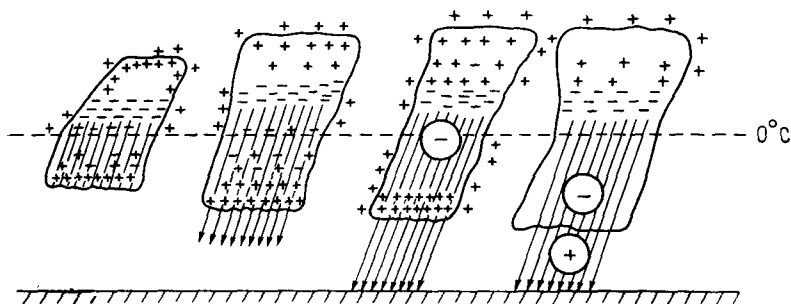


Рис. 71. Схема развития грозы И. М. Имянитова.

Разделение зарядов и формирование заряженных областей в грозовых облаках обусловлены действием гравитационных сил и восходящих токов. Когда капли настолько укрупняются, что скорость их падения превышает скорость восходящих токов, они перемещаются вниз, перенося с собой положительные заряды. Остающийся объемный заряд переносится восходящими токами вверх. В дальнейшем центр нижнего положительного заряда продолжает с осадками опускаться вниз, а вслед за ним опускается вниз и центр отрицательного заряда. В то же время благодаря токам проводимости формируется положительный заряд в верхней кристаллической части облака. Генерация зарядов сопровождается их диссипацией за счет проводимости, под которой подразумевается сумма электрической проводимости и «турбулентной», т. е. вызванной нейтрализацией объемных зарядов при перемешивании струями объемов с противоположно заряженными частицами. Потери вследствие турбулентной проводимости возрастают в областях образования зарядов, где концентрация частиц и турбулентность наибольшие. Вместе с тем турбулентность приводит к появлению значительных неоднородностей объемных зарядов. В таких неоднородностях напряженность электрических полей легче может достигать критических значений, необходимых для инициирования грозовых разрядов.

В результате вычислений было получено, что в среднем верхний положительный заряд изменяется от 2 до 38 Кл, тогда как нижний отрицательный от 1,2 до 37 Кл. Средний верхний положительный заряд оказался равным 19 Кл, а нижний отрицательный — 17 Кл. Их центры находились в среднем на высотах 6,6 и 5,1 км соответственно.

Схема грозы Имянитова представляет значительный интерес, так как при ее построении сделана попытка возможно полнее учесть современные представления о высокой проводимости в грозовых облаках, существование неоднородностей и т. п. Но эта схема не лишена и определенных недостатков. Так, не объяснено отсутствие влияния индустриальных загрязнений на грозовую деятельность, которое должно сильно проявляться в случае, если бы основным был контактный механизм электризации. Кроме того, эта теория еще не достаточно развита количественно.

* *
*

Из обзора схем образования грозового электричества, приведенных выше, можно заключить, что еще и сейчас отсутствует теория, способная в достаточно полной мере описать развитие грозы. Причин такого положения, по-видимому, много, поэтому для построения сравнительно завершенной теории грозы необходимо получить более достоверные и надежные сведения об основных характеристиках грозовых облаков и их изменениях во времени и пространстве. Поэтому сейчас можно ставить задачу только о создании идеализированной схемы, способной объяснить главные черты грозы. Для этого необходимо указать на основные недостатки рассмотренных выше схем грозового электричества. Таких основных недостатков два: использование для развития схем грозы сравнительно мало эффективных механизмов электризации и весьма примитивных моделей кучево-дождевых облаков.

Из выполненного в главе 3 анализа различных механизмов электризации, а также из рассмотрения, осуществленного Имянитовым [77], вытекает, что одними из наиболее интенсивных являются механизмы электризации при разрушении капель в электрическом поле, в особенности при их соударении с ледяными частицами. Начиная с 1952 г. автор настоящей работы предпринял ряд попыток создать схему образования грозового электричества, базирующуюся на механизмах электризации при разрушении капель в электрическом поле [122, 125, 126, 133, 451]. На основании этих исследований и современных представлений о развитии кучево-дождевых облаков (см. главу 2) автор предпринимает новую попытку развить более полную схему образования гроз в кучево-дождевых облаках, как теплых, так и смешанного строения.

4.14. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ АВТОРА

При рассмотрении процессов образования осадков в кучево-дождевых облаках обращает на себя внимание тот факт, что на определенной стадии развития облаков возникает сильное электрическое поле; следовательно, должно существовать его влияние как на электризацию гидрометеоров, так и на условия их роста. На этом основании можно сделать вывод, что невозможно построить теорию грозового электричества, не учитывая существования взаимной связи между ростом и электризацией гидрометеоров в кучево-дождевых облаках.

В развитых мощных кучевых облаках даже при условии образования значительной переохлажденной части наблюдаются сравнительно небольшие электрические поля, средняя напряженность которых порядка $(0,5 \div 1) \cdot 10^3$ В/м, а максимальная обычно не превышает 10^4 В/м в отдельных небольших объемах. Объемные заряды обоих знаков распределены по всему облаку таким образом, что суммарный заряд в верхней половине облака положительный, а в нижней — отрицательный. Вследствие того, что облако пересекается значительным числом конвективных струй, хаотически распределенных внутри облака, и из-за сравнительно малых различий в размерах капель (отсутствуют крупные капли) макроразделение зарядов и создание заряженных областей большой плотности в мощных кучевых облаках не происходят. В развитых мощных кучевых облаках сравнительно быстро устанавливается стационарное состояние, при котором образование зарядов компенсируется их диссипацией.

Описанные условия господствуют в мощных кучевых облаках, развивающихся над сушей, и, по-видимому, именно поэтому нет каких-либо достоверных сведений об образовании «теплых» гроз над сушей. Иное положение существует над теплыми морями, где благодаря высокой влажности, большому количеству гигантских ядер конденсации и высокому уровню изотермы 0°C в мощных кучевых облаках могут развиваться интенсивные восходящие токи, охватывающие все облако. Тогда в них появляются условия для образования крупных капель и электрических процессов с обратной связью. Такие процессы могут происходить в капельно-жидких облаках только благодаря механизму электризации при контакте и разрушении капель в электрическом поле.

4.14.1. Схема образования теплых гроз

При падении крупной капли в среде облачных капелек возможен ее кратковременный контакт с капельками, сопровождаемый их отражением от нижней части капли или скольжением и отрыванием их в верхней части капли. Но во втором случае капли заряжаются в вертикальном электрическом поле зарядами таких знаков, которые при разделении внутри облака могут привести только

к ослаблению поля. Следовательно, применительно к внутренней части облаков представляет некоторый интерес случай с отражением капелек от нижней части крупной капли. Если же соударения капель с облачными капельками будут происходить в восходящих токах не между заряженными областями в облаке, а ниже центра области, расположенной внизу облака, то рассмотренные механизмы электризации поменяются ролями. К усилению поля будут приводить соударения со скольжением капелек и отрыванием в верхней части капли. Тогда восходящие токи унесут положительно заряженные капельки вверх, в верхнюю положительно заряженную область, а крупные отрицательно заряженные капли будут удерживаться в нижней области или выпадут из облака. Так как сейчас нет достаточных оснований для того, чтобы считать какой-либо из этих двух процессов — скольжение или отражение — преимущественным в облаках, приходится сделать вывод, что заряды, образующиеся за счет этих механизмов, должны в значительной степени скомпенсироваться. Необходимо еще иметь в виду возражения относительно возможности контакта капелек с каплей без слияния в поле напряженностью более 10^3 В/м. Поэтому надо полагать, что эти механизмы электризации вряд ли вносят основной вклад в баланс зарядов теплой грозы.

Рассмотрим теперь возможную роль электризации при разрушении крупных капель при падении в восходящих токах. На уровне с максимальной скоростью восходящих токов создаются условия для особенно интенсивного роста капли. Ниже этого уровня, где скорости недостаточно велики для поддержания капли, рост ее продолжается, но с меньшей интенсивностью. Так что капли, преодолевшие уровень с максимальными скоростями, должны быть наибольшими и в нижней части облака должны иметь максимальные размеры. Если капли достигнут состояния неустойчивости, последует их разрушение в электрическом поле, направленном вверх. Тогда крупные фрагменты получают отрицательные заряды, а мельчайшая водяная пыль, легкие и тяжелые ионы — положительные. В восходящих токах происходит макроразделение зарядов, причем крупные фрагменты поднимаются в отрицательную область, а водяная пыль, легкие и тяжелые ионы вместе с облачными капельками, на которые они вскоре осядут, поднимаются выше, в положительно заряженную область. Каждый акт разрушения капель приводит к увеличению зарядов основных областей в облаке. Поэтому каждый следующий подобный акт происходит в более сильном электрическом поле, что приводит к более интенсивной электризации фрагментов. Следовательно, должен иметь место процесс нарастания электрического поля с положительной обратной связью (В. М. Мучник [125, 126, 133]).

Из экспериментальных данных известно, что крупная капля (радиусом 2,5—3 мм) разрушается на 10—20 капель радиусом около 0,5 мм. Эти капли, будучи подняты восходящими токами вверх, имеют значительно больше шансов вырасти до предельных размеров и снова принять участие в спонтанном разрушении. Происходит

размножение капель, участвующих в процессе заряжения облака. Как известно, примерно такое же представление о размножении капель положил Лэнгмюр [109] в основу своей теории образования ливней из теплых облаков.

Для оценки скорости накопления зарядов в грозовых облаках необходимо определить также токи утечки, которые в случае теплых облаков образуются за счет выпадения осадков и токов проводимости. Ток утечки с острий под облаком можно не учитывать исходя из предположения, что теплые грозы развиваются над морской поверхностью. Нет необходимости вводить в рассмотрение ток утечки за счет тока молний, так как оценку скорости накопления зарядов в облаке предполагается осуществлять до момента наступления разряда.

Проводимость в недождящих кучевых облаках ниже, чем проводимость свободной атмосферы на том же уровне. При образовании в облаках крупных капель, способных к спонтанному разрушению в электрическом поле, появляется дополнительный источник легких ионов. К сожалению, сейчас нет сведений о зависимости образования числа легких ионов от напряженности поля. Известно только, что легкие ионы имеют знак, соответствующий знаку индуцированного заряда на верхней части капли. Для оценки будем считать, что число легких ионов при разрушении капель не зависит от напряженности поля и составляет 10^6 ионов на каплю, так как значение 10^5 ионов на каплю, ранее полученное Мучником [124], следует считать заниженным (см. раздел 3.2.5). Так как средняя продолжительность жизни легких ионов в облаке составляет около 5 с, можно считать, что зона повышенной проводимости в облаке совпадает с зоной разрушения капель. Если облако имеет вертикальную протяженность в несколько километров, то можно полагать, что основная зона разрушения капель имеет протяженность не более 500—1000 м исходя из разной истории роста отдельных капель. Будем считать, что разрушение капель происходит равномерно во всей этой зоне.

Кроме электрической проводимости, на ток утечки влияет ток турбулентной проводимости, вызываемый перемешиванием частиц с зарядами противоположных знаков. Как указывает И. М. Имянитов [74], в теплых кучево-дождевых облаках, развивающихся над акваториями морей и океанов, турбулентная проводимость должна быть малой, так как в этих условиях в облаках возникает сравнительно слабая турбулентность. На этом основании можно пренебречь турбулентной проводимостью по сравнению с электрической.

Теперь примем, что в облаке падает поток капель одинакового размера (радиусом около 3 мм), соответствующий интенсивности грозового ливня 108 мм/ч. Это означает, что через 1 м^2 сечения облака за 1 с будет проходить, разрушаясь, около $3 \cdot 10^2$ капель, причем образуется $3 \cdot 10^8$ ионов. Так как длительность жизни ионов 5 с, в облачном столбе высотой 10^3 м и с основанием 1 м^2 будет находиться в каждый момент времени $1,5 \cdot 10^9$ ионов, т. е. в 1 м^3 около $2 \cdot 10^6$ ионов. Поскольку скорость образования

ионов в атмосфере составляет примерно $3 \cdot 10^6$ пар ионов/(с·м³), то за те же 5 с в каждом кубическом метре облачного воздуха будет образовываться $1,5 \cdot 10^7$ ионов. Таким образом, проводимость в теплых грозовых облаках до момента возникновения грозового разряда мало будет отличаться от проводимости мощных кучевых облаков.

Источником легких ионов в грозовых облаках может быть тихий разряд с капель, на что указывал еще Мекки [411]. Необходимо допустить, что напряженность поля в теплых грозовых облаках (с учетом влияния давления) достигает значения около $6 \cdot 10^5$ В/м, при котором происходит разрушение крупных капель, сопровождающееся образованием коронного разряда на их вытянутых концах. Но можно указать еще на некоторые элементарные процессы, которые могут привести к коронному разряду при меньших значениях критической напряженности поля. Возможно образование коронного разряда с капли при ее грибообразном разрушении и с капель, вступающих в контакт друг с другом (см. раздел 3.2.6) при критических напряженностях поля $(4 \div 5) \cdot 10^5$ В/м. Поскольку, согласно современным воззрениям, возникновение коронного разряда в облаках является началом грозового разряда, то в теплых грозовых облаках не могут существовать большие напряженности поля.

Так как средняя продолжительность жизни легких ионов в облаках около 5 с, увеличенная проводимость будет существовать примерно такое же время. Если частота грозовых разрядов большая, то повышение проводимости будет сказываться на скорости восстановления поля до критического. Если же интервалы между разрядами велики по сравнению с 5 с, то влиянием повышения проводимости на скорость восстановления поля можно пренебречь. К сожалению, вопрос о факторах, влияющих на проводимость в грозовых облаках, а тем более в теплых, совершенно не разработан.

Предпримем попытку оценить время, необходимое для образования заряда, достаточного для возникновения разряда в теплом биполярном облаке с положительным направлением поля (рис. 72). Так как изменение зарядов основных областей происходит медленно по сравнению с изменением зарядов отдельных частиц, процессы заряжения областей можно рассматривать как квазистационарные. Это позволяет использовать для оценок электростатическую

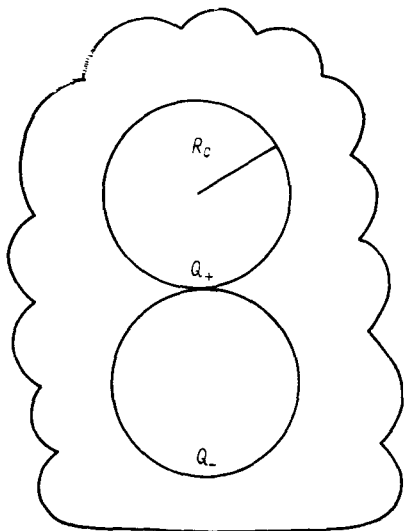


Рис. 72. Схема распределения зарядных областей в теплом кучево-дождевом облаке.

схему вместо электродинамической. Будем считать, что размеры заряженных областей одинаковые (радиус R_c), причем области примыкают друг к другу. Пусть зона разрушения и разделения зарядов находится непосредственно под нижним краем отрицательно заряженной области. Тогда напряженность вертикального поля между заряженными областями будет равна

$$E_d = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{Q_+}{R_c^2} + \frac{Q_-}{R_c^2} \right) = \frac{|Q|}{2\pi\epsilon_0 R_c^2}, \quad (108)$$

где $Q_+ = Q_- = |Q|$ — свободные заряды областей.

Между заряженными областями напряженность поля будет наибольшей по сравнению с другими частями облака, так что именно между ними должны в первую очередь происходить грозовые разряды. Определим теперь напряженность поля в зоне разрушения, поскольку от ее значения будет зависеть величина зарядов, образующихся при разрушении капель:

$$E_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{Q_-}{R_c^2} - \frac{Q_+}{(3R_c)^2} \right] \approx \frac{Q_-}{4\pi\epsilon_0 R_c^2}. \quad (109)$$

Так как второй член составляет около 10% первого, то для приближенных вычислений им можно пренебречь, предполагая, таким образом, что E_c на уровне разрушения капель определяется зарядом нижней области. Из (108) и (109) можно получить, что

$$E_d = 2E_c. \quad (110)$$

При разрушении крупной капли в поле с E_c образуется заряд

$$q = aE_c, \quad (111)$$

где a — постоянная.

Пусть за единицу времени на единице площади произойдет f актов разрушения больших капель, при этом $f = I/v_{кр}$ (I — интенсивность дождя, $v_{кр}$ — критический объем капель, которые для простоты считаем одинаковыми¹). За время dt на площади S произойдет $fSdt$ актов разрушения капель. Поэтому заряд, образующийся за время dt в поле с E_c , будет равен

$$dQ_q = fqS dt. \quad (112)$$

Предполагается также, что по всей площади сечения зоны разрушения напряженность поля одинаковая. Допускается, что потеря зарядов вследствие соударения с другими облачными элементами мала и ею можно пренебречь по сравнению с переносимыми зарядами облачных капелек, захвативших ионы, мельчайших водяных капелек и крупных фрагментов разрушившихся капель. Так

¹ Так как предполагается, что в зоне разрушения капель существуют восходящие тоски, скорость которых близка к конечной скорости падения крупных капель, то в этой зоне должна происходить сепарация капель по размерам и через нее могут падать только достаточно крупные капли, а меньшие будут уноситься восходящими токами вверх.

что заряды, образующиеся в результате разрушения, будут перенесены вверх и почти целиком прибавятся к зарядам соответствующих областей, что приведет к усилению поля. Одновременно с накоплением зарядов происходит их потеря за счет проводимости и зарядов осадков. Ток проводимости, протекающий через горизонтальную площадь S , будет равен

$$I_{\lambda} = \frac{dQ_{\lambda}}{dt} = Si = S\lambda E_a, \quad (113)$$

где dQ_{λ} — заряд, который теряется вследствие проводимости λ ; i — плотность тока проводимости. Заряд, который за время dt уносится каплями осадков, равен

$$dQ_p = Sp dt, \quad (114)$$

где $p = q_p f$ — некоторая постоянная, поскольку предполагается, что в среднем заряд капель осадков q_p не зависит от напряженности поля.

На основании уравнений (108) — (114) вычислим заряд, получаемый, например, нижней заряженной областью за время dt :

$$dQ = fqS dt - \lambda SE_a dt - pS dt. \quad (115)$$

Учитывая на основании (108), (110) и (111) связь Q и q с E_a и E_c , сводя значение E_c к E_a и опуская индекс у E_a , находим

$$\frac{dE}{afE - 2\lambda E - 2p} = \frac{S}{R_c^2} dt. \quad (116)$$

Уравнение (116) можно использовать для вычисления времени, которое требуется для возникновения первого разряда, а также промежутков времени между следующими друг за другом разрядами. Если теперь учесть, что теплые грозы не сопровождаются какими-либо заметными осадками (см. раздел 2.2.10), то членом $2p$ можно пренебречь по сравнению с членом afE . Тогда уравнение (116) можно записать в удобном для интегрирования виде:

$$\int_{E_0}^{E_{кр}} \frac{dE}{E} = A \int_0^t dt, \quad (117)$$

где $A = 1,8 \cdot 10^{10} (af - 2\lambda) S / R_c^2$; E_0 и $E_{кр}$ — соответственно начальная напряженность электрического поля в момент $t_0 = 0$ и критическая в момент $t = t_{кр}$. Интегрирование (117) дает

$$t = \frac{\ln(E_{кр}/E_0)}{A}. \quad (118)$$

Для интегрирования уравнения (117) необходимо определить пределы интегрирования по E и по t . Для этого рассмотрим, как будет протекать процесс электризации и разделения зарядов в облаке. С момента появления крупных капель на уровне их разрушения и электризации будет происходить разделение зарядов.

До тех пор пока заряды противоположных знаков не будут разнесены в соответствующие области, можно приближенно считать, что их поля компенсируют друг друга. Поэтому дополнительные свободные заряды появляются в областях только после того, как восходящие токи перенесут положительно заряженные облачные капельки в верхнюю положительную область, т. е. время разделения зарядов равно

$$\tau = \frac{2R_c}{u}, \quad (119)$$

где u — скорость восходящих токов.

Таким образом, в течение времени τ происходит электризация капель при разрушении в поле облака с E_0 , а также за счет баллоэлектрического эффекта. При образовании крупных дождевых капель должна происходить также электризация за счет поглощения ионов, контактной разности потенциалов и контакта в электрическом поле. Рассмотрим возможный вклад каждого из этих механизмов электризации для оценки их значения в образовании электричества грозы.

Будем считать, что напряженность поля облака к моменту начала процесса разрушения крупных капель $E_0 = 10^3$ В/м (значение, характерное для мощных кучевых облаков). Тогда, если принять на основании экспериментальных данных (В. М. Мучник [122, 124]) $a = 1,3 \cdot 10^{-14}$ Кл·м/В, заряд, образующийся при разрушении капли, согласно (111), оказывается равным $13 \cdot 10^{-12}$ Кл. За счет баллоэлектрического эффекта при разрушении крупной капли может в среднем образоваться заряд около $1,6 \cdot 10^{-12}$ Кл, во всяком случае не больше $3 \cdot 10^{-12}$ Кл (см. раздел 3.1.7). Но при этом заряд крупных фрагментов оказывается положительным, т. е. обратным заряду нижней области, и может привести только к уменьшению напряженности поля в облаке.

Знак зарядов капель, образующихся за счет поглощения ионов и контакта, зависит от направления поля. Капля, падающая или поднимаемая восходящими токами, например, через отрицательно заряженную область (см. рис. 72), будет получать в нижней части области заряд одного знака, а в верхней — заряд противоположного знака. В результате должна произойти компенсация зарядов, получаемых от ионов. Такой же эффект будет иметь место и при контактной электризации в поле. Кроме того, как указывалось при рассмотрении схемы грозы Эльстера—Гейтеля—Сартора, электризация капель при контакте в вертикальном электрическом поле должна быть вообще мала.

Для оценки электризации при падении крупной капли в среде монодисперсных облачных капелек будем следовать И. М. Имянитову и Е. В. Чубариной [73], которые выполнили эту задачу для слоисто-дождевых облаков. Заряд, приобретаемый каплей при условии, что $R \gg r$, за время t , равен

$$q = 4\pi^2 \varepsilon_0 p V_k r k n R^2 u_k t, \quad (120)$$

где $p \approx 1$; V_K — контактная разность потенциалов между каплей и облачной капелькой; R и r — соответственно радиусы капли и капельки; k — доля капелек, соударившихся с каплей без слияния; n — концентрация капелек; u_K — конечная скорость падения капли. При этом скоростью падения капелек по сравнению со скоростью падения капель можно пренебречь.

Рассмотрим случай падения капли $R=0,5$ мм со скоростью $u_K=4$ м/с в среде капелек $r=10$ мкм, концентрация которых принимается сравнительно большой: $n=5 \cdot 10^7$ м⁻³. Примем, согласно [73], $V_K=0,1$ В и $k=0,1$. При скорости восходящих токов $u=8$ м/с получаем, что время пребывания капель в пределах области диаметром $2R_c$ $t=2R_c/(u-u_K)$, т. е. $2000/(8-4)=500$ с. Подставив принятые значения в (120), получим $q \approx 2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Таким образом, заряд, который может получить капля за счет контактной разности потенциалов, примерно на порядок меньше заряда, образующегося при разрушении капли в электрическом поле напряженностью 10^3 В/м, и его можно не учитывать. Следует, однако, заметить, что расчет выполнен для $V_K=0,1$ В, тогда как в облаках над теплыми морями, где имеется большое количество гигантских ядер конденсации, возможно, V_K значительно превышает 0,1 В.

Из проведенного рассмотрения вытекает, что по истечении времени τ с момента начала разрушения капля напряженность поля между заряженными областями будет увеличиваться от E_0 до $E_{кр}$. Поэтому для удобства начнем отсчет времени не с момента начала разрушения капель, а с момента, смещенного на время τ , и положим $t_\tau = t_0 = 0$. Таким образом, для расчетов времени, требуемого для развития первого грозового разряда от момента разрушения капель до последующих разрядов, можно воспользоваться выражением (118). Пусть интенсивность грозового ливня в области разрушения 72 мм/ч. Если критический объем каплей $v_{кр} = 10^{-7}$ м³, то $f = 3 \cdot 10^2$ актов/(м²·с). Так как $a = 1,3 \cdot 10^{-14}$ Кл·м/В, то $af = 2,6 \cdot 10^{-12}$ См/м. Если теперь принять для проводимости довольно большое значение $\lambda = 10^{-13}$ См/м, то оказывается, что член λ составляет около 5% от af , и этим членом можно пренебречь при вычислении A . Примем также, что площадь разрушения равна миделеву сечению сферы $S = \pi R_c^2$. Тогда для рассматриваемого случая $A = 1,8 \cdot 10^{10}$ паф. Если предположить, что $E_0 = 10^3$ В/м, а $E_{кр} = 6 \cdot 10^5$ В/м, то, согласно (118), время, необходимое для возникновения первого разряда, окажется равным $t = 43$ с, т. е. около 1 мин. Если теперь учесть еще время τ согласно (119), которое для данного случая равно $2000:8 = 250$ с, т. е. около 4 мин, то можно считать, что примерно через 5 мин после начала образования крупных капель и их разрушения в восходящих токах можно ожидать возникновения разрядов в теплых кучево-дождевых облаках. Такое значение времени представляется вполне реальным.

При возникновении коронного разряда в теплых грозовых облаках произойдет нейтрализация части свободного заряда, накопленного в заряженных областях. В этом случае, в отличие от искрового разряда (обычная молния), не должно происходить

столь значительное разряжение областей, какое имеет место при искровом разряде в обычной грозе, так как ток тихого разряда меньше тока искрового разряда. Поэтому резонно предположить, что напряженность поля уменьшается не более чем на порядок, а возможно, только в 2—3 раза. Примем, что при неполном или частичном разряде за счет утечек возникает большое количество ионов, которые увеличивают проводимость облачного воздуха до $\lambda = 10^{-12}$ См/м, тогда как за время между разрядами проводимость уменьшается до $\lambda_0 = 10^{-13}$ См/м. Поэтому будем считать, что проводимость растет с ростом поля и в грубом приближении

$$\lambda = \lambda_0 + \alpha (E - E_0). \quad (121)$$

Для оценки α положим $E_{кр} = 6 \cdot 10^5$ В/м и $E_0 = 6 \cdot 10^4$ В/м. Так как $\lambda \gg \lambda_0$, то $\alpha = 1,85 \cdot 10^{-18}$ См/В и $\lambda \approx \alpha (E - E_0)$. Подставляем это значение в (116), по-прежнему пренебрегая членом с ρ , и, учитывая, что $S = \pi R_c^2$, интегрируем в пределах от E_0 до $E_{кр}$ и от $t_0 = 0$ до t . В результате получаем

$$\int_{E_0}^{E_{кр}} \frac{dE}{E(n + mE)} = k \int_0^t dt, \quad (122)$$

где $n = af + 2\alpha E_0$, $m = -2\alpha$, $k = 1,8 \cdot 10^{10}$ п. Отсюда

$$t = \frac{1}{kn} \ln \frac{(n + mE_0) E_{кр}}{(n + mE_{кр}) E_0}. \quad (123)$$

Подставив соответствующие значения в (123), получаем $t = 24$ с. Такое время между разрядами согласуется с данными наблюдений за вспышками в теплых грозах над морями (см. раздел 2.2.10).

При падении крупные капли увлекают за собой воздух, и возникают нисходящие токи. Поэтому в ту часть облака, обычно тыловую, где развиваются нисходящие токи, прекращается поступление водяного пара. Это приведет к уменьшению конденсации водяного пара и выделения тепла конденсации, а следовательно, к уменьшению образования облачных капелек и интенсивности восходящих токов. В результате произойдет уменьшение, а затем и прекращение электрической активности грозового облака.

Развитая выше приближенная модель теплой грозы дает некоторое основание утверждать, что над теплыми морями действительно возможно образование теплых гроз. Напомним, что возможность возникновения теплых гроз все еще вызывает возражения у некоторых исследователей. Исходя из этой модели можно считать, что в теплых грозах должна наблюдаться более высокая напряженность поля, и поэтому при полете в них можно ожидать более интенсивное коронирование с самолета. Это указывает на то, что самолет при полете в теплых кучево-дождевых облаках, вероятно, больше влияет на возникновение грозового разряда, чем при полете в облаках смешанного строения (И. М. Имянитов [63], Шонланд [206]). Поэтому необходимо считать, что полет в теплых

грозовых облаках представляет большую опасность. Это следует учитывать в связи со значительным развитием полетов над морями и океанами субтропических и тропических широт. Следует отметить, что в Советском Союзе также имеются районы, в которых возможно развитие теплых грозовых облаков. Это морское побережье Крыма и Кавказа, где в июле и августе уровень изотермы 0°C может превышать 4 км. Там существуют условия для развития теплых кучево-дождевых облаков мощностью до 5 км, в которых возможны интенсивные электрические процессы.

4.14.2. Схема образования гроз умеренных широт

Модель грозы, развивающейся в кучево-дождевых облаках смешанной структуры, должна быть значительно сложнее, чем модель теплой грозы. Это усложнение в первую очередь вызвано весьма большим числом механизмов электризации, в том числе и индукционных, которые могут действовать в таких облаках. Необходимо ожидать значительно большую грозовую активность в смешанных облаках как из-за большей вертикальной протяженности, так и вследствие развития в них весьма сильных восходящих токов. Вышеупомянутое может привести к заметному разнообразию в структуре и электрической активности отдельных гроз. В результате этого чрезвычайно усложняются условия построения общей модели грозы.

В кучево-дождевых облаках, кроме процессов электризации капель, которые имеют место в теплых грозовых облаках, возможны процессы электризации при замерзании переохлажденных капель и таянии ледяных частиц, при разрушении ледяных частиц и при соударении ледяных и жидких частиц.

При построении модели грозы необходимо определить последовательность и интенсивность различных механизмов электризации для того, чтобы оценить их значение и выяснить, какие из них и на какой стадии развития грозовых облаков являются основными. По-видимому, выполнить такую задачу можно только на основании представлений о развитии самих кучево-дождевых облаков. Поэтому будем рассматривать последовательные стадии развития кучево-дождевых облаков, начиная с момента преобразования мощных кучевых облаков в кучево-дождевые, и механизмы электризации, которые могут проявляться на этих стадиях развития.

В мощных кучевых облаках капельки переносятся вверх в восходящих струях воздуха. В струях, развивающихся в верхней части облаков, скорость токов превышает 1 м/с. Облачные капельки радиусом около 100 мкм уже не смогут опуститься вниз и будут накапливаться несколько ниже вершины. Такие капельки имеют шанс замерзнуть первыми, так как вероятность замерзания капли зависит от ее объема. Замерзание капелек сопровождается их растрескиванием и выбрасыванием осколков льда, которые являются вторичными ядрами замерзания. Процесс выбрасывания

осколков сопровождается электризацией, причем, согласно Мейсону [116], заряд замерзающей капли можно определить на основании выражения

$$q = 6,6 \cdot 10^{-12} a \pi r \theta, \quad (124)$$

где $a = 0,1$ Кл/(м·°С); θ — температура воздуха; r — радиус капельки. Если $\theta = -10^\circ\text{C}$, $r = 2,5 \cdot 10^{-5}$ м, то $q \approx 5 \cdot 10^{-16}$ Кл. Так как скорость падения таких капелек 10^{-1} м/с, а скорость падения ледяных осколков меньше 10^{-2} м/с, то скорость разделения зарядов не будет превышать 10^{-1} м/с. Таким образом, для образования свободных зарядов, удаленных друг от друга по вертикали на 2 км, потребуется около $2 \cdot 10^4$ с, т. е. больше 5 ч. За это время ледяные частицы будут вынесены восходящими токами за пределы облака. Поэтому процесс кристаллизации облачных капелек сам по себе не может привести к какому-либо заметному увеличению напряженности поля в облаках, особенно при существовании интенсивной турбулентности, которая наблюдается в кучево-дождевых облаках.

Вообще роль турбулентности в кучево-дождевых облаках проявляется двояким образом. С одной стороны, усиление турбулентности приводит к увеличению частоты соударений мелких частиц, которые при этом электризуются, и, следовательно, к увеличению зарядов в облаке. Но, с другой стороны, усиление турбулентности при наличии частиц с зарядами разных знаков должно приводить к более быстрой их нейтрализации. Поэтому чем больше турбулентность, тем быстрее будет наступать равновесное состояние в той части грозовых облаков, в которой в основном имеются частицы малых размеров. Такое состояние наблюдается в начальной стадии преобразования мощных кучевых облаков в кучево-дождевые и в вершинах развитых кучево-дождевых облаков. Необходимо предположить, что свободный заряд в вершинах кучево-дождевых облаков образуется за счет зарядов, которые приносятся из центральных частей облака, а не в результате процессов электризации облачных элементов — капелек и ледяных кристаллов. Поэтому в дальнейшем мы будем считать несущественным для построения модели грозы рассмотрение процессов электризации облачных элементов самих по себе.

В верхней части мощного кучевого облака, где скорость восходящих токов около 1 м/с, существуют условия для накопления большого числа сравнительно крупных ледяных частиц. Укрупняясь, ледяные частицы приобретают большую скорость падения и превращаются в снежную крупу, а затем и в град. Скорость падения снежной крупы радиусом $R = 2,5$ мм, плотностью $1,5 \times 10^2$ кг/м³ на уровне около 5 км равна примерно 5 м/с. Поэтому при электризации крупы разделение зарядов будет происходить довольно быстро. Так как предполагается, что в развитых грозах максимальная скорость восходящих токов превышает, как правило, 20 м/с, то уровень со скоростями 5 м/с лежит значительно выше уровня с максимальными скоростями. По этой причине снежная крупа не может опускаться ниже уровня с максимальными ско-

ростями и не может быть ответственной за образование там зарядов. Только градины при своем росте могут приобрести скорость падения, бóльшую любой скорости восходящих токов, опуститься ниже уровня максимальных скоростей и обеспечить там образование зарядов. Если в облаке образуются даже сравнительно небольшие градины радиусом 5 мм и плотностью $7 \cdot 10^2$ кг/м³, то и тогда их скорость падения на высотах около 5 км будет около 18 м/с, что может обеспечить требуемую скорость разделения зарядов.

Рассмотрим возможные механизмы электризации снежной крупы и оценим их роль в образовании электрического поля грозы. При падении снежная крупа соударяется с переохлажденными облачными капельками и ледяными кристаллами. Так как эти процессы происходят при температуре ниже -10° С, то переохлажденные капельки будут в основном намерзать на поверхности крупы без отрывания от нее. Ледяные частицы при соударении с крупой будут скользить по ее поверхности и отрываться где-то в районе электрического экватора, если рассматривать ее поляризацию в вертикальном электрическом поле. Только сравнительно крупные частицы имеют шансы отражаться без скольжения. Следовательно, электризация крупы может происходить за счет выброса осколков при намерзании переохлажденных капелек и при соударении с ледяными частицами. Для расчета заряжения крупы воспользуемся формулой (120) в следующем виде:

$$dQ = 4\pi^2 \varepsilon_0 q K_3 n R^2 u_R dt, \quad (125)$$

где q — заряд, образующийся при замерзании капельки на поверхности крупы; K_3 — коэффициент эффективности соударения капелек с крупой; R — радиус крупы; u_R — ее скорость падения; n — концентрация капелек с $r \geq 25$ мкм (см. раздел 3.1.6); t — время.

Так как необходимо определить зависимость заряжения крупы от пути, пройденного частицей между определенными уровнями в облаке (эти уровни определяются как границы, в пределах которых возможно существование крупы), то используем уравнение $dt = dz / (u_c - u_R)$. Тогда

$$dQ = \frac{4\pi^2 \varepsilon_0 q K_3 n R^2 u_R}{u_c(z) - u_R} dz, \quad (126)$$

где z — высота, $u_c(z)$ — скорость восходящих токов.

Для решения уравнения (126) воспользуемся моделями кучево-дождевых облаков, рассмотренными выше (в главе 2) при расчете роста крупы и града при падении. Так как под n понимается концентрация капелек с $r \geq 25$ мкм, т. е. таких капелек, которые при замерзании на крупе растрескиваются с выбросом осколков, то, согласно Мейсону [116], будем считать, что $n = 5 \cdot 10^6$ м⁻³. Исходя из того, что радиусы капелек лежат в пределах 25—100 мкм, а размеры крупы превышают 0,5 мм, получаем, что K_3 слабо меняется и лежит в пределах 0,92—0,97. Следовательно, можно пользоваться средним значением $\bar{K}_3 = 0,94$. Кроме того, вряд ли при замерзании капельки образуется 10 осколков, как это полагает Мейсон; более

правильным является предположение, что число осколков равно 1—2 (см. раздел 1.6.4). Поэтому для расчетов примем значение, равное 2. Расчет электризации по уравнению (126) с учетом зависимостей $u_c(z)$, $R(z)$, $u_R[R(z)]$ был проведен на ЭВМ М-220 [143]. Результаты расчета для грозовой и градовой моделей приведены на рис. 73.

Как видно из этого рисунка, для градовой модели облака максимальный заряд, который может образоваться на частичке крупы за

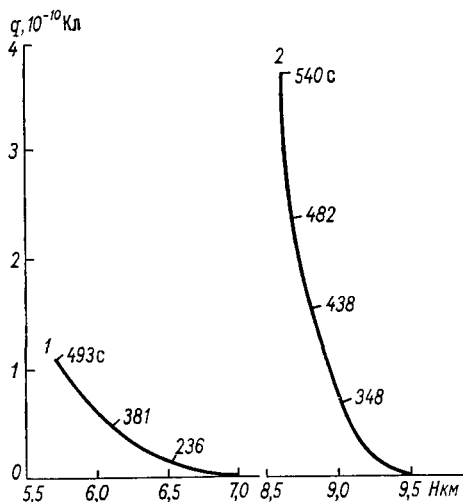


Рис. 73. Зависимость от высоты заряда гидрометеора, образующегося в результате электризации при выбрасывании ледяных осколков из поверхности замерзающих капелек радиусом больше 25 мкм в области сухого роста, в грозовой (1) и градовой (2) моделях.

сферы радиусом 500 м напряженность поля не превысит $1,5 \cdot 10^4$ В/м.

Для градовой модели максимальный заряд крупы, по Мейсону, равен $3,7 \cdot 10^{-10}$ Кл, а средний $7 \cdot 10^{-11}$ Кл. В такой модели проводимость воздуха может, по-видимому, достигать 10^{-12} См/м, так что время релаксации (100—200 с) значительно меньше времени накопления заряда на крупе. Для столь проводящей среды механизм электризации Мейсона—Лезема малоинтенсивен. Если принять, что интенсивность осадков (града и дождя) в градовой модели составляет 300 мм/ч, то средняя концентрация ледяных частиц в облаке сухого роста равна приблизительно 2 м⁻³. Тогда на границе сферы радиусом 500 м напряженность поля не будет превышать $2,5 \times 10^3$ В/м.

Рассмотрим теперь образование зарядов на крупе при ее контактах с переохлажденными капельками и ледяными частицами в области сухого роста. Примем, согласно И. М. Имянитову

время пребывания в области сухого роста, равен 10^{-10} Кл, а средний — около $3 \cdot 10^{-11}$ Кл. Эти значения получены в предположении, что проводимость воздуха в грозовом облаке мала — порядка 10^{-14} См/м, тогда как в действительности она велика, и в области сухого роста ее значение не меньше 10^{-13} См/м. Следовательно, время релаксации меньше времени, в течение которого происходит накопление заряда на крупе. Поэтому заряд на крупе вряд ли будет превышать 3×10^{-11} Кл. Если принять, что интенсивность грозового дождя составляет 60 мм/ч, то, согласно модели, средняя концентрация крупы в области сухого роста равна около 20 м⁻³. Исходя из этих данных и не учитывая заряды противоположного знака, находим, что на границе

и Е. В. Чубариной [73], что при контакте лед—вода разность потенциалов $V_K=0,1$ В и эффективность контакта капелек без захвата крупной $K_K=0,1$. Для льда V_K неизвестно, но, по-видимому, реально принять, что $V_K=0,01$ В. Кроме того, примем, что $K_K \approx 1$, т. е. ледяные частицы на крупе почти не оседают. Расчеты можно проводить по той же формуле (126), но с указанными выше константами. Если принять, что концентрация капелек $n_k=10^8$ м⁻³ и ледяных частиц $n_{л}=10^8$ м⁻³, то окажется, что максимальный заряд крупы в грозовой модели облака на нижней границе области сухого роста для каждого из этих механизмов электризации равен $7 \cdot 10^{-11}$ Кл, а средний $2,6 \cdot 10^{-11}$ Кл и соответственно в градовой $2,3 \cdot 10^{-10}$ и $4,3 \times 10^{-11}$ Кл. Так что величина зарядов, которые могут образоваться за счет электризации при соударении частиц, примерно такая же, как и за счет вырывания осколков. Поэтому на границе области сухого роста за счет электризации крупы нельзя ожидать образования полей с напряженностями, превышающими $(2 \div 3) \cdot 10^4$ В/м. Если же допустить, что для льда $V_K=0,1$ В, то тогда можно получить значения зарядов, на порядок большие, чем приведенные выше. Таким образом, напряженность поля на границе между областями сухого и мокрого роста может достичь критического значения. Вместе с тем должны резко увеличиться проводимость в облаке и токи утечки. Так что если грозовые разряды и возникнут, то гроза будет малоинтенсивной, частота разрядов должна быть небольшой. Возможно, что именно так развиваются зимние грозы, в которых наблюдается весьма большая концентрация ледяной крупы.

Роль зарядов крупы должна, вообще говоря, ограничиваться созданием поля вблизи границы области сухого роста, так как ниже этой границы механизмы электризации проявляются иным образом. Вследствие большой проводимости облачного воздуха эти заряды не могут длительно сохраняться на крупе и должны нейтрализоваться несколько ниже границы области сухого роста.

В области мокрого роста может действовать механизм заряжения, заключающийся в контакте облачных капель с поверхностью смоченных градин, т. е. контакт вода—лед. Поэтому расчеты заряжения могут быть выполнены по формуле (126) с константами, принятыми выше, и $V_K=0,1$ В. Результаты этих расчетов для грозовой и градовой моделей приведены на рис. 74. Согласно рисунку, для грозовой модели максимальный заряд градин на уровне изотермы 0°C равен $4 \cdot 10^{-11}$ Кл, а для градовой $1,5 \cdot 10^{-9}$ Кл. Средние заряды градин в сферах радиусом 1000 м, расположенных над уровнем изотермы 0°C , равны примерно $2 \cdot 10^{-11}$ и $1,1 \cdot 10^{-9}$ Кл соответственно. Для принятых выше значений интенсивности осадков для грозовой и градовой моделей средние концентрации градин в сферах составляют около 5 и 0,2 м⁻³ соответственно. Следовательно, на границе сферы напряженность поля для грозовой модели примерно $4 \cdot 10^3$ В/м, а для градовой — около $1,2 \cdot 10^4$ В/м.

При вычислении напряженности поля, создаваемого в результате действия контактного механизма электризации, не

учитывалась высокая проводимость в грозовых облаках. Если принять, что в области мокрого роста проводимость порядка 10^{-13} См/м, то вычисленные значения следует уменьшить по крайней мере в 3 раза. Вместе с тем возможно, что контактная разность потенциалов значительно выше — может быть, даже на целый порядок. Поэтому можно полагать, что напряженность поля, создаваемого контактным механизмом электризации гидрометеоров в кучево-

дождевых облаках, лежит в пределах $5 \cdot 10^3$ — $5 \cdot 10^4$ В/м и, вероятно, достигает 10^5 В/м.

В области мокрого роста и в области таяния возможны процессы электризации при соударении градин с дождевыми каплями, при срывании капель с градин и при спонтанном разрушении крупных капель в электрическом поле. Как в восходящих, так и в нисходящих токах лишь первый из механизмов электризации будет приводить к усилению поля, тогда как остальные два — к ослаблению. Как следует из экспериментов [128], вероятность срывания капель с рядами противоположных знаков примерно одинаковая.

Поэтому механизм электри-

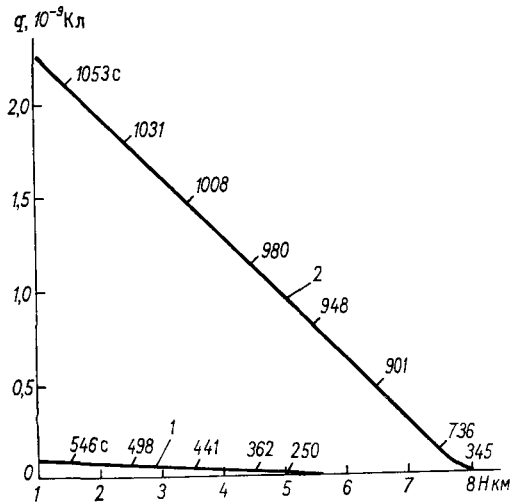


Рис. 74. Зависимость от высоты заряда гидрометеора, образующегося в результате контактной электризации в области мокрого роста, в грозовой (1) и градовой (2) моделях.

зации, увеличивая число заряженных капель в облаке, не будет значительно влиять на скорость роста напряженности поля.

Существуют два вида спонтанного разрушения капель — гантеле- и грибообразное. Заряд, образующийся при гантелеобразном разрушении, мал по сравнению с зарядом, образующимся при грибообразном разрушении. Насколько можно судить по данным разных авторов, частота грибообразного разрушения капель мала по сравнению с частотой гантелеобразного разрушения. Поэтому общий заряд, который может образоваться в результате этого механизма электризации, будет небольшим по сравнению с зарядом, образующимся благодаря механизму электризации при соударении градин с каплями в электрическом поле. Необходимо еще учесть, что скорость разделения зарядов при спонтанном разрушении капель в несколько раз меньше, чем при соударении градин с каплями. Поэтому можно полагать, что скорость генерации зарядов незначительно изменится за счет механизма электризации при спонтанном разрушении капель в электрическом поле.

Рассмотрим изменение поля, начиная с какой-то начальной напряженности E_0 ; допустим, что основным механизмом генерации

зарядов в принятых выше моделях грозовых облаков является электризация при соударении градин с каплями в электрическом поле [143, 451a].

Заряд, который образуется за единицу времени на градине радиусом r_{Γ} при соударениях с каплями радиусом r_{κ} , имеющими распределение по размерам $n(r_{\kappa})$, будет равен

$$\frac{dq_{\Gamma}}{dt} = \pi r_{\Gamma}^2 \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r_{\kappa}) q_{\kappa}(r_{\kappa}) (v_{\Gamma} - v_{\kappa}) dr_{\kappa}, \quad (127)$$

где $q_{\kappa}(r_{\kappa})$ — заряд, который образуется при единичном соударении градины с каплей радиусом r_{κ} в поле с напряженностью E ; r_{\min} и r_{\max} — соответственно наименьший и наибольший радиусы капель; v_{Γ} и v_{κ} — конечная скорость падения градины и капли соответственно; t — время.

Учитывая, что согласно [130] заряд $q_{\kappa}(r_{\kappa})$ пропорционален E , можно написать

$$q_{\kappa}(r_{\kappa}) = a(r_{\kappa}, r_{\Gamma}) E. \quad (128)$$

Тогда из (127) получаем

$$dq_{\Gamma} = A_1 r_{\Gamma}^2 E v_{\Gamma} dt, \quad (129)$$

где

$$A_1 = \pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} n(r_{\kappa}) a(r_{\kappa}, r_{\Gamma}) \left(1 - \frac{v_{\kappa}}{v_{\Gamma}}\right) dr_{\kappa}.$$

Ввиду отсутствия достаточных сведений о спектре крупных капель в грозовых облаках будем считать, что он слабо меняется со временем, и тогда можно положить $A_1 = \text{const}$. Но так как часть заряда градины будет уноситься срывающимися с нее каплями, (129) примет следующий вид:

$$dq_{\Gamma} = (A_1 r_{\Gamma}^2 E v_{\Gamma} - f q_c) dt, \quad (130)$$

где f — частота срыва капель с градины; q_c — заряд, уносимый каплей.

Таким образом будет происходить непрерывное перераспределение зарядов между каплями и градинами, и поле будет зависеть не только от зарядов градин, но и от зарядов, унесенных каплями. Можно считать, что

$$q_c = \frac{r_{\kappa}}{r_{\Gamma}} q_{\Gamma}. \quad (131)$$

Если предположить, что некоторая сфера радиусом R равномерно заполнена градинами, радиус которых r_{κ} одинаковый, а концентрация N постоянная, то с учетом (130) и (131) и утечки

зарядов за счет проводимости $dQ_{r\lambda}/dt$, заряд сферы за время dt окажется равным

$$\frac{dQ_r}{dt} = (A_2 E - A_3 Q_r) - \frac{dQ_{r\lambda}}{dt}, \quad (132)$$

где

$$A_2 = \frac{4}{3} \pi R^3 N A_1 r_r^2 v_r \text{ и } A_3 = \frac{r_{r\kappa}}{r_r}.$$

Если теперь еще учесть заряды Q_κ сорвавшихся с градин капель, находящихся в пределах сферы радиусом R , то напряженность поля на ее границе будет равна

$$E = A_4 (Q_r + Q_\kappa), \quad (133)$$

где

$$A_4 = 1/R_{\text{ср}}^2.$$

Поле внутри облачной сферы неоднородно, так как концентрация капель не является постоянной по объему. Кроме того, вследствие большой турбулентности в грозowych облаках концентрация капель, а вместе с тем и поле должны претерпевать сильные флуктуации, сведений о которых нет. Поэтому необходимо ввести какое-то упрощающее допущение относительно поля внутри сферы. Так как размеры сферы выбираются сравнительно небольшими ($R=1000$ м), примем напряженность поля внутри сферы одинаковой во всех точках и равной половине ее значения на границе сферы. В этом случае можно положить $R_{\text{ср}} = 1/2 R$.

Для решения (133) необходимо знать значение Q_κ . Оно, согласно [143, 451а], может быть определено из уравнения

$$\frac{dQ_\kappa}{dt} = A_3 \frac{v_r}{v_\kappa} Q_r - \frac{dQ_{\kappa\lambda}}{dt}. \quad (134)$$

Поскольку можно считать, что токи утечки с капель и градин пропорциональны их суммарным зарядам, то

$$\frac{dQ_{r\lambda}}{dt} = \pi \lambda_{\text{эф}} Q_r \text{ и } \frac{dQ_{\kappa\lambda}}{dt} = \pi \lambda_{\text{эф}} Q_\kappa. \quad (135)$$

Кроме того, общий ток разрядки через сферу равен

$$\frac{dQ_{r\lambda}}{dt} + \frac{dQ_{\kappa\lambda}}{dt} = \pi R^2 \lambda_{\text{эф}} E. \quad (136)$$

Здесь $\lambda_{\text{эф}}$ — эффективная проводимость.

Учитывая (132), (134), (135) и (136), в результате преобразований (133) получаем

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + B_1 \frac{dE}{dt} + B_2 E = 0, \quad (137)$$

где

$$B_1 = 2\pi\lambda_{эф} + A_3 - A_2A_4$$

и

$$B_2 = \frac{A_2A_3A_4(v_r - v_k)}{v_k} + A_4(\pi R^2\lambda_{эф} - A_2)(A_3 + \pi\lambda_{эф}).$$

Решение (137) имеет вид

$$E = C_1 e^{\alpha_1 t} + C_2 e^{\alpha_2 t}, \quad (138)$$

где α_1 и α_2 — корни уравнения $\alpha^2 + B_1\alpha + B_2 = 0$; C_1 и C_2 — постоянные, определяемые из начальных условий.

Используем уравнение (138) для оценки времени, необходимого для возникновения очередного разряда. Для этого рассмотрим, в каких пределах изменяются основные параметры, входящие в уравнение (138).

Можно полагать, что верхний предел напряженности электрического поля E_t , необходимый для возникновения грозового разряда, $(3 \div 6) \cdot 10^5$ В/м, тогда как послеразрядная напряженность поля E_0 , которая является начальной для развития следующего разряда, находится в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^4$ В/м. Проводимость в грозовых облаках велика, ее реальные пределы 10^{-14} — 10^{-12} См/м. Размеры сферы не должны превышать размеры грозовой ячейки, но должны быть больше размеров отдельных неоднородностей, так что можно принять, что радиус сферы равен 1000 м. Данные о размерах и концентрациях градин и частоте срывания капель с них выбираются согласно грозовой и градовой моделям, рассмотренным в разделе 2.1.9. Наконец, предполагается, что радиусы капель, срывающихся с градин, одинаковы: $r_k = 1$ мм.

Как следует из табл. 56, время, необходимое для возникновения очередного разряда в грозовой модели кучево-дождевых облаков, находится в пределах 100—300 с, если проводимость не превышает 10^{-13} См/м. При значениях проводимости порядка 10^{-12} См/м механизм электризации в сравнительно слабо развитых кучево-дождевых облаках оказывается недостаточно эффективным для возникновения грозовой деятельности. Полученные значения времени можно считать реальными для большинства сравнительно слабых гроз.

Для грозовой модели кучево-дождевых облаков со значительной интенсивностью осадков время между разрядами лежит в пределах 10—30 с. Эти значения характерны для интенсивных гроз. Здесь также наблюдается зависимость времени между разрядами от проводимости, однако она менее сильно выражена, чем для слабых гроз.

Анализ данных табл. 56 показывает, что полученные значения времени, необходимого для возникновения очередного разряда, имеют тот же порядок, что и наблюдаемые для гроз средней интенсивности и для весьма интенсивных гроз. Принимая на поверхности сферы $R = 1000$ м значение $E_{кр} = 6 \cdot 10^5$ В/м, получаем, что в ней накапливается заряд около 70 Кл. Если теперь считать, что разряд в облаке имеет протяженность около 2 км, то электрический

Время (с), необходимое для увеличения напряженности поля от начального значения E_0 до предельного E_t

Тип модели	$E_0, 10^4 \text{ В/м}$	$E_t, 10^5 \text{ В/м}$					
		3			6		
		$\lambda, 10^{-10} \text{ см/м}$					
		10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻²
Грозовая	2	178	249	—	225	327	—
	4	131	187	—	178	249	—
Градовая	2	15	16	24	19	21	31
	4	11	12	18	15	16	24

момент оказывается равным 140 Кл·км. Эти значения также соответствуют значениям, наблюдаемым в грозовых облаках. Таким образом, развитая выше схема позволяет получить приближенные количественные значения основных электрических параметров грозовых облаков. Вместе с тем она отличается некоторыми характерными чертами от приведенных в обзоре схем грозового электричества, и в первую очередь особенностями условий образования свободных зарядов в облаках.

В последнее время подобные взгляды на образование грозового электричества стали развивать Левин и Скотт [395а, 395б].

При разряде происходит нейтрализация свободных зарядов в грозовых облаках. Для того чтобы произошел очередной разряд, необходимо появление объемных зарядов, достаточных для образования критического поля разряда. Существуют различные мнения о том, каким образом осуществляется образование объемных зарядов. Так, Мейсон [115] считает, что в облаке постепенно накапливаются большие, одинаковые по величине заряды обоих знаков, причем на больших частицах — заряды одного знака, а на меньших — другого. После разряда в результате опускания больших частиц относительно меньших происходит разделение зарядов: внизу появляется свободный заряд одного знака, а сверху — противоположного. Другого мнения придерживается И. М. Имянитов [77]. Он считает, что в условиях больших концентраций частиц с зарядами противоположных знаков и интенсивной турбулентности будет происходить быстрая нейтрализация зарядов. Кроме того, при непосредственных измерениях в Си cong. [61] не было обнаружено накопление зарядов, на которое рассчитывал Мейсон [115]. Поэтому заряды обоих знаков могут существовать только при их непрерывной генерации. Именно этим объясняется необходимость больших скоростей образования зарядов в грозовых облаках. Точку зрения Имянитова следует считать более обоснованной и отвечающей природе грозовых облаков, чем мнение Мейсона.

Если с этих позиций рассмотреть вопрос о механизмах электризации гидрометеоров, то обнаруживается, что все механизмы, которые приводят к постепенному накоплению зарядов на гидрометеорах, малоэффективны. При всех этих механизмах для образования больших зарядов гидрометеоров, наблюдаемых в естественных условиях, требуется время, в лучшем случае сопоставимое с временем релаксации. Поэтому большие скорости образования зарядов могут быть объяснены только существованием механизмов электризации практически мгновенного действия. К таким механизмам принадлежат все механизмы электризации при соударении и разрушении крупных гидрометеоров в электрическом поле. Именно такой механизм электризации и является основой схемы грозы, разработанной автором книги.

Все рассмотренные выше схемы грозового электричества, за исключением схем Имянитова и автора, основываются на том, что разделение зарядов осуществляется в восходящих токах. Только схема Имянитова качественно оценивает разделение зарядов гидрометеоров в нисходящих токах. В схеме автора все расчеты образования зарядов в грозовых облаках проведены для нисходящих токов, т. е. для условий, более соответствующих реальным.

Вполне естественно, что и схема грозы автора не может претендовать на завершенность, так как о ряде параметров грозовых облаков либо почти совсем ничего неизвестно, либо известно сравнительно мало. Поэтому по мере появления новых результатов наблюдений схему следует соответствующим образом корректировать. В частности, сейчас еще нет достаточных оснований для более строгой оценки вклада в электричество грозовых облаков таких механизмов, как электризация при спонтанном разрушении капель, при срывании капель с тающих градин и т. п. Остается надеяться, что в дальнейшем осуществляются необходимые исследования.

* *
*

Из проведенного обзора современного состояния теории грозового электричества можно заключить, что работа по ее созданию не только не ослабевает, но все более усиливается. Такое положение обуславливается как возросшими возможностями в исследованиях грозовых облаков и их моделировании, так и практической важностью создания теории грозы. Только при условии создания достоверной теории грозового электричества можно будет решить такие насущные вопросы, как прогноз грозы, воздействие на грозовые облака, увеличение безопасности полетов в грозовых условиях и т. п.

ПРОБЛЕМА РЕГУЛИРОВАНИЯ ГРОВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Одной из важнейших практических задач физики атмосферы наряду с воздействиями на облака с целью борьбы с градом и для регулирования осадков, наряду с рассеянием туманов и низких облаков является воздействие на кучево-дождевые облака для предупреждения или прекращения грозовой деятельности. Воздействия на грозу можно подразделить на две категории:

- 1) воздействия непосредственно на электрические характеристики кучево-дождевого облака с целью искусственного разряджения заряженных областей и уменьшения напряженности поля;
- 2) воздействия на микро- и макрофизические характеристики кучево-дождевого облака, которые должны привести к изменению процессов электризации и прекращению грозовой деятельности.

5.1. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРОВОВЫХ ОБЛАКОВ

Одно из первых заслуживающих упоминания предложений по воздействию на грозовое электричество принадлежит Воркмену и Рейнольдсу [584]. Исходя из своей теории грозового электричества, согласно которой электрические заряды образуются при частичном замерзании дождевых капель, представляющих собой слабые растворы солей, на поверхности градин, они предложили изменять концентрацию солей в дождевой воде. Так как величина и знак зарядов сильно зависят от концентрации и состава солей, Воркмен и Рейнольдс считают вполне достаточным сбрасывать в кучево-дождевое облако 250 кг солей аммония, которые настолько изменят электризацию, что разделение зарядов не сможет обеспечить образование электрического поля, необходимого для разрядов. В дальнейшем Воркмен [582] уточнил эти расчеты и указал на то, что наиболее убедительным результатом воздействия явилось бы изменение характеристик грозового облака, а не уменьшение грозовой деятельности.

По мнению Воркмена [582], для воздействия на кучево-дождевое облако, содержащее 10^8 кг воды, требуется около 1000 молей для получения концентрации реагента 10^{-5} М. Наиболее действенным

реагентом он считает безводный аммиак, около 20 кг которого необходимо для получения концентрации 10^{-5} М. При такой концентрации должно произойти ослабление электризации и грозовой деятельности. Если желательна перемена полярности облака, то необходимо достигнуть концентрации 10^{-4} М, т. е. в облако следует сбросить около 200 кг безводного аммиака.

Воркмен и Рейнольдс [584] предприняли попытку экспериментально проверить свои представления. При полетах в Нью-Мексико они сбрасывали в грозовые облака раздробленные соли аммония. Результаты всего двух опытов не позволили сделать вывод об успешности этих опытов, однако они вселили уверенность в правильности избранного авторами пути. Поэтому Воркмен и Рейнольдс поставили перед собой задачу выполнить большое количество подобных опытов, что дало бы возможность оценить эффективность воздействия. Но в дальнейшем сообщения о таких опытах больше не поступали. Причина этого заключается, возможно, в том, что Рейнольдс изменил свою точку зрения на природу грозовой электричества в результате обоснованной критики. В частности, указывалось, что грозовые облака при их развитии над индустриальными районами подвергаются интенсивному воздействию посторонних примесей. Однако грозовая деятельность над такими районами не претерпевает заметных изменений по сравнению с грозовой деятельностью в районах с аналогичным климатом, но без индустриальных загрязнений атмосферы.

К представлению о возможности воздействия на генерацию электричества в кучево-дождевых облаках с помощью тех или иных примесей пришли также Л. Г. Качурин и др. [82]. Они основываются на своих опытах, из которых следует, что даже небольшие изменения в концентрациях кислот и оснований, приводящие к изменениям рН растворов, оказывают сильное влияние на интенсивность электризации капель, разрушающихся при замерзании. Однако Качурин и его коллеги не приводят никаких сведений о типе реагентов и их расходах, требующихся для получения положительного эффекта в естественных условиях.

Интересный метод воздействия на грозу, получивший дальнейшее развитие в работах Каземира и Вейкмана [357, 564], предложен Вейкманом [563а]. Он исходит из представления, что молния начинается с коронного разряда на частицах осадков. Если воздействовать на поле кучево-дождевого облака таким образом, чтобы разрядить облако и понизить напряженность до значения, при котором не сможет возникнуть коронный разряд, то тем самым будет исключена вероятность инициирования грозовых разрядов. В качестве разрядников, уменьшающих напряженность электрического поля облака, Вейкман предлагает металлизированные мякину или нейлоновые нити.

Каземир и Вейкман [357] выдвигают три условия, необходимые для успешного воздействия на грозовые облака:

- 1) коронный разряд на металлизированных нитях (линейных разрядниках) должен происходить при напряженности электриче-

ского поля более низкой, чем напряженность, необходимая для возникновения грозových разрядов;

2) суммарный ток для коронного разряда с линейных разрядников должен быть того же порядка или предпочтительно больше тока, рассеиваемого молниями;

3) линейные разрядники должны быть внесены в соответствующее место и в соответствующее время в грозное облако.

Все эти три условия были ими рассмотрены.

Каземир и Вейкман [357] вычислили увеличение напряженности поля на концах линейного разрядника, представляемого в виде тонкого вытянутого эллипсоида вращения. Они получили весьма простую приближенную формулу

$$E=0,1 \frac{c}{a} E_0, \quad (139)$$

где c и a — соответственно большая и меньшая полуоси эллипсоида, причем $c/a=k$; E_0 и E — соответственно напряженность внешнего поля и на концах линейного разрядника.

Если считать, так же как авторы [357], что для разряда в облаке необходима напряженность $3 \cdot 10^6$ В/м, то для нитей мякины с $c=15$ мм и $a=0,62 \cdot 10^{-2}$ мм ($k=2400$) получается значение $E_0=1,2 \cdot 10^4$ В/м. Таким образом, согласно формуле (139), первое условие удовлетворяется. Необходимо, однако, отметить, что формула (139) имеет слишком приближенный характер и зависимость E от k представлена слишком грубо. Действительно, на основании лабораторных исследований зависимости критической напряженности коронного разряда от k , выполненных Каземиром [357], оказывается, что для $k=2400$ при значениях a от $2,2 \cdot 10^{-2}$ до $7,5 \cdot 10^{-2}$ мм E изменяется в пределах $(4,5 \div 2,5) \cdot 10^4$ В/м. Эти значения в 2—4 раза больше значения E , вычисленного на основании формулы (139). Кроме того, обнаруживается, что зависимость от k является не линейной, а более сложной. Это подтверждается результатами лабораторных исследований В. М. Мучника и др. [138] с металлическими проволочками, у которых a изменялось от $2,5 \cdot 10^{-2}$ до 0,6 мм. Авторы [138] получили, что при изменении k от 20 до 250 происходит уменьшение критической напряженности $E_{кр}$ от $6,2 \cdot 10^5$ до $1,5 \cdot 10^5$ В/м. Так что при увеличении k более чем в 10 раз $E_{кр}$ уменьшается примерно в 4 раза. Поэтому необходимо найти более достоверную зависимость $E_{кр}$ от k , что было выполнено В. А. Дячуком и В. М. Мучником.

Как известно, для возникновения разряда необходимо, чтобы электроны получили ускорение, достаточное для ионизации молекул воздуха и образования лавины. Однако если протяженность зоны с напряженностью поля, достаточной для придания электронам необходимого ускорения, будет небольшой, то лавина не разовьется и разряд не сможет осуществиться. Для возникновения разряда недостаточно, чтобы в какой-то точке напряженность поля достигла критического значения: оно должно быть достигнуто в зоне некоторой протяженности. Поэтому для возникновения ко-

ронного разряда существенную роль играет не только абсолютное значение напряженности поля, но и ее градиент. Очевидно, что при больших градиентах напряженности поля на поверхности тела для возникновения разряда требуется более высокая напряженность, чем при малых градиентах.

Напряженность поля вблизи конца эллипсоида должна очень быстро убывать с расстоянием. Конец реального линейного разрядника представляет собой не конец вытянутого эллипсоида вращения, а срез узкого цилиндра. Поэтому вблизи концов линейного разрядника наблюдается весьма большая неоднородность поля, оценить которую трудно, но несомненно, что вблизи конца цилиндра напряженность поля изменяется с расстоянием более резко, чем на конце эллипсоида. При этом чем тоньше линейный разрядник, тем больше будет для одного и того же значения k отклонение напряженности поля на его концах от рассчитанной. Вследствие этого падение напряженности поля вдоль оси линейного разрядника будет тем больше, чем меньше его радиус. Для определения критической напряженности поля необходимо знать, как влияет кривизна конца линейного разрядника на изменение напряженности поля с расстоянием, что представляет собой чрезвычайно трудную задачу.

Для определения $E_{кр}$ необходимо пользоваться данными Вейкмана [564], В. А. Дячука и В. М. Мучника (рис. 75).

Вейкман [564] на основании лабораторных исследований зависимости силы тока от напряженности поля пришел к выводу, что она хорошо описывается формулой, полученной Чепменом [264] для тока коронного разряда с антенны радиозонда для измерения напряженности поля:

$$i = -\frac{\alpha}{uE} (u^2 E^2 - v^2) (Ea - E_{кр}a), \quad (140)$$

где α — множитель, зависящий от давления; u — подвижность ионов; E — напряженность поля в облаке; v — скорость движения антенны относительно воздуха; $E_{кр}$ — критическая напряженность

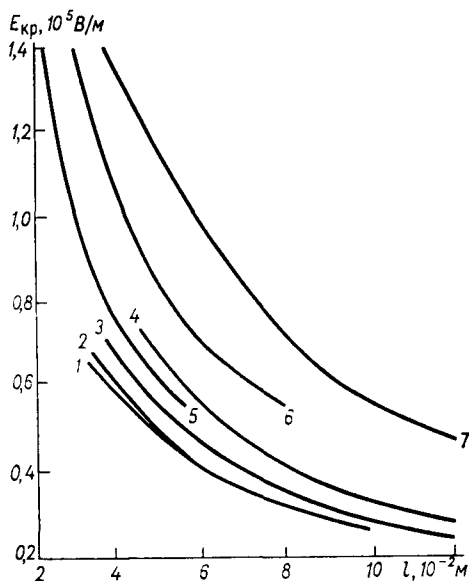


Рис. 75. Зависимость критической напряженности $E_{кр}$ электрического поля коронного разряда с линейных разрядников от их длины l и диаметра.

Диаметр разрядников (мкм): 1) 22, 2) 27, 3) 50, 4) 75 (Каземир [356]), 5) 50, 6) 150, 7) 310 (В. А. Дячук и В. М. Мучник [46]).

возникновения коронного разряда; $2a$ — длина антенны. Для случая выбрасывания тонких нитей можно положить $v \approx 0$, и тогда выражение (140) значительно упростится:

$$i = \alpha a u E (E - E_{кр}). \quad (141)$$

Для нитей диаметром 75 мкм и длиной $2a = 0,1$ м $E_{кр} = 3,3 \times 10^4$ В/м. Если принять $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-11}$ Ф/м, $u = 2 \cdot 10^{-4}$ м²/(с · В) и $E = 2 \cdot 10^5$ В/м (как указывает Вейкман, это максимальная напряженность поля, которую измерил Каземир в основании единичной грозовой ячейки), то $i = 4,68 \cdot 10^{-6}$ А. Таким образом, достаточно сбросить в кучево-дождевое облако 10^6 нитей, чтобы ток коронного разряда достиг 4,7 А, т. е. величины, сопоставимой с током, генерируемым грозой. Так как 1 кг мякины содержит до $5 \cdot 10^6$ нитей, то достаточно сбросить в облако всего несколько килограммов, чтобы добиться необходимого эффекта. Таким образом, второе условие также выполняется.

По мнению Каземира и Вейкмана [357], в грозовом облаке существуют две области, воздействие на которые должно приводить к наибольшему эффекту. Первая область находится в верхней части облака между зонами положительных и отрицательных зарядов, где напряженность поля в облаке максимальная и где возникают внутриоблачные грозовые разряды. Вторая область воздействия находится ниже отрицательно заряженной части облака и нижнего положительного заряда, где формируются молнии, идущие к земле. Однако до получения статистически обоснованных экспериментальных данных нельзя считать, что имеются условия для удовлетворения третьего требования.

Каземир и Вейкман выполнили в 1964 г. пять опытов, во время которых сбрасывалась мякина в грозовые облака и производилось измерение напряженности поля. Техника проведения опытов заключалась в следующем. С самолета каждые полсекунды сбрасывался пакет, содержащий около $2 \cdot 10^6$ нитей. Это время соответствовало отрезку пути в 50 м. Обычно в течение одного опыта сбрасывалось 50—60 пакетов. Для установления наиболее выгодного места сбрасывания мякины экспериментаторы с самолета, летевшего непосредственно под основанием хорошо развитого кучево-дождевого облака, определяли положение, в котором наблюдалась максимальная напряженность поля, превышающая $2 \cdot 10^4$ В/м. После разворота самолета производилось сбрасывание по тому же пути полета. Затем самолет продолжал некоторое время повторять полеты по той же трассе для оценки результатов воздействий. Каземир и Вейкман считают, что в трех опытах отчетливо проявился положительный эффект засева (даже тогда, когда гроза находилась в стадии развития). В четвертом случае после засева произошел разряд молнии, и уменьшение напряженности поля могло быть вызвано этим разрядом, а не засевом. В пятом опыте засев был произведен в значительной степени под наковальней, вне главного ствола облака, и в этом случае уменьшение поля не наблюдалось.

Результаты записи напряженности электрического поля при успешных опытах представлены на рис. 76. На графиках по оси ординат отложена вертикальная составляющая напряженности поля, а по оси абсцисс — время. В среднем требовалось около 3 мин для разворота самолета на 180° . Как видно из данных для 22 июля (рис. 76 а), при пролете через участок воздействия (3) примерно через 5 мин после окончания засева произошло значительное уменьшение напряженности поля по сравнению с напряженностью, измеренной при сбрасывании мякины. Особенный интерес представляют результаты полета 31 июля (рис. 76 б), когда удалось несколько

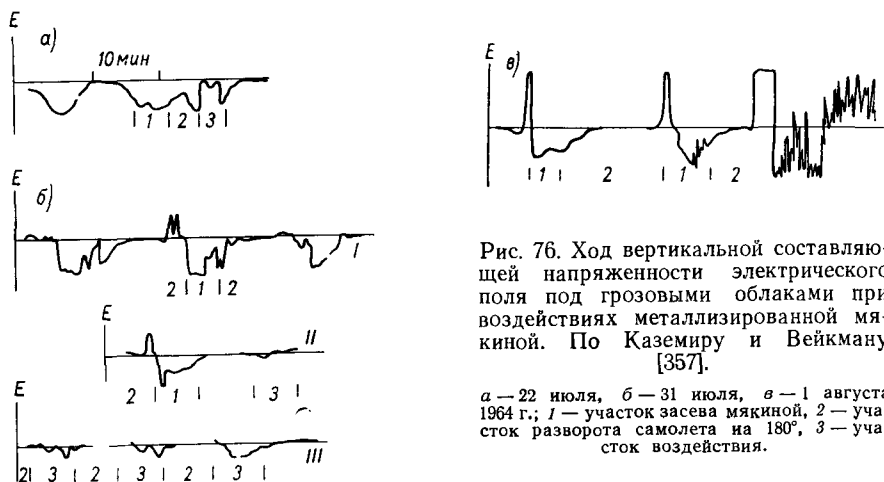


Рис. 76. Ход вертикальной составляющей напряженности электрического поля под грозовыми облаками при воздействиях металлизированной мякиной. По Каземиру и Вейкману [357].

а — 22 июля, б — 31 июля, в — 1 августа 1964 г.; 1 — участок засева мякиной, 2 — участок разворота самолета на 180° , 3 — участок воздействия.

раз пролететь под участком засева. Как видно на этом рисунке (кривая I), напряженность в процессе сбрасывания практически не изменялась. Зато после разворота самолета и пролета через участок воздействия (3) наблюдалось ее заметное уменьшение. Особенно успешным оказался повторный засев, результаты которого представлены кривыми II и III. В этом случае произошло значительное уменьшение напряженности поля на участке воздействия по сравнению с напряженностью во время засева (I). В последующем напряженность на участке засева стала несколько расти, но и во время пятого пролета она не выросла до значения перед воздействием. Засев 1 августа (рис. 76 в) был выполнен при напряженности поля около $4 \cdot 10^4$ В/м. Было обнаружено, что сразу после засева возник интенсивный коронный разряд, так как обнаружилась весьма сильная осцилляция поля. Кроме того, экран радиолокатора сопровождения каждый раз при входе самолета на участок засева забивался помехами, вызванными высокочастотным шумом. К сожалению, из-за неисправности полемера нельзя было обнаружить падение напряженности поля после засева.

На основании рассмотренных выше опытов Каземир и Вейкман пришли к выводу, что поле грозы изменялось в результате воздействий. Однако они считают, что для увеличения эффективности

этого метода воздействия необходимо получить более реальную модель генерации электрического поля в грозовых облаках, а также улучшить способы засева. Необходимо рассеивать линейные разрядники непрерывно и по большей площади, так как полосы длиной 3 км и шириной около 50 м составляют очень малую часть площади основания грозового облака.

Представления Вейкмана и Каземира встретили возражения. И. М. Имянитов и др. [74] считают, что если учесть высокую проводимость в грозовых облаках, то необходимо вызвать коронный ток силой не 1 А, а около 100 А. Поэтому для изменения напряженности поля потребуется не 10^6 , а 10^8 острий. Если еще учесть влияние турбулентности на рекомбинацию ионов, образующихся при коронном разряде, то потребуется около 10^9 острий. Необходимо, однако, отметить, что в своих расчетах Имянитов и др. исходили из того, что $5 \cdot 10^3$ острий из мякины весят 1 кг, тогда как согласно Каземиру [356] на 1 кг приходилось $5 \cdot 10^6$ острий, т. е. в действительности на облако требуется всего около 100 кг мякины.

Возражения Имяникова, безусловно, весьма существенны, и поэтому представления Вейкмана и Каземира о механизме воздействия следует пересмотреть. Действительно, с позиции Вейкмана и Каземира для изменения поля во всем грозовом облаке потребуется огромное количество разрядников. Задача оказывается технически невыполнимой. Но законно встает вопрос: для изменения поля грозового облака необходимо воздействовать на все облако или по крайней мере на значительную его часть или достаточно воздействовать на какие-то особые участки облака? Согласно современным представлениям о строении грозовых облаков (например, И. М. Имянитов и К. С. Шифрин [77]), иницирование грозовых разрядов происходит в небольших объемах с высокой концентрацией заряженных частиц, где напряженность поля достигает критического значения. Поэтому нет необходимости воздействовать на значительные объемы грозового облака, а достаточно разряжать эти сравнительно небольшие объемы. Следует еще учесть, что грозовое облако является неустойчивой системой и что генерация зарядов, по-видимому, зависит от напряженности поля. Если более или менее существенно нарушить естественный ход напряженности поля в области генерации, то может произойти соответствующее изменение образования зарядов и напряженность поля, необходимая для возникновения разрядов, не будет достигнута. Следует также учитывать, что коронный разряд с системы близко расположенных острий происходит при меньшей критической напряженности поля, чем с отдельного острия, поэтому воздействие будет особенно эффективным, если разрядники будут располагаться в облаке сравнительно компактной массой, т. е. до их значительного рассеяния по объему облака. Возможно, что именно этим объясняются положительные результаты некоторых опытов Вейкмана и Каземира.

Как сообщает Ю. С. Седунов [167], в США в группе Фиквея полагают, что при перекристаллизации переохлажденной части облака

с образованием большого числа кристаллов создаются условия для возникновения коронного разряда с этих кристаллов, для увеличения проводимости и соответствующего уменьшения напряженности электрического поля в облаке. Был выполнен ряд опытов, в которых производился засев грозовых облаков иодистым серебром с земли или самолета. В серии из 26 рандомизированных опытов, в которых засев производился в 12 случаях, а в 14 не производился, был получен положительный эффект. Так, на основании статистической обработки данных наблюдений для одной грозы число разрядов на землю для случаев с засевом уменьшилось с 57,9 до 19,3. В то же время почти полностью исчезли длительные разряды. Вместе с тем Седунов сообщает, что мнение многих специалистов в области атмосферного электричества по этому поводу отрицательное. Они считают, что появление большого числа ледяных кристаллов должно привести к усилению грозовой деятельности, а не к ее ослаблению. Заметим еще, что в группе Фиквея считают, по-видимому, что проводимость в грозовых облаках мала и что ее можно заметно увеличить. Но, как известно, в грозовых облаках проводимость весьма велика.

Рассмотрение представлений Вейкмана и Фиквея показывает, что они базируются на одних и тех же закономерностях. Если учесть, что в электрическом поле должен произойти поворот ледяных частиц в направлении сил поля (В. М. Мучник и др. [138]) и что множество кристаллов благодаря взаимодействию друг с другом понижают критический потенциал зажигания коронного разряда в большей степени, чем единичный кристалл, то можно ожидать положительный эффект при засеве грозовых облаков. Так как коронный разряд в облаке является началом грозовых разрядов, а при перезасеве ледяными кристаллами коронный разряд должен происходить при меньших критических напряженностях поля, то засев должен привести, с одной стороны, к уменьшению токов молнии, а с другой — к уменьшению числа разрядов на землю.

Воннегут и Мур [558] предложили воздействовать на электрическое состояние конвективных облаков путем внесения в них электрических зарядов, генерируемых у поверхности земли. Так как, согласно Грене и Воннегуту (см. раздел 4.11), электрическое состояние мощных кучевых облаков обуславливает развитие грозы, то, соответствующим образом влияя на электрическую структуру мощных кучевых облаков, можно воздействовать на условия образования грозы.

Для генерирования зарядов Воннегут и Мур [558], Воннегут и др. [562] использовали явление коронирования с тонкой проволоки, находящейся под высоким напряжением. Для более интенсивного и, главное, направленного внесения зарядов в облака Колгейт (см. в [550]) осуществил подачу ионизированного воздуха через полиэтиленовую трубу длиной 350 м. При слабом ветре труба устанавливалась почти вертикально под действием напора воздуха, нагнетаемого мощным вентилятором.

Но эти эксперименты, выполненные со слабо развитыми кучевыми облаками, не могли дать какое-либо подтверждение представлениям Воннегута и Мура, так как схема грозового электричества Грене и Воннегута не может претендовать на достоверность: основные заряды грозы образуются не за счет объемных зарядов атмосферы, а в результате процессов электризации при росте гидрометеоров в кучево-дождевых облаках. Поэтому, чтобы изменить электрическую структуру грозовых облаков, необходимо воздействовать на них токами, равными по силе токам, генерируемым грозой, т. е. токами, сила которых на 4—5 порядков больше, чем в опытах Воннегута и Мура.

Здесь нет необходимости останавливаться на традиционных методах грозозащиты с помощью молниеотводов. Им уделено достаточно внимания в специальной литературе. Однако в процессе рассмотрения этих методов был разработан метод «дренирования» грозовых облаков, заключающийся в отводе электричества из облаков на землю по безопасным каналам.

Так как сила тока грозового генератора достигает нескольких ампер, для дренирования необходимо создать условия для противотока такой же силы между облаком и землей. И. С. Стекольников [173] указывает, что такой противоток не может быть обеспечен отдельными металлическими каналами (например, тросами аэростатов), поскольку из опытов, проведенных Стекольниковым и другими авторами, следует, что при подъеме заземленного троса на высоту 1—2 км грозовые разряды из облака не прекращались.

Попытки создать противоток с помощью острий в поле грозового облака также не достигают цели. Это следует из того, что над большими городами, где достаточно много острий, грозовая деятельность не претерпевает каких-либо заметных изменений. Причиной малого влияния острий могут оказаться объемные заряды, которые образуются в пространстве между облаками и землей и ослабляют ток истечения с острий. Кроме того, снос ионов ветром может привести к тому, что они не достигнут основания облака, тем более что к моменту возникновения грозы в облаке развиваются нисходящие токи воздуха.

Если в достаточной степени увеличить проводимость воздуха между основанием облака и землей, то между ними возникнет противоток, который приведет к ослаблению электрического поля. Расчеты показывают, что при использовании в качестве ионизаторов радиоактивных элементов и рентгеновского излучения нельзя существенно изменить проводимость значительного слоя воздуха между облаком и землей. Некоторая надежда возлагается на лазеры высокой мощности, способные интенсивно ионизировать воздух [457].

Хотя методы дренирования зарядов грозовых облаков с превентивной целью кажутся технически невыполнимыми, представляет, по-видимому, интерес возможность их локального применения. Под этим следует понимать отвод зарядов из какого-либо участка облака, например, для защиты важных объектов на огра-

ниченных участках или для защиты ракет при их движении в облаке. Исследования, выполненные с ракетами, несущими заземленную проволоку, привели Ньюмена [455, 456, 457] к выводу, что локальное дренирование грозовых облаков представляет практический интерес для грозозащиты. Он отмечает, что положительный эффект был обнаружен над Атлантическим океаном и не обнаруживался другими авторами над сушей. Возможно, причиной такого несоответствия являются объемные заряды, которые образуются при истечении с острий на суше, что было подтверждено лабораторными экспериментами. Положительный эффект, полученный Ньюменом, заключается в том, что при быстром движении проволоки на ее конце не успевает образоваться экранирующий объемный заряд.

5.2. РЕГУЛИРОВАНИЕ ГРОЗОВОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ПУТЕМ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МИКРО- И МАКРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КУЧЕВО-ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКОВ

Л. М. Левин и Н. И. Вульфсон [395] показали, что, используя естественную неустойчивость конвективных облаков, можно разрушать их, инициируя в этих облаках слабые импульсы нисходящих токов. Авторы [395] получили, что если в развивающихся конвективных облаках искусственно создать импульсы нисходящих токов достаточной мощности, то в них разовьются интенсивные нисходящие токи, которые приведут не только к прекращению развития облака, но и к существенному, а то и к полному его разрушению. Левин и Вульфсон сообщают о девяти опытах, проведенных в конвективных облаках мощностью до 5—6 км. Импульсы нисходящих токов создавались турбовинтовыми самолетами в режиме кабрирования на больших углах. Во всех этих экспериментах в среднем примерно через 5—10 мин после полетов самолетов, вызывающих импульсы нисходящих токов, облака распадались на части или значительно опускались их вершины, или наблюдалось полное разрушение облаков. Эти опыты также подтвердили, что чем интенсивнее было развитие облаков до воздействия, тем быстрее и с большим охватом происходило их разрушение.

В свою очередь, основываясь на результатах полевых исследований разрушения небольших кучевых облаков при воздействии грубодисперсными аэрозолями (И. И. Гайворонский [27]) и лабораторных исследований взаимодействия гидрофильных и гидрофобных грубодисперсных аэрозолей с капельками воды (Л. И. Бодунова и др. [14]), И. И. Гайворонский пришел к выводу о возможности воздействия такими реагентами на грозовые облака с целью их разрушения.

Для проверки этих предположений Гайворонский и др. [305] выполнили большой ряд опытов по воздействию на развитые кучево-дождевые, в основном грозовые, облака.

Механизм действия грубодисперсных аэрозолей на мощные кучевые и кучево-дождевые облака заключается в следующем. При сбрасывании в вершину облака аэрозолей происходит их смачивание и быстрый рост вследствие коагуляции с облачными капельками. При падении крупные капли увлекают за собой воздух, в результате чего в вершину начинает поступать более холодный воздух, что приводит к уменьшению скорости восходящего тока. Ослабление восходящего тока и особенно образование нисходящих токов приводят к опусканию капель, которые ранее были уравновешены восходящим током. Вследствие этого произойдет дальнейшее ослабление восходящих токов и т. д., вплоть до разрушения конвекции и рассеяния облака.

То, что воздействие грубодисперсными аэрозолями в конечном счете является воздействием на систему восходящих токов в конвективных облаках, подтверждается следующим обстоятельством: при воздействии на слоистые облака, для существования которых не требуются интенсивные восходящие токи, или на туманы положительный эффект не наблюдается. В то же время воздействия порошкообразным SiO на мощные кучевые облака с вертикальной мощностью до 5 км, в которых существуют сравнительно интенсивные восходящие токи, оказались успешными. Частицы SiO имели размеры от 50 до 100 мкм, и их плотность была примерно в 2 раза больше плотности цемента. Оказалось, что для достижения положительного эффекта воздействия этим реагентом достаточно расходовать значительно меньше 1 кг на 1 км³ облака. Так, в 40 из 65 опытов, в которых был зафиксирован положительный эффект, расход реагента SiO составлял от 0,2 до 0,4 кг на 1 км³ облака. Таким образом, эти эксперименты подтвердили, что порошкообразные реагенты действуют именно на конвективные облака, нарушая систему восходящих токов воздуха, которая им свойственна. По мнению авторов [305], из опытов с мощными кучевыми облаками следует, что для их рассеяния достаточно вызвать сравнительно слабый импульс нисходящих токов, который развивается и охватывает все облако.

И. И. Гайворонский и др. [27, 305] приводят сведения о 68 опытах по воздействиям в основном на развивающиеся внутримассовые и фронтальные грозовые облака, а также на индивидуальные облака *Cb calv.* и *Cb cap.* У большей части облаков вершины находились на высотах от 6,5 до 12 км, а температура окружающего воздуха на этих уровнях составляла от -20 до -53°C . Засев производился в наиболее развитые облака среди наблюдаемых. Для засева использовались порошки цемента и белой глины (гумбрин) высокой дисперсности, с удельной поверхностью 400 м²/кг. Размеры частиц от 5 до 50 мкм. В облака сбрасывалось от 8 до 56 кг реагента в зависимости от их вертикальной мощности. Сбрасывание реагента производилось в те части кучево-дождевых облаков, которые имели признаки наличия жидкой фазы. Обычно это были части облака, находящиеся под наковальной, или вершины развивающихся ячеек, прорывающиеся через наковальню. Авторы счи-

тают, что в 66 из 68 случаев воздействий был получен положительный эффект, заключающийся в прекращении роста облака, диссипации вершины и расслоении капельно-жидкой части. Обычно разрушение облаков происходило в течение 10—30 мин. При этом кристаллическая наковальня превращалась в покрывало в виде Si inc. , которые могли сохраняться в течение нескольких часов.

В табл. 57 приведены данные 19 успешно выполненных опытов в Алазанской долине (Грузинская ССР). Эти данные авторы сопоставляли с данными естественного развития контрольных облаков, обнаруженных вблизи. Была отмечена высокая эффективность порошкообразных реагентов для разрушения кучево-дождевых (грозовых) облаков, даже если их вершины росли со скоростью до 10 м/с. Сопоставление результатов воздействия порошкообразным нерастворимым реагентом и твердой углекислотой показало, что первый реагент действует примерно в 2 раза быстрее, чем второй. Радиолокационные наблюдения за крупнокапельными зонами до и после воздействий обнаружили большую эффективность воздействий, так как после них зоны разрушались.

Остается, однако, пожалеть, что опыты, выполненные И. И. Гайворонским и др. [305], не сопровождалась прямыми наблюдениями за электрическим полем грозовых облаков и частотой разрядов, которые характеризуют грозовую деятельность. По-видимому, только такие наблюдения могут быть безусловно доказательными, и на их основании можно оценить эффективность воздействия на грозу. Действительно, при анализе данных табл. 57, сколь интересными они ни являются, возникают некоторые сомнения, которые желательно было бы устранить. Так, время диссипации кучево-дождевых облаков, согласно этой таблице, составляет в среднем 18 мин, тогда как среднее время естественного разрушения очагов около 11 мин (М. Л. Маркович и др. [113], Т. Н. Заболоцкая и В. М. Мучник [49]). Таким образом, можно предположить, что в ряде случаев, приведенных в таблице, диссипация происходила не за счет воздействия, а в результате естественного хода развития кучево-дождевых облаков.

В заключение заметим, что существуют успешные попытки определить результаты воздействия порошками на электрические характеристики теплых конвективных облаков (Н. В. Красногорская [94]). В опытах, описанных Красногорской, один самолет засеивал облака реагентом, а второй измерял объемный заряд. Было получено, что при засеивании теплых конвективных облаков сыпучими веществами их объемный заряд уменьшается. Таким образом, результаты данных опытов в какой-то степени подтверждают представления И. И. Гайворонского о влиянии засеивания порошком кучево-дождевых облаков на их электрическую активность.

Можно показать, что не только воздействия, в результате которых происходит разрушение системы восходящих токов в кучево-дождевых облаках, но и воздействия, при которых гидрометеоры преобразуются, могут привести к уменьшению, а то и к прекращению грозовой деятельности. Так, В. М. Мучник [136]

Общие результаты воздействия на грозные

№ опыта	Дата опыта	Вид облаков	Количество по- летов	Время воздей- ствия (ч мин)	Высота, км		Температура, °С	
					вершины облака	основания облака	вершины облака	основания облака
1	16 VI	Cb cap.	1	13 47	10,6	2,0	-46	13,4
2	16 VI	Cb calv.	1	14 25	6,8	2,0	-20	13,4
3	18 VI	Cb calv.	1	14 45	11,0	2,0	-50	16,8
4	18 VI	Cb calv.	1	15 12	10,2	2,0	-43	16,8
5	28 VI	Cb calv.	2	15 03	12,2	2,5	-53	10,8
6	21 V	Cb inc.	2	13 30	9,9	1,4	-43	13,0
7	28 V	Cb inc.	2	14 23	11,5	1,6	-48,2	13,9
8	22 VI	Cb inc.	3	15 15	8,5	1,2	-32,9	11,8
9	27 VI	Cb inc.	1	14 12	9,75	1,75	-38,7	12,0
10	1 VII	Cb cap.	3	14 59	9,0	1,8	-30	13,0
11	6 VII	Cb calv.	1	14 57	6,2	1,8	-16	15,4
12	7 VII	Cb cap.	1	13 48	8,7	2,0	-26,5	12,2
13	7 VII	Cb calv.	1	13 59	8,5	2,0	-26	12,2
14	7 VII	Cb calv.	1	14 08	7,5	2,0	-32,8	12,2
15	17 VII	Cb inc.	1	16 13	8,9	2,0	-35	11,5
16	4 VIII	Cb calv.	1	16 24	8,0	2,4	-22,5	15,0
17	7 VIII	Cb calv.	2	15 28	8,0	2,8	-23,5	7,0
18	7 VIII	Cb calv.	1	13 14	6,5	2,8	-18	7,0
19	7 VIII	Cb calv.	1	13 29	6,3	2,8	-16	7,0

облака. По И. И. Гайворонскому и др. [305]

Мощность облака, км	Реагент	Количество реагента, кг	Результаты	Период диссипации, мин
8,6	Глина	40	Гроза прекратила развитие. Облако разрушилось, остались слои As и Ci inc.	30
4,8	"	40	Облако полностью разрушилось	10
9,0	"	40	Осталась наковальня, которая превратилась в слой Ci inc.	13
8,2	"	40	Остался слой As и Ci inc.	26
9,7	"	50; 40	Остался слой Ci inc.	18
8,5	Цемент	56	Осталась только наковальня. Согласно наблюдениям по радиолокатору, через 20 мин исчезла засветка на экране	17
9,9	"	56	Облако расслоилось, наковальня отделилась. Радиолокатор отметил полное исчезновение засветки через 30 мин	15
7,3	"	42	Облако разрушилось, остались наковальня и изолированные облака. Согласно радиолокатору, очаг отсутствует	15
8,0	"	42	Облако расслоилось и разрушилось. Согласно радиолокатору, очаг разрушился и исчез. Осталась наковальня	17
7,2	"	20; 40; 20	Остался слой Ci inc.	21
4,4	"	20	Облако полностью разрушилось	18
6,7	"	20	То же	18
6,5	"	40	От наковальни остался слой Ci inc.	24
5,5	"	20		15
6,9	"	30; 40	Остался слой Ci inc.	17
5,6	"	20	Облако полностью разрушилось	25
5,2	"	15; 8	Остался слой Ci inc.	21
3,7	"	8	Полная диссипация	8
3,5	"	8	" "	12

полагает, что «всякое воздействие, приводящее к уменьшению вероятности образования града в конвективных облаках, меры, предупреждающие его образование, вместе с тем являются воздействием на грозовую деятельность». Такого же мнения придерживаются И. М. Имянитов и В. Я. Никандров [71]. Они считают, что «все методы воздействия, приводящие к уменьшению размеров частиц выпадающих осадков, рассеиванию облаков, будут однозначно вести к уменьшению зарядов, накопленных в облаке, и к уменьшению грозовой опасности». Основанием для подобного рода утверждений служит нижеследующее.

Многочисленные наблюдения на горных станциях и с самолетов дают основание считать, что грозы возникают только в том случае, если в кучево-дождевых облаках образуется крупа или град. Только при процессах роста крупы или града происходит образование и разделение электрических зарядов, достаточных для возникновения электрических разрядов. Так как механизм воздействия на град по современным воззрениям заключается в том, что при введении в облака большого числа эффективных ядер кристаллизации происходит одновременный рост большого количества гидрометеоров, последние не могут вырасти до размеров крупного града на высотах. Образуются гидрометеоры сравнительно малых размеров, которые успевают растаять до выпадения на землю. Уменьшение размеров гидрометеоров приводит к уменьшению генерации и скорости разделения зарядов в облаках и в конечном счете к уменьшению, а то и к полному прекращению грозовой деятельности. Необходимо также отметить, что введение кристаллизующих реагентов в переохлажденную капельно-жидкую часть облака приводит к образованию многочисленных ледяных кристаллов, которые сами по себе могут служить разрядниками электрического поля.

Интересно отметить, что в некоторых случаях при воздействиях твердой углекислотой на переохлажденные мощные кучевые облака наблюдается тенденция к уменьшению напряженности электрического поля (И. М. Имянитов и А. П. Чуваев [75], И. М. Имянитов и В. Я. Никандров [71], Н. В. Красногорская [94]). Так, при рассмотрении опытов по воздействиям на конвективные облака, сопровождающихся измерениями электрического поля, было обнаружено, что если в результате воздействия облака имели тенденцию к рассеиванию, то в них всегда наблюдалось уменьшение напряженности поля. К сожалению, перечисленные авторы не привели никаких сведений о виде и стадии развития конвективных облаков, подвергнутых воздействиям.

Определенное подтверждение высказанных выше соображений можно найти в [150]. Статистический анализ результатов воздействий на грозовые облака иодистым серебром по проекту «Скайфаер» показал, что вероятность разрядов на землю при воздействиях уменьшается. Однако авторы не нашли этому объяснения.

До сих пор речь шла о воздействиях на конвективные облака с целью ослабления и прекращения грозовой деятельности.

Но, по-видимому, представляют интерес и такие воздействия, при которых в конвективных облаках электрические процессы усиливаются вплоть до возникновения грозовых разрядов. Сейчас уже имеются некоторые достаточно убедительные данные о возможности таких воздействий.

В естественных условиях образование грозы сопровождается кристаллизацией вершин мощных кучевых облаков и ростом гидрометеоров. Поэтому при искусственной кристаллизации мощных кучевых облаков можно ожидать быстрого роста напряженности электрического поля и в некоторых случаях возникновения грозовых разрядов. Как показали И. М. Имянитов и др. [75, 64],

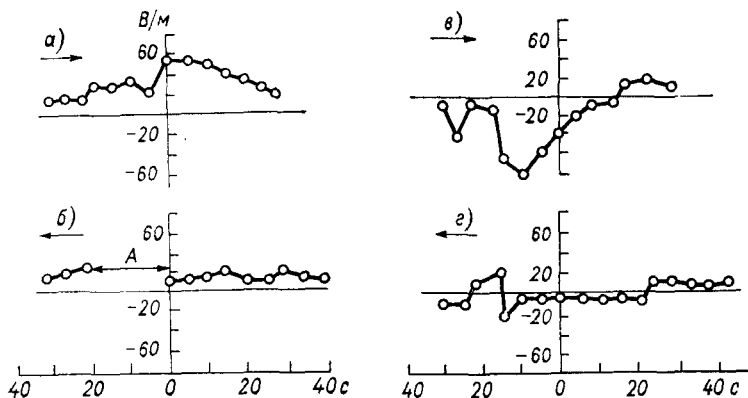


Рис. 77. Изменение хода вертикального градиента потенциала электрического поля после воздействия на мощное кучевое облако в районе Нижнеилимска 21 июня 1969 г. По Ю. П. Сумину и Я. М. Шварцу [176].

Время траверсов ближней точки облака при проходах: а — 14 ч 32 мин 30 с, б — 14 ч 37 мин, в — 14 ч 42 мин 30 с, г — 14 ч 45 мин 30 с. Стрелками показано направление полета самолета. А — воздействие.

Н. В. Красногорская [94], Ю. П. Сумин и Я. М. Шварц [176], при воздействии на вершины переохлажденных мощных кучевых облаков твердой углекислотой, PbI или AgI , вызывающими их кристаллизацию, происходит значительный рост напряженности электрического поля облака. Так, максимальная напряженность поля в облаках до воздействия колебалась от $-2 \cdot 10^2$ до $2,4 \cdot 10^3$ В/м, после воздействия она оказалась в пределах от $-7 \cdot 10^3$ до $1,3 \cdot 10^4$ В/м. Время, в течение которого наблюдался рост напряженности поля, колебалось от 4 до 25 мин. Рисунок 77 иллюстрирует действие засева иодистыми соединениями серебра или свинца на электрическое поле мощного кучевого облака. Через 5 мин после засева наблюдалось изменение напряженности поля от 50 до -90 В/м, т. е. на 140 В/м. Из этих данных следует, что рост поля обусловлен не только самим эффектом электризации при кристаллизации капель с разделением зарядов, но и электризацией при росте гидрометеоров, так как за 5—10 мин должен произойти значительный рост

замерзших частиц. Указанные авторы не наблюдали случаев, когда засеянные мощные кучевые облака преобразовывались в грозовые.

Ряд наблюдений дает основание предполагать, что в результате воздействия кристаллизующими реагентами на мощные кучевые облака последние развивались в грозовые облака. В таких случаях после воздействия наблюдался рост вершины облака до значительной высоты. Правда, к этим сообщениям необходимо относиться с некоторой осторожностью, так как возможно, что эти облака и без засева превратились бы в грозовые. Нередко засеивались мощные кучевые облака, которые в действительности уже являлись кучево-дождевыми, так как в облаках к моменту засева уже обнаруживалось радиоэхо. В частности, такие случаи наблюдались автором книги в 1962—1965 гг. при воздействиях на мощные кучевые облака на экспериментальном метеорологическом полигоне УкрНИГМИ в районе Днепропетровска. На это же указывал и Г. Ф. Прихотько [157]. Случаи, когда в результате воздействий наблюдались грозовые разряды, приводит, например, Лэнгмюр [372] Мак-Криди [403], Мак-Криди и Праудфит [405].

Мак-Криди [403] при воздействиях на мощные кучевые облака обнаружил, что в течение 4—6 мин после воздействия происходит полная кристаллизация вершин, температура на уровне которых не ниже -12°C , с развитием осадков, усилением электрического поля, а иногда и с грозовыми разрядами. В то же время облака, которые не засеивались, давали осадки и грозовые разряды не ранее чем через 15 мин после достижения вершиной облака уровня изотермы -18°C .

5.3. ИНИЦИИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ТЕЛ, ВНОСИМЫХ В ОБЛАКА

Существует еще один вид воздействий на облака, не проявляющиеся как грозовые, который может привести к возникновению в облаках грозовых разрядов. Было обнаружено, что иногда наблюдаются удары молнии в самолеты и ракеты в облаках, в которых грозовые разряды при их отсутствии не обнаруживаются. Из анализа 150 случаев поражений самолетов Харрисон (см. в [298]) получил, что в 55% случаев до и после удара молнии в самолет естественные разряды не наблюдались. Возникло представление о том, что самолет своим присутствием вызывает грозовой разряд, который естественным образом не мог бы произойти.

Наблюдения Фицджеральда [298], Кобба и Холитца [268] показали, что фактическая вероятность поражения самолета в грозовых облаках, особенно находящихся в стадии диссипации, больше рассчитанной.

Брук и др. [245] приводят данные о поражении молниями ракеты-носителя космического корабля «Аполлон-12» при полете через конвективное негрозовое облако на высотах 2 и 4,2 км.

«Спусковое» действие самолета или ракеты, приводящее к возникновению разряда, заключается в изменении напряженности

поля до критических значений. Оно может быть вызвано изменениями, которые происходят в поле при внесении в него проводящего продолговатого тела. При этом необходимо учитывать, что выхлопные газы, имеющие высокую проводимость, как бы удлиняют тело; это особенно характерно для ракет. Кроме того, изменения поля могут иметь своей причиной интенсивную электризацию самолета в облаках.

Изучение избирательности точек поражения самолетов ударами молнии показало, что не было случаев поражения выхлопных дюз, хотя этого, казалось, следовало бы ожидать, поскольку выхлопные газы значительно увеличивают зону проводимости [63]. Интересно, что, согласно опытам И. С. Стекольниковца [173], ионизация воздуха, при которой число ионов обоих знаков примерно одинаковое, почти не влияет на условия распространения длинных искровых разрядов; это может быть причиной отсутствия поражений выхлопных дюз.

И. М. Имянитов [63] произвел оценку зависимости вероятности поражения самолета от его конфигурации, которая для простоты аппроксимировалась вытянутым эллипсоидом, и от его заряда. Оказалось, что первый фактор может привести к увеличению вероятности на один порядок, а второй — даже на два порядка. Эти расчеты дают для заряженного современного самолета значение вероятности $P = 10^{-2}$, что находится в согласии с данными, полученными Фицджеральдом в полетах: $P \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Существование большого влияния зарядов самолета на вероятность его поражения следует и из того, что перед ударом молнии с самолета начинается интенсивный коронный разряд, о котором сообщают некоторые авторы [63, 268].

В последние 10—15 лет значительно расширились исследования физики процессов в грозовых облаках. Из этих исследований с очевидностью следует, что построение теорий образования ливней, града и грозы немыслимо без учета электрических сил. Не менее очевидно необходимость в развитии представлений о стохастичности процессов роста гидрометеоров и зарядов на них в грозовых облаках.

Как следует из проведенного обзора, объем исследований возможных механизмов электризации в грозовых облаках сравнительно большой. Это позволяет осуществить контрольные опыты в грозовых облаках с целью установить наиболее существенные для них механизмы электризации. Контрольные опыты необходимо выполнить в кучево-дождевых облаках, находящихся на разных стадиях развития. В частности, следует решить один из фундаментальных вопросов теории грозового электричества: какие процессы электризации являются основными — накопительного действия или мгновенного?

Для решения уравнений баланса электрических зарядов необходимо выяснить механизмы, приводящие к высокой проводимости в грозовых облаках. До сих пор этому вопросу уделялось сравнительно мало внимания. Кроме того, почти полностью отсутствуют прямые наблюдения за проводимостью в грозовых облаках.

Как лабораторные, так и натурные исследования условий возникновения грозовых разрядов находятся еще в зачаточном состоянии. Нет достаточной ясности и в вопросе о локализации разрядов в грозовых облаках. По-видимому, получение таких сведений является одним из необходимых условий для успешной разработки теории грозового электричества. Насколько можно судить по литературным источникам, такие исследования планируются на ближайшие годы.

Таким образом, для построения теории грозового электричества, сравнительно правильно описывающей процессы образования и разделения зарядов в кучево-дождевых облаках, потребуется приложить еще много усилий. И чем быстрее и полнее будет выполнена программа требуемых исследований, тем скорее будут решены многие важные вопросы, имеющие большое практическое значение. Например, для разработки методов активных воздействий на грозы весьма важно определить, какие процессы электризации являются

доминирующими в грозовых облаках — накопительные или мгновенные. Действительно, если основное значение имеют накопительные процессы, то имеет смысл только воздействие в начале развития грозовых облаков, прерывающее естественный ход накопления зарядов в кучево-дождевых облаках. Если же основными являются процессы мгновенного действия и необходим определенный уровень генерации зарядов для поддержания их положительного баланса, то воздействия могут привести к нарушению динамического равновесия в любой момент развития грозовых облаков.

Так как мы не сомневаемся в том, что в ближайшее время будут развернуты многочисленные исследования грозовых облаков с целью получения необходимых сведений для построения теорий ливней, града и грозы, то мы надеемся, что настоящая книга окажется полезной для исследователей. Именно с этой целью в книге приведен сравнительно полный список литературных источников (особенно за последнее десятилетие), касающихся вопросов электризации и влияния электрических сил на элементарные процессы в облаках.

SUMMARY

Thunderstorm affects, as a rule, unfavourably many sides of human activities. The thunderstorm is usually undesirable for safe flights of aircraft, it causes great radio interference, fires particularly in forests, etc. However, thunderstorm forecasting still remains a bottle neck in the entire problem of weather forecasting. So far no sufficient progress in developing the methods of control of thunderstorm electricity has been achieved. To exclude unfavourable effects of thunderstorms and to develop methods for their forecasting, to solve many other problems of practical importance it is necessary to obtain information on the electrical structure of thunderstorm clouds, on processes of electrification in clouds and to create a reliable theory of thunderstorm electricity. Though the data accumulated by the present time are comparatively numerous they are scattered in many sources. Therefore much is spoken in the book about generalization of experimental data of electrification mechanisms and natural observations in thunderstorm clouds.

In thunderstorm clouds many electrification mechanisms are possible. Historically almost each of them has been taken for a basic one, which causes a thunderstorm. This consideration and great difficulties confronted in the research of microphysical processes in cumulonimbus clouds have caused a great number of schemes of thunderstorm development to appear in the literature. Therefore a careful analysis of a number of thunderstorm theories has been carried out to estimate them for reliability.

The analysis of great electrical charges and strong electrical fields shows that they greatly affect microphysical processes. Therefore a great deal of attention is given in the book to the problem how electrical forces of the thunderstorm clouds affect the microphysical processes. It is obvious that to create a correct theory about the development of hydrometeors in cumulonimbus clouds the effects of electrical forces should be taken into account. However, to carry out such a task one should have more complete information on electrical and microphysical characteristics of cumulonimbus clouds.

The analysis of how electrical charges and fields are produced shows that under high conducting conditions slow accumulation processes of charges on hydrometeors are of great importance only in the initial stage of thunderstorm cloud formation. In a mature stage the main factors in formation of thunderstorm electricity are hydrometeor electrification processes practically of instantaneous character which leads to great charges in time shorter than that required for the relaxation of charges in the cloud itself. On account of an extremely great velocity the charges are divided at, a conclusion is obvious that the electricity of mature thunderstorm clouds is conditioned, in the main, by the electrification of drops that are destroyed when colliding with hailstones in the electrical field. It follows from such an assumption that the electric field is growing according to the pattern typical for processes with positive feedback.

The book generalizes available data on controlling the thunderstorm electricity. These data show that possibility is not excluded to control the electrical and microphysical characteristics of cumulonimbus clouds with the view of suppressing the thunderstorm effects. However, these attempts are, for the time being, in their initial stage and considerable efforts are to be made.

1. Абшаев М. Т. О концентрации градин и зародышей града в мощных кучевых облаках. — Труды ВГИ, 1966, вып. 3 (5), с. 191—196.
2. Абшаев М. Т., Чеповская О. И. О функции распределения града. — Труды ВГИ, 1966, вып. 3 (5), с. 197—206.
3. Аганин М. А. Законы слияния капель воды. — Ж. геофизики, 1935, т. 5, № 4, с. 409—443.
4. Аллик Р. А., Леушин Н. И. Некоторые выводы из наблюдений над электрическим состоянием атмосферы в Слуцке (б. Павловске) за 20 лет (1916—1935 гг.). — Труды ГГО, 1939, вып. 30, с. 3—33.
5. Аникеев И. С. Электрические заряды дождевых капель и снежинок. — Метеорология и гидрология, 1951, № 4, с. 37—39.
6. Анчугова Р. А. К вопросу о динамике развития радиоэхо от кучево-дождевых облаков. — Труды ГГО, 1968, вып. 224, с. 111—116.
7. Арабаджи В. И. О разбрызгивании капель в воздушном потоке. — Метеорология и гидрология, 1953, № 8, с. 28—29.
8. Арабаджи В. И. Об измерении напряженности электрического поля в грозовых облаках с помощью радиозонда. — ДАН СССР, 1956, т. 111, № 1, с. 85—88.
9. Арабаджи В. И. Об электроосаждении льда в коронном разряде. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 4, с. 625—626.
10. Бартишвили Г. С., Бибилашвили Н. Ш., Зайцева А. М., Лапчева В. Ф., Орджоникидзе А. А., Сулаквелидзе Г. К. Рост капель и градин в мощном кучевом облаке с учетом изменения скорости вертикальных потоков по высоте и физические основы воздействия на градовые процессы. — Труды Эльбрусской высокогорной экспедиции, 1961, т. 2 (5), с. 146—168.
11. Барукова Ю. А., Камалдина И. И., Учеваткина Т. С., Шишкин Н. С. О количестве и интенсивности осадков из конвективных облаков. — Труды ГГО, 1960, вып. 104, с. 14—24.
12. Бекряев В. И. Электризация кристаллизующихся водных аэрозолей как механизм генерации грозового электричества. — Труды ЛГМИ, 1964, вып. 26, с. 295—308.
13. Беляев В. И. О распределении по размерам капель в облаке, находящемся на конденсационной стадии развития. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 8, с. 1209—1213.
14. Бодунова Л. И., Зацепина Л. П., Соловьев А. Д. Лабораторные исследования взаимодействия частиц нерастворимых веществ с водным аэрозолем. — Труды ЦАО, 1965, вып. 65, с. 67—82.
15. Бондаренко Т. Г. Некоторые данные по электропроводности атмосферных осадков. — Труды ГГО, 1962, вып. 134, с. 33—37.
16. Бредов М. М., Кшемьянская И. З. Электризация, обнаруживаемая после соприкосновения двух тел. — Ж. техн. физики, 1957, т. 27, № 5, с. 921—928.
17. Брук М. Электризация гроз. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 194—196.
18. Будаков И. В., Мучник В. М., Фишман Б. Е. Расчет роста и таяния ледяных частиц и профили радиолокационной отражаемости в моделях кучево-дождевых облаков. — Труды УкрНИГМИ, 1972, вып. 114, с. 14—28.

19. Вагер Н. А. Лабораторные опыты по осаждению тумана диспергированной наэлектризованной водой. — Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, 1941, вып. 1, с. 174—180.

20. Виноградов П. Л. Градиент электрического потенциала в атмосфере по наблюдениям в Зуе за 1943—1950 гг. — Труды ГГО, 1956, вып. 58, с. 58—68.

21. Волюнец Л. М., Маркович М. Л., Мучник В. М. Некоторые характеристики отдельных ливней по данным радиолокационных наблюдений. — Метеорология и гидрология, 1965, № 3, с. 21—23.

22. Воннегут Б. Теория образования гроз. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 197—205.

23. Воркеи Е. Электричество гроз. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 205—213.

24. Воронов Г. С., Гайворонский И. И. Радиолокационные исследования градовых процессов в Молдавии. — Метеорология и гидрология, 1969, № 4, с. 48—53.

25. Габарашвили Т. Г., Гвелесиани А. И., Карцивадзе А. И. Лабораторные исследования эволюции облачных элементов. — В кн.: Труды VIII Всесоюзной конференции по физике облаков и активным воздействиям. Л., Гидрометеиздат, 1970, с. 101—110.

26. Габарашвили Т. Г., Глики Н. В. Возникновение ледяной фазы в переохлажденной воде под влиянием электрически заряженных кристаллов холестерина и нафталина. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1967, т. 3, № 5, с. 570—574.

27. Гайворонский И. И. Исследования в области воздействий на облака и туманы. — Труды ЦАО, 1969, вып. 90, с. 56—70.

28. Гашина С. Б., Имянитов И. М., Камалдина И. И., Сальман Е. М., Чубарина Е. В. Связь радиолокационных характеристик облаков с их турбулентным и электрическим состоянием. — Труды ГГО, 1965, вып. 173, с. 58—62.

29. Гашина С. Б., Сальман Е. М. Особенности радиолокационных характеристик грозовых облаков. — Труды ГГО, 1965, вып. 173, с. 19—25.

30. Гашина С. Б., Сальман Е. М. Некоторые результаты радиолокационных исследований временной изменчивости кучево-дождевых облаков в ливневой и грозовой стадиях. — В кн.: Труды Третьего всесоюзного совещания по радиолокационной метеорологии. М., Гидрометеиздат, 1968, с. 50—54.

31. Гвелесиани А. И. К вопросу изменения формы градин при таянии. — Труды Ин-та геофизики АН ГрузССР, 1967, т. 25, вып. 1, с. 100—104.

32. Гезехус Н. А. Атмосферное электричество и влияние на него пыли. — Ж. Русского физ.-хим. об-ва, 1902, т. 34, № 9, с. 557—560.

33. Герасимова М. Н. Атмосферно-электрические измерения на Эльбурсе. — Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1939, № 4—5, с. 397—406.

34. Герман М. А. Некоторые количественные характеристики турбулентного обмена в облаках. — Труды ЛГМИ, 1963, вып. 14, с. 30—68.

35. Гесс В. Ионизация атмосферы и ее причины. М.—Л., Госиздат, 1930. 184 с.

36. Глики Н. В., Елисеев А. А., Марченко Н. М. Образование монокристаллической гранулы льда при замерзании переохлажденной капли воды. — ДАН СССР, 1960, т. 135, № 3, с. 591—594.

37. Дергач А. Л. Предварительные результаты наблюдений над атмосферными ядрами конденсации за период МГГ. — Труды ГГО, 1960, вып. 105, с. 30—36.

38. Дерягин Б. В., Прохоров П. С. О причине неслияния жидких капель при контакте. — ДАН СССР, 1946, т. 54, № 6, с. 511—514.

39. Дореули Р. И., Карцивадзе А. И., Лапинскас В. А., Салуквадзе Т. Г., Боровиков А. М., Костарев В. В. Радиолокационный способ определения градоопасности облаков. — В кн.: Исследования по физике облаков и активным воздействиям на погоду. М., Гидрометеиздат, 1967, с. 128—135.

40. Дроздова В. М., Петренчук О. П., Свистов П. Ф. Некоторые данные о составе облачной воды. — Труды ГГО, 1962, вып. 134, с. 131—134.

41. Друкарев Г. Ф. О заряде дождевых капель. — Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1944, т. 8, № 6, с. 330—336.
42. Дячук В. А. Замерзание переохлажденных капель воды в воздушном потоке. — Труды УкрНИГМИ, 1969, вып. 77, с. 24—30.
43. Дячук В. А. О слиянии двух крупных капель близких размеров в электрическом поле. — Труды УкрНИГМИ, 1971, вып. 103, с. 82—95.
44. Дячук В. А. Особенности слияния крупных капель в электрическом поле. — Труды УкрНИГМИ, 1971, вып. 106, с. 105—114.
45. Дячук В. А. Об ориентации моделей ледяных кристаллов при падении в электрическом поле. — Труды УкрНИГМИ, 1972, вып. 114, с. 85—94.
46. Дячук В. А., Мучник В. М. Электризация ледяных шаров при соударении в электрическом поле. — Труды УкрНИГМИ, 1969, вып. 82, с. 131—137.
47. Дячук В. А., Мучник В. М., Фишман Б. Е. Исследование слияния и разрушения капель близких размеров в электрическом поле. — Труды УкрНИГМИ, 1971, вып. 99, с. 93—99.
48. Женева Р. Град. Л., Гидрометеониздат, 1966. 106 с.
49. Заболоцкая Т. Н., Мучник В. М. Развитие очагов ливней по данным радиолокационных наблюдений. — Труды УкрНИГМИ, 1969, вып. 82, с. 104—109.
50. Заболоцкая Т. Н., Мучник В. М. К вопросу о зарождении дождя в конвективных облаках. — Труды УкрНИГМИ, 1970, вып. 89, с. 38—44.
51. Заболоцкая Т. Н., Мучник В. М. Мезометеорологические условия образования очагов ливней. — Труды УкрНИГМИ, 1971, вып. 106, с. 99—104.
52. Зайцев В. А., Ледохович А. А. Приборы и методика исследования облаков с самолета. Л., Гидрометеониздат, 1960. 176 с.
53. Заморский А. Д. Атмосферный лед. М., Изд. АН СССР, 1955. 377 с.
54. Зыкова В. В. О роли токов с острой в поддержании отрицательного заряда земли. — Труды ГГО, 1960, вып. 110, с. 3—6.
55. Ивановский А. И., Мазин И. П. Турбулентная коагуляция и ее роль в процессе укрупнения облачных капель. — Труды ЦАО, 1960, вып. 35, с. 21—35.
56. Имянитов И. М. Измерение горизонтальной составляющей электрического поля в атмосфере. — Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1943, т. 13, № 4, с. 28—34.
57. Имянитов И. М. К вопросу об электризации и проводимости грозовых облаков. — ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1, с. 77—83.
58. Имянитов И. М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. М., Гостехиздат, 1957. 483 с.
59. Имянитов И. М. К вопросу о механизме электростатического заряжения. — ДАН СССР, 1958, т. 121, № 1, с. 93—96.
60. Имянитов И. М. Электрические поля в мощных кучевых и грозовых облаках и использование данных о них для обхода самолетами гроз. — Труды ГГО, 1960, вып. 97, с. 5—15.
61. Имянитов И. М. Электрическая структура мощных конвективных облаков (Cu cong.) и ее связь с движениями воздуха в облаках. — В кн.: Исследование облаков, осадков и грозового электричества. М., Гидрометеониздат, 1961, с. 225—238.
62. Имянитов И. М. К вопросу об электризации облачных частиц после разрыва контакта между ними. — Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 82—88.
63. Имянитов И. М. Электризация самолетов в облаках и осадках. Л., Гидрометеониздат, 1970. 145 с.
64. Имянитов И. М., Кулик М. М., Чуваев А. П. Предварительные данные об опытах по регулированию развития и изменения электрического состояния облаков мощной конвекции в южных районах Европейской территории СССР и в Закавказье. — Труды ГГО, 1957, вып. 67, с. 33—58.
65. Имянитов И. М., Кулик М. М., Чуваев А. П. Опыт исследования грозовых зон в южных районах Европейской территории Союза ССР и в Закавказье. — Труды ГГО, 1957, вып. 67, с. 3—32.
66. Имянитов И. М., Лободин Т. В. Исследование электрической структуры ливневых и грозовых облаков. — Труды ГГО, 1962, вып. 136, с. 3—20.

67. Имянитов И. М., Лободин Т. В. О зонах неоднородности в грозовых облаках. — Труды ГГО, 1964, вып. 157, с. 3—8.
68. Имянитов И. М., Михайловская В. В. Опыт исследования зарядов частиц осадков в свободной атмосфере. — Труды ГГО, 1960, вып. 97, с. 16—33.
69. Имянитов И. М., Мордовина Л. С. О причине возникновения больших потенциалов в процессе замерзания некоторых водных растворов. — ДАН СССР, 1970, т. 190, № 3, с. 632—634.
70. Имянитов И. М., Мордовина Л. С. К вопросу об электризации облачных частиц. — В кн.: Труды VIII Всесоюзной конференции по физике облаков и активным воздействиям. Л., Гидрометеиздат, 1970, с. 67—76.
71. Имянитов И. М., Никандров В. Я. О возможности воздействия на электрические процессы в облаках. — В кн.: Исследования по физике облаков и активным воздействиям на погоду. М., Гидрометеиздат, 1967, с. 29—41.
72. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Некоторые результаты исследования электрического поля атмосферы с помощью самолетов и современные воззрения на его происхождение. — В кн.: Материалы конференций по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959). М., Гидрометеиздат, 1961, с. 225—239.
73. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Электричество свободной атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1965. 240 с.
74. Имянитов И. М., Чубарина Е. В., Шварц Я. М. Электричество облаков. Л., Гидрометеиздат, 1971. 93 с.
75. Имянитов И. М., Чуваев А. П. Результаты исследования электрических процессов в грозовых облаках. — В кн.: Исследование облаков, осадков и грозового электричества. Л., Гидрометеиздат, 1957, с. 13—16.
76. Имянитов И. М., Шварц Я. М., Андреева С. И., Евтеев Б. Ф., Камалдина И. И., Машенко Ю. Н. Электрические токи над грозовыми облаками. — Труды ГГО, 1967, вып. 204, с. 3—17.
77. Имянитов И. М., Шифрин К. С. Современное состояние исследований атмосферного электричества. — Успехи физ. наук, 1962, т. 76, № 4, с. 593—642.
78. Камалдина И. И. Об изменении электрической структуры кучево-дождевых облаков в процессе их развития. — Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 85—91.
- 78а. Камалдина И. И. К методике определения времен релаксации электрического поля грозовых облаков после удара молнии. — Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 89—93.
79. Качурин Л. Г. Замерзание монодисперсных водных аэрозолей — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1951, № 2, с. 43—49.
80. Качурин Л. Г. Замерзание полидисперсных водных аэрозолей. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1951, № 2, с. 51—55.
81. Качурин Л. Г., Бекряев В. И. Исследование процесса электризации кристаллизующейся воды. — ДАН СССР, 1960, т. 130, № 1, с. 57—60.
82. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Воробьев Б. М., Гашин Л. И., Мушенко П. М. Некоторые вопросы фазовых переходов воды в атмосфере применительно к проблеме управления градовыми процессами. — Труды ВГИ, 1969, вып. 14, с. 64—76.
83. Качурин Л. Г., Бекряев В. И., Псаломщиков В. Ф. Экспериментальное исследование электрического явления, возникающего при кристаллизации слабых водных растворов. — ДАН СССР, 1967, т. 174, № 5, с. 1122—1125.
84. Климат Украины. Под ред. Г. Ф. Прихотько, А. В. Ткаченко, В. Н. Бабиченко. Л., Гидрометеиздат, 1967. 413 с.
85. Колоколов В. П., Семенов К. А. Измерение заряда дождя в Воейково в 1958 г. — Труды ГГО, 1960, вып. 97, с. 43—47.
86. Комельков В. С. Распределение электрических зарядов в облаках. — Метеорология и гидрология, 1948, № 6, с. 17—26.
87. Коржов В. А., Мучник В. М., Спасская И. В. Некоторые выводы из наблюдений над атмосферным электричеством и ядрами конденсации

в Киеве. — Информ. бюлл., 1960, № 2, с. 124—129. (Орг. комитет по проведению МГГ при Президиуме АН УССР.)

88. Котов Н. Ф. Радиолокационные характеристики ливней и гроз. — Труды ГГО, 1960, вып. 102, с. 63—93.

89. Крамич К. Ф., Соловьев В. А. О некоторых различиях характеристик гроз и ливней. — Труды ГГО, 1961, вып. 120, с. 52—59.

90. Красногорская Н. В. Результаты измерения зарядов частиц осадков в свободной атмосфере. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1956, № 7, с. 844—852.

91. Красногорская Н. В. Атмосферно-электрические измерения в районе Эльбруса. — Труды Эльбрусской высокогорной экспедиции, 1961, т. 2 (5), с. 108—126.

92. Красногорская Н. В. Расчет эффективности столкновения частиц сравнимых размеров. — ДАН СССР, 1964, т. 154, № 2, с. 325—328.

93. Красногорская Н. В. Влияние электрических сил на коагуляцию частиц сравнимых размеров. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 3, с. 339—345.

94. Красногорская Н. В. Атмосферно-электрические исследования в связи с проблемой искусственного воздействия на облака и туманы. — В кн.: Исследования по физике облаков и активным воздействиям на погоду. М., Гидрометеоздат, 1967, с. 41—49.

95. Красногорская Н. В. Влияние электрических сил на коагуляцию облачных капель. — Метеорология и гидрология, 1967, № 3, с. 51—59.

96. Красногорская Н. В., Середкин А. А. Об объемном заряде нижних слоев атмосферы. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 4, с. 587—595.

97. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., «Наука», 1965. 204 с.

98. Лебе Л. Статическая электризация. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963. 408 с.

99. Лебедев Н. Н., Скальская И. П. Сила, действующая на проводящий шарик, помещенный в поле плоского конденсатора. — Ж. техн. физики, 1962, т. 32, № 3, с. 375—377.

100. Левин Л. М. Об осаждении частиц из потока аэрозоля на препятствие. — ДАН СССР, 1953, т. 91, № 6, с. 1329—1332.

101. Левин Л. М. О коагуляции заряженных облачных капель. — ДАН СССР, 1954, т. 94, № 3, с. 467—470.

102. Левин Л. М. О критическом осаждении частиц аэрозоля из вязкого потока на препятствия. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1959, № 3, с. 422—431.

103. Левин Л. М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М., Изд. АН СССР, 1961. 267 с.

104. Левин Л. М. Электрическая коагуляция облачных капелек. — Труды Эльбрусской высокогорной экспедиции, 1961, т. 2 (5), с. 5—42.

105. Левин Л. М., Седунов Ю. С. О турбулентно-гравитационной коагуляции облачных капель. — ДАН СССР, 1965, т. 164, № 3, с. 552—555.

106. Левин Л. М., Седунов Ю. С. Кинетика формирования облачного спектра. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1967, т. 3, № 4, с. 419—433.

107. Левич В. Г. Теория коагуляции коллоидов в турбулентном потоке жидкости. — ДАН СССР, 1954, т. 99, № 5, с. 800—812.

108. Левич В. Г. Теория коагуляции и осаждения частиц аэрозоля в турбулентном потоке. О коэффициенте улавливания частиц аэрозоля. — ДАН СССР, 1954, т. 99, № 6, с. 1041—1044.

109. Лэнгмюр И. Искусственное осаждение кучевых облаков при температуре выше 0°С в результате цепного процесса. — В кн.: Физика образования осадков. М., 1951, с. 147—189.

110. Мазин И. П. К теории формирования спектра размеров частиц в облаках и осадках. — Труды ЦАО, 1965, вып. 64, с. 57—70.

111. Мак-Кридж П. Механизм заряжения грозовых облаков. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеоздат, 1969, с. 223—225.

112. Малкина А. Д., Зак Е. Г. Механизм замерзания капель жидкости. — Труды ЦАО, 1952, вып. 9, с. 61—76.

113. Маркович М. Л., Мучник В. М., Сиротюк Л. В. Некоторые данные о строении и развитии грозových ливней, полученные на основании радиолокационных наблюдений. — Труды УкрНИГМИ, 1961, вып. 26, с. 47—57.

114. Махарашвили П. И. Метод и некоторые результаты измерения плотности, пористости градин и содержания в них воды в жидком состоянии. — Сообщ. АН ГрузССР, 1971, т. 63, № 2, с. 317—320.

115. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Л., Гидрометеиздат, 1961. 542 с.

116. Мейсон Б. Генерация зарядов в грозах. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 166—184.

117. Минервин В. Е., Шупяцкий А. Б. Исследование фазового состояния облаков с помощью радиолокатора. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 9, с. 933—944.

118. Мордовина Л. С. О заряджении облачных частиц. — Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 94—103.

119. Мучник В. М. Исследование электризации капель при разрушении в электрическом поле. — Метеорология и гидрология, 1949, № 4, с. 19—25.

120. Мучник В. М. К статье Я. И. Френкеля «Механизм электризации твердых и жидких тел при распылении». — ЖЭТФ, 1949, т. 19, № 5, с. 469—470.

121. Мучник В. М. Электризация при соударении шаров и капель в электрическом поле. — Труды ГГО, 1952, вып. 35, с. 35—41.

122. Мучник В. М. Влияние электрического поля на процессы электризации в грозových облаках. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1952, № 6, с. 79—82.

123. Мучник В. М. Исследование электризации капель при разрушении в электрическом поле. — Метеорология и гидрология, 1952, № 9, с. 28—30.

124. Мучник В. М. Ионизация при разрушении капель в электрическом поле. — ЖЭТФ, 1954, т. 26, № 1, с. 109—114.

125. Мучник В. М. Цепной процесс накопления зарядов в грозových облаках. — ДАН СССР, 1954, т. 99, № 4, с. 537—538.

126. Мучник В. М. Цепной процесс накопления зарядов в грозových облаках. — Труды УкрНИГМИ, 1955, вып. 3, с. 98—102.

127. Мучник В. М. Некоторые выводы из наблюдений над атмосферным электричеством в Киеве (1949—1953 гг.). — Труды УкрНИГМИ, 1956, вып. 5, с. 229—244.

128. Мучник В. М. О возможных механизмах электризации гидрометеоров в кучево-дождевых облаках. — Труды ГГО, 1956, вып. 58, с. 53—57.

129. Мучник В. М. Некоторые вопросы прогнозирования ливней и гроз. — Труды УкрНИГМИ, 1957, вып. 7, с. 72—74.

130. Мучник В. М. Зависимость электризации при соударении шаров и капель в электрическом поле от напряженности поля и размеров капель. — Труды УкрНИГМИ, 1957, вып. 8, с. 121—127.

131. Мучник В. М. Зависимость электризации от угла и скорости соударения шаров и капель в электрическом поле. — Труды УкрНИГМИ, 1958, вып. 13, с. 114—118.

132. Мучник В. М. Некоторые радиолокационные характеристики очагов ливней и гроз. — Труды ЦАО, 1958, вып. 20, с. 82—87.

133. Мучник В. М. К теории цепного процесса накопления зарядов в грозových облаках. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 4, с. 626—629.

134. Мучник В. М. Приближенная оценка водоносности кучево-дождевых облаков. — В кн.: Исследования облаков, осадков и грозového электричества. М., Гидрометеиздат, 1961, с. 204—209.

135. Мучник В. М. Обнаружение гроз радиолокатором по данным о максимальной интенсивности дождей. — Метеорология и гидрология, 1963, № 10, с. 42—43.

136. Мучник В. М. О связи грозových и градовых процессов. — В кн.: Труды Всесоюзного научного совещания по активным воздействиям на градовые процессы. Тбилиси, 1964, с. 233—239.

137. Мучник В. М. Различение грозových и градовых очагов радиолокационным методом. — В кн.: Исследования по физике облаков и активным воздействиям на погоду. М., Гидрометеиздат, 1967, с. 140—146.

138. Мучник В. М., Дячук В. А., Фишман Б. Е. Об одном возможном «спусковом» механизме в грозových облаках. — В кн.: «Труды VIII Всесоюзной

конференции по физике облаков и активным воздействиям. Л., Гидрометеониздат, 1970, с. 482—489.

139. Мучник В. М., Рудько Ю. С. Особенности замерзания переохлажденных капель воды. — Труды УкрНИГМИ, 1961, вып. 26, с. 64—73.

140. Мучник В. М., Рудько Ю. С. Образование инея на замерзших каплях воды в электрическом поле. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1962, № 10, с. 1450—1451.

141. Мучник В. М., Рудько Ю. С. Влияние электрического поля на процессы кристаллизации множества переохлажденных капель. — Труды УкрНИГМИ, 1966, вып. 55, с. 39—42.

142. Мучник В. М., Рудько Ю. С. К вопросу о «спусковых» механизмах в грозных облаках. — Труды УкрНИГМИ, 1971, вып. 103, с. 96—101.

143. Мучник В. М., Фишман Б. Е. Моделирование процесса роста электрического поля в ливневых, грозовых и градовых облаках. — Труды УкрНИГМИ, 1973, вып. 125, с. 123—128.

144. Мучник В. М., Шмуклер А. Х. О таянии градин при падении. — Труды УкрНИГМИ, 1954, вып. 1, с. 48—72.

145. Мучник В. М., Шмуклер А. Х. К теории грозы Воркмена — Рейнольдса. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1956, № 1, с. 112—113.

146. Мучник В. М., Шмуклер А. Х. Процесс оледенения вершин мощных кучевых облаков. — Труды УкрНИГМИ, 1961, вып. 26, с. 58—63.

147. Натансон Г. Л. Флуктуации плотности заряда в растворах электролитов. — ДАН СССР, 1946, т. 53, № 2, с. 119—122.

148. Натансон Г. Л. Электризация капель при распылении жидкостей как результат флуктуаций в распределении ионов. — Ж. физ. химии, 1949, т. 23, № 3, с. 304—314.

149. Натансон Г. Л. К теории зарядки амикроскопических аэрозольных частиц в результате захвата газовых ионов. — Ж. техн. физики, 1960, т. 30, № 5, с. 573—588.

150. Научные проблемы управления погодой. Л., Гидрометеониздат, 1965. 64 с.

151. Никандров В. Я. О предпереходном состоянии водяного пара в атмосфере. — Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, 1945, вып. 7, с. 3—12.

152. Опасные явления погоды на Украине. Под ред. К. Т. Логвинова. Л., Гидрометеониздат, 1972. 235 с.

153. Панченков Г. М., Цабек Л. К. Поведение эмульсий во внешнем электрическом поле. М., «Химия», 1969. 190 с.

154. Парамонов Н. А. О годовом ходе градиента атмосферно-электрического потенциала. — ДАН СССР, 1950, т. 71, № 1, с. 39—40.

155. Парамонов Н. А. Некоторые результаты наблюдений за градиентом электрического потенциала в атмосфере над территорией Советского Союза. — Труды ГГО, 1956, вып. 58, с. 81—99.

156. Пиннус Н. З., Литвинов В. Д. Об интенсивности и турбулентности в облаках. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1962, № 1, с. 126—129.

157. Прихотько Г. Ф. Искусственные осадки из конвективных облаков. Л., Гидрометеониздат, 1968. 173 с.

158. Прохоров П. С., Леонов Л. Ф. Влияние влажного дефицита на процессы соударения и слияния водяных капель. — Колл. ж., 1952, т. 14, № 1, с. 66—72.

159. Прохоров П. С., Яшин В. Н. О причинах неслияния водяных капель при соударении. — Колл. ж., 1948, т. 10, № 2, с. 122—124.

160. Пшеная-Северин С. В. О влиянии гидродинамического взаимодействия малых облачных капель на скорость их падения. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1957, № 8, с. 1045—1051.

161. Пшеная-Северин С. В. О гидродинамическом взаимодействии облачных капель на малых расстояниях. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1958, № 10, с. 1254—1257.

162. Рудько Ю. С. Влияние ледяных осколков, образующихся при замерзании капель воды, на кристаллизацию переохлажденных капель. — Труды УкрНИГМИ, 1966, вып. 55, с. 31—37.

163. Сальман Е. М., Жулахин К. С. Некоторые результаты радиолокационных исследований вертикальной структуры ливней и гроз. — Труды ГГО, 1964, вып. 159, с. 59—64.

164. Сартор Дж. Индукционный механизм заряжения грозových облаков. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 217—223.

165. Седунов Ю. С. К теории диффузионного заряжения частиц произвольной формы. — Инж.-физ. ж., 1959, т. 2, № 12, с. 57—63.

166. Седунов Ю. С. Некоторые вопросы коагуляции частиц в турбулентном потоке. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 1, с. 150—156.

167. Седунов Ю. С. Исследования по физике облаков и активному воздействию в США. — Труды ИЭМ, 1970, вып. 19, с. 3—26.

168. Селезнева Е. С. О связи между минерализацией и электропроводностью атмосферных осадков. — Труды ГГО, 1968, вып. 234, с. 208—212.

169. Сергиева А. П. Об электрических зарядах облачных частиц. — Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1958, № 3, с. 347—357.

170. Скацкий В. И. Некоторые результаты экспериментального исследования водности кучевых облаков. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 8, с. 833—844.

171. Смирнов В. И. Скорость коагуляционного и конденсационного роста частиц аэрозолей. — Труды ЦАО, 1969, вып. 92, 106 с.

172. Соколов Н. Д. Водородная связь. — Успехи физ. наук, 1955, т. 57, № 2, с. 205—278.

173. Стекольников И. С. Физика молнии и грозозащита. М.—Л., Изд. АН СССР, 1943, 230 с.

174. Сулаквелидзе Г. К. Ливневые осадки и град. Л., Гидрометеиздат, 1967, 412 с.

175. Сулаквелидзе Г. К., Бибилашвили Н. Ш., Лапчева В. Ф. Образование осадков и воздействие на градовые процессы. Л., Гидрометеиздат, 1965, 265 с.

176. Сумин Ю. П., Шварц Я. М. Электрическое поле в окрестностях кучевых облаков, подвергнутых воздействию. — Труды ГГО, 1971, вып. 262, с. 157—162.

177. Тверская Н. П. Опытное изучение соударения и слияния заряженных капель. — Труды ГГО, 1958, вып. 73, с. 123—131.

178. Тверская Н. П., Юдина Н. П. Результаты экспериментального исследования коагуляции капель воды. — Труды ЛГМИ, 1956, вып. 5—6, с. 263—267.

179. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Л., Гидрометеиздат, 1949, 252 с.

180. Техническая энциклопедия. Справочник физических, химических и технических величин. Под ред. Мартенса. Т. IV. М., 1930.

181. Тоша М. Радиолокационные исследования ливней и гроз. — Pap. Met. Geophys., 1962, v. 13, No. 3—4, p. 239—244.

182. Филиппов А. X. Измерение суммарного заряда осадков в Иркутске. — Труды ГГО, 1967, вып. 204, с. 100—108.

183. Фицджеральд Д. Методы измерения электричества облаков. — В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеиздат, 1969, с. 132—145.

184. Фишман Б. Е. Электризация капель в слабоионизированной среде. — Труды УкрНИГМИ, 1972, вып. 114, с. 95—105.

185. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. М., 1945. 424 с.

186. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. Л.—М., Гостехиздат, 1949. 155 с.

187. Френкель Я. И., Шишкин Н. С. Роль коагуляции водяных капель в возникновении грозových разрядов. I. — Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1946, т. 10, № 4, с. 301—310.

188. Фукс Н. А. О величине зарядов на частицах атмосферных аэроколлоидов. — Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1947, т. 11, № 4, с. 341—348.

189. Фукс Н. А. К теории дождевания «теплых» облаков. — ДАН СССР, 1951, т. 81, № 6, с. 1043—1045.

190. Фукс Н. А. О стационарном распределении зарядов аэрозольных частиц в биполярно ионизированной атмосфере.—Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 4, с. 579—586.
191. Фурнье д'Альб Э. Опыты по конденсации водяного пара при температуре ниже 0° С.—В кн.: Физика образования осадков. М., 1951, с. 94—109.
192. Хатакеяма Х. Исследования атмосферного электричества на Дальнем Востоке.—В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеоздат, 1969, с. 14—25.
193. Химач М. А., Шишкин Н. С. Определение коэффициента эффективности соударения водяных капель.—Труды ГГО, 1951, вып. 31, с. 29—38.
194. Хоргуани В. Г. Определение коэффициента захвата облачных частиц сравнимых размеров путем моделирования.—Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 2, с. 208—213.
195. Церфас К. Э. О влиянии искусственных радиоактивных выпадений на состоянии атмосферного электричества.—Метеорология и гидрология, 1968, № 6, с. 55—60.
196. Чалмерс Дж. Генерация зарядов в грозах.—В кн.: Проблемы атмосферного электричества. Л., Гидрометеоздат, 1969, с. 213—217.
197. Чеповская О. И. Предварительные результаты исследования распределения града на поверхности земли.—Труды ВГИ, 1966, вып. 3 (5), с. 117—128.
198. Шишкин Н. С. Роль коагуляции водяных капель в возникновении грозовых разрядов. II.—Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1946, т. 10, № 4, с. 313—316.
199. Шишкин Н. С. Осадки из конвективных облаков.—Труды ГГО, 1950, вып. 24, с. 39—47.
200. Шишкин Н. С. О заряде капель в грозовых облаках.—Информ. сб., 1951, № 1, с. 47—54 (ГУГМС).
201. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. М., Гостехиздат, 1954. 280 с.
202. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Л., Гидрометеоздат, 1964. 401 с.
203. Шишкин Н. С. О роли коронного разряда в развитии гроз.—ДАН СССР, 1970, т. 192, № 2, с. 317—319.
204. Шметер С. М. Высокие кучевые облака.—Труды ЦАО, 1960, вып. 35, с. 3—20.
205. Шметер С. М. Структура полей метеорологических элементов в зоне кучево-дождевых облаков.—Труды ЦАО, 1969, вып. 88, 119 с.
206. Шонланд Б. Полет молнии. М., Гидрометеоздат, 1970. 161 с.
207. Abbas M. A., Latham J. An experimental investigation of the selective ioncapture theory of cloud electrification.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1967, v. 93, No. 398, p. 474—482.
208. Abbas M. A., Latham J. The disintegration and electrification of charged water drops falling in an electric field.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1969, v. 95, No. 403, p. 63—76.
209. Abbas M. A., Latham J. The electrofreezing of supercooled water drops.—J. Met. Soc. Japan, Ser. 2, 1969, v. 47, No. 2, p. 65—74.
210. Adam J. R., Lindblad N. R., Hendricks C. D. The collision, coalescence and disruption of water droplets.—J. Appl. Phys., 1968, v. 39, No. 11, p. 5173—5180.
211. Adkins C. J. The fragmentation and electrification of very small droplets.—Quart. J. Roy. Met. Soc., 1960, v. 86, No. 368, p. 186.
212. Anderson F. J., Freier G. D., Liu C. C., Tam F. M. The electric field changes during tornadoes compared with other severe thunderstorms.—J. Geophys. Res., 1966, v. 71, No. 18, p. 4279—4288.
213. Appleman H. Comments on „Initial electrification process in thunderstorms“.—J. Met., 1957, v. 14, No. 1, p. 89.
214. Atkinson W. R., Paluch I. Electromagnetic emission from pairs of water drops exchanging charge.—J. Geophys. Res., 1966, v. 71, No. 16, p. 3811—3816.

215. Atlas D., Ludlam F. H. Multiwavelength radar reflectivity of hailstorms.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1961, v. 87, No. 374, p. 523—534.
216. Auer A. H., Marwitz J. D. Estimates of air and moisture flux into hailstorms on the High Plains.— *J. Appl. Met.*, 1968, v. 7, No. 2, p. 196—198.
217. Ausman E. L., Brook M. Distortion and disintegration of water drops in strong electric fields.— *J. Geophys. Res.*, 1967, v. 72, No. 24, p. 6131—6135.
218. Azad A. K., Latham J. Disintegration of pairs of drops raised to equal and opposite potentials.— *J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, No. 1, p. 66—75.
219. Azuma K., Kometsani H. The generation of emf during melting and freezing of ionic crystalline substances.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1957, v. 12, No. 3, p. 313—314.
220. Bandel H. W. Corona from ice points.— *J. Appl. Phys.*, 1951, v. 22, No. 7, p. 984—985.
221. Banerji S. K. The electric field of overhead thunderclouds.— *Phil. Trans. Roy. Soc., A*, 1933, v. 231, No. 694, p. 1—6.
- 221a. Banerji S. K. Potential gradient inside thunderclouds.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1938, v. 64, No. 275, p. 221—222.
222. Banerji S. K., Lele S. R. Electric charges on rain drops.— *Nature*, 1932, v. 130, No. 3292, p. 998—999.
223. Barnard V. The approximate mean height of the thundercloud charges taking part in a flash to ground.— *J. Geophys. Res.*, 1951, v. 56, No. 1, p. 33—35.
224. Bartlett J. T., Heuval A. P., Mason B. J. The growth of ice crystals in an electric field.— *Z. angew. Math. Phys.*, 1963, Bd. 14, Nr. 5, S. 599—610.
225. Battan L. J. Observations on the formation and spread of precipitation in convective clouds.— *J. Met.*, 1953, v. 10, No. 5, p. 311—324.
226. Battan L. J. Duration of convective radar cloud units.— *Bull. Amer. Met. Soc.*, 1953, v. 34, No. 5, p. 227—228.
227. Battan L. J. Some observations of vertical velocities and precipitations sizes in a thunderstorm.— In: *Proc. 10th Weather Rad. Conf.*, Boston, 1963, p. 303—308.
228. Battan L. J., Braham R. R. A study of convective precipitation based on cloud and radar observations.— *J. Met.*, 1956, v. 13, No. 6, p. 587—591.
229. Berg T. G., George D. C. Investigations of charged water drops.— *Mon. Weath. Rev.*, 1967, v. 95, No. 12, p. 884—894.
230. Best A. C. The size of cloud droplets in layer-type clouds.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1951, v. 77, No. 332, p. 241—248.
231. Bhadra T. C. Effects of physical stimuli, aeration, preheating, electric field on the supercooling and nucleation of water droplets.— *Indian J. Phys.*, 1968, v. 42, No. 8, p. 474—485.
232. Bigg E. K. The fragmentation of freezing water drops.— *Bull. Obser. Puy de Dome*, 1957, No. 3, p. 65—69.
233. Bilham E. G., Relf E. F. The dynamics of large hailstones.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1937, v. 63, No. 269, p. 149—160.
234. Billings J. J., Holland D. F. Vibrating water drops in electric fields.— *J. Geophys. Res.*, 1969, v. 74, No. 28, p. 6881—6886.
235. Blanchard D. C. The behavior of water-drops at terminal velocity in air.— *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 1950, v. 31, No. 6, p. 836—842.
236. Blanchard D. C. The supercooling, freezing and melting of giant waterdrops at terminal velocity in air.— In: *Artificial stimulation of rain*. Eds. H. Weickmann and W. Smith. L., 1955, p. 233—249.
237. Blanchard D. C. Electrically charged drops from bubbles in sea water and their meteorological significance.— *J. Met.*, 1958, v. 15, No. 4, p. 383—396.
238. Blanchard D. C. Electrostatic field and freezing.— *Sci.*, 1961, v. 133, No. 3465, p. 1672.
239. Blanchard D. C., Spencer A. T. Experiments on the generation of raindrop-size distributions by drop break up.— *J. Atmos. Sci.*, 1970, v. 27, No. 1, p. 101—108.

240. Braham R. R. Cirrus cloud seeding as a trigger for storm development.—*J. Atmos. Sci.*, 1967, v. 24, No. 3, p. 311—312.
241. Braham R. R., Reynolds S. E., Harrell J. H. Possibilities for cloud seeding as determined by a study of cloud height versus precipitation.—*J. Met.*, 1951, v. 8, No. 6, p. 416—418.
242. Brazier-Smith P. R., Latham J. Numerical computations of the dynamics of the disintegration of a drop situated in an electric field.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1969, v. 312, No. 1509, p. 277—289.
243. Bricard J. L'équilibre ionique de la basse atmosphère.—*J. Geophys. Res.*, 1949, v. 54, No. 1, p. 39—52.
244. Brook M. Laboratory studies of charge separation during ice—ice contact.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 383—389.
245. Brook M., Holmes C. R., Moore C. B. Lightning and rockets: some implications of the Apollo 12 lightning event.—*Nav. Res.*, 1970, v. 23, No. 4, p. 1—17.
246. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J. Quantitative study of strokes and continuing currents in lightning discharges to ground.—*J. Geophys. Res.*, 1962, v. 67, No. 2, p. 649—659.
247. Browne I. C., Hudson J. F. P. The coalescence of water drops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1957, v. 83, No. 357, p. 386—387.
248. Browning K. A. On the structure and growth of some giant hailstones.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Tokyo*, 1965, p. 276—280.
249. Browning K. A., Donaldson R. J. Airflow and structure of a tornadic storm.—*J. Atmos. Sci.*, 1963, v. 20, No. 6, p. 553—545.
250. Browning K. A., Ludlam F. H. Airflow in convective storms.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1962, v. 88, No. 376, p. 117—136.
251. Brownscombe J. L., Hallet J. Experimental and field studies of precipitation particles formed by the freezing of supercooled water.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1967, v. 93, No. 398, p. 455—473.
252. Brownscombe J. L., Thorndike N. S. C. The freezing of water droplets in free fall.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 280—284.
253. Bryant G. W., Fletcher N. H. Thermoelectric power of ice containing HF or NH₃.—*Phil. Mag.*, 1965, v. 12, No. 115, p. 165—176.
254. Burrows D. A., Hobbs P. V., Scott W. D. Factors affecting the electric charge acquired by an ice sphere moving through natural snowfall.—*Mon. Weath. Rev.*, 1967, v. 95, No. 12, p. 878—883.
255. Byers H. R., Braham R. R. Thunderstorm structure and circulation.—*J. Met.*, 1948, v. 5, No. 3, p. 71—86.
256. Byers H. R., Braham R. R. The thunderstorm. Washington, 1949. 287 p.
257. Byers H. R., Braham R. R. The structure and dynamic of thunderstorms.—In: *Thunderstorm electricity*. Chicago, 1953, p. 3—27.
258. Carte A. E. Air bubbles in ice.—*Proc. Phys. Soc.*, 1961, v. 77, No. 495, p. 757—769.
259. Chalmers J. A. Electric charges from ice friction.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1952, v. 2, No. 6, p. 337—339.
260. Chalmers J. A. The relation of point-discharge current to potential difference and wind-speed.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1962, v. 24, No. 3, p. 339—344.
261. Chalmers J. A. On the conductivity of the air in thunderstorms.—*J. Geophys. Res.*, 1964, v. 69, No. 2, p. 357—359.
262. Chalmers J. A., Pasquill F. The electric charges of single raindrops and snowflakes.—*Proc. Phys. Soc.*, 1938, v. 50, No. 277, p. 1—15.
263. Chapman S. Hydrometeors and thunderstorm electricity.—In: *Proc. Conf. Thunder. Elect. Chicago*, 1950, p. 149—182.
264. Chapman S. Corona-point-discharge in wind and application to thunderclouds.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 277—287.
265. Christiansen C. Elektrizitätserregung beim Zerspritzen von Flüssigkeiten (Balloelektrizität).—*Ann. d. Phys.*, 1913, Bd. 40, Nr. 1, S. 107—137.

266. Clark J. F. The fair-weather atmospheric electric potential and its gradient.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 61—73.

267. Cobb W. E., Phillips B. B., Allee P. A. Note on mountain-top measurements of atmospheric electricity in northwestern United States.—*Mon. Weath. Rev.*, 1967, v. 95, No. 12, p. 912—916.

268. Cobb W. E., Holitzka F. J. A note on lightning strikes to aircraft.—*Mon. Weath. Rev.*, 1968, v. 96, No. 11, p. 807—808.

269. Cochet R. Evolution d'une gouttelette d'eau chargée dans un nuage a temperature positive.—*Ann. Geophys.*, 1952, v. 8, n° 1, p. 33—54.

270. Coehn A., Mozer H. Über die Berührungselektrizität von Gasen gegen leitende und nichtleitende Flüssigkeiten.—*Ann. d. Phys.*, 1914, Bd. 43, Nr. 7, S. 1048—1078.

271. Colgate S. A., Romero J. M. Charge versus droplet size in an electrified cloud.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, No. 30, p. 5873—5881.

272. Cotton W. R., Gokhale N. R. Collision, coalescence and break-up of large water drops in a vertical wind tunnel.—*J. Geophys. Res.*, 1967, v. 72, No. 16, p. 4041—4049.

273. Curtis H., Hyland M. Aircraft measurements of the ratio of negative to positive conductivity.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 111—117.

274. Davis M. H. Two charged spherical conductors in a uniform electric field: forces and field strength.—*Quart. J. Mech. Appl. Math.*, 1964, v. 17, No. 4, p. 499—511.

275. Davis M. H. Collisions of very small cloud drops.—*J. Geophys. Res.*, 1966, v. 71, No. 12, p. 3101—3104.

276. Davis M. H., Sartor J. D. Fast growth rates for cloud droplets due to electrical forces in thunderstorms.—In: *Planetary Electrodynamics*. V. 1. N. Y., Gordon and Breach Sci., Publ., 1970, p. 339—343.

277. Dawson G. A. The Rayleigh instability of water drops in the presence of external fields.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, No. 3, p. 701—705.

278. Dawson G. A. Electrical corona from water-drop surfaces.—*J. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, No. 12, p. 2153—2158.

279. Dinger J. E. Electrification accompanying melting of ice and snow.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1964, v. 90, No. 384, p. 208.

280. Dinger J. E. Electrification associated with the melting of snow and ice.—*J. Atmos. Sci.*, 1965, v. 22, No. 2, p. 162—166.

281. Dinger J. E., Gunn R. Electrical effects associated with a change of state of water.—*Terr. Magn. Atmos. Elect.*, 1946, v. 51, No. 4, p. 477—496.

282. Dodd E. E. The statistics of liquid spray and dust electrification by Hopper and Lady method.—*J. Appl. Phys.*, 1953, v. 24, No. 1, p. 73—80.

283. Donaldson R. I., Chmela A. C. Distribution of vertical velocity mean and variance in a thunderstorm.—In: *Proc. 13th Radar Met. Conf.* Boston, 1968, p. 492—497.

284. Doyle A., Moffett D. R., Vonnegut B. Behavior of evaporating electrically charged droplets.—*J. Coll. Sci.*, 1964, v. 19, No. 2, p. 136—143.

285. Draginis M. Liquid water within convective clouds.—*J. Met.*, 1958, v. 15, No. 6, p. 481—485.

286. Drake J. C. Electrification accompanying the melting of ice particles.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1968, v. 94, No. 400, p. 176—191.

287. Dye J. E., Hobbs P. V. Effect of carbon dioxide on the shattering of freezing water drops.—*Nature*, 1966, v. 209, No. 5022, p. 464—466.

288. East T. W., Marshall J. S. Turbulence in clouds as a factor in precipitation.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1954, v. 80, No. 343, p. 26—47.

289. Ebert H., Hoffman B. A. Elektrizitätserregung in flüssiger Luft.—*Ann. d. Phys.*, 1900, Bd. 2, Nr. 8, S. 706—718.

290. Elster J., Geitel H. Beobachtungen, betreffend die elektrische Natur der atmosphärischen Niederschläge.—*Sitzungsber. Acad. Wiss. Wien*, 2a, 1890, Bd. 99, S. 421—439.

291. Elster J., Geitel H. Zur Influeztheorie der Niederschlags — elektrizität.—*Phys. Zs.*, 1913, Bd. 14, Nr. 25, S. 1287—1292.

292. English W. N. Corona from a water drop.—*Phys. Rev.*, 1948, v. 74, No. 2, p. 179—189.
293. Evans W. H. Electric fields and conductivity in thunderclouds.—*J. Geophys. Res.*, 1969, v. 74, No. 4, p. 939—948.
294. Evans D. G., Hutchinson W. C. A. The electrification of freezing water droplets and of colliding ice particles.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1963, v. 89, No. 381, p. 370—375.
295. Feteris P. 330,000 ft hail damage in fifteen minutes, analysis of a devastating hailstorm.—*Weather*, 1955, v. 10, No. 7, p. 223—232.
296. Findeisen W. Messungen der Grösse und Anzahl der Nebeltropfen zum Studium der Koagulation inhomogenen Nebels.—*Gerlands Beitr. Geophys.*, 1932, Bd. 35, Nr. 3/4, S. 295—340.
297. Findeisen W. Über die Entstehung der Gewitterelektrizität.—*Met. Zs.*, 1940, Bd. 57, Nr. 6, S. 201—215.
298. Fitzgerald D. R. Probable aircraft "triggering" of lightning in certain thunderstorms.—*Mon. Weath. Rev.*, 1967, v. 95, No. 12, p. 835—842.
299. Fitzgerald D. R., Byers H. R. Aircraft observations of convective cloud electrification.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 245—268.
300. Fester H. An unusual observation of lightning.—*Bull. Amer. Met. Soc.*, 1950, v. 31, No. 4, p. 140—141.
- 300a. Fournier D'Albe E. M., Hidayetulla M. S. The break-up of large water drops falling at terminal velocity in free air.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1955, v. 81, No. 350, p. 610—613.
301. Freier G. The coalescence of water drops in an electric field.—*J. Geophys. Res.*, 1960, v. 65, No. 12, p. 3979—3986.
302. Freier G. Conductivity of air in thunderstorms.—*J. Geophys. Res.*, 1962, v. 67, No. 12, p. 4683—4691.
303. Freier G. D. The relaxation time of air in thunderstorms.—*Mon. Weath. Rev.*, 1967, v. 95, No. 12, p. 843—846.
304. Freier G. Comments on "Disintegration of Pairs of Drops Raised to Equal and Opposite Potentials".—*J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, No. 5, p. 936.
- 304a. Frumkin A., Obrutschewa A. Über den Zusammenhang zwischen den balloelektrischen Erscheinungen und der Potentialdifferenz an der Trennungsfläche Gas/Lösug.—*Koll. Zs.*, 1931, Bd. 54, Nr. 1, S. 2—7.
305. Gaivoronskii I. I., Seregin J. A., Zatsepina L. P., Zimin B. I. Modification experiments on thunderstorms.—In: *Proc. Int. Conf. Clouds Phys.* Toronto, 1968, p. 815—819.
306. Gill E. W. B. Electrification by freezing.—*Brit. J. Appl. Phys., Suppl.*, 1953, No. 2, p. 16—19.
307. Gill E. W. B., Alfrey G. E. Production of electric charges on water drops.—*Nature*, 1952, v. 169, No. 4292, p. 203—204.
308. Gillespie T., Langstrith G. O. An instrument for determining the electric charge distribution in aerosols.—*Canadian J. Chem.*, 1952, v. 30, No. 12, p. 1056—1068.
309. Gish O., Wait G. Thunderstorms and the earth's general electrification.—*J. Geophys. Res.*, 1950, v. 55, No. 4, p. 473—474.
310. Gitlin S. N., Goyer G. G., Henderson T. J. The liquid water content of hailstones.—*J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, No. 1, p. 97—99.
311. Gokhale N. R., Goold J. Droplet freezing by surface nucleation.—*J. Appl. Met.*, 1968, v. 7, No. 5, p. 870—874.
312. Gorbatschew S. W., Mustel E. R. Über die untere Stabilitätsgränze von Tropfen bei ihrem Zusammenprall.—*Koll. Zs.*, 1935, Bd. 73, Nr. 1, S. 21—24.
313. Gott J. On the electric charge collected by water drops falling through ionized air in a vertical electric field.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1933, v. 142, No. 846, p. 248—268.
314. Gott J. P. On the electric charge collected by water-drops falling through a cloud of electrically charged particles in a vertical electric field.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1935, v. 151, No. 874, p. 665—684.

315. Goyer G. G. Effects of lightning on hydrometeors.—*Nature*, 1965, v. 206, No. 4990, p. 1203—1209.

316. Goyer G. G. McDonald J. E., Byers F., Braham R. R. Jr. Effects of electric fields on water droplet coalescence.—*J. Met.*, 1960, v. 17, No. 4, p. 442—445.

317. Goyer G. G., Plooster M. N. On the role of shock waves and adiabatic cooling in the nucleating of ice crystals by lightning discharge.—*J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, No. 5, p. 857—862.

318. Gray W. M. Calculations of cumulus vertical draft velocities in hurricanes from aircraft observations.—*J. Appl. Met.*, 1965, v. 4, No. 4, p. 463—474.

319. Gschwend P. Beobachtungen über die elektrischen Ladungen einzelner Regentropfen und Schneeflocken.—*Jahrb. Radioakt. Elektron.*, 1920, Bd. 17, S. 62—79.

320. Gunn K. L. S., Hitschfeld W. A laboratory investigation of the coalescence between large and small water drops.—*J. Met.*, 1951, v. 8, No. 1, p. 7—16.

321. Gunn R. The electrical charge on precipitation at various altitudes and its relation to thunderstorms.—*Phys. Rev.*, 1947, v. 71, No. 3, p. 181—186.

322. Gunn R. Electrical field intensity inside of natural clouds.—*J. Appl. Phys.*, 1948, v. 19, No. 5, p. 481—484.

323. Gunn R. The free electrical charge on thunderstorm rain and its relation to droplet size.—*J. Geophys. Res.*, 1949, v. 54, No. 1, p. 57—63.

324. Gunn R. The free electrical charge on precipitation inside an active thunderstorm.—*J. Geophys. Res.*, 1950, v. 55, No. 2, p. 171—178.

325. Gunn R. Diffusion charging of atmospheric droplets by ions, and the resulting combination coefficients.—*J. Met.*, 1954, v. 11, No. 5, p. 339—347.

326. Gunn R. Initial electrification process in thunderstorms.—*J. Met.*, 1956, v. 13, No. 1, p. 21—29.

327. Gunn R. The electrification of precipitation and thunderstorms.—*Proc. IRE*, 1957, v. 45, No. 10, p. 1331—1358.

328. Gunn R. Collision characteristics of freely falling water drops.—*Science*, 1965, v. 150, No. 3697, p. 695—701.

329. Gunn R., Devin C. Raindrop charge and electric field in active thunderstorms.—*J. Met.*, 1953, v. 10, No. 4, p. 279—284.

330. Gunn R., Kinzer G. D. The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air.—*J. Met.*, 1949, v. 6, No. 4, p. 243—248.

331. Hallett J. On the structure of precipitation elements formed by the freezing of supercooled water.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Tokyo*, 1965, p. 201—204.

332. Halzer R. E., Saxon D. S. Distribution of electrical conduction currents in the vicinity of thunderstorms.—*J. Geophys. Res.*, 1952, v. 57, No. 3, p. 207—216.

333. Harper W. R. The Volta effect as a cause of static electrification.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1951, v. 205, No. 1080, p. 83—103.

334. Harrington E. L. Observations on the appearance and growth of tropical cumuli.—*J. Met.*, 1958, v. 15, No. 2, p. 127—130.

335. Hart H. E., Cooper L. W. Thunderstorm airflow studies using radar transponders and superpressure balloons.—In: *Proc. 13th Radar Met. Conf.* 1968, p. 196—201.

336. Hatakeyama H. The distribution of the sudden change of electric field on the earth's surface due to lightning discharge.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 289—298.

337. Hobbs P. V., Alkezweeny A. J. The fragmentation of freezing water droplets in free fall.—*J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, No. 5, p. 881—888.

338. Hobbs P. V., Burrows D. A. The electrification of an ice sphere moving through natural clouds.—*J. Atmos. Sci.*, 1966, v. 23, No. 6, p. 757—763.

339. Hocking L. M. The collision efficiency of small drops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1959, v. 85, No. 363, p. 44—50.

340. Houghton D. Acapulco' 68.—*Weather*, 1969, v. 24, No. 1, p. 2—18.

341. Hutchinson W. C. A. Ice-crystal contact electrification.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1960, v. 86, No. 369, p. 406—407.

342. Hutchinson W. C. A. Electrification of ice and water.—In: *Planetary Electrodynamics*. V. 1. N. Y., Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 271—280.
343. Hutchinson W. C. A., Chalmers J. A. The electric charges and masses of single raindrops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1951, v. 77, No. 331, p. 85—95.
344. Imyanitov I. M., Evteev B. F., Kamaldina I. I. A thunderstorm cloud.—In: *Planetary Electrodynamics*. V. 1. N. Y., Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 401—426.
345. Iribarne J. V., Klemens M. Electrification associated with break-up of drops at terminal velocity.—*J. Atmos. Sci.*, 1970, v. 27, No. 6, p. 927—936.
346. Iribarne J. V., Mason B. J. Electrification accompanying the bursting of bubbles in water and dilute aqueous solutions.—*Trans. Faraday Soc.*, 1967, v. 63, No. 537, p. 2234—2245.
347. Jaccard C. Thermoelectrical effects in ice crystals.—*Phys. Conden. Mat.*, 1963, v. 1, No. 1, p. 143—151.
348. Jayaweera K., Mason B. J. The behaviour of freely falling cylinders and cones on a viscous fluid.—*J. Fluid Mech.*, 1965, v. 22, No. 391, p. 709—720.
349. Jayaratne O. W., Mason B. J. The falling motions of loaded cylinders and disks simulating snow crystals.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1966, v. 92, No. 391, p. 151—156.
350. Jayaratne O. W., Mason B. J. The coalescence and bouncing of water-drops at an air/water interface.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1964, v. 280, No. 1383, p. 545—565.
351. Jones P. R., Mason B. J. Systematic charging of water droplets produced by break-up of liquid jets and filaments.—*Trans. Faraday Soc.*, 1968, v. 64, No. 7, p. 1971—1982.
- 351a. Jones R. F. The temperature at the tops of radar echoes associated with various cloud systems.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1950, v. 76, No. 329, p. 312—329.
352. Jones R. F. Rain from non-freezing clouds.—*Met. Mag.*, 1951, v. 80, No. 951, p. 273—274.
353. Johnson D. A. An experimental investigation of charge separation due to the fracture of freezing water drops.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys.*, Toronto, 1968, p. 624—628.
354. Johnson D. A., Hallett J. Freezing and shattering of supercooled water drops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1968, v. 94, No. 402, p. 468—482.
355. Kähler K. Über die Ursache einiger einfachen luftelektrischen Störungen.—*Met. Z.*, 1922, Bd. 39, Nr. 10, S. 293—298.
356. Kasemir H. W. Lightning suppression by chaff seeding. Final Rep. USAECOM, 67-95906, 1968, 49 p.
357. Kasemir H. W., Weickmann H. K. Modification of the electric field of thunderstorms.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys.* Tokyo, 1965, p. 519—523.
358. Kidder R. E., Carte A. E. Structures of artificial hailstones.—*J. Rech. Atmos.*, 1964, v. 1, n° 4, p. 169—181.
359. Kikuchi K. On the positive electrification of snow crystals in the process of their melting.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys.* Tokyo, 1965, p. 338—342.
360. Kikuchi K. On the role of air bubbles in the electrification of melting ice.—In: *Planetary Electrodynamics*. V. 1. N. Y., Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 329—337.
361. Kinzer G. D., Cobb W. E. Laboratory measurements of the growth and collection efficiency of raindrops.—*J. Met.*, 1956, v. 13, No. 3, p. 295—301.
362. Kirkman J. R., Chalmers J. A. Point discharge from an isolated point.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1957, v. 10, No. 5/6, p. 258—265.
363. Kitagawa N., Brook M., Workman E. J. Continuing currents in cloud-to-ground lightning discharges.—*J. Geophys. Res.*, 1962, v. 67, No. 2, p. 637—647.
364. Knight C. A., Knight N. C. Hailstone embryos.—*J. Atmos. Sci.*, 1970, v. 27, No. 4, p. 659—666.
365. Knight C. A., Knight N. C. Lobe structure of hailstones.—*J. Atmos. Sci.*, 1970, v. 27, No. 4, 667—671.

366. Koenig L. R. The glaciating behaviour of small cumulonimbus clouds.—*J. Atmos. Sci.*, 1963, v. 20, No. 1, p. 29—47.
367. Koenig L. R. Drop freezing through drop break-up.—*J. Atmos. Sci.*, 1965, v. 22, No. 3, p. 448—451.
368. Kraakevik J. Electrical conduction and convection currents in the troposphere.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 75—88.
369. Kreamer H. F., Johnstone H. F. Collection of aerosol particles in presence of electrostatic fields.—*Ind. Eng. Chem.*, 1955, v. 47, No. 42, p. 2426—2434.
370. Kuettner J. The electrical and meteorological conditions inside thunderstorms.—*J. Met.*, 1950, v. 7, No. 5, p. 322—332.
371. Kuettner J., Lavoie R. Studies of charge generation during riming in natural supercooled clouds.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 391—397.
372. Langmuir J. Control of precipitation from cumulus clouds by various seeding techniques.—*Sci.*, 1950, v. 112, p. 35—41.
373. Latham J. Electrification produced by the asymmetric rubbing of ice on ice.—*Brit. J. Appl. Phys.*, 1963, v. 14, No. 8, p. 488—490.
374. Latham J. The electrification of frost deposits.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1963, v. 89, No. 380, p. 265—270.
375. Latham J. The mass loss of water drops falling in electric fields.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1965, v. 91, No. 387, p. 87—90.
376. Latham J. The effect of air bubbles in ice on the charge transfer produced by asymmetric rubbing.—*J. Atmos. Sci.*, 1965, v. 22, No. 3, p. 325—328.
377. Latham J. Cloud physics.—*Rep. Prog. Phys.*, 1969, v. 32, No. 1, p. 69—134.
378. Latham J. Experimental studies of the effect of electric fields on the growths of cloud particles.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1969, v. 95, No. 404, p. 349—361.
379. Latham J., Freizen R. B., Mystem R. E. Charge transfer between rigid spheres separated in an electric field.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1966, v. 92, No. 393, p. 407—410.
380. Latham J., Mason B. J. Electric charge transfer associated with temperature gradients in ice.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1961, v. 260, No. 1303, p. 523—536.
381. Latham J., Mason B. J. Generation of electric charge associated with the formation of soft hail in thunderclouds.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1961, v. 260, No. 1303, p. 537—549.
382. Latham J., Mason B. J. Electrical charging of hail pellets in a polarising electric field.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1962, v. 266, No. 1326, p. 387—401.
383. Latham J., Miller A. H. The role of ice specimen geometry and impact velocity in the Reynolds—Brook theory of thunderstorm electrification.—*J. Atmos. Sci.*, 1965, v. 22, No. 5, p. 505—508.
384. Latham J., Mystem R. E., Sartor J. D. Charge transfer between model ice crystals separated in an electric field.—*Nature*, 1965, v. 206, No. 4991, p. 1344—1345.
385. Latham J., Roxburgh I. W. Disintegration of pairs of water drops in an electric field.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1966, v. 295, No. 1440, p. 84—97.
386. Latham J., Saunders C. P. R. Aggregation of ice crystals in strong electric fields.—*Nature*, 1964, v. 204, No. 4965, p. 1293—1294.
387. Latham J., Saunders C. P. R. The adhesion of ice spheres in electric fields.—*J. Glaciol.*, 1967, v. 6, No. 46, p. 505—514.
388. Latham J., Stow C. D. Influence of impact velocity and ice specimen geometry on the charge transfer associated with temperature gradients in ice.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1965, v. 91, No. 390, p. 462—470.
389. Latham J., Stow C. D. A laboratory investigation of the electrification of snowstorms.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1967, v. 93, No. 395, p. 55—68.
390. Latham J., Stow C. D. Airborne studies of the electrical properties of large convective clouds.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1969, v. 95, No. 405, p. 486—500.

391. Lenard P. Über Elektrizität der Wasserfälle.—*Ann. d. Phys.*, 1892, Bd. 46, Nr. 8, S. 584—636.
392. Lenard P. Über Regen.—*Met. Z.*, 1904, Bd. 21, Nr. 6, S. 248—262.
393. Lenard P. Über Wasserfallelektrizität und über die Oberflächenbeschaffenheit der Flüssigkeiten.—*Ann. d. Phys.*, 1915, Bd. 47, Nr. 12, S. 463—524.
394. Lenard P. Zur Wasserfalltheorie der Gewitter.—*Ann. d. Phys.*, 1921, Bd. 65, Nr. 15, S. 629—639.
395. Levin L. M., Wulfson N. I. Modification of convective clouds with the help of artificially created vertical jets.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 820—827.
- 395a. Levin Z. Charge separation by splashing on naturally falling raindrops.—*J. Atmos. Sci.*, 1971, v. 28, No. 4, p. 543—548.
- 395b. Levin Z., Scott W. D. Polarization charging effect and thundercloud electricity.—*Nature*, 1972, v. 240, No. 5378, p. 232—233.
396. Lindblad N. R. Effects of relative humidity and electric charge on the coalescence of curved water surfaces.—*J. Colloid Sci.*, 1964, v. 19, No. 8, p. 729—743.
397. Lindblad N. R., Semonin R. G. Collision efficiency of cloud droplets in electric fields.—*J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, No. 4, p. 1051—1057.
398. Lissowski P. Das Laden von Aerosolteilchen in einer bipolaren Ionenatmosphäre.—*Acta Physicochimica, USSR*, 1940, Bd. 13, Nr. 2, S. 157—192.
399. List R. Wachstum von Eis-Wassergemischen im Hagelversuchskanal.—*Helv. Phys. Acta*, 1959, Bd. 32, Nr. 4, S. 293—296.
400. Loeb L. B. A tentative explanation of the electric field effect on the freezing of supercooled water drops.—*J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, No. 15, p. 4475.
401. Loeb L. B., Kip A. F., Einarsson A. W. On the nature of ionic sign preference in C. T. R. Wilson cloud chamber condensation experiments.—*J. Chem. Phys.*, 1938, v. 6, No. 5, p. 264—273.
402. Luan Phan Cong, Jordan J. B. Fog droplets in electrostatic field.—*IEEE Trans. Geosci. Electron.*, 1969, v. 7, No. 4, p. 250—252.
403. MacCready P. B. A review of small cumulus studies and the modification of hail.—*Nubila*, 1961, v. 4, No. 1, p. 20—29.
404. MacCready P. B. Charge evolution of thunderstorm hydrometeors.—*Trans. Amer. Geophys. Union*, 1963, v. 44, No. 1, p. 52.
405. MacCready P. B., Proudfit A. Observations of hydrometeor charge evolution in thunderstorms.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1965, v. 91, No. 387, p. 44—53.
406. MacCready P. B., Proudfit A. Self-charging of melting ice.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1965, v. 91, No. 387, p. 54—59.
407. Macklin W. C. The density and structure of ice formed by accretion.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1962, v. 88, No. 375, p. 30—50.
408. Macklin W. C., Bailey I. H. On the critical liquid water concentrations of large hailstones.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1966, v. 92, No. 392, p. 297—300.
409. Macklin W. C., Ryan B. F. The structure of ice grown in supercooled water.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Tokyo*, 1965, p. 196—200.
410. Macky W. A. The deformation of soap bubbles in electric fields.—*Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1930, v. 26, No. 3, p. 421—429.
411. Macky W. A. Some investigations on the deformation and breaking of water drops in strong fields.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1931, v. 133, No. 822, p. 565—587.
412. Magarvey R. H., Geldart J. W. Drop collisions under conditions of free fall.—*J. Atmos. Sci.*, 1962, v. 19, No. 1, p. 107—113.
413. Magono C., Kikuchi K. On the positive electrification of snow crystals in the process of their melting.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1963, v. 41, No. 5, p. 270—277.
414. Magono C., Koenuma S. On the electrification of water drops by breaking due to the electrostatic induction under a moderate electric field.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1958, v. 36, No. 3, p. 108—111.

415. Magono C., Orikasa K. On the surface electric field during rain-fall.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1960, v. 38, No. 4, p. 182—194.
416. Magono C., Sakurai K. On the electric charge of drifting snow pellets.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1963, v. 41, No. 4, p. 211—217.
417. Magono C., Shiotsuki Y. On the effect of air bubbles in ice on the frictional charge separation.—*J. Atmos. Sci.*, 1964, v. 21, No. 6, p. 666—670.
418. Magono C., Takahashi T. On the electrical phenomena during riming and glazing in natural supercooled cloud droplets.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1963, v. 41, No. 2, p. 71—81.
419. Magono C., Takahashi T. Experimental studies on the mechanism of electrification of graupel pellets.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1963, v. 41, No. 4, p. 197—210.
420. Malan D. J. La distribution verticale de la charge negative orageuse.—*Ann. de Geophys.*, 1955, v. 11, n° 4, p. 420—426.
421. Malan D. J. Physics of thunderstorm electric circuit.—*J. Franklin Inst.*, 1967, v. 283, No. 6, p. 526—539.
422. Malan D. J., Schonland B. F. J. The distribution of electricity in thunderclouds.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1951, v. 209, No. 1097, p. 158—177.
423. Mani A., Sivaramakrishnan M. V., Venkiteshwaran S. P. Electric charge in clouds at temperatures above 0° C.—*Indian J. Met., Geophys.*, 1959, v. 10, No. 4, p. 409—414.
424. Marshall J. S., Gunn K. L. S. A first experiment on snow-crystal growth.—In: *Artificial stimulation of rain*. L., 1957, p. 341—345.
425. Maruyama H. On conical graupel and its density.—*Pap. Met. Geophys.*, 1968, v. 19, No. 1, p. 101—108.
426. Marwick T. C. The electric charge on rain.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1930, v. 56, No. 233, p. 39—44.
427. Marwith J. D., Berry E. X. The airflow within the weak echo region of an Alberta hailstorm.—*J. Appl. Met.*, 1971, v. 10, No. 3, p. 487—492.
428. Mason B. J. A critical examination of theories of charge generation in thunderstorms.—*Tellus*, 1953, v. 5, No. 4, p. 446—460.
429. Mason B. J. On the melting of hailstones.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1956, v. 82, No. 352, p. 209—216.
430. Mason B. J. New development in the physics of rain formation.—*Times Sci. Rev.*, 1957, No. 26, p. 13—14.
431. Mason B. J., Maybank J. The fragmentation and electrification of freezing water drops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1960, v. 86, No. 368, p. 176—186.
432. Mason B. J., Oweston P. G. Ice crystals of spiral form grown from the vapour.—*Phil. Mag.*, 1952, v. 43, p. 911—919.
433. Mather J. R. An investigation of the dimensions of precipitation echoes by radar.—*Bull. Amer. Met. Soc.*, 1949, v. 30, No. 8, p. 271—277.
434. Matthews J. B. Mass loss and distortion of freely falling water drops in an electric fields.—*J. Geophys. Res.*, 1967, v. 72, No. 12, p. 3007—3013.
435. Matthews J. B., Mason B. J. Electrification accompanying melting of ice and snow.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1963, v. 89, No. 381, p. 376—380.
436. Matthews J. B., Mason B. J. Electrification produced by the rupture of large water drops in an electric field.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1964, v. 90, No. 385, p. 275—286.
437. Maund J. E., Chalmers J. A. Point discharge currents from natural and artificial points.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1960, v. 86, No. 367, p. 85—89.
438. McClelland J. A., Gilmour A. Further observation of the electric charge on rain.—*Proc. Roy. Irish. Acad.*, 1920, v. 32, p. 13—39.
439. Meinhold H. Die elektrische Ladung eines Elugzeuges bei Vereisung in Quellwolken.—*Geofis. Pura App.*, 1951, v. 19, No. 3-4, p. 176—178.
440. Mendez D. J. Optical polarization induced by electric fields of thunderstorms.—*J. Geophys. Res.*, 1969, v. 74, No. 28, p. 7032—7037.
441. Merrington A. C., Richardson E. G. The break-up of liquid jets.—*Proc. Phys. Soc.*, 1947, v. 59, No. 331, p. 1—13.
442. Micheli S. M., Licenblat A. R. Ice whiskers grown in subsaturated atmosphere.—*J. Atmos. Sci.*, 1967, v. 24, No. 3, p. 312—315.

443. Michnowski S. Point discharges in the interchange of electric charge between the earth and the atmosphere.—*Acta Geophys. Pol.*, 1957, v. 5, No. 2, p. 123—134.
- 443a. Michnowski S. On the observation on lightning in warm clouds.—*Indian J. Met., Geophys.*, 1963, v. 14, No. 3, p. 320—322.
444. Miller A. H., Sheldon C. E., Atkinson W. R. Spectral study of the luminosity produced during coalescence of oppositely charged falling water drops.—*Phys. Fluids*, 1965, v. 8, No. 11, p. 1921—1928.
445. Milner J. W., Chalmers J. A. Point discharge from natural and artificial points.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1961, v. 87, No. 374, p. 592—596.
446. Montgomery D. N., Dawson G. A. Charge-changing collisions between uncharged water drops in an electric field.—In: *Planetary Electrodynamic. V. I. N. Y.*, Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 375—383.
447. Moore C. B., Vonnegut B., Botka T. Results of an experiment to determine initial precedence of organized electrification and precipitation in thunderstorms.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 333—360.
448. Moore C. B., Vonnegut B., Machado J. A., Survilas H. J. Radar observations of rain gushes following overhead lightning strokes.—*J. Geophys. Res.*, 1962, v. 67, No. 1, p. 207—220.
449. Moore C. B., Vonnegut B., Semonin R. G., Bullock J. W., Bradley W. Fair-weather atmospheric electric potential gradient and space charge over Central Illinois, summer 1960.—*J. Geophys. Res.*, 1962, v. 67, No. 3, p. 1061—1071.
450. Moore C. B., Vonnegut B., Stein B. A., Survilas H. J. Observations of electrification and lightning on warm clouds.—*J. Geophys. Res.*, 1960, v. 65, No. 7, p. 1907—1910.
451. Muchnik V. M. On the influence of the electric field upon the processes in thunderstorms.—*Tellus*, 1965, v. 17, No. 4, p. 524—525.
- 451a. Muchnik V. On a thunderstorm theory. Rep. Proc. XVth General Assembly. Moscow, July—August 1971. IAMAP Publ., 1972, No. 15, p. 155.
452. Müller-Hillebrandt D. Charge generation in thunderstorms by collision of ice crystals with graupel, falling through a vertical electric field.—*Tellus*, 1954, v. 6, No. 4, p. 367—381.
453. Nakaya U., Terada T. Simultaneous observations of the mass, falling velocity and form of individual snow crystals.—*J. Fac. Sci. Hokkaido Univ.*, ser. 2, 1935, vol. 1, No. 3, p. 191—200.
454. Neiburger M., Pruppacher H. R. Experimental tests of a method of computing collision efficiencies of spheres falling in a viscous medium.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Tokyo*, 1965, p. 97—101.
455. Newman M. M. Lightning discharge channel characteristics and related atmospheric.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 475—484.
456. Newman M. M. Lightning discharge simulation and triggered lightning.—In: *Planetary Electrodynamic. V. I. N. Y.*, Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 213—219.
457. Newman M. M. Rocket and supersonic aircraft influence in triggering lightning and intentional cloud discharge triggering for launch protection. XVth General Assembly VGGI Meeting, 1971, 7 p.
458. Newton C. W. Severe convective storms.—*Advances Geophys.*, 1967, v. 12, p. 257—308.
459. Newton C. W., Newton H. R. Dynamical interactions between large convective clouds and environment with vertical shear.—*J. Met.*, 1959, v. 16, No. 5, p. 483—496.
460. Nolan J. J. Electrification of water by splashing and spraying.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1914, v. 90, No. 622, p. 531—542.
461. Nolan J. J. The breaking of water drops by electric fields.—*Proc. Roy. Irish. Acad. A.*, 1926, v. 37, p. 28—39.
462. Parczewski W. Intensity of precipitation and frequency of electric discharges in thunderstorms.—*Acta Geophys. Pol.*, 1959, v. 7, No. 314, p. 391—400.
463. Pauthenier M. Sur le balayage électrique des brouillards.—*Compt. Rend. Acad. Sci.*, 1947, v. 224, n° 2, p. 142—144.

464. Pauthenier M. Sur la coalescence électrique des brouillards et éventuellement des nuages à température quelconque au moyen d'aérosols électriques.—*Compt. Rend. Acad. Sci.*, 1948, v. 226, n° 7, p. 587—589.
465. Pauthenier M., Loutfoullah N. Le balayage électrique des brouillards.—*Compt. Rend. Acad. Sci.*, 1950, v. 231, n° 19, p. 953—956.
466. Pearce D. C., Currie B. W. Some qualitative results on the electrification of snow.—*Canadian J. Res., A*, 1949, v. 27, No. 1, p. 1—8.
467. Pearcey T., Hill G. W. A theoretical estimate of the collection efficiencies of small droplets.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1957, v. 83, No. 355, p. 77—92.
468. Perry F. R., Webster C. H., Baquley P. W. The measurement of lightning voltage and currents in Nigeria.—*JIEE*, 1942, v. 89, No. 9, p. 195—209.
469. Phillips B. B., Kinzer G. D. Measurements of the size and electrification of droplets in cumuliform clouds.—*J. Met.*, 1958, v. 15, No. 4, p. 369—374.
470. Pietrowski E. L. An observation of lightning in warm clouds.—*J. Met.*, 1960, v. 17, No. 5, p. 562—563.
471. Plumlee H. R., Semonin R. G. Cloud droplet collision efficiency in electric fields.—*Tellus*, 1965, v. 17, No. 3, p. 356—364.
472. Pluvinage P. Etude théorique et expérimentale de la conductibilité électrique dans les nuages non orageux.—*Ann. Geophys.*, 1946, v. 2, n° 1, p. 13—54.
473. Probert-Jones I. R., Harper W. G. Vertical air motion in showers as revealed by Doppler radar.—In: *Proc. 9th Weather Rad. Conf. Boston*, 1961, p. 225—232.
474. Proudman I., Pearson J. R. A. Expansion at small Reynolds number for the flow past a sphere and a circular cylinder.—*Mech. Fluids*, 1957, v. 2, No. 3, p. 237—249.
475. Pruppacher H. R. The effect of an external electric field on the supercooling of water drops.—*J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, No. 15, p. 4463—4474.
476. Pruppacher H. R. The crystallization velocity of ice in pure water aqueous solutions.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Tokyo*, 1965, p. 192—195.
477. Pruppacher H. R., Steinberger E. H., Wang T. L. On the electrical effects that accompany the spontaneous growth of ice in supercooled aqueous solutions.—*J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, No. 2, p. 571—584.
478. Rau W. Eiskeimbildung durch dielektrische Polarisation.—*Z. Naturforsch.*, 1951, Bd. 6a, Nr. 11, S. 649—657.
479. Rayleigh J. W. The influence of electricity on colliding water drops.—*Proc. Roy. Soc.*, 1879, v. 28, No. 194, p. 406—409.
480. Rayleigh J. W. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity.—*Phil. Mag.*, 1882, v. 14, p. 184—186.
481. Reiter R. Further experimental evidence for the importance, with respect to thunderstorm electrification, of NO_3 ions contained in precipitation. II.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1968, v. 30, No. 3, p. 345—362.
482. Reiter R. On the causal relation between nitrogen-oxygen compounds in the troposphere and atmospheric electricity.—*Tellus*, 1970, v. 22, No. 1, p. 122—136.
483. Reiter R., Carnuth W. An atmospheric-electric feed-back process as a possible contribution to thunderstorm electrification.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1965, v. 27, No. 6, p. 673—705.
484. Reiter R., Reiter M. Relation between the contents of nitrate and nitrite ions in precipitation and simultaneous atmospheric electric processes.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 175—193.
485. Reynolds S. E., Brook M. Correlation of the initial electric field and the radar echo in thunderstorms.—*J. Met.*, 1956, v. 13, No. 4, p. 376—380.
486. Reynolds S. E., Brook M., Gourley M. F. Thunderstorm charge separation.—*J. Met.*, 1957, v. 14, No. 5, p. 426—436.
487. Reynolds S. E., Neill H. W. The distribution and discharge of thunderstorm charge-centers.—*J. Met.*, 1955, v. 12, No. 1, p. 1—12.
488. Ribeira J. C. On the therma-dielectric effect.—*Ann. Acad. Brasil. Cienc.*, 1950, v. 22, No. 3.
489. Rossby S. A. Spherics from lightning within a warm cloud.—*J. Geophys. Res.*, 1966, v. 71, No. 16, p. 3807—3809.

490. Roulleau M. The influence of an electric field on the freezing of water.—In: *Phys. Ice*. N. Y., 1969, p. 631—640.
491. Rossmann F. Blitz und Hagel. Über die elektrische Natur des Gewitters.—*Met. Z.*, 1939, Bd. 56, Nr. 10, S. 372—378.
492. Sagalin R. C. The production and removal of small ions and charged nuclei over the Atlantic Ocean.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 21—41.
493. Salt R. W. Effect of electrostatic field on freezing of supercooled water and insects.—*Sci.* 1961, v. 133, No. 3451, p. 458—459.
494. Sartor J. D. A laboratory investigation of collision efficiencies, coalescence and electrical charging of simulated cloud droplets.—*J. Met.*, 1954, v. 11, No. 2, p. 91—103.
495. Sartor J. D. Some electrostatic cloud-droplet collision efficiencies.—*J. Geophys. Res.*, 1960, v. 65, No. 7, p. 1953—1957.
496. Sartor J. D. Calculations of cloud electrification based on general charge-separation mechanism.—*J. Geophys. Res.*, 1961, v. 66, No. 3, p. 831—838.
497. Sartor J. D. Radio emission from clouds.—*J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, No. 18, p. 5169—5173.
- 497a. Sartor J. D. The role of particle interactions in the distribution of electricity in thunderstorms.—*J. Atmos. Sci.*, 1967, v. 24, No. 6, p. 601—615.
498. Sartor J. D., Abbott C. E. Charge transfer between uncharged water drops in free fall in an electric field.—*J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, No. 20, p. 6415—6423.
499. Sartor J. D., Miller J. S. Relative cloud droplet trajectory computation.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Tokyo*, 1965, p. 108—112.
500. Saunders P. M. Penetrative convection in stably stratified fluids.—*Tellus*, 1962, v. 14, No. 2, p. 177—195.
501. Saunders C. P. R. The influence of cloud electrification on ice crystal aggregation.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 619—623.
502. Saunders P. M., Ronne F. C. A comparison between the height of cumulus clouds and the height of radar echoes received from them.—*J. Appl. Met.*, 1962, v. 1, No. 3, p. 296—302.
503. Schaefer V. J. A confirmation of the Workman—Reynolds effect.—*Phys. Rev.*, 1950, v. 77, No. 5, p. 271—272.
504. Schindelbauer F. Über die Elektrizität der Niederschläge.—*Phys. Z.*, 1913, Bd. 14, Nr. 25, S. 1292—1296.
505. Schmidt W. Eine unmittelbare Bestimmung der Fallgeschwindigkeit von Regentropfen.—*Sitzungsber. Acad. Wiss. Wien.*, 2a, 1909, Bd. 118, Nr. 1, S. 71—84.
506. Schonland B. F. J. The interchange of electricity between thunderclouds and the earth.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1928, v. 118, No. 779, p. 252—263.
507. Schonland B. F. J., Craib J. The electric fields of South African thunderstorms.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1927, v. 114, No. 767, p. 229—243.
508. Schotland R. M. The collision efficiency of cloud drops of equal size.—*J. Met.*, 1957, v. 14, No. 5, p. 381—385.
- 508a. Schumacher P. W. Free water at high altitudes.—*J. Aircraft*, 1964, v. 1, No. 1, p. 46—48.
509. Scott W. D. Single charging events due to collisions in natural snowfall.—In: *Planetary Electrodynamics*. V. 1, N. Y., Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 85—97.
510. Scott W. D., Hobbs P. V. The charging of ice surfaces exposed to natural ice particles.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 609—613.
- 510a. Scott W. D., Levin Z. The effect of potential gradient on the charge separation during interactions of snow crystals with an ice sphere.—*J. Atmos. Sci.*, 1970, v. 27, No. 3, p. 463—479.
511. Semonin R. G., Plumlee H. R. On the coalescence and collision of water drops.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 113—117.
512. Semonin R. G., Plumlee H. R. Collision efficiency of charged cloud droplets in electric fields.—*J. Geophys. Res.*, 1966, v. 71, No. 18, p. 4271—4278.

513. **Shafir U., Neiburger M.** Collision efficiencies of two spheres falling in a viscous medium.—*J. Geophys. Res.*, 1963, v. 68, No. 13, p. 4141—4147.
514. **Shaw B.** The electrical charges from like solids.—*Nature*, 1926, v. 118, p. 659—660.
515. **Shewchuk S. R., Iribarne J. V.** Electrification associated with drop splashing.—*Trans. Faraday Soc.*, 1970, v. 66, No. 572, p. 2092—2105.
516. **Shewchuk S. R., Iribarne J. V.** Charge separation during splashing of large drops on ice.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1971, v. 97, No. 413, p. 272—282.
517. **Shio H., Magono C.** Frictional electrification of ice above and below -10°C and the effect of grain boundaries in ice.—In: *Planetary Electro-dynamics*. V. I. N. Y., Gordon and Breach Sci. Publ., 1970, p. 309—323.
518. **Simpson G.** The electricity of rain and its origin in thunderstorms.—*Phil. Trans.*, 1909, v. 209, p. 379—413.
519. **Simpson G. C.** Über die Elektrizität der Niederschläge.—*Phys. Z.*, 1913, Bd. 14, Nr. 21, S. 1056—1066.
520. **Simpson G. C.** The electricity of atmospheric precipitation.—*Phil. Mag.*, 1915, v. 30, No. 175, p. 1—24.
521. **Simpson G. C.** On the formation of clouds and rain.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1941, v. 67, No. 290, p. 99—133.
522. **Simpson G. C.** Atmospheric electricity during disturbed weather.—*Geophys. Mem.*, 1949, v. 4, No. 84, p. 1—97.
523. **Simpson G. C., Robinson G. D.** The distribution of electricity in thunderclouds. II.—*Proc. Roy. Soc. A*, 1941, v. 177, No. 970, p. 281—329.
524. **Simpson G. C., Scray F. J.** Distribution of electricity in thunderclouds.—*Proc. Roy. Soc. A*, 1937, v. 161, No. 906, p. 309—352.
525. **Sivaramakrishnan M. V.** The origin of electric charge carried by thunderstorm rain in the tropics.—*Indian J. Met. Geophys.*, 1961, v. 12, No. 3, p. 447—464.
526. **Smith L. G.** The electric charge of raindrops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1955, v. 81, No. 347, p. 23—47.
527. **Smith L. G.** Electric field studies of Florida thunderstorms.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 299—307.
528. **Smith-Johannsen R. I.** Ice crystal agglomeration: T formation.—*J. Atmos. Sci.*, 1969, v. 26, No. 3, p. 532—534.
529. **Smyth C. F., Hitchcock C. S.** Dipole rotation in crystalline solids.—*J. Amer. Chem. Soc.*, 1932, v. 54, No. 12, p. 4631—4647.
530. **Stäger A.** Experimentaluntersuchungen über Kontaktelektroskopierung von staub- und wolke-förmig zerteilten Körpern, speziell von Schnee als gewitterbildenden Faktor.—*Ann. d. Phys.*, 1925, Bd. 76, Nr. 1, S. 49—70
531. **Starr J. R., Mason B. J.** The capture of airborne particles by water drops and simulated snow crystals.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1966, v. 92, No. 394, p. 490—499.
532. **Steinberger E. H., Rahamim S.** Electrical properties of ice.—*J. Appl. Met.*, 1971, v. 10, No. 3, p. 595—598.
533. **Steiner R., Rhyne R.** Atmospheric turbulence and airplane response in convective type clouds.—*J. Aircraft*, 1964, v. 1, No. 1, p. 13—17.
534. **Stergis C. G., Coroniti S. C., Nasarek A., Kotas D. E., Seymour D. W., Werme J. V.** Conductivity measurements in the stratosphere.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1955, v. 6, No. 3, p. 233—242.
535. **Stergis C., Rein G., Kangas T.** Electric field measurements above thunderstorms.—*J. Atmos. Terr. Phys.*, 1957, v. 11, No. 2, p. 83—90.
536. **Stewart K.** Some recent changes in atmospheric electricity and their cause.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1960, v. 86, No. 369, p. 399—405.
537. **Swinbank W. C.** Collisions of cloud droplets.—*Nature*, 1947, v. 159, No. 4051, p. 849—850.
538. **Takahashi T.** Thermoelectric properties under the influence of impurity concentration in ice single crystals.—In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 604—608.
539. **Takahashi T.** Electric potential of a rubbed ice surface.—*J. Atmos. Sci.*, 1969, v. 26, No. 6, p. 1259—1265.

540. Takahashi T. Electric charge generation by the breaking of frost under a temperature gradient.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1969, v. 47, No. 1, p. 23—28.
541. Takahashi T. Electric potential of liquid water on an ice surface.—*J. Atmos. Sci.*, 1969, v. 26, No. 6, p. 1253—1258.
542. Takahashi T., Hase mi T. Vertical distribution of electric charge on precipitation elements in the cloud obtained by radiosonde.—*J. Met. Soc. Japan*, 1970, v. 48, No. 2, p. 85—90.
543. Takahashi T., Ison o K. Electric charge on raindrop grown in warm clouds over the island of Hawaii.—*Tellus*, 1967, v. 19, No. 3, p. 420—431.
544. Takahashi C., Yamashita A. Deformation and fragmentation of freezing water drops in free fall.—*J. Met. Soc. Japan*, Ser. 2, 1969, v. 47, No. 6, p. 431—436.
545. Tamura V. An analysis of electric field after lightning discharges.—*J. Geomagn. Geoelectr.*, 1954, v. 6, No. 1, p. 34—46.
546. Tanaka H. On breakings and oscillations of water drops.—*J. Met. Soc. Japan*, 1969, v. 47, No. 5, p. 384—389.
547. Taylor G. Disintegration of water-drops in an electric field.—*Proc. Roy. Soc., A*, 1964, v. 280, No. 1382, p. 383—397.
548. Telford J. W., Thorndike N. S. C. Observation of small drop collisions.—*J. Met.*, 1961, v. 18, No. 3, p. 382—387.
549. Telford J. W., Thorndike N. S., Bowen E. G. The coalescence between small water drops.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1955, v. 81, No. 348, p. 241—250.
550. Tilson S. Electricity and weather modification. I. A survey of scientific relationships.—*IEEE Spectrum*, 1969, v. 6, No. 4, p. 25—46.
551. Vadelin M. Essais de dessipation de brouillards non chargés par projection de brouillards electrisés composés de quantités egales de gouttes chargées positivement et de gouttes chargées negativement.—*Bull. Obs. Puy de Dome*, 1961, n° 1, p. 41—45.
552. Vali G., Stansbury E. J. Time-dependent characteristics of the heterogeneous nucleation of ice.—*Canadian J. Phys.*, 1966, v. 44, No. 3, p. 477—502.
553. Viemeister P. E. Lightning and the origin of nitrates found in precipitation.—*J. Met.*, 1960, v. 17, No. 6, p. 681—683.
554. Visagie P. I. Pressures inside freezing water drops.—*J. Glaciol.*, 1969, v. 8, No. 53, p. 301—309.
555. Vittori O. Preliminary note on the effect of pressure waves upon hailstones.—*Nubila*, 1960, v. 3, No. 1, p. 34—53.
556. Vittori O., Caporiacco G. The density of hailstones.—*Nubila*, 1959, v. 2, No. 1, p. 51—58.
557. Vonnegut B. Orientation of ice crystals in the electric field of a thunderstorm.—*Weather*, 1965, v. 20, No. 10, p. 310—312.
558. Vonnegut B., Moore C. B. Preliminary attempts to influence convective electrification in cumulus clouds by the introduction of space charge into the lower atmosphere.—In: *Recent advances in atmospheric electricity*. L., Pergamon Press, 1958, p. 317—331.
559. Vonnegut B., Moore C. B. A possible effect of lightning discharge on precipitation formation process.—*Geophys. Monogr. Physics of precipitation*, 1960, No. 5, p. 287—290.
560. Vonnegut B., Moore C. B. Apparatus using radioactive probes for measuring the vertical component of atmospheric potential gradient from an air-plane.—*Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1961, v. 42, No. 11, p. 773—792.
561. Vonnegut B., Moore C. B., Espinola R. P., Blau H. H. Electric potential gradients above thunderstorms.—*J. Atmos. Sci.*, 1966, v. 23, No. 6, p. 764—770.
562. Vonnegut B., Moore C. B., Semonin R. G., Bullock J. W., Staggs D. W., Bradley W. E. Effect of atmospheric space charge on initial electrification of cumulus clouds.—*J. Geophys. Res.*, 1962, No. 10, p. 3909—3923.
563. Wall E. Das Gewitter. III: Das Gewitter als Ganzes.—*Wetter und Klima*, 1948, Bd. 1, Nr. 11/12, S. 321—326.

563a. Weickmann H. K. A realistic appraisal of weather control.— *J. Appl. Math. Phys.*, 1963, v. 14, No. 5, p. 528—543.

564. Weickmann H. K. The program on weather modification of the ESSA. P. 3. Augmentation of continuous rain and lightning suppression.— *Idōjaras*, 1968, v. 72, No. 4, p. 219—232.

565. Weickmann H., aufm Kampe H. J. Preliminary experimental results concerning charge generation in thunderstorms concurrent with the formation of hailstorms.— *J. Met.*, 1950, v. 7, No. 6, p. 404—405.

566. Weickmann H. K., aufm Kampe H. J. Physical properties of cumulus clouds.— *J. Met.*, 1953, v. 10, No. 3, p. 204—211.

567. Whipple F. J. W., Chalmers J. A. On Wilson's theory of the collection of charge by falling drops.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1944, v. 70, No. 304, p. 103—118.

568. Whipple F. J. W., Scrase F. J. Point discharge in the electric field of the earth.— *Geophys. Mem.*, 1936, v. 7, No. 68, p. 1—56.

569. Wichmann H. Grundprobleme der Physik des Gewitters. Wolfenbüteler Verlagsanstalt, 1948, 118 S.

570. Wichmann H. Über das Vorkommen und Verhalten des Hagels in Gewitterwolken.— *Ann. Met.*, 1951, Bd. 4, Nr. 1—6, S. 218—225.

571. Wilson C. T. R. Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms.— *Phil. Trans. Roy. Soc., A*, 1920, v. 221, p. 73—115.

572. Wilson C. T. R. Some thunderstorm problems.— *J. Franklin Inst.*, 1929, v. 208, No. 1, p. 1—12.

573. Wilson C. T. R. A theory of thundercloud electricity.— *Proc. Roy. Soc., A*, 1956, v. 236, No. 1206, p. 297—317.

574. Wilson C. T. R., Taylor G. I. The bursting of soapbubbles in a uniform electric field.— *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1925, v. 22, p. 728—738.

575. Winn W. P., Moore C. B. Electric field measurements in thunderclouds using instrumented rockets.— *J. Geophys. Res.*, 1971, v. 76, No. 21, p. 5003—5017.

576. Woodcock A. H., Kientzler C. F., Arons A. B., Blanchard D. C. Giant condensation nuclei from bursting bubbles.— *Nature*, 1953, v. 172, No. 4390, p. 1144—1145.

577. Woodley W. L., Norwood J., Sancho B. Some precipitation aspects of Florida showers and thunderstorms.— *Weatherwise*, 1971, v. 24, No. 3, p. 106—113.

578. Woods J. D. The effect of electric charges upon collisions between equal-size water-drops in the air.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1965, v. 91, No. 389, p. 353—356.

579. Woods J. D., Mason B. J. Experimental determination of collection efficiencies for small water droplets in air.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1964, v. 90, No. 386, p. 373—381.

580. Woods J. D., Mason B. J. The wake capture of water droplets in air.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1965, v. 91, No. 387, p. 35—43.

581. Workman E. J. The production of thunderstorm electricity.— *J. Franklin Inst.*, 1967, v. 283, No. 6, p. 542—557.

582. Workman E. J. The possible role of ammonia in thunderstorm electrification.— In: *Proc. Int. Conf. Cloud Phys. Toronto*, 1968, p. 653—656

583. Workman E. J., Reynolds S. E. Electrical activity as related to thunderstorm cell growth.— *Bull. Amer. Met. Soc.*, 1949, v. 30, No. 4, p. 142—144.

584. Workman E. J., Reynolds S. E. Electrical phenomena occurring during the freezing of dilute aqueous solution and their possible relationship to thunderstorm electricity.— *Phys. Rev.*, 1950, v. 78, No. 3, p. 254—259.

585. Workman E. J., Truby F. K., Drost-Hanson W. Electrical conduction in halide-contaminated ice.— *Phys. Rev.*, 1954, v. 94, No. 4, p. 1073—1075.

586. Wormell T. W. Vertical electrical currents below thunderstorms and showers.— *Proc. Roy. Soc., A*, 1930, v. 127, No. 806, p. 576—577.

587. Wormell T. W. The effects of thunderstorms and lightning discharges on the earth's electric field.— *Phil. Trans., A*, 1939, v. 238, p. 249—303.

588. Wormell T. W. Atmospheric electricity, some recent trends and problems.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1953, v. 79, No. 339, p. 3—38.

589. Sawidzki T. W., Papee H. M. Pseudo-whiskers of ice, grow from clouds of supercooled water in an electric field.—*Nature*, 1962, v. 196, No. 4854, p. 568—569.

590. Zeleny J. The electrical discharge from liquid points, and a hydrostatic method of measuring the electrical intensity at their surfaces.—*Phys. Rev.*, 1914, v. 3, No. 2, p. 69—75.

591. Zeleny J. On the conditions of instability of electrified drops, with application to the electrical discharge from liquid points.—*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 1915, v. 18, No. 2, p. 71—83.

592. Zeleny J. Variation with temperature of the electrification produced in air by the disruption of water-drops and its bearing on the prevalence of lightning.—*Phys. Rev.*, 1933, v. 44, No. 15, p. 837—842.

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. Влияние электрических сил на элементарные процессы в облаках	7
1.1. Электрическое состояние атмосферы «хорошей» погоды	—
1.2. Конденсационный и коагуляционный рост капель в облаках	14
1.3. Влияние электрических сил на коагуляцию капель	19
1.4. Слияние капель	36
1.5. Влияние сильных электрических полей и зарядов на неустойчивость и слияние капель	42
1.6. Кристаллизация переохлажденных капель воды	53
1.6.1. Строение воды и льда	—
1.6.2. Физические основы и некоторые экспериментальные исследования кристаллизации переохлажденных капель воды	56
1.6.3. Влияние электрических сил на кристаллизацию переохлажденных капель	58
1.6.4. Особенности замерзания капель воды, вторичные ядра замерзания и влияние электрических сил на их эффективность	64
1.7. Влияние электрических сил на сублимационный рост ледяных частиц	68
1.8. Влияние электрических сил на коагуляционный рост и агрегацию ледяных частиц	69
1.9. Микрофизические процессы при росте крупы и града	78
1.10. Разрушение капель и срывание воды с градин	83
1.10.1. Спонтанное разрушение капель при падении	—
1.10.2. Разрушение капель при соударении с градинами. Срывание капель с градин при таянии	88
1.10.3. Относительная потеря массы каплями в сильных электрических полях	89
Глава 2. Строение и электрическая структура кучево-дождевых облаков	92
2.1. Кучево-дождевые облака	—
2.1.1. Ливневые дожди из теплых кучево-дождевых облаков	93
2.1.2. Кристаллизация вершин мощных кучевых облаков	95
2.1.3. Макрохарактеристики кучево-дождевых облаков	97
2.1.4. Зарождение и развитие радиоэхо	100
2.1.5. Максимальная интенсивность ливней	103
2.1.6. Токи и турбулентность в кучево-дождевых облаках	105
2.1.7. Микроструктура кучево-дождевых облаков	110
2.1.8. Модель зрелого кучево-дождевого облака	111
2.1.9. Образование ливней и града в кучево-дождевых облаках	113
2.2. Электрическое строение кучево-дождевых облаков	118
2.2.1. Заряды облачных частиц и гидрометеоров	119
2.2.2. Электрическое поле	133
2.2.3. Изменения электрического поля при грозовых разрядах	142
2.2.4. Быстрые изменения электрического поля, обусловленные процессами развития молнии	145

2.2.5. Восстановление электрического поля после грозových разрядов. Проводимость в грозových облаках	148
2.2.6. Токи в грозových облаках	153
2.2.7. Токи с острий под грозowymi облаками	154
2.2.8. Объемные заряды	156
2.2.9. Электричество теплых кучево-дождевых облаков	159
2.2.10. Грозы в теплых облаках	161
Глава 3. Элементарные процессы электризации в грозových облаках	165
3.1.1. Электропроводность и диэлектрическая проницаемость воды в жидкой и твердой фазах	166
3.1.2. Заряжение капель в среде ионов	168
3.1.3. Электризация при контакте и трении ледяных частиц	172
3.1.4. Электризация при замерзании воды и ее растворов	186
3.1.5. Электризация при разрушении замерзающих капель воды	192
3.1.6. Электризация при соударении крупных ледяных частиц с переохлажденными капельками и ледяными кристаллами	199
3.1.7. Баллоэлектрический эффект	203
3.1.8. Электризация при спонтанном разрушении капель при падении	208
3.1.9. Электризация при разрушении капель, соударяющихся с твердыми телами	211
3.1.10. Электризация при разрушении воздушных пузырьков на поверхности воды и при таянии льда	216
3.2. Индукционные механизмы электризации гидрометеоров	220
3.2.1. Поляризация сферы и эллипсоида в электрическом поле	—
3.2.2. Электризация при контакте в электрическом поле	222
3.2.3. Электризация при разрушении капель, соударяющихся с градинами в электрическом поле	232
3.2.4. Электризация при таянии градин в электрическом поле	237
3.2.5. Электризация при разрушении капель в электрическом поле	239
3.2.6. Коронный разряд на каплях и ледяных частицах как причина электризации гидрометеоров	243
Глава 4. Теории грозového электричества	252
4.1. Схема Эльстера и Гейтеля	257
4.2. Схема Симпсона	260
4.3. Схема Вильсона	262
4.4. Схема Френкеля—Шишкина	263
4.5. Схема Валля	265
4.6. Схема Финдейзена	266
4.7. Схема Мейсона	267
4.8. Схема Воркмена—Рейнольдса	271
4.9. Схема Рейтера	274
4.10. Схема Рейнольдса	276
4.11. Схема Грене—Воннегута	278
4.12. Схема Мак-Криди	280
4.13. Схема Имянитова	282
4.14. Представления автора	284
4.14.1. Схема образования теплых гроз	—
4.14.2. Схема образования гроз умеренных широт	293
Глава 5. Проблема регулирования грозového электричества	304
5.1. Воздействие на электрические характеристики грозových облаков	—
5.2. Регулирование грозовой деятельности путем воздействия на микро- и макрофизические характеристики кучево-дождевых облаков	313
5.3. Иницилирующее действие тел, вносимых в облака	320
Заключение	322
Summary	323
Литература	325

МУЧНИК ВОЛЬФ МОИСЕЕВИЧ

ФИЗИКА ГРОЗЫ

Редактор *Г. Я. Русакова*
Художник *Е. И. Васильев*
Техн. редактор *Л. М. Шишкова*
Корректор *Н. А. Балкина*

Сдано в набор 15/X 1973 г. Подписано к печати 24/I 1974 г. М-06040. Формат 60×90¹/₁₆, бумага тип. № 1. Печ. л. 22,0. Уч.-изд. л. 25,93. Тираж 1800 экз. Индекс МЛ-289. Цена 2 руб. Заказ № 584.

Гидрометеиздат
199053, Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8
«Союзполиграфпрома» при Государственном
комитете Совета Министров СССР по делам
издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6