



М. ЮМАН · МОЛНИЯ





LIGHTNING

BY MARTIN A. UMAN

WESTINGHOUSE
RESEARCH
LABORATORIES
PITTSBURGH,
PENNSYLVANIA

McGRAW-HILL BOOK COMPANY
NEW YORK ST. LOUIS
SAN FRANCISCO
TORONTO LONDON SYDNEY

1969

МОЛНИЯ

М. ЮМАН

ПЕРЕВОД
С АНГЛИЙСКОГО
С. И. КИРИЛЛОВОЙ
ПОД РЕДАКЦИЕЙ
Н. В. КРАСНОГОРСКОЙ

ИЗДАТЕЛЬСТВО „МИР“
МОСКВА
1972

Книга известного американского физика М. Юмана посвящена молнии — мощному природному электрическому разряду, привлекающему пристальное внимание специалистов и практических работников.

Гл. 1 вводит читателя в круг современных представлений о молнии. В следующих главах описаны методы фотографирования молнии, измерения ее магнитных и электрических полей, токов молнии, а также ее спектроскопии. Затем следует глава о физических характеристиках и природе грома. Книга завершается изложением современной теории процессов разряда в молнии. Каждая глава снабжена подробной библиографией.

Книга написана просто и ясно; процессы молнии рассмотрены на основе элементарных физических представлений и несложного математического аппарата. Она будет с интересом встречена специалистами — физиками, геофизиками, метеорологами, работниками грозозащиты, а также студентами старших курсов соответствующих специальностей.

*Редакция космических исследований,
астрономии и геофизики*

Предисловие к русскому изданию

Грозовые явления, связанные с молнией, известны человечеству с глубокой древности. Но только Ломоносов и Рихман в Петербурге, Франклин в Филадельфии, Далибар в Версале независимо друг от друга в 1752—1755 гг. доказали на опыте идентичность природы молнии и электрической искры.

В отличие от Далибара и Франклина, которые для доказательства тождественной природы молнии и электрической искры ограничились проведением единичного опыта, М. В. Ломоносов в «Слове о явлениях воздушных, от электрической силы происходящих» предложил программу детального изучения атмосферных электрических явлений и причин, их порождающих. Полагая, что одним из основных источников электризации частиц является трибоэлектричество, Ломоносов подчеркнул особую роль в процессах накопления зарядов в атмосфере вертикальных воздушных потоков, «которые не токмо гремящей в воздухе электрической силы, но и многих других явлений в атмосфере и вне оной суть источник и начало».

В современных теориях атмосферного электричества рассматриваются различные механизмы электризации грозовых облаков, которые приводят при достаточно больших значениях полей к разрядам молний. Однако несмотря на большое количество работ — как экспериментальных, так и теоретических — до сих пор нет однозначного ответа на вопрос о механизмах возникновения и развития грозового облака и связанных с ним грозовых явлений. В опубликованных монографиях о молниях физические основы их возникновения, скрытые в грозовом облаке, как правило, освещены слабо. Книга Юмана в этом смысле не является исключением. Однако нельзя не учитывать, что из

многочисленных аспектов молниевых разрядов (в облаках, песчаных бурях, снежных метелях, вулканических извержениях и т. д.) автор наиболее детально рассматривает разряд линейной молнии, возникающий в грозовом облаке или между облаком и землей. Такое сознательное ограничение круга рассматриваемых вопросов позволяет автору изложить на основании известных литературных источников лишь общие физические соображения о разделении зарядов в облаках, сосредоточив основное внимание на физике самого разряда.

Из сказанного следует, что книга Юмана представляет собой современный и многогранный обзор методов и результатов исследований в области физики молний. Первая глава вводит читателя в круг современных представлений о молнии. Рассматриваются понятия ступенчатого и стреловидного лидеров, возвратного удара, явление разряда молнии между облаками и между облаком и землей. Эта общая картина служит фундаментом для обсуждения результатов более детальных исследований разрядов молний в последующих главах.

Во второй главе описываются методы фотографирования молнии, в частности, один из современных способов высокоскоростной съемки. Отметим при этом, что автор ограничивается изложением результатов исследований, выполненных только в США и в Швейцарии.

В следующей главе кратко излагается известный метод определения напряженности электрических полей динамическим полемером и приводятся данные об электрических и магнитных полях, обусловленных медленно меняющимися распределениями зарядов и токов в грозах, а также об изменениях электромагнитных полей при разрядах молний. При этом вводятся элементарные соотношения, связывающие напряженность электростатического поля с расстоянием от точечного заряда в воздухе или в вакууме. Они иллюстрируются графиками изменений напряженности электрического поля для положительного и отрицательного лидеров, движущихся от заряда, помещенного на заданной высоте. Аналогичные соотношения выведены и для плотности магнитного потока. Кроме того, рассматриваются магнитные и радиационные поля, обусловленные разрядами молний, и сделано сравнение их с

напряженностью электрического поля при различных частотах для типичных разрядов.

В четвертой главе излагаются методы и результаты измерения токов молний и на основе статистической обработки экспериментальных данных строятся графики частотного и временного распределений токов и зарядов.

В пятой главе описаны основные методы, теория и результаты спектроскопических исследований разрядов молний, значительно дополняющие диагностическую технику молний, а в шестой — физические характеристики и природа грома.

В заключительной главе, представляющей собой один из наиболее ответственных разделов книги, рассмотрены современные представления о механизме разрядов молнии при наличии пространственного заряда и в его отсутствии, а также даны оценки разности потенциалов, параметров лидера и энергии молнии. Здесь же излагается теория ступенчатого и стреловидного лидеров, а также теория обратного удара.

Несмотря на значительный объем данных наблюдений, что является характерным для исследований в области атмосферного электричества, рассмотренные физические модели основаны скорее на интуиции, чем на теоретическом анализе экспериментальных результатов.

Книга Юмана написана простым языком, изложение построено на основе физических представлений с использованием несложных формул. В связи с этим книга может быть полезна не только для специалистов, но и для широкого круга любознательных читателей.

Надеемся, что перевод книги Юмана «Молния» явится серьезным и полезным вкладом в литературу о физике молний.

Н. В. Красногорская

Предисловие

Эта книга написана потому, что нет книги или обзорной статьи о молнии, соответствующей современным требованиям. Недавно вышли книги «Физика молнии» Малана (1963 г.) и «Полет молнии» Шонланда (1964 г.). Они касаются главным образом результатов исследований Шонланда и Малана и их сотрудников в ЮАР. Ни в той, ни в другой книге не рассматриваются важные исследования молнии, проведенные в Соединенных Штатах, Швейцарии и Японии за последние 10—15 лет. В этих книгах мало ссылок на литературу и зачастую некритически рассматриваются предполагаемые механизмы процессов молнии. Вероятно, наилучшим источником знаний о молнии является обзорная статья Шонланда «Разряд молнии», опубликованная в 1956 г. в *Handbuch der Physik*, хотя и эта статья в некоторой степени сейчас устарела.

Настоящая работа представляет попытку создать книгу, которая бы гармонически охватывала все, что известно к настоящему времени о молнии, отделяла предположения о физических процессах от экспериментальных данных и содержала бы обширные ссылки на литературу по молнии. Есть надежда, что автору удалось в некоторой степени выполнить эти задачи.

«Молния» написана на уровне знаний студентов последних курсов физических и технических специальностей. Однако эту книгу смогут читать и неспециалисты, и, следовательно, она может служить учебником. В общем каждая глава книги построена с использованием сведений, приведенных в предыдущих главах. Гл. 1 представляет общее введение в явление молнии и в терминологию о ней и служит основополагающим материалом для остальных разделов книги. Каждая глава, за исключением пер-

вой и последней, содержит сведения о молнии, полученные с использованием определенной диагностической методики. Рассмотрены такие методы, как фотография (гл. 2), измерение электрического и магнитного полей (гл. 3), измерение электрического поля (гл. 4), спектроскопия (гл. 5) и звуковые измерения (гл. 6). Гл. 7 посвящена теории разряда молнии. Чтобы книгу мог читать неспециалист и ее можно было использовать в качестве учебника, возникла необходимость определенные темы (например, стреловидный лидер) рассматривать почти во всех главах. Для того чтобы найти нужную ссылку по тому или иному вопросу, читатель может воспользоваться подробным оглавлением.

Я предполагаю внести в книгу уточнения и, если будет необходимо, изменения, чтобы привести ее к современному уровню знаний. Поэтому я буду признателен за получение отписок всех последующих статей по молнии и указание ранее опубликованных статей, которых я не рассмотрел.

Мартин А. Юман

Введение

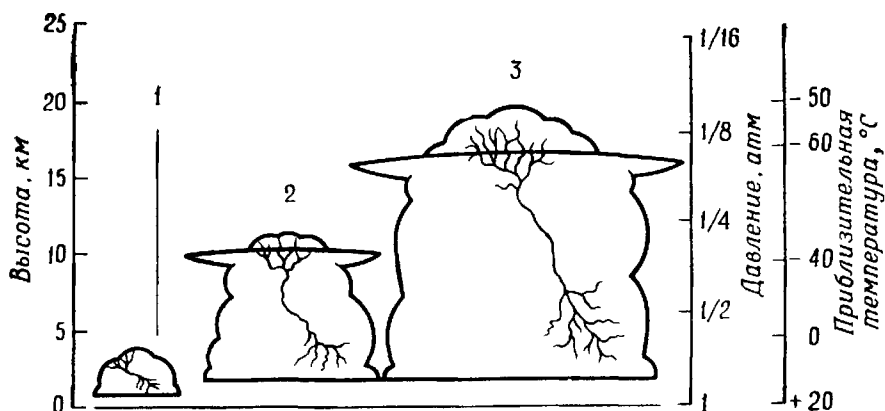
1.1. МОЛНИЯ И ГРОЗОВЫЕ ОБЛАКА

Вводная часть содержит краткий обзор современного состояния знаний о разрядах молний. Цель обзора — дать читателю общее представление о широком круге явлений, связанных с молнией. Эта общая картина будет служить основой для более детального рассмотрения разряда молнии в последующих главах. Исследования молнии на современном уровне начались в конце XIX столетия. Большая часть книги посвящена рассмотрению результатов исследований, проведенных с этого времени.

Молния может быть определена как мощный кратковременный электрический разряд, длина которого обычно измеряется километрами. Молния возникает, когда в какой-нибудь области атмосферы накапливается настолько большой электрический заряд, что наступает пробой воздуха. Наиболее обычным генератором молний являются грозовые облака (кучево-дождевые облака). Однако молния может происходить и в снежных и песчаных бурях, а также в облаках над извергающимися вулканами. Известно также, что молния происходит в прозрачном воздухе [2, 9, 10, 17, 18], по-видимому, оправдывая выражение «гром среди ясного неба». В этой книге будет описана молния, возникающая только в грозовых облаках. Молния может происходить внутри облака (внутриоблачный разряд), между двумя облаками (разряды облако — облако), между облаком и землей (разряд на землю) или между облаком и окружающим воздухом (разряды в атмосфере) *.

* Интересный вид разрядов в атмосфере составляют те разряды, которые распространяются вверх от вершины грозового облака [1, 13, 23].

Прежде чем приступить к обсуждению процессов разряда молнии, рассмотрим грозовое облако и электрические заряды в нем — источники молнии. Грозовые облака образуются в атмосфере, содержащей холодный плотный воздух в верхних слоях и теплый влажный воздух в нижних. Мощные восходящие потоки теплого воздуха, под-

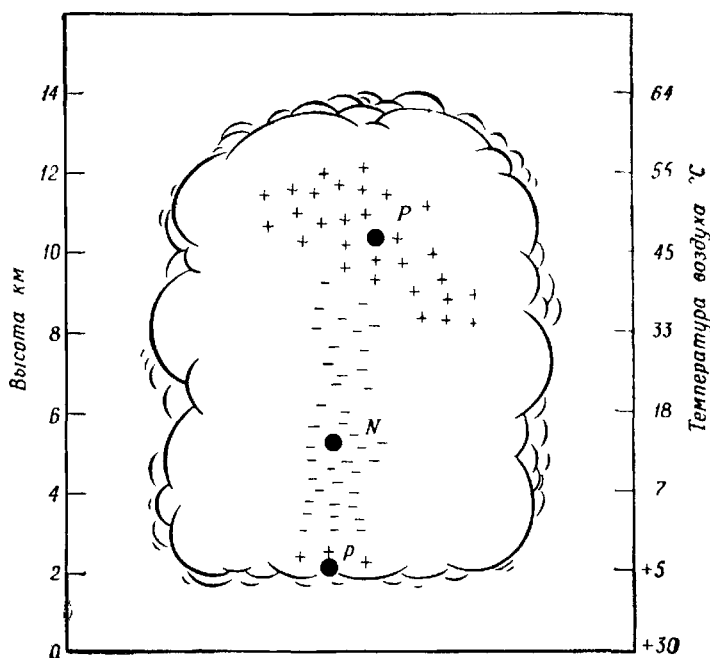


Р и с . 1.1. Сравнение различных размеров конвективных облаков, в которых возникают разряды молнии [20]. 1 — субтропическое «теплое» облако; 2 — типичное грозовое облако; 3 — гигантское грозовое облако.

нимающиеся вверх, образуют облака, холодный воздух при этом опускается. Атмосфера находится в таком состоянии, когда массы холодного полярного воздуха заполняют области с теплым воздухом или когда земля сильно прогревается солнцем и отдает свое тепло нижним слоям атмосферы.

Как показано на рис. 1.1, мощность грозовых облаков может быть небольшой, что характерно для субтропиков (причем их температура обычно выше уровня замерзания), и достигать больших размеров в гигантских грозовых облаках, которые могут простираться в высоту более чем на 20 км. Высота типичного грозового облака лежит в интервале от 8 до 12 км, хотя, строго говоря, высоты могут определяться только применительно к данной географической местности. В типичном грозовом облаке беспорядочно дующий ветер, вода и лед находятся в гравитационном поле и в поле температурного градиента.

Из-за взаимодействия этих элементов по еще не понятным полностью причинам [8] возникают заряженные области грозового облака. Обычно верхняя часть облака заряжена преимущественно положительно, а нижняя часть — отри-



Р и с . 1.2. Вероятное распределение грозовых зарядов P , N и p для грозовых облаков в южной Африке согласно Малану [15, 16]. Черными кружками обозначено расположение эффективных точечных зарядов. Исследование напряженности электрических полей вблизи грозовых облаков обычно приводит к значениям $P = +40$ Кл, $N = -40$ Кл, $p = +10$ Кл.

цательно. Таким образом, грозовое облако по структуре основного заряда представляет собой электрический диполь. Заряженные области диполя имеют диаметр порядка километров. Кроме основных зарядов, могут быть небольшие области положительного заряда в основании грозового облака. На рис. 1.2 приведена схема вероятного распределения заряда для типичного облака в южной Африке согласно Малану [15, 16]. Информация, необходимая для построения этой картины распределения зарядов в облаке, была получена из измерений напряжен-

ности электрического поля вблизи грозových облаков. Измеренные поля являются результатом как облачных зарядов, так и наведенных зарядов на земле или же облачных зарядов и их изображений ниже поверхности проводящей земли. Некоторые дополнительные и критические замечания относительно модели облачного заряда (рис. 1.2) даны в разд. 3.2.

Наиболее часто встречающаяся форма молнии представляет собой внутриоблачный разряд, однако большая часть литературы о молнии посвящена разрядам на землю. Молния облако — земля иногда называется линейной, или зигзагообразной, молнией. Разряд молнии облако — земля представляет собой один или более следующих один за другим частичных разрядов. Будем называть *вспышкой* общий разряд (продолжительность светимости порядка 0,2 с) и *импульсом** каждый компонент разряда (продолжительность светимости измеряется десятками миллисекунд). Обычно имеется три-четыре импульса на вспышку, причем импульсы разделены интервалами около 40 мс. Иногда при наблюдении молнии можно заметить мерцание. Это значит, что глаз различает отдельные импульсы вспышки. Разряды молний на землю обычно переносят отрицательный заряд в десятки кулон из *N*-области облака (рис. 1.2)**).

В разд. 1.2 — 1.5 рассматриваются общие свойства обычных разрядов молний облако — земля, т. е. разрядов, которые зарождаются в облаке и переносят отрицательный заряд к земле. Данные, относящиеся к этому типу молний, приведены в табл. 1.1. В разд. 1.6 — 1.9 рассматриваются разряды молний других типов.

* Импульс, или частичный разряд, состоит из лидера и возвратного удара. Иногда в советской литературе вместо термина «импульс» используется термин «удар». — *Прим. перев.*

** Это утверждение и аналогичные утверждения, сделанные в этой книге, не означают, что определенные заряды переносятся на большие расстояния от облака к земле. Просто перенос заряда заключается в том, что поток электронов из облака у вершины канала приводит в движение электроны в других частях канала так, как если бы канал представлял собой проводник. Таким образом, общий заряд может быть перенесен на землю за время, в течение которого отдельные электроны продвинулись в канале только на несколько метров.

**Данные для обычных разрядов молнии облако — земля,
несущих отрицательный заряд к земле**

Приведенные величины приблизительно характеризуют различные физические параметры молнии. Нельзя требовать большой точности, поскольку встречаются расхождения в данных, полученных различными исследователями. Эти величины могут зависеть от особенностей окружающей среды, в которой происходит разряд молнии. Выбор статей, использованных при составлении таблицы, до некоторой степени произволен. Данные, приведенные в таблице, заимствованы из работ [3—7, 12, 14, 19, 21, 22].

| | Минимальные ¹⁾ | Характерные | Максимальные ¹⁾ |
|---|---------------------------|------------------|----------------------------|
| Ступенчатый лидер | | | |
| Длина ступени, м | 3 | 50 | 200 |
| Интервал времени между ступенями, мкс | 30 | 50 | 125 |
| Средняя скорость распространения ступенчатого лидера, м/с ²⁾ | $1,0 \cdot 10^5$ | $1,5 \cdot 10^5$ | $2,6 \cdot 10^6$ |
| Заряд, переносимый по каналу ступенчатого лидера, Кл | 3 | 5 | 20 |
| Стреловидный лидер | | | |
| Скорость распространения, м/с ²⁾ | $1,0 \cdot 10^6$ | $2,0 \cdot 10^6$ | $2,1 \cdot 10^7$ |
| Заряд, переносимый по каналу стреловидного лидера, Кл | 0,2 | 1 | 6 |
| Возвратный удар ³⁾ | | | |
| Скорость распространения, м/с ²⁾ | $2,0 \cdot 10^7$ | $5,0 \cdot 10^7$ | $1,4 \cdot 10^8$ |
| Скорость нарастания тока, кА/мкс ⁴⁾ | <1 | 10 | >80 |
| Время пикового тока, мкс ⁴⁾ | <1 | 2 | 30 |
| Пиковый ток, кА ⁴⁾ | | 10—20 | 110 |
| Время тока величиной не менее половины пикового, мкс | 10 | 40 | 250 |
| Величина переносимого заряда, за исключением непрерывного тока, Кл | 0,2 | 2,5 | 20 |
| Длина канала, км | 2 | 5 | 14 |
| Вспышка молнии | | | |
| Число импульсов на вспышку | 1 | 3—4 | 26 |

Продолжение

| | Минимальные ¹⁾ | Характерные | Максимальные ¹⁾ |
|--|---------------------------|-------------|----------------------------|
| Интервал между импульсами в отсутствие непрерывного тока, мс | 3 | 40 | 100 |
| Продолжительность вспышки, с | 0,01 | 0,2 | 2 ⁵⁾ |
| Величина переносимого заряда, включающая непрерывный ток, Кл | 3 | 25 | 90 |

¹⁾ Слова «максимальные» и «минимальные» использованы в том смысле, что большинство измеренных величин заключено в интервале между этими пределами

²⁾ Скорости распространения обычно определяют по фотографиям, и они, таким образом, представляют собой «двумерные скорости». Поскольку большинство молниевых вспышек не являются вертикальными, полученные величины, вероятно, несколько ниже действительных величин. См. также комментарии в разд. 2 3 1

³⁾ Первый возвратный удар имеет меньшие скорости распространения и нарастания тока, большие времена максимального тока и обычно большую величину переносимого заряда, чем последующие возвратные удары во вспышке.

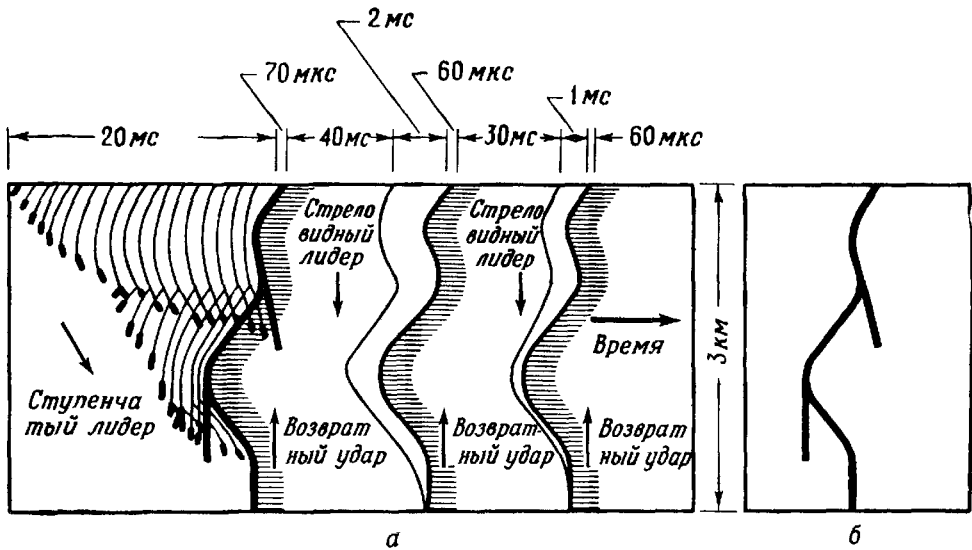
⁴⁾ Измерения тока проводились на земле.

⁵⁾ О вспышке молнии продолжительностью от 15 до 20 с сообщил Годлонтон [11].

1.2. СТУПЕНЧАТЫЙ ЛИДЕР

В 1930 г. Шонланд, Малан, Коллинз и Ходжес в ЮАР широко использовали камеру Бойса, которая обеспечила относительное движение пленки и объективов для получения временного разрешения характерных черт светимости молнии. Кроме того, они измерили и дали интерпретацию изменениям напряженности электрического поля, происходящим в период вспышки молнии. Основываясь на их наблюдениях и используя последующие работы, можно создать картину особенностей светимости вспышки молнии облако — земля (рис. 1.3). (Фотографии, аналогичные той, схема которой приведена на рис. 1.3, получаются при помощи камеры, состоящей в основном из неподвижного объектива и ленточной фотографической пленки, которая движется горизонтально с постоянной скоростью через плоскость изображения.) Каждый импульс молнии начинается со слабосветящегося предразряда, *лидерного* процесса, который направлен

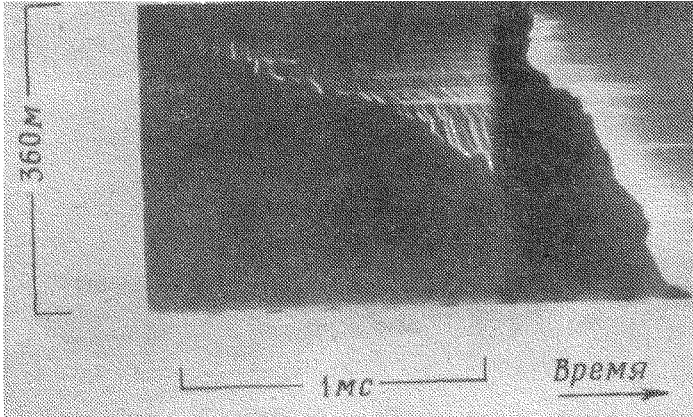
от облака к земле и за которым немедленно следует очень яркий *возвратный удар*. Возвратный удар распространяется от земли к облаку. Предразряд облако — земля, предшествующий первому возвратному удару во вспышке, называется *ступенчатым лидером*. Многие исследователи полагают, что ступенчатый лидер начи-



Р и с . 1.3. *а* — детали светимости вспышки молнии, которые регистрируются камерой с неподвижным объективом и движущейся пленкой. Увеличение времени слева направо. Для ясности шкала времени нелинейна. *б* — та же вспышка молнии, зарегистрированная камерой с неподвижной пленкой.

нается с локализованного электрического пробоя между областями *N* и *p* грозового облака (рис. 1.2). Этот пробой вызывает перемещение электрических зарядов, которые ранее были связаны с частицами льда или воды. Результирующая высокая концентрация отрицательного заряда в основании облака может создавать электрические поля, которые в свою очередь приводят к возникновению отрицательно заряженной колонны, распространяющейся по направлению к земле. Эта колонна называется ступенчатым лидером, по-видимому, потому, что движется вниз светящимися ступенями, характерная длина которых составляет 50 м, а интервал времени между ступенями — около 50 мкс. В интервалах между ступенями ступенчатый лидер не светится, или, более правильно, он светится

недостаточно сильно, чтобы его можно было зарегистрировать на фотопленку при помощи камеры Бойса или барабанной камеры. Каждая ступень лидера становится яркой и видимой за время, меньшее 1 мкс. Был сфотографирован тусклый канал между вершиной ступени и основанием облака. На рис. 1.3 показаны ступени длиной 50 м в виде наконечников стрел на тускло светящемся



Р и с. 1.4. Фотография ступенчатого лидера, полученная с неподвижным объективом и движущейся пленкой. С левой стороны фотографии интенсивность лидера значительно увеличена. Это увеличение достигается изменением экспозиции при репродуцировании. На фотографии воспроизведена молния на Монте Сан Сальваторе вблизи Лугано, Швейцария, которая впервые опубликована Бергером и Фогельзангером [4].

канале, который простирается вверх к облаку. Фотография ступенчатого лидера, полученная с помощью барабанной камеры, показана на рис. 1.4. Характерная средняя скорость ступенчатого лидера во время прохождения к земле составляет $1,5 \cdot 10^5$ м/с. Следовательно, для прохождения расстояния в 3 км необходимо около 20 мс. Типичный ступенчатый лидер, когда он подходит к земле, содержит отрицательный заряд около 5 Кл. Средний ток в ступенчатом лидере, способный перенести такое количество электричества за десятки миллисекунд, должен иметь порядок 100 А. Диаметры светящихся ступенчатых лидеров, измеренные фотографическим способом, заключены в интервале от 1 до 10 м. Большинство исследователей полагают, что ток ступенчатого лидера протекает по

узкому проводящему стержню в центре наблюдаемого лидера и что большой диаметр светимости вызван окружающей стержень короной. Несомненно, электрические явления и явления светимости, происходящие в ступенчатом лидере, по длительности и протяженности много меньше наблюдаемых. Сводка данных о ступенчатом лидере приведена в табл. 1.1.

1.3. ВОЗВРАТНЫЙ УДАР

Когда заряженная до высокого отрицательного потенциала колонна благодаря ступенчатому лидеру приближается к земле, результирующее электрическое поле у земли имеет достаточно большую напряженность, чтобы вызвать движущиеся от земли к вершине лидера разряды. Если один из этих разрядов придет в контакт с лидером, нижняя часть последнего будет эффективно связана с потенциалом земли, в то время как его остальная часть будет иметь отрицательный потенциал и отрицательный заряд. Ситуация до некоторой степени аналогична той, которая возникает при коротком замыкании в линии передач, заряженной до постоянного потенциала. Канал лидера действует подобно линии передач (нелинейной и с потерями), поддерживая весьма сильную светимость возвратного удара. Волновой фронт возвратного удара (ионизированный волновой фронт электрического поля высокой напряженности) переносит потенциал земли по пути, ранее сделанному ступенчатым лидером. Волновой фронт возвратного удара распространяется обычно со скоростями, составляющими от $1/3$ до $1/10$ скорости света, проходя расстояние между основанием облака и землей за время порядка 70 мкс. В области между волновым фронтом возвратного удара и землей текут большие токи. Избыток отрицательного заряда, сосредоточенный в канале лидера, снижается к земле через канал, имеющий высокую проводимость ниже волнового фронта возвратного удара. Токи, измеренные у земли, лежат в интервале от 10 до 20 кА в течение нескольких микросекунд и падают до половины пикового значения за 20 — 60 мкс. Токи порядка сотен ампер могут длиться в течение нескольких миллисекунд.

Исходная плотность газа в канале возвратного удара характерна для лидера, в то время как исходная температура в этом канале, вероятно, много выше, что вызвано увеличением энергии канала при распространении возвратного удара. Следовательно, давление в канале будет превышать давление окружающего воздуха, и канал будет расширяться. Видимо, это расширение происходит со сверхзвуковой скоростью, создавая ударную волну, которая вызывает слышимый нами гром. Полагают, что фаза ударной волны, возникающей при расширении канала, продолжается от 5 до 10 мкс. Плотность газа в тонкесущем канале за ударной волной уменьшается по мере распространения этой волны. В последней части фазы ударной волны температура канала, измеренная спектроскопическим способом, близка к 30 000 К. После фазы ударной волны расширение канала завершается, и высокотемпературный канал с низким давлением приближается по давлению относительно окружающего воздуха за микросекунды или десятки микросекунд к почти равновесному состоянию. Когда достигается равновесие давлений, диаметр канала, вероятно, составляет несколько сантиметров.

1.4. СТРЕЛОВИДНЫЙ ЛИДЕР

После прекращения тока в импульсе вспышка может завершиться. С другой стороны, если существует возможность подвода дополнительных зарядов к вершине канала, во вспышке возможны дополнительные импульсы. (Вспышка в таком случае называется многоимпульсной.) Вообще последующий импульс отводит заряд из все более высоких участков N -области облака. Перенос этого заряда становится возможным в результате действия между импульсами так называемых процессов K -стримера и J -стримера, представляющих электрические разряды между вершиной предыдущего возвратного удара и верхней областью отрицательного заряда. Если подводится дополнительный заряд к бездействующему каналу возвратного удара за время, меньшее примерно 100 мс, то непрерывный, или *стреловидный лидер* проходит этот канал возвратного удара, увеличивая степень ионизации в нем,

распределяя заряд вдоль канала и приближая потенциал земли к потенциалу облака. Стреловидный лидер, таким образом, предваряет стадию второго (или любого последующего) возвратного удара. По-видимому, стреловидный лидер представляет собой светящуюся часть канала длиной около 50 м, которая движется равномерно к земле со скоростью около $2 \cdot 10^6$ м/с, что на порядок превышает среднюю скорость ступенчатого лидера. Схематический рисунок фотографии стреловидных лидеров, полученной с помощью барабанной камеры, приведен на рис. 1.3, а фотография стреловидного лидера, полученная с помощью камеры Бойса, дана на рис. 2.6. Полагают, что в канале стреловидного лидера распределяется меньший заряд, чем в ступенчатом лидере. Кроме того, стреловидный лидер в общем случае не ветвится так, как ступенчатый лидер. Если ток в предыдущем возвратном ударе прекратился более 100 мс назад, то может появиться стреловидно-ступенчатый лидер, который начинает распространяться по прекратившему действовать каналу как непрерывный лидер, однако в некоторой точке он превращается в ступенчатый лидер. Если ступени продвигаются по первоначальному каналу, они короче по длине и разделены меньшими интервалами времени, чем у ступенчатого лидера, предшествующего первому возвратному удару. Когда ступени проходят не по первоначальному каналу, то они напоминают ступени лидера первого импульса. Если ток в предыдущем возвратном ударе прекратился относительно давно, скажем, несколько сотен миллисекунд назад, то любому последующему возвратному удару будет предшествовать ступенчатый лидер, путь которого отличается от пути распавшегося канала. Некоторые данные о стреловидных лидерах приведены в табл. 1.1.

1.5. ЕЩЕ О РАЗРЯДАХ И ВСПЫШКАХ

Первый возвратный удар во вспышке обычно сильно ветвится по направлению к земле, так же как и предшествующий ему ступенчатый лидер. Последующие возвратные удары, распространяющиеся вслед за стреловидными лидерами, ветвятся слабо. Первые возвратные удары имеют меньшие скорости распространения, меньшие скорости

нарастания тока на землю, бóльшие времена пикового тока и обычно переносят больший заряд, чем последующие возвратные удары.

Время между ударами, которые следуют по одному пути, может равняться десятым долям секунды, если в канале между ударами течет слабый ток. По-видимому, достаточный уровень проводимости канала поддерживается течением тока, и канал готов для стреловидного лидера только после того, как этот непрерывный ток прекратится. Вспышки молнии, которые содержат по крайней мере один интервал непрерывного тока, переносят на землю отрицательный заряд, примерно в два раза больший, чем вспышки, состоящие из дискретных импульсов. Сообщалось, что вспышки, состоящие из дискретных импульсов (называемые в литературе дискретными вспышками), и вспышки, имеющие интервалы непрерывного тока (называемые гибридными вспышками), случаются в Нью-Мексико примерно с одинаковой частотой.

Наблюдалось, что последовательность лидер — возвратный удар может происходить в одной вспышке до 26 раз. Однако интенсивность светимости канала или его части может внезапно возрасти, причем увеличению светимости не предшествует лидерный процесс. Светимость канала между точкой разветвления ступенчатого лидера и землей возрастает, когда возвратный удар достигает точки ветвления. Это увеличение светимости известно как компонент, связанный с ветвлением. Увеличение светимости всего канала от облака до земли называется световым *M*-компонентом. *M*-компоненты часто возникают, когда светимость канала низка, и поэтому могут быть ошибочно восприняты как отдельные дискретные импульсы. Фотография *M*-компонента, полученная с помощью камеры Бойса, приведена на рис. 2.6.

1.6. ВНУТРИОБЛАЧНЫЕ РАЗРЯДЫ

Внутриоблачные разряды обычно происходят между центрами верхнего положительного и нижнего отрицательного зарядов. Общая продолжительность разряда порядка 0,2 с. В течение этого времени в облаке наблюдается слабая непрерывная светимость. Предполагают, что за

этот период лидер преодолевает препятствие между двумя центрами зарядов. На непрерывную светимость накладывается ряд относительно ярких импульсов светимости, продолжительность которых составляет около 1 мс. На основании измерений электрических полей полагают, что импульсы светимости являются результатом относительно слабых возвратных ударов, возникающих при условии, когда распространяющийся лидер свяжет области противоположной полярности. Общая величина заряда, который нейтрализуется во внутриоблачном разряде, вероятно, порядка величины заряда, протекающего в разряде облако — земля.

1.7. ИМПУЛЬСЫ, НЕСУЩИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ ЗАРЯД К ЗЕМЛЕ

Обычный ступенчатый лидер способствует стеканию отрицательного заряда из облака к земле. Изредка наблюдались ступенчатые лидеры, по которым стекал к земле положительный заряд*. В период таких «положительных» импульсов токи измерялись непосредственно во время разрядов на оснащенные измерительными приборами вышки. Для положительных импульсов характерны относительно медленное нарастание тока (примерно в пять раз медленнее, чем для отрицательных импульсов) и относительно большой перенос заряда (примерно в три раза больше, чем для отрицательного импульса), причем максимальная измеренная величина составляла около 300 Кл. Положительные разряды редко содержат более одного импульса.

1.8. ИМПУЛЬСЫ С ЛИДЕРАМИ, РАЗВИВАЮЩИМИСЯ ВВЕРХ

Ступенчатые лидеры, которые движутся вверх по направлению к облаку, часто развиваются с таких высоких зданий, как Эмпайр стейт билдинг или с башен на горах.

* Поскольку достаточной подвижностью для обеспечения тока лидера обладают только электроны, лидер заряжается положительно благодаря потоку электронов от вершины лидера в положительно заряженную область, из которой начинается лидер.

Движущиеся вверх лидеры могут нести как положительный, так и отрицательный заряды. Наблюдались оба типа лидеров. Движущийся вверх положительно заряженный лидер создает ток того же направления, что и движущийся вниз обычный ступенчатый лидер, несущий отрицательный заряд. По-видимому, когда движущийся вверх лидер, несущий положительный заряд, достигает облака, возвратного удара не происходит. Обычно ток лидера, измеренный на земле, плавно переходит в более или менее непрерывный ток в несколько сотен ампер. За начальной фазой разряда могут следовать одна или более обычных комбинаций: переносящий к земле отрицательный заряд движущийся вниз стреловидный лидер — движущийся вверх возвратный удар. Сообщалось, что движущиеся вверх лидеры, несущие отрицательный заряд, могут быть изредка связаны с движущимися вниз лидерами (по-видимому, несущими положительный заряд), причем по измерениям точки слияния находились выше точки зарождения движущегося вверх лидера почти на 2 км. Многоимпульсные вспышки, несущие положительный заряд к земле, редки, как это отмечалось в предыдущем разделе.

1.9. ДРУГИЕ ТИПЫ МОЛНИЙ

Существует много различных типов молний. Зарница (тепловая молния) представляет собой молнию или свечение облака, вызванное молнией, не сопровождающееся громом. По-видимому, эти разряды достаточно далеки от наблюдателя, так что гром услышать нельзя. Как будет показано в гл. 6, гром редко можно услышать дальше 25 км от разряда молнии. Полосчатая молния — название дано из-за характерного полоскообразного освещения облака молнией. Ракетообразной молнией называют очень длинный разряд в атмосфере, который создает впечатление относительно медленного развития разряда вдоль канала. Ленточная молния образуется в том случае, когда за время между импульсами канал разряда облако — земля смещается (возможно, ветром). Импульсы в такой вспышке представляются разделенными в горизонтальном направлении, хотя глаз фиксирует все ленты одновременно. Четочная молния — это такая форма молнии, канал ко-

торой разбивается (или кажется разбитым) на светящиеся фрагменты, длина которых составляет обычно несколько десятков метров. По-видимому, эти «четки» существуют дольше, чем обычный канал разряда облако — земля. Краткое обсуждение четочной молнии дано в приложении Б. Шаровой молнией называются подвижные светящиеся сферы, которые наблюдаются во время гроз. Типичная шаровая молния имеет диаметр 20 см и время жизни несколько секунд. Какое-либо удовлетворительное объяснение этому явлению отсутствует. Краткое обсуждение шаровой молнии дано в приложении В.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ashmore S. E., Unusual Lightning, *Weather*, 5, 331 (1950).
2. Baskin D., Lightning without Clouds, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 33, 348 (1952).
3. Berger K., Novel Observations on Lightning Discharges, Results of Research on Mount San Salvatore, *J. Franklin Inst.*, 283, 478—525 (1967).
4. Berger K., Vogelsanger E., Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1955—1963 auf dem Monte San Salvatore, *Bull. SEV*, 56, 2—22 (1965).
5. Berger K., Vogelsanger E., Photographische Blitzzuntersuchungen der Jahre 1955—1965 auf dem Monte San Salvatore, *Bull. SEV*, 57, 1—22 (1966).
6. Brook M., Kitagawa N., Some Aspects of Lightning Activity and Related Meteorological Conditions, *J. Geophys. Res.*, 65, 1203—1210 (1960).
7. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J., Quantitative Study of Strokes and Continuing Currents in Lightning Discharges to Ground, *J. Geophys. Res.*, 67, 649—659 (1962).
8. Coroniti S. C. (ed.), Theories of Charge Generation in Thunderstorms, Problems of Atmospheric and Space Electricity, American Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 237—320.
9. Gifford T., Aircraft Struck by Lightning, *Meteorol. Mag.*, 79, 121—122 (1950).
10. Gisborne H. F., Lightning from Clear Sky, *Mon. Weather Rev.*, 56, 108 (1928).
11. Godlonton R., A Remarkable Discharge of Lightning, *Nature*, 53, 272 (1896).
12. Hagenuth J. W., Anderson J. G., Lightning to the Empire State Building, Pt. 3, *Trans. AIEE*, 71, (pt. 3), 641—649 (1952).
13. Hoddinnott M., Unusual Lightning, *Weather*, 5, 331 (1950).
14. Kitagawa N., Brook M., Workman E. J., Continuing Currents in Cloud-to-ground Lightning Discharges, *J. Geophys. Res.*, 67, 637—647 (1962).

15. M a l a n D. J., Les décharges dans l'air et la charge inférieure positive d'un nuage orageux, *Ann. Geophys.*, 8, 385—401 (1952).
16. M a l a n D. J., *Physics of Lightning*, The English Univ. Press Ltd., London, 1963.
17. M c C a u g h a n Z. A., A Lightning Stroke Far from the Thunderstorm Cloud, *Mon. Weather Rev.*, 54, 344 (1926).
18. M y e r s F., Lightning from a Clear Sky, *Mon. Weather Rev.*, 59, 39—40 (1931).
19. S c h o n l a n d B. F. J., The Lightning Discharge, *Handbuch der Physik*, Bd. 22, Springer-Verlag, 1956, S. 576—628.
20. V o n n e g u t B., Electrical Behavior of an Airplane in a Thunderstorm, Arthur D. Little, Inc., Cambridge, Mass., February, 1965. (Available from Defense Documentation Center as AD 614 914.)
21. W i l l i a m s D. P., B r o o k M., Magnetic Measurement of Thunderstorm Currents, (1) Continuing Currents in Lightning, *J. Geophys. Res.*, 68, 3243—3247 (1963).
22. W o r k m a n E. J., B r o o k M., K i t a g a w a N., Lightning and Charge Storage, *J. Geophys. Res.*, 65, 1513—1517 (1960).
23. W r i g h t J. B., A Thunderstorm in the Tropics, *Weather*, 5, 230 (1950).

Фотографирование молний

2.1. РАННИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Во время наблюдения грозы из своего дома в Илинге я мог иногда ясно различить появляющееся в разряде мерцание, а в одном случае яркость разряда изменялась по крайней мере раз пять или шесть, причем достаточно медленно для того, чтобы можно было глазом уловить изменения в яркости, не теряя вместе с тем впечатления одной-единственной вспышки... Камера двигалась в горизонтальной плоскости относительно объектива как центра вращения со скоростью приблизительно один разворот за $\frac{3}{4}$ секунды... Я надеялся, что за счет движения камеры можно будет разделить последовательные компоненты вспышек, и это мне удалось.

Хофферт Х. Х., Прерывистые вспышки молний, *Phil. Mag.*, 28, 106—109 (1889).

Хофферт [17] опубликовал фотографии нескольких многоимпульсных вспышек. Он установил, что импульсы в данной вспышке были одинаковыми по форме, и отметил, что первый импульс в одной трехимпульсной вспышке был разветвлен, в то время как последующие импульсы не разветвлялись. Он сообщил также, что в некоторых случаях существует непрерывное свечение между импульсами. По оценке Хофферта, время между последующими импульсами заключено в интервале 0,1 — 0,2 с, что, вероятно, несколько завышено. Вебер [50] также получил фотографии молний с разрешением отдельных импульсов, что было достигнуто быстрым движением обычной фотографической камеры из стороны в сторону в горизонтальной плоскости. Одна из первых фотографий с разрешением импульсов была получена Кайзером [20], который, используя стационарную камеру, сфотографировал разделенные в пространстве импульсы вспышки (ленточная молния). Кайзер представил доказательства, что импульсы разделялись ветром.

В начале столетия Вальтер [49] в Германии опубликовал результаты ряда тщательных экспериментов по фотографированию молний камерой, движение которой контролировалось часовым механизмом. Он измерил с хорошей точностью время между импульсами и сфотографировал лидер, предшествующий первому импульсу; полученное разрешение во времени было недостаточным, чтобы обнаружить ступенчатость первого лидера. Он отметил, что направленное к земле разветвление первого импульса во вспышке молнии было обусловлено разветвлением движущегося к земле лидера.

Другие фотографические измерения молнии были выполнены Ларсеном [23] в США. Он измерил время между импульсами и в одном случае зарегистрировал вспышку, которая, по-видимому, состояла из 40 импульсов. Никаких стреловидных лидеров не было обнаружено, вероятно, из-за того, что некоторые из предполагаемых «импульсов» представляли собой увеличение светимости канала под действием *M*-компонентов [27, 53]. Ларсен сообщил, что в среднем на вспышку приходилось пять или шесть импульсов.

2.2. КАМЕРА БОЙСА

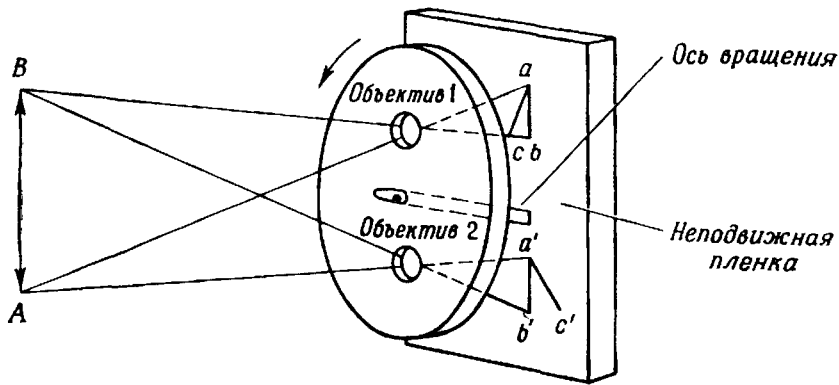
Вернемся к 1900 г. Мне хотелось получить какие-либо экспериментальные данные, если это возможно, о развитии разряда молнии. Впечатление, что молния распространяется сверху вниз, весьма обычно, изредка наблюдатели утверждали, что она распространяется кверху... Мне хотелось провести решающий эксперимент... План состоял в том, чтобы взять пару одинаковых объективов (специально предназначенных для стереоскопической съемки) и укрепить их на диске, который можно было бы вращать вручную через передаточный механизм с любой желаемой скоростью. В изготовленном мною аппарате я мог приводить в движение диск с любой скоростью (до сорока оборотов в секунду). Центры объективов располагались на расстоянии 4 дюймов друг от друга; два изображения вспышки молнии приводились в движение в противоположных направлениях с любой скоростью примерно до 40 футов в секунду, и если бы вспышка в каждой своей части была «мгновенной», можно было бы наблюдать разницу во времени между двумя концами вспышки, равную $1/40000$ с. Если бы, например, вспышка была вертикальной и объективы в момент вспышки были бы один над другим, то первое изображение было бы наклонено в одном направлении, а второе — в другом, и тем больше, чем продолжительнее вспышка. Если бы молния не была в любой части «мгновенной» (т. е. если бы она длилась достаточно долго, чтобы ее изображение на пленке размылось,

т. е. $1/40000$ с или больше), оба ее изображения постепенно сходили бы на нет, но это происходило бы в разные стороны, и по резкой стороне изображения можно было провести сравнения...

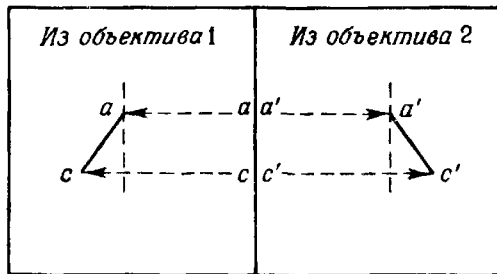
Я изготовил такой аппарат в 1900 г. и возил его повсюду с собой (например, на сессию Британской Ассоциации в Глазго в 1901 г.), и только однажды сфотографировал несколько неплохих на вид вспышек, но на проявленных пластинках ничего не было! Я продолжаю заниматься этим вот уже двадцать шесть лет, но еще не добился успеха в получении хотя бы одной фотографии.

Б о й с С. В., Развитие молнии, Nature, 118, 749—750 (1926).

На рис. 2.1 приведена схема первоначальной камеры Бойса, показывающая принцип ее действия. Фотография,



a

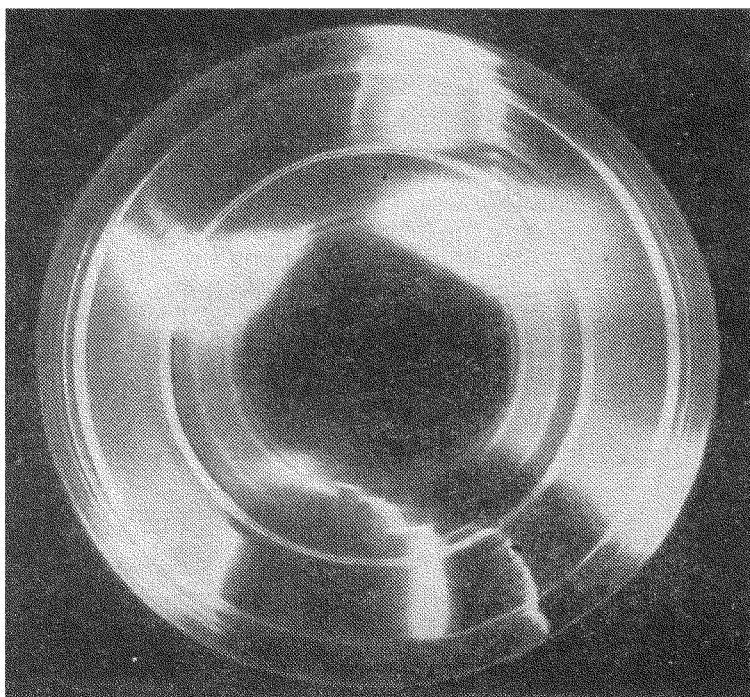


б

Р и с . 2.1. a — схема камеры Бойса с подвижными объективами и неподвижной пленкой. Освещенность распространяется от A к B, приводя к изображению на пленке ab ($a'b'$), если диск с объективами неподвижен, и к ac ($a'c'$), если диск вращается б — помещая фотографии рядом, можно определить время распространения освещенности от A к B из соотношения $(cc' - aa')/2v$, где v — скорость движения объективов.

полученная с помощью камеры Бойса, приведена на рис. 2.2.

В конце концов Бойс [5] получил фотографии молнии при помощи своей камеры, а Холлидей [15] сделал это несколько лет спустя. Выводы Бойса и Холлидея, основанные на фотографиях, были, очевидно, ошибочными.

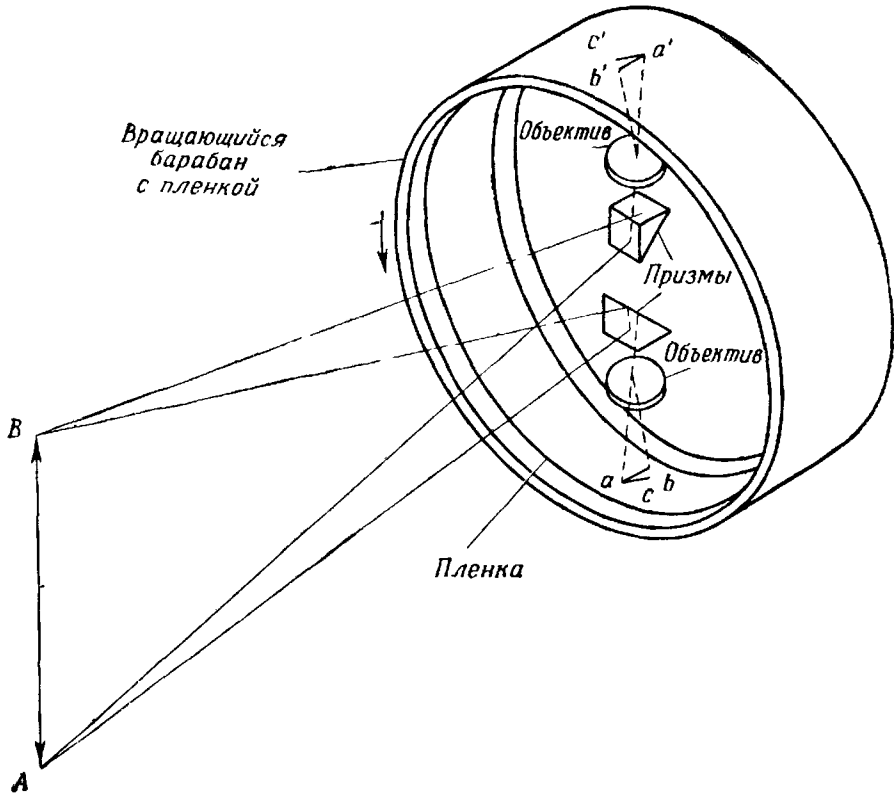


Р и с . 2.2. Фотография, полученная с помощью камеры Бойса. Время увеличивается в направлении движения часовой стрелки, причем 360° соответствуют 17 мс. Следы ступенчатого лидера разбросаны по всему кругу. Стреловидные лидеры запечатлены в верхней левой и нижней правой частях фотографии. Светящиеся окружности — следы городского освещения (фотография получена Кридером около Таксона, Аризона).

Они нашли импульсы, светимость которых одновременно распространялась от облака и от земли к точке встречи между облаком и землей. Холлидей, кроме того, нашел два импульса, которые начинались в точке, лежащей выше земли, и распространялись одновременно вверх и вниз. Бойс отметил, что не придает значения грубым числовым результатам, полученным из его первых экспериментов.

Как было показано, камера Бойса может быть полезным рабочим инструментом для исследования молнии.

В 1929 г. Бойс [6] дал детальное описание улучшенного варианта камеры. Два объектива монтировались один над другим и были неподвижны; пленка, которая



Р и с . 2.3. Схема усовершенствованной камеры Бойса с подвижной пленкой и неподвижной оптической системой. Освещенность распространяется от A к B , приводя к изображению на пленке ab ($a'b'$), если барабан с пленкой неподвижен, и к ac ($a'c'$), если барабан вращается [35].

укреплялась на внутренней поверхности цилиндрического барабана, была подвижной. Чертеж этой камеры приведен на рис. 2.3. Было разработано много вариантов первых камер Бойса. Особый интерес представляют камеры Малана [25, 28].

Время разрешения двухлинзовой камеры Бойса в лучшем случае составляет 1 мкс. Такое время разрешения необходимо, чтобы однозначно регистрировать распрост-

раняющийся с большой скоростью возвратный удар молнии. Лидерные процессы, однако, могут наблюдаться с помощью барабанной камеры, т. е. однолинзовой камеры с быстро движущейся пленкой. При использовании барабанной камеры пренебрегают искажением возвратного удара молнии (видимый возвратный удар завершается менее чем за 100 мкс), и он используется как начало отсчета для более медленных лидеров. (Для перемещения от облака до земли стреловидному лидеру необходимо время порядка 1 мс, а ступенчатому лидеру порядка 10 мс.) Последние измерения, выполненные при помощи барабанной камеры с движущейся пленкой, в принципе мало отличаются от измерений, выполненных Хоффертом, Вебером, Вальтерсом и Ларсеном с использованием камер, которые перемещались вручную или автоматически.

2.3. ИССЛЕДОВАНИЯ В ЮАР

2.3.1. Введение

Несмотря на отсутствие прямых доказательств, обычно полагают, что первая стадия, предваряющая искровой пробой, заключается в прохождении лавины электронов от катода к аноду. Предполагают, что действительный пробой происходит после прохождения этой лавины и имеет вид распространяющегося от анода к катоду термически ионизированного языка.

Мы получили недавно, по-видимому, весьма четкое доказательство существования этих явлений для вспышки молнии, исследование которой проводилось камерой с вращающимися объективами (типа камеры, изобретенной профессором Бойсом).

Ш о н л а н д В. Ф. Дж. и К о л л е н с Х., Развитие молниевое удар, *Nature*, 132, 407—408 (1933).

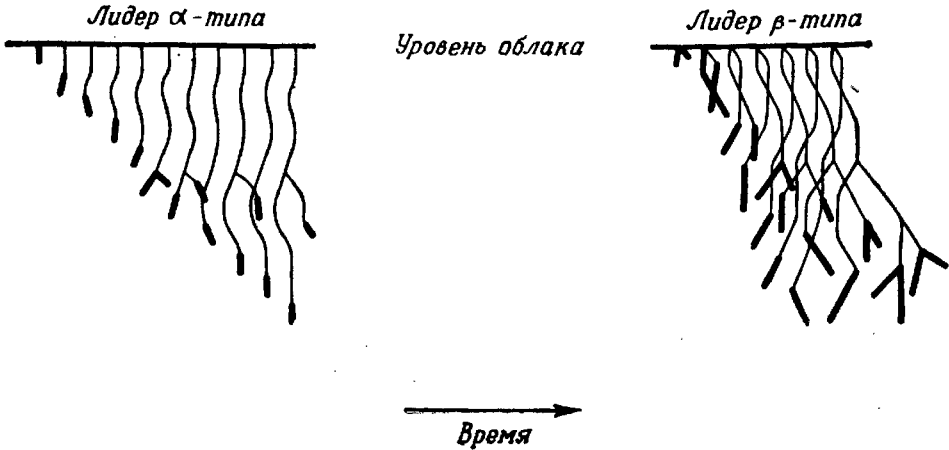
Так начинается одна из первых статей, в которой приведены результаты, полученные в ЮАР при помощи камеры Бойса и электрических измерений разряда молнии. Эти результаты отражены в 10 основных публикациях [9, 30 — 33, 39, 43—46]. Кроме того, особый интерес представляют обзорная статья Шонланда [41] и книга Малана [29].

В 1933 г. Шонланд и Колленс опубликовали предварительные результаты обработки фотографий 45 импульсов (11 вспышек), полученных Колленсом, и 5 импульсов молнии, полученных Холлидеем. Были проанализированы 28 лидеров, движущихся к земле. Большинство из них, если не все, были связаны с неразветвленными возвратными ударами. По-видимому, на фотографиях был стреловидный лидер, т. е. лидер, который предшествует импульсу, следующему за первым. Шонланд и Колленс первыми представили количественные доказательства того, что возвратный удар развивается по направлению вверх, от земли к облаку. Годом позднее Шонланд и Колленс опубликовали подробные результаты анализа 45 молниевых импульсов (11 вспышек), сфотографированных Колленсом. Средняя прямолинейная скорость *, найденная для стреловидного лидера, составляла $1,4 \cdot 10^7$ м/с и для возвратного удара $3,8 \cdot 10^7$ м/с. Измеренная длина стрелы не превышала 54 м. В 1935 г. Шонланд, Малан и Колленс впервые обнаружили ступенчатый характер лидера, предшествовавшего первому импульсу во вспышке. Была дана схема вспышки молнии, аналогичная приведенной на рис. 1.3. Наиболее часто встречающаяся величина эффективной скорости ступенчатого лидера составляла $1,5 \cdot 10^5$ м/с. Сообщалось о существовании стреловидно-ступенчатого лидера. Было показано, что интенсивность первого импульса во вспышке обычно больше, чем последующих импульсов. В статьях 1933—1935 гг. можно найти данные, которые до сих пор (до того времени, когда писалась эта книга) составляют значительную долю того, что известно о молнии. В этих и последующих статьях из ЮАР были представлены и обсуждены в деталях результаты, полученные при обработке фотографий молний. Ниже мы рассмотрим их.

* Скорости, рассчитанные из фотографий, полученных с помощью камеры Бойса или барабанной камеры, только тогда соответствуют истинной скорости, если канал молнии прямолинейен и направлен вертикально. Если канал извилист, то действительная скорость может быть значительно больше, чем скорость, измеренная по прямой. Если канал направлен не вертикально, то истинная скорость будет примерно на 10% больше, чем рассчитанная скорость.

2.3.2. Ступенчатый лидер

Ступенчатые лидеры могут быть разделены по длине ступени и по средней скорости движения к земле на два класса: α и β [39]. Ступенчатые лидеры типа α имеют низкую и относительно одинаковую среднюю скорость ($\sim 1,0 \cdot 10^5$ м/с) по всему пути от основания облака до



Р и с . 2.4. Схема фотографий ступенчатых лидеров α - и β -типа, полученных с помощью барабанной камеры.

земли. Ступени лидеров типа α обычно короче, чем ступени β -лидеров, и не меняются заметно ни по длине, ни по яркости. Лидеры α -типа имеют более слабую светимость, чем лидеры β -типа. Шонланд [41] установил, что большинство лидеров, сфотографированных в ЮАР, относятся, по-видимому, к типу α . Однако электрические измерения указывают, что преобладают лидеры β -типа. Лидеры β -типа имеют относительно длинные довольно яркие ступени и высокую среднюю скорость перемещения к земле (обычно в диапазоне от $8 \cdot 10^5$ до $2,4 \cdot 10^6$ м/с). Они также характеризуются значительным ветвлением ниже основания облака. Когда лидер β -типа приближается к земле, его скорость уменьшается и он становится похожим на лидер α -типа. Схемы фотографий α - и β -лидеров, полученных барабанной камерой, показаны на рис. 2.4. В табл. 2.1 приведены средние скорости движения к земле для ряда α - и β -лидеров.

Таблица 2.1

Средние скорости направленных к земле ступенчатых лидеров типа α и β в ЮАР [41]

| Скорость, 10^{-5} м/с | Число лидеров типа α | Число лидеров типа β и разрядов в атмосфере |
|----------------------------|--------------------------------|---|
| 1,0—2,0 | 27 | |
| 2,0—3,0 | 9 | |
| 3,0—4,0 | 13 | |
| 4,0—5,0 | 4 | |
| 5,0—6,0 | 3 | 1 |
| 6,0—7,0 | 2 | 1 |
| 7,0—8,0 | 2 | 1 |
| 8,0—9,0 | | 3 |
| 9,0—10,0 | | 2 |
| 10,0—11,0 | | 2 |
| 11,0—12,0 | | 2 |
| 12,0—13,0 | | 1 |
| 17,0—18,0 | | 1 |
| 20,0—21,0 | | 1 |
| 23,0—24,0 | | 1 |
| 25,0—26,0 | | 1 |

Имеются два важных видоизменения лидера β -типа [39]. Они называются β_1 и β_2 . Лидер β_1 -типа отличается от нормального β -лидера тем, что его скорость претерпевает *заметный* разрыв в некоторой точке на пути к земле. Перед разрывом он сильно ветвится и движется со средней скоростью около $0,6 - 2,6 \cdot 10^6$ м/с. После разрыва лидер становится по существу лидером α -типа с несколькими ветвями, слабо светящимися, со средней скоростью движения около $0,7 - 3,2 \cdot 10^5$ м/с. В табл. 2.2 приведены свойства β_1 -лидера.

Лидеры типа β_2 отличаются от обычных β -лидеров тем, что во время второй медленной стадии около земли канал β_2 -лидера освещается стреловидным лидером, быстро проходящим от основания облака к вершине лидера. Обширное ветвление лидера наблюдается на направленном к земле конце стрелы. Несколько таких стреловидных ли-

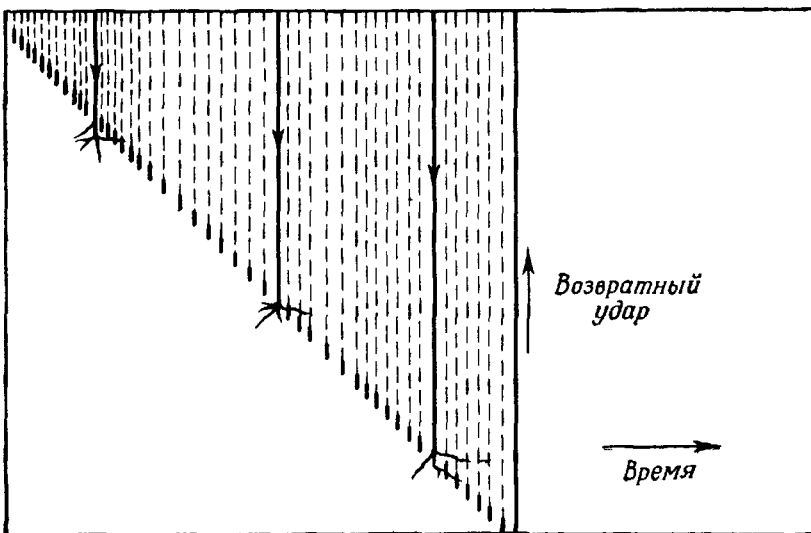
Таблица 2.2

Свойства β_1 -лидеров

Средняя скорость движения лидера к земле на первой стадии, около облака, обозначена v_1 ; на второй стадии, около земли, v_2 [46]

| Обозначение вспышки | Первая стадия | | Вторая стадия | |
|---------------------|---------------|--------------------|---------------|--------------------|
| | длина, км | $v_1, 10^{-5}$ м/с | длина, км | $v_2, 10^{-5}$ м/с |
| 92 | 1,12 | 11,2 | 0,64 | 0,8 |
| 77 | 0,90 | 10,0 | 1,00 | 1,9 |
| 43 | 0,48 | 16,0 | 1,44 | 1,1 |
| 140 | 1,90 | 6,3 | 1,22 | 1,3 |
| N2 | 1,00 | 7,2 | 1,54 | 3,2 |
| 139 | 1,90 | 10,0 | 1,26 | 1,4 |
| 40 | 1,15 | 26,0 | 1,90 | 10,5 |
| 135 | 1,20 | > 10,0 | 1,20 | 0,9 |
| 112 | 0,20 | — | 1,20 | 0,7 |
| 98 | 0,40 | — | 0,70 | 1,0 |

дерев могут догнать медленно движущийся ступенчатый лидер, как это схематически показано на рис. 2.5. Время между отдельными лидерами, так же как и время между



Р и с . 2.5. Схема фотографии ступенчатого лидера β_2 -типа, полученной с помощью барабанной камеры.

возникновением первой стадии β_2 -лидера и первой стрелой, равно примерно 0,01 с. Вторая стадия β_2 -лидера является самой медленной стадией, обладающей наименьшей светимостью из всего лидерного процесса. Скорость лидера существенно не изменяется до и после появления стрелы. В табл. 2.3 приведены примеры свойств β_2 -лидера. Воркман и др. [52], по-видимому, сфотографировали лидер типа β_2 , который сопровождался за время своего прохождения к земле четырьмя последовательными большими стрелами. На фотографии не обнаруживалось разрешение ступеней лидера.

Таблица 2.3

Свойства β_2 -лидеров

Средняя скорость движения лидера к земле на первой стадии, около облака, обозначена v_1 ; на второй стадии, около земли перед прохождением стреловидного лидера, v_2 ; после прохождения стреловидного лидера v_2' [46].

| Обозначение вспышки | Первая стадия | | | Вторая стадия | | | |
|---------------------|------------------------------------|-----------|--------------------|---------------|--------------------|-----------|---------------------|
| | время перед прохождением стрелы, с | длина, км | $v_1, 10^{-6}$ м/с | длина, км | $v_2, 10^{-4}$ м/с | длина, км | $v_2', 10^{-5}$ м/с |
| 102 | 0,0082 | 1,2 | 2,0 | 0,72 | 9,0 | 0,48 | 1,3 |
| 92 | 0,0090 | 0,5 | 0,9 | 0,80 | 9,2 | 0,64 | 0,7 |
| 92 | 0,0067 | 1,6 | 2,6 | 0,31 | 5,0 | 0,61 | 2,0 |
| ВХ | 0,0032 | 0,9 | >1,0 | 0,40 | 12,0 | 0,40 | 1,2 |

Определенные вариации в длине ступеней, измеренной фотографическим способом, совершенно неизбежны из-за изменения проекции ступеней на плоскость наблюдения. Измеренные длины ступеней лежат в пределах от 10 до 200 м. Найдено, что из первых 21 лидера, фотографии которых были пригодны для измерения длины ступеней, 15 имели длину ступеней между 20 и 85 м [41]. Обычно находят, что длина ступени и яркость ступени увеличивается с возрастанием средней скорости лидера. Как для α -, так и для β -лидеров наблюдается увеличение средней скорости и яркости ступеней в непосредственной близости к земле.

Время между ступенями для первых 21 лидера заключено в интервале между 37 и 124 мкс [41]. Для 19 из 21 лидера время между ступенями заключено в интервале 37—92 мкс. Средняя скорость движения ступенчатого лидера к земле определялась делением длины ступени на интервал времени между ступенями, поскольку ступень становится освещенной на более короткое время, чем интервал между ступенями. Для первых 21 лидера, которые рассматривались выше, средняя скорость изменялась от $2,6 \cdot 10^5$ до $2,1 \cdot 10^6$ м/с. Вообще, самые длинные ступени связаны с самыми большими интервалами между ступенями.

Скорость распространения освещенности вдоль ступени не может быть измерена при помощи камеры Бойса, так как длина ступени невелика, а время разрешения камеры в лучшем случае порядка 1 мкс. Ступени, по-видимому, становятся освещенными за время, меньшее 1 мкс. Так, для 50-метровой ступени скорость распространения освещенности вдоль ступени, вероятно, превышает $5 \cdot 10^7$ м/с. Шонланд и др. [45] отметили, что на фотографиях, полученных с помощью камеры Бойса, верхняя часть ступени лидера расширена, и предположили, что этот эффект свидетельствует о распространении освещенности в направлении к земле.

Разряды молнии, которые ослабевают при достижении земли, как известно, являются разрядами в атмосфере. Большинство разрядов в атмосфере представляют собой широко разветвленный лидерный процесс β -типа. Эти разряды в атмосфере и лидеры β -типа приведены в одной и той же колонке табл. 2.1. Некоторые разряды в атмосфере являются лидерными процессами β_2 -типа, и, как предположил Сурдильон [47], они тождественны ракетобразным молниям (разд. 1.9).

Как сообщил Шонланд [40], радиусы светимости ступенчатого лидера заключены в интервале 0,5 — 5,0 м. Эти измерения были сделаны по фотографиям, полученным камерой Бойса, и, следовательно, движение изображения лидера относительно пленки, возможно, приводит к увеличению изображения. Шонланд [40] доказывает, что дело обстоит не так, поскольку, как было установлено, ни один ступенчатый лидер не имел радиус меньше 0,5 м,

даже в тех случаях, когда направление движения пленки было параллельно ступени. Маловероятно, чтобы фотографические измерения радиуса ступенчатого лидера приводили к недооценке этого радиуса [10].

2.3.3. Стреловидный и стреловидно-ступенчатый лидеры

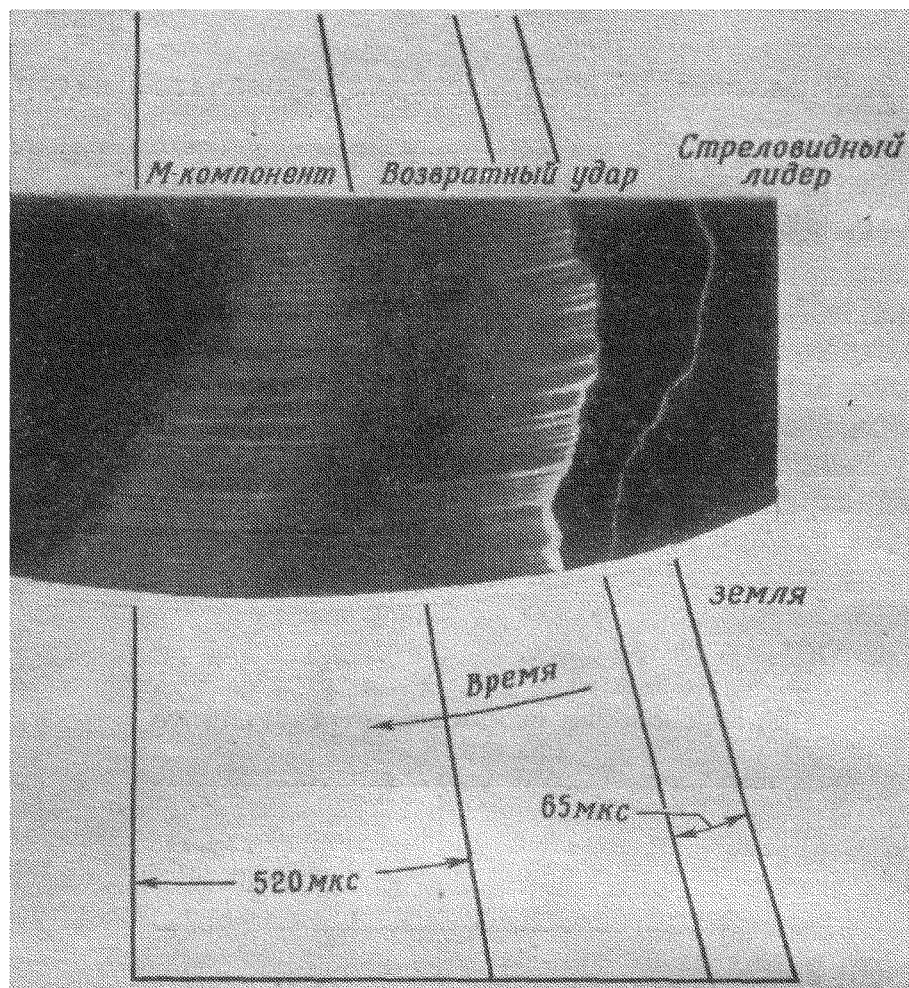
На фотографиях, полученных камерой с быстрым движением затвора, стреловидный лидер представляет собой тонкую светящуюся линию, распространяющуюся вниз от основания облака, с яркой вершиной длиной около 50 м. Из фотографий, сделанных камерой Бойса, следует, что стреловидный лидер равномерно движется к земле, обычно без разветвлений. На рис. 2.6 представлена комбинация стреловидного лидера с возвратным ударом, полученная при помощи камеры Бойса. Измеренные скорости стреловидного лидера заключены в интервале от $1,0 \cdot 10^6$ до $2,3 \cdot 10^7$ м/с с наиболее часто встречающимся значением $2,0 \cdot 10^6$ м/с (табл. 2.4). При приближении стре-

Таблица 2.4

Распределение скоростей стреловидного лидера [45]

| Интервал скоростей, 10^{-6} м/с | Число стреловидных лидеров |
|--------------------------------------|-------------------------------|
| 1,0—3,0 | 17 |
| 3,0—5,0 | 8 |
| 5,0—7,0 | 6 |
| 7,0—9,0 | 5 |
| 9,0—11,0 | 5 |
| 11,0—13,0 | 2 |
| 13,0—15,0 | 6 |
| 15,0—17,0 | 1 |
| 17,0—19,0 | 2 |
| 19,0—21,0 | 2 |
| 21,0—23,0 | 1 |

ловидного лидера к земле его скорость часто уменьшается. Кроме того, скорость стреловидного лидера связана с интервалом времени между предыдущим разрядом и по-



Р и с . 2.6. Фотография, полученная с помощью камеры Бойса, на которой запечатлены стреловидный лидер, возвратный удар и М-компонент (фотография получена Кридером около Таксона, Аризона).

явлением стреловидного лидера. Высокие скорости связаны с короткими интервалами, а низкие скорости — с длинными интервалами. Было высказано предположение [45], что этот эффект обусловлен уменьшением проводи-

мости канала со временем, причем низкие проводимости приводят к медленным стреловидным лидерам. Изменение радиуса канала во времени и увеличение плотности с уменьшением температуры также могут внести свой вклад в этот эффект (разд. 7.5 и 7.7). Вообще, чем больше интервалы между импульсами, тем больше интенсивность возвратного удара. Эти результаты отражены в табл. 2.5. Данные, полученные Бруком и Китагава о взаимосвязи между скоростью стреловидного лидера и временем между импульсами, рассматриваются в разд. 2.5.3 (рис. 2.10).

Таблица 2.5

Свойства стреловидных лидеров и последующих возвратных ударов.

Интенсивность первого удара принята за единицу [41, 45].

| Число стреловидных лидеров | Время с момента окончания предыдущего импульса, с | Средний интервал, с | Скорость, 10^{-8} м/с | Средняя скорость, 10^{-8} м/с | Интенсивность возвратного удара | Средняя интенсивность |
|----------------------------|---|---------------------|-------------------------|---------------------------------|---------------------------------|-----------------------|
| 5 | 0,005—0,12 | 0,044 | 15—22 | 19 | 0,3—0,8 | 0,46 |
| 5 | 0,07—0,48 | 0,17 | 1,7—2,8 | 2 | 1,2—5,0 | 2,2 |

Когда время между импульсами велико, стреловидный лидер может переходить от непрерывно движущегося лидера к ступенчатому лидеру, имеющему высокую скорость, малую длину ступени и короткие интервалы между ступенями. Быстрый ступенчатый лидер следует по каналу предыдущего импульса. Свойства стреловидных лидеров приведены в табл. 2.6. Иногда стреловидный или стреловидно-ступенчатый лидеры снова могут перейти в обычный ступенчатый лидер. В этом случае лидер не обязательно следует по каналу предыдущего разряда.

Таблица 2.6

Средняя скорость, средняя длина ступени и среднее время между ступенями для стреловидно-ступенчатых лидеров, предшествующих второму возвратному удару в многоимпульсной вспышке [41]

| Обозначение вспышки | Скорость, 10^{-8} м/с | Длина ступени, м | Интервал времени, мкс |
|---------------------|-------------------------|------------------|-----------------------|
| 67 | 1,2 | 9,0 | 7,4 |
| 64 | 1,1 | 10,0 | 9,0 |
| 75 | 1,0 | 7,4 | 7,4 |
| 130 | 1,7 | 25,0 | 15,0 |
| 657 | 1,7 | 13,0 | 7,8 |
| X7 | 0,48 | 12,0 | 25,0 |

2.3.4. Первые возвратные удары

Ступенчатые лидеры ветвятся книзу, и первый возвратный удар освещает эти ветви так же, как и главный канал. Освещенность первого возвратного удара распространяется вверх от земли, резко уменьшаясь в интенсивности при достижении каждой точки ветвления. Скорость возвратного удара вдоль главного канала обычно также уменьшается при достижении каждой точки ветвления. Скорость как функция от высоты канала для одного из возвратных ударов приведена в табл. 2.7. Типичная ско-

Таблица 2.7

Распределение скоростей по каналу первого возвратного удара
Величины скоростей определены с точностью до 20% [45]

| Часть канала | Скорость возвратного удара, 10^{-8} м/с |
|---|---|
| От земли до второго ответвления снизу; нижняя треть канала | 1,6 |
| От второй до третьей ветви; следующая шестая часть канала | 2,1 |
| От третьей до пятой ветви; следующая четвертая часть канала | 0,97 |
| От пятой ветви до облака; следующая четвертая часть канала | 0,55 |

рость возвратного удара у основания канала порядка $1 \cdot 10^8$ м/с, а у вершины канала порядка $4 \cdot 10^7$ м/с. Возвратный удар распространяется вдоль ветвей со скоростями, которые заключены в интервале от $1,5 \cdot 10^7$ до $1,2 \cdot 10^8$ м/с. Скорость движения возвратного удара вдоль ветви обычно превышает скорость распространения по главному каналу у точки разветвления.

Шонланд [38] измерил по фотографиям радиусы канала возвратного удара и нашел, что они лежат в интервале от 7,5 до 11,5 см. Радиусы ветвей, как он установил, заключены в интервале от 5,5 до 8,5 см. Измерения проводились по фотографии близкой молнии, полученной с помощью барабанной камеры, на которой различные импульсы многоимпульсной вспышки разделены в пространстве ветром (ленточная молния). Маловероятно, чтобы измерения радиуса канала, выполненные по фотографиям, привели бы к недооценке его величины [10]. Результаты измерений радиуса канала, выполненные в Аризоне на основании фотографий с хорошим разрешением, будут приведены в разд. 2.5.2.

2.3.5. Последующие возвратные удары

Стреловидный лидер, предшествующий второму удару, распространяется вниз по бездействующему уже каналу первого удара, освещая только наиболее яркие ветви первого импульса. Зачастую не освещается ни одной ветви. Таким образом, сначала главный канал подготавливается для поддержания второго возвратного удара в его прохождении от земли к облаку. Следовательно, возвратные удары, следующие за первым, обычно слабо разветвлены. Ветви, присутствующие во втором разряде, почти всегда будут исчезать в третьем импульсе. Скорость распространения возвратного удара, следующего за первым, относительно одинакова на пути прохождения от земли к облаку. Величины скоростей распространения возвратных ударов, следующих за первым, заключены в интервале от $2,4 \cdot 10^7$ до $1,1 \cdot 10^8$ м/с. Если удар распространяется вверх, освещенность последующих возвратных ударов уменьшается, но эта тенденция к уменьшению выражена не резко.

2.3.6. Световые компоненты, связанные с ответвлениями, и *M*-компоненты

Свойства компонентов, связанных с ответвлениями, и *M*-компонентов были рассмотрены Маланом и Колленсом [30] и Маланом и Шонландом [31]. В этих работах содержится много интересных фотографий и рисунков.

Когда первый возвратный удар достигает ветви, происходит увеличение яркости всего канала от начала до точки разветвления. Скорость распространения освещенности, возникающей за счет светового компонента, связанного с ветвлением, превышает 10^8 м/с. По-видимому, невозможно точно определить скорость и направление распространения освещенности: для компонентов, связанных с короткими ветвями, время разрешения камеры Бойса недостаточно, а для компонентов, связанных с длинными ветвями, край светимости так размыт, что невозможно провести какие-либо измерения.

После того как возвратный удар проникает в облако, может наблюдаться дополнительное увеличение яркости канала вдоль всей видимой его длины. Этот световой компонент называется *M*-компонентом. Часть его может быть связана с ветвлением канала внутри облака; большая же часть не связана. *M*-компоненты имеют место при слабо освещенном канале, когда, по-видимому, он еще проводит ток. По измерениям Малана и Шонланда [31] интервал времени между *M*-компонентами составляет обычно 0,3—3,0 м/с. Теми же авторами было установлено, что для данного разряда продолжительность *M*-компонентов увеличивается с каждым новым *M*-компонентом.

Работая в Нью-Мексико (разд. 2.5.3), Китагава и др. [22] установили, что время между *M*-компонентами обычно составляло 6 мс и во время первых 15 мс после возвратного удара интервал между *M*-компонентами имел тенденцию к увеличению с течением времени. Самые ранние компоненты были разделены временем менее 1 мс. После 40 мс интервалы не зависели от прошедшего времени. Данные Китагава и др. [22] относятся, по-видимому, преимущественно к *M*-компонентам, появляющимся во время непрерывной токовой фазы, которая следует за некоторыми разрядами, в то время как данные Малана и

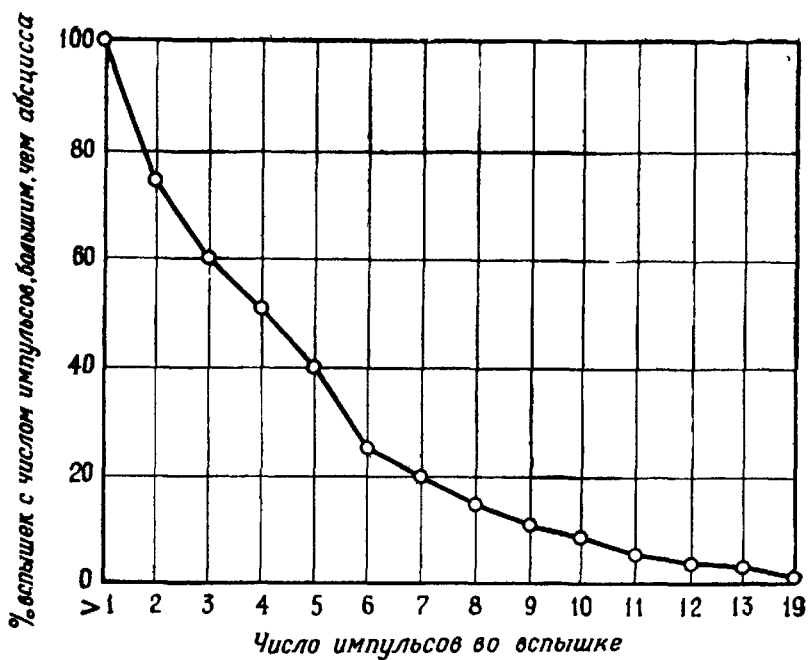
Шонланда [31] относятся преимущественно к M -компонентам, появляющимся во время слаботочного «хвоста», который следует за большинством импульсов. M -компонент виден на фотографии рис. 2.6, которая получена с помощью камеры Бойса.

2.3.7. Разное

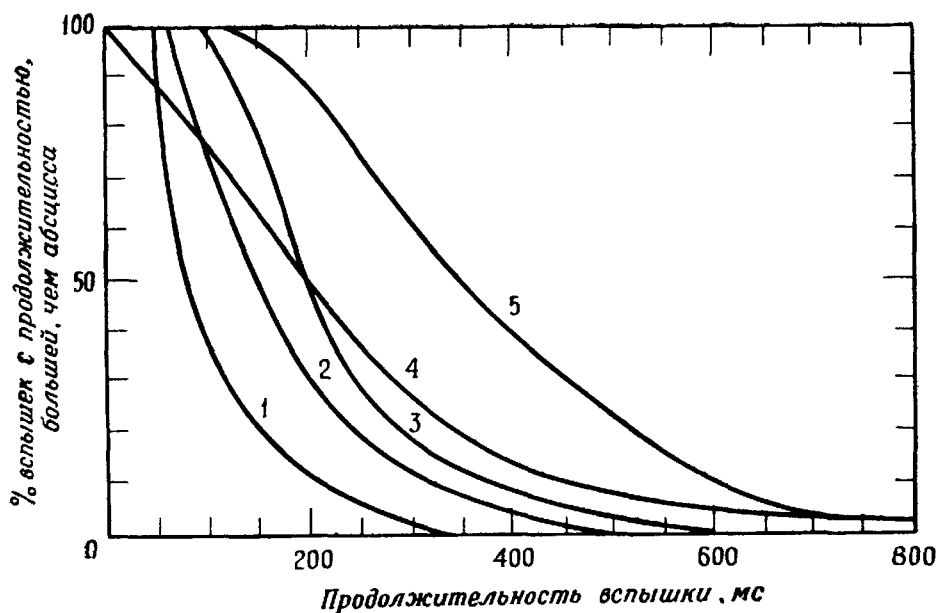
Малан [28, 29] сконструировал специальную камеру для фотографирования явлений светимости, которые создают общее диффузное освещение облака. При помощи камеры Малана регистрировалось на пленке свечение только небольшой части облака. Таким образом, решался вопрос разделения перекрывающихся изображений от большого источника. Камера, кроме того, регистрировала область между облаком и землей. Малан установил, что светимость имеет место внутри облака в течение времени между импульсами облако — земля (факт, свидетельствующий в пользу идеи J -процесса). Он также исследовал внутриоблачные молнии и нашел, что наиболее часто встречающееся время протекания внутриоблачного разряда равно 0,25 с. Было установлено, что внутриоблачные разряды имеют непрерывную светимость, сопровождающуюся ритмичным увеличением интенсивности с интервалами времени, аналогичными интервалам между импульсами облако — земля. Фотоэлектрические измерения светимости облачного разряда будут рассмотрены в разд. 3.8.

Иногда наблюдался фронт светимости, который распространялся от концов ответвлений к главному каналу возвратного удара или разряда в атмосфере. Это было названо *стримером отдачи*. В возвратных ударах светимость отдачи наблюдается после того, как возвратный удар достигает конца ветви. Скорость его распространения относительно мала, порядка $6 \cdot 10^5$ м/с [41]. Фотографии стримеров отдачи разрядов в атмосфере приводятся Огава и Бруком [37]. Связь между стримерами отдачи и внутриоблачным разрядом рассматривается в разд. 3.8.

Шонланд и Малан, как сообщил Шонланд [41], определили в ЮАР число импульсов на вспышку для 1800 вспышек. Эти данные приведены на рис. 2.7. 50% вспышек имели четыре и более разрядов, а 10% — девять и боль-



Р и с . 2.7. Частотное распределение числа импульсов на вспышку в ЮАР [41].



Р и с . 2.8. Частотное распределение общей продолжительности вспышек на землю в ЮАР. Кривая для всех вспышек включает одноимпульсные вспышки. 1 — вспышки, состоящие из 2 импульсов; 2 — из 3 импульсов; 3 — из 4 импульсов; 4 — все вспышки; 5 — вспышки, состоящие из 5—12 импульсов [27].

ше. Согласно Шонланду [41], вспышки с многими импульсами более обычны в больших фронтальных грозах, чем в слабых конвективных. Вормель [54] сообщил, что преобладающее число вспышек, исследование которых было проведено в Англии, состояло только из одного импульса.

Данные относительно общей продолжительности вспышек на землю в ЮАР, опубликованные Маланом [27], приведены на рис. 2.8. 50% вспышек имели продолжительность, равную 0,2 с или больше. Согласно Шонланду [41], после 20% всех вспышек в ЮАР, содержавших один или более импульсов, следовал непрерывный ток, продолжительность которого могла достигать 200 мс. Численные данные, касающиеся этого явления, приведены Маланом [27]. Аналогичные наблюдения, относящиеся к непрерывному току во вспышках с разрядом на землю в Нью-Мексико, обсуждаются в разд. 2.5.3.

2.4. ФОТОГРАФИРОВАНИЕ МОЛНИИ В США (1933—1949 ГГ.)

2.4.1. Введение

Первое фотографическое исследование молнии, проведенное в США, было выполнено Ларсеном [23] (разд. 2.1). Дженсен [18, 19] опубликовал результаты фотографического и электрического исследований молний и, в частности, свойства ветвимости молнии. Дженсен пришел к выводу, что из отрицательно заряженного облака молния обычно ветвится книзу. Электрические измерения Дженсена будут рассмотрены нами в гл. 3. Вскоре после того как в ЮАР были проведены первые исследования разрядов, Ллойд и Мак-Морис [24] в Соединенных Штатах, используя камеру Бойса, получили фотографии стреловидных лидеров. Результаты их работы, которая включает измерения скоростей стреловидного лидера и возвратного удара, приведены также Мак-Ичроном [34].

2.4.2. Исследования на Эмпайр стейт билдинг

Эмпайр стейт билдинг в Нью-Йорке— здание со стальным каркасом высотой около 410 м над уровнем улицы. На его вершине установлена антенна, а над ней — мол-

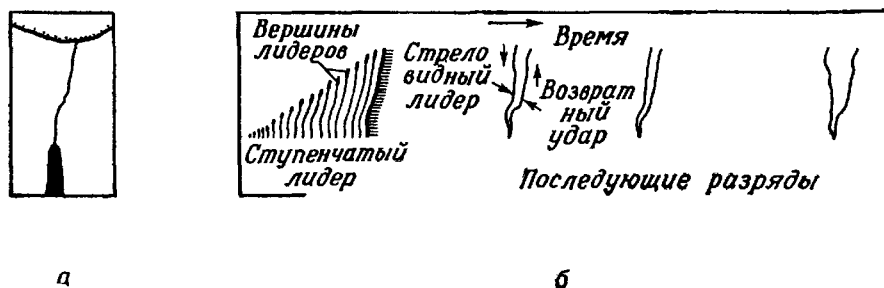
ниеотвод. С 1935 по 1949 г., исключая годы с 1942 по 1946, компанией Дженерал Электрик проводились широкие исследования молний, ударявших в это здание. Несколько различных типов камер [12, 21], в том числе и камеры Бойса, с 1935 по 1941 г. были установлены на расстоянии 836 м от вершины Эмпайр стейт билдинг, а с 1947 по 1949 г. — на расстоянии 885 м. Фотографии молний, ударяющих в здание, получались при одновременной осциллографической записи токов молнии. Измерения токов молнии будут описаны в гл. 4.

Во время проведения исследований на Эмпайр стейт билдинг ежегодно приходилось в среднем 22,6 разряда в здание. Результаты этих исследований приведены в статьях Мак-Ичрона [35, 36] и Хагенгуса и Андерсона [14]. Ниже мы рассмотрим некоторые из этих результатов.

В 1939 г. Мак-Ичрон сообщил об обнаружении ступенчатых лидеров, движущихся вверх, и о непрерывных токах молнии, и, следовательно, об их непрерывной светимости длительностью порядка 0,5 с и более. Впоследствии были получены статистические данные для этих явлений. При помощи осциллографической записи тока и фотографирования было исследовано 135 вспышек; около 50% вспышек не имели резко выраженных пиков светимости или тока. Измерения показали, что большинство вспышек на Эмпайр стейт билдинг начиналось со ступенчатого лидера, движущегося вверх. За ступенчатым лидером не следовал возвратный удар, а ток лидера плавно сливался с непрерывным током со средней амплитудой 250 А. Почти в половине вспышек, вызванных движущимися вверх ступенчатыми лидерами, непрерывный ток прерывался один или более раз (в среднем 2,3 раза) движущимся вниз стреловидным лидером с последующим направленным вверх возвратным ударом (обычная для разряда облако — земля комбинация стреловидный лидер — возвратный удар). Схема обычной вспышки на Эмпайр стейт билдинг показана на рис. 2.9. Движущийся вверх ступенчатый лидер является, по-видимому, характерным для Эмпайр стейт билдинг и других высоких сооружений. Бергер и Фогельзангер [3] (разд. 2.5.4) описали движущиеся вверх ступенчатые лидеры от сооружений на го-

рах. Иногда между облаком и Эмпайр стоит билидинг наблюдалась обычная для разряда облако—земля комбинация ступенчатый лидер—возвратный удар.

Флауерс [11] сообщил, что плотность изображения медленно меняющегося импульса на фотографической пластинке пропорциональна току в импульсе, измеренному при помощи осциллографа. Экспериментально кор-



Р и с . 2.9. Схема, иллюстрирующая обычную молнию между облаком и Эмпайр стейт билидинг [35]. *а* — фотография вспышки, полученная показателем камерой; *б* — фотография той же вспышки, полученная с большой скоростью развертки.

реляция была проведена на миллисекундной шкале во время протекания непрерывного тока (вплоть до 0,5 с). Следовательно, при проведении соответствующей калибровки можно измерять медленно изменяющиеся токи молнии с помощью фотографической или фотоэлектрической методик.

Мак-Ичрон [35] сообщил, что движущиеся вверх ступенчатые лидеры имеют среднюю длину ступени около 8,2 м, причем длина ступеней заключена в интервале от 6,2 до 23 м. Большинство длин ступеней лежат близко к средней длине. Он установил, что в этих измерениях возможны значительные ошибки вследствие малости изображения на фотографиях. Измеренные длины ступеней значительно меньше, чем длины ступеней, полученные в ЮАР для движущихся вниз ступенчатых лидеров (разд. 2.5.4 и табл. 2.8). Малые размеры ступеней могут быть результатом влияния здания на разряд. Интервал времени между ступенями изменялся от 20 до 100 мс, причем средняя величина интервала составляла 30 мс.

Большинство интервалов было близко к средней величине. Измерены скорости 20 направленных вверх ступенчатых лидеров. Они были заключены в интервале от $4,7 \cdot 10^4$ до $6,4 \cdot 10^5$ м/с, а средняя величина равнялась $2,6 \cdot 10^5$ м/с. Данные по интервалам времени между ступенями и скоростям ступенчатого лидера аналогичны данным, полученным в ЮАР для движущихся вниз ступенчатых лидеров.

Мак-Ичрон [35] сообщил, что скорости стреловидных лидеров изменяются от $5,8 \cdot 10^5$ до $3,9 \cdot 10^7$ м/с со средним значением около $1,2 \cdot 10^7$ м/с. Скорости распространения возвратного удара, следующего за стреловидным лидером, заключены в интервале от $3 \cdot 10^7$ до $8,5 \cdot 10^7$ м/с, а среднее значение составляет $6 \cdot 10^7$ м/с. Данные по стреловидным лидерам и возвратным ударам находятся в хорошем согласии с данными исследователей из ЮАР.

Максимальная продолжительность вспышки из числа зарегистрированных вспышек составляла 1,5 с. Продолжительность половины вспышек превышала 0,27 с.

2.4.3. Исследования в Питсфилде

Фотографические исследования молнии были начаты в 1935 г. в Питсфилде, штат Массачусетс, на территории высоковольтной технической лаборатории компании Дженерал Электрик. Целью исследований было получение большого количества статистических данных относительно молний на обычной местности и сравнение этих данных с результатами, полученными при исследовании на Эмпайр стейт билдинг. Исследования проводились семь лет подряд. Основные результаты работы опубликованы Хагенгусом [13]. При статистической обработке материала по числу пиков светимости на вспышку (очевидно, как возвратных ударов, так и *M*-компонентов) было проанализировано 619 фотографий молнии. Было установлено, что 40% вспышек имеют два или более пиков светимости и 10% вспышек — шесть или более. Хагенгус [13] установил, что если данные относятся к вспышкам, видимым во время грозы и отдаленным от обсерватории, то 50% вспышек будут иметь три или более пиков светимости. Максимальное

число пиков, зарегистрированных в одной вспышке, составляло 26.

Было установлено, что максимальная продолжительность вспышки равнялась 0,8 с. Фотографическая методика неизбежно приводила к недооценке действительной величины. Было установлено, что продолжительность вспышки не зависит существенно от числа пиков светимости. 50% интервалов времени между пиками светимости составляло 15 мс или более. Максимальная зарегистрированная величина равнялась 0,5 с. Значительное число пиков светимости следовало с интервалом 1 мс и меньше. Это, вероятно, были *M*-компоненты [27, 53]. 30% пиков светимости имели продолжительность по крайней мере 100 мс, а 5% — по крайней мере 10 мс.

Хагенгус [13] отметил, что изменение в интенсивности светимости канала, когда первый возвратный удар достигает точки ветвления (компонент, связанный с ветвлением), не так четко выражено на фотографиях, полученных в Питсфилде, как на фотографиях Малана и Колленса [30]. Разница объясняется различным типом использованных пленок и различными экспозициями.

На некоторых кадрах наблюдалось направленное вверх ветвление, большей частью у облака. Аналогичные наблюдения были сделаны в ранее проведенных работах [15, 39]. В тех случаях, когда фотографии получались с хорошим во времени разрешением, не было установлено направленного вверх истинного ветвления. Кажущееся ветвление происходит из-за изменения положения в облаке направленного вниз лидера от одного импульса к другому или из-за объединения облачного разряда с разрядом облако — земля. Сурдильон [47] получил фотографию этого явления при исследовании связи между разрядами в воздухе и разрядами на землю.

Было сфотографировано несколько разрядов облако — облако *. В большинстве случаев они были непрерывными, хотя в одном случае было отмечено некоторое число пиков слабой светимости. Наблюдалось несколько лиде-

* Не ясно, были ли это вспышки облако—облако, как утверждает Хагенгус, или же некоторые из них, а может быть и все, представляли собой внутриоблачные вспышки, как это вытекает из обсуждения их свойств (разд. 3.8).

ров облако — облако, скорость распространения которых по порядку величины близка к скорости распространения ступенчатых лидеров облако — земля. Оценка скорости является ненадежной из-за неточности в определении расстояния до импульса.

Было установлено, что средняя скорость ступенчатого лидера относится к средней скорости стреловидного лидера как 1 : 10. Из 45 измеренных скоростей стреловидных лидеров 5% превышало $9 \cdot 10^6$ м/с, 50% — $3 \cdot 10^6$ м/с и 80% — $1,5 \cdot 10^6$ м/с. Для 9 исследованных ступенчатых лидеров средняя величина скорости составляла около $3 \cdot 10^5$ м/с. Для 4 возвратных ударов средняя скорость равнялась $6,4 \cdot 10^7$ м/с. Все эти количественные данные находятся в хорошем согласии с данными, полученными в ЮАР.

2.5. ПОСЛЕДНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.5.1. Введение

Значительные фотографические исследования молнии были проведены недавно в Аризоне, Нью-Мексико и Швейцарии. Исследования молнии в этих местах продолжаются и сейчас, когда эта книга уже написана. Вблизи Таксона, Аризона, и вблизи Соккорро, Нью-Мексико, были проведены фотографические, электрические и спектроскопические изучения молнии. Сфотографированы разряды молний на две вышки вблизи Лугано, Швейцария, и измерен ток молнии. Мы рассмотрим наиболее значительные результаты фотографической части исследований, проведенных в трех указанных местах.

2.5.2. Фотографии молний в Аризоне

Эванс и Волкер [10] сфотографировали молнию с расстояния примерно 110 м. Для фотографирования ударов молний в телевизионную ретрансляционную вышку на вершине Маунт Бигелоу, около Таксона, они использовали высокоскоростную барабанную камеру, которая дает возможность получить 224 кадра при скорости 26 000 кадров в секунду. Съемка проводилась с экспозицией

2 мкс, а интервал между кадрами составлял 77 мкс. На кадре отображался участок плоскости, которая проходила через вершину башни, размерами 8×11 м. Анализ фотографий давал возможность определить радиус канала молнии, светимость канала в зависимости от времени и данные, относящиеся к изменению геометрической формы канала отдельного возвратного удара и от удара к удару в пределах одной вспышки. Поскольку камера была непрерывного действия, а интервал между кадрами составлял 77 мкс, время начала удара относительно первого кадра можно было определить только с точностью до 77 мкс. Неизвестно, были ли вызваны сфотографированные импульсы лидерами, движущимися вверх или вниз, либо теми и другими вместе.

Далее обсуждаются фотографии трех вспышек. В первой вспышке насчитывалось четыре импульса, продолжительность свечения которых равнялась 2,3; 1,1; 1,0 и 0,5 мс соответственно номеру импульса. Вторая вспышка состояла из шести импульсов с продолжительностью свечения от 0,2 до 0,7 мс. В третьей вспышке был один импульс, продолжительность свечения которого составляла около 0,6 мс. Для большинства зарегистрированных импульсов первый кадр был самый яркий, а затем интенсивность постепенно падала. В одном из импульсов было зафиксировано два пика светимости. В каналах молний, по-видимому, были области различной толщины, особенно четко выраженные на ярких кадрах. На наименее ярких кадрах каналы были мелко (порядка сантиметров) закручены и изогнуты. Было установлено, что форма канала не претерпевает существенных изменений в пределах одного импульса, но иногда наблюдаются изменения от импульса к импульсу в пределах одной вспышки. Изменение формы канала от импульса к импульсу было отмечено также Шонландом [38].

Измерения показали, что радиусы канала молнии лежат в интервале 1,5 — 6 см. Для сравнения приведем интервал, который получил Шонланд [38] с помощью фотографического метода: 7,5 — 11,5 см (разд. 2.3.4). Юман [48, а также неопубликованные результаты] измерял размеры отверстий, проплавленных в фибerglassовом экране при прохождении через него молнии. Обычно наб-

людались отверстия от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Методика измерения радиуса канала могла приводить к меньшим величинам, чем фотографическая, поскольку внешняя часть канала, хотя она и светится, могла быть недостаточно горячей в течение длительного времени, чтобы вызвать плавление фиброгласса. Исследуя влияние молнии на металлические электроды, Хилл [16] пришел к выводу, что радиус канала молнии порядка миллиметров. Выводы относительно радиуса канала, полученные из наблюдений явлений на электродах, не могут считаться надежными. Электропроводность смеси паров металла с воздухом у электродов должна быть выше электропроводности воздуха вдали от электрода, и, следовательно, для прохождения данного тока требуется канал меньшего радиуса. Кроме того, электродные явления при больших токах сложны и не совсем понятны. Дальнейшее обсуждение вопросов, связанных с радиусом канала молнии, дано в разд. 7.6.

2.5.3. Фотографирование молний в Нью-Мексико

Воркман и др. [53] сфотографировали вспышку молнии, состоявшую из 54 пиков светимости, 26 из которых представляли собой комбинацию лидер — возвратный удар. Вспышка продолжалась 2 с. В типичных многоимпульсных вспышках светимость импульса уменьшается с номером импульса, причем первый импульс наиболее яркий. В наблюдавшейся вспышке такая регулярность не была очевидной. Однако 26 импульсов могут быть разбиты на группы, для каждой из которых характерны типичные свойства. По-видимому, импульсы от 6 до 14, от 15 до 19, от 20 до 22 и от 23 до 25 составляют группы, в которых светимость уменьшается с номером импульса. Было установлено, что продолжительность светимости каждой группы имеет тот же порядок величины, который характерен для типичной вспышки облако — земля. В других вспышках молний, сфотографированных во время той же грозы, также отмечалось большое число импульсов, иногда превышающее 20. Воркман и др. [53] пришли к выводу, что они наблюдали необычные грозовые условия, в которых последовательность импульсов несла заряд,

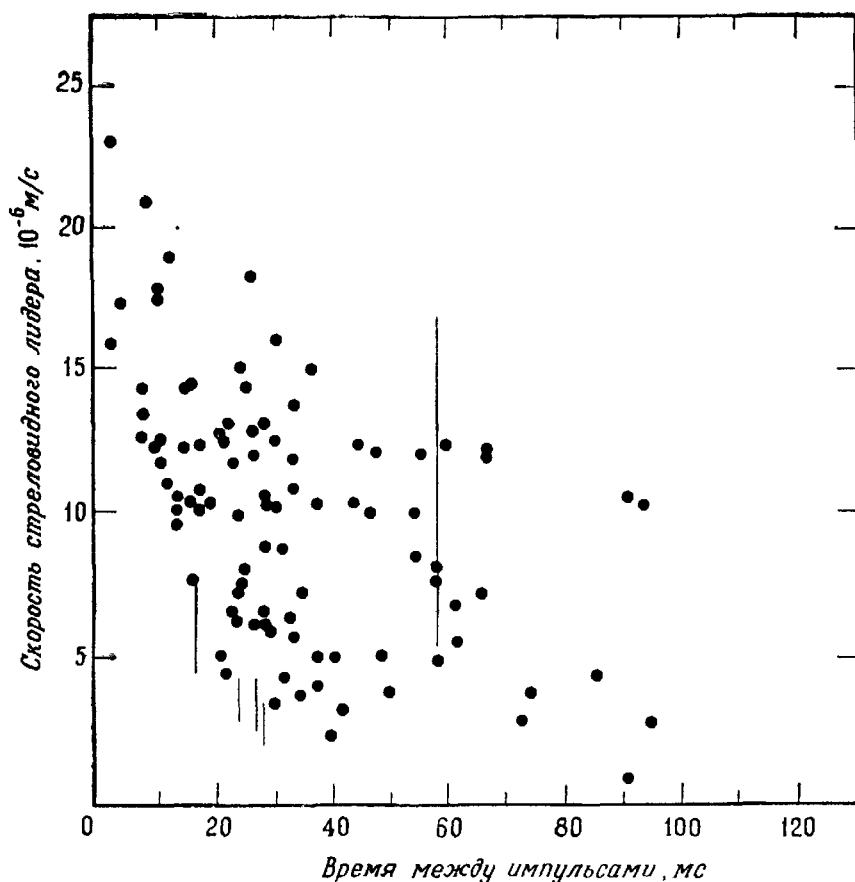
в четыре — шесть раз превышающий обычно существующий в грозном облаке. Постулируется, что этот заряд распределяется в четырех-шести расположенных рядом ячейках, структура заряда в каждой из которых до некоторой степени аналогична изображенной на рис. 1.2. Вероятно, все ячейки достигали стадии зрелости с точки зрения электрической активности в одно и то же время, и заряд во время вспышки значительно перемещался в горизонтальном направлении.

Китагава и др. [22] и Брук и др. [7] опубликовали результаты анализа 193 фотографий вспышек молнии. Были опубликованы также результаты электрических измерений, которые обсуждаются в следующей главе. Установлено, что 50% многоимпульсных вспышек (составляющих 90% вспышек облако — земля) содержали по крайней мере один импульс, за которым следовал длительный период непрерывной светимости, продолжавшийся от 40 до 500 мс, со средней длительностью 180 мс. Чтобы отличать эти вспышки от вспышек только с дискретными импульсами, их назвали гибридными вспышками. Показано, что в непрерывную светимость вносили вклад M -компоненты (разд. 2.3.6). Доказано, что в некоторых случаях, когда импульс распространяется по каналу предыдущего импульса через интервал времени от 100 до 500 мс, большая часть этого интервала характеризуется непрерывной светимостью от предыдущего импульса. Часть интервала времени, в которой отсутствует непрерывная светимость, сравнима по продолжительности с максимальным интервалом времени между импульсами без непрерывной светимости.

Если в многоимпульсных вспышках нет импульсов с длительным (более 40 мс) периодом непрерывной светимости, то после короткого (менее 40 мс) периода непрерывной светимости, включающего и M -компонент, наблюдаются более длинные интервалы между импульсами, чем после истинно дискретных импульсов. Китагава и др. [22] предположили, что, после того как ток в канале уменьшается до величины, ниже которой светимость не регистрируется, проводимость канала падает вслед за импульсом с коротким периодом непрерывного тока более медленно, чем за дискретным импульсом. После того как канал перестанет светиться, последующий импульс может

пройти по тому же каналу, если образование стреловидного лидера происходит в пределах 100 мс. Для больших времен последующий импульс идет по другому каналу с новым ступенчатым лидером.

Как уже упоминалось, одноимпульсные вспышки происходили редко. Среди одноимпульсных вспышек примерно только 1% имеет период непрерывной светимости. Дополнительные данные, относящиеся к протеканию непрерывного тока, приведены в разд. 3.7.5. Было установлено, что ни один первый импульс в многоимпульсных вспышках не имел периода непрерывной светимости. За



Р и с . 2.10. Данные Брука и Китагавы, свидетельствующие о том, что стреловидные лидеры медленнее проходят более старые каналы. Вертикальные линии характеризуют интервал скоростей для тех стреловидных лидеров, скорости которых не были постоянными. Наикратчайшее время между импульсами 3 мс [51].

возвратным ударом в одноимпульсной вспышке следует период, во время которого ряд лидеров безуспешно пытаются достичь земли; они обрываются в воздухе под облаком.

Китагава и др. [22] свели результаты своих фотографических исследований в семь таблиц: классификация 193 вспышек на землю, анализ 11 дискретных одноимпульсных вспышек, анализ 36 многоимпульсных дискретных вспышек, анализ 36 гибридных вспышек, сравнение одноимпульсных и дискретных многоимпульсных вспышек из трех различных гроз и сравнение гибридных многоимпульсных вспышек из трех гроз. Для получения детальной информации читатель отсылается к этим таблицам.

Брук и Китагава (как сообщил Винн [51]) измерили скорость стреловидного лидера в зависимости от интервала между импульсами (рис. 2.10). Более медленным стреловидным лидерам соответствуют более длинные интервалы. Как уже указывалось (табл. 2.5), Шонланд и др. [45] первыми установили корреляцию скорости стреловидного лидера с интервалом между импульсами.

Брук и Воннегат [8] сообщили результаты визуальных наблюдений за J -стримером, представляющим собой процесс, при помощи которого электрические разряды движутся вверх в интервале между импульсами многоимпульсного разряда, соединяя канал, направленный к земле, с новыми источниками заряда.

Наблюдалось, что наивысшая область, из которой начинается возвратный удар, движется (в ступенях напоминая стрелы) вверх или наружу, освещая новые районы облака, прежде чем новые части облака добавятся к каналу предыдущего возвратного удара и последует новый импульс. По-видимому, некоторые разряды на землю образуются из вертикального столба, но значительно большее число развивается горизонтально или с наклоном около 30° к горизонту... Представляет также интерес характер горизонтального распределения стримера слияния. Стример слияния иногда развивается горизонтально в расходящихся направлениях, и хотя во внутриоблачной части стримеры слияния разделены друг от друга и часто имеют весьма значительную длину, возвратные удары, видимо, следуют по одному и тому же пути из-под облака к земле. Эти наблюдения являются важными, так как они показывают, что, когда действуют одновременно много гроз в одном направлении, молниевые импульсы могут часто соединять отдельные конвективные ячейки.

Этот вывод подтверждается измерениями Воркмана и др. [53], которые обсуждались ранее. Об аналогичных визуальных наблюдениях сообщили Шонланд и др. [45]. Фотография, иллюстрирующая это явление, воспроизведена на фронтисписе.

2.5.4. Фотографирование молний в Швейцарии

Бергер и Фогельзангер [3] (см. также обзор Бергера [1]) привели результаты фотографирования разрядов молний на вышки, расположенные на двух горах вблизи Лугано, Швейцария, а также на землю в окрестности этих вышек. Вершина Монте Сан Сальваторе расположена на высоте 640 м над уровнем озера Лугано и 915 м над уровнем моря. Вышка на Монте Сан Сальваторе примерно на 55 м выше вершины горы. Вершина вышки на Монте Сан Карло находится примерно на 650 м выше уровня озера. Расстояние между вышками по горизонтали 365 м. Покадровые и барабанные камеры (максимальное временное разрешение 5 мкс) были расположены таким образом, чтобы можно было фотографировать поражение вышки молниями с расстояний примерно 350 и 3200 м. Кроме того, на обеих вышках регистрировался ток молний.

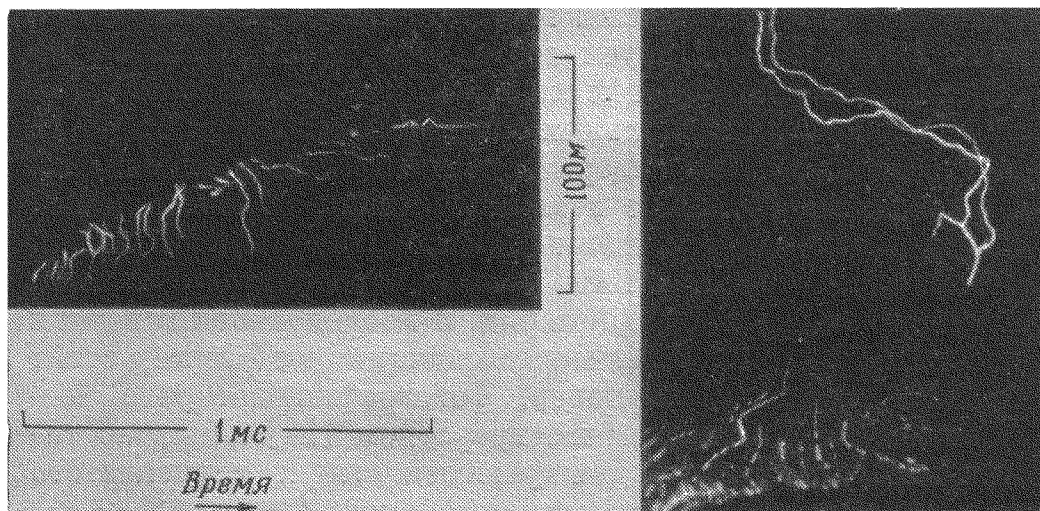
В работе [3] приведены следующие новые и существенные результаты.

1. Было исследовано четыре ступенчатых лидера: движущийся вниз отрицательно заряженный (обычный ступенчатый лидер), движущийся вниз положительно заряженный, движущийся вверх отрицательно заряженный и движущийся вверх положительно заряженный лидеры. Установлена четкая разница между положительно и отрицательно заряженными лидерами.

2. Представлены доказательства, показывающие, что движущиеся вверх лидеры, несущие отрицательный заряд, иногда связаны с движущимися вниз лидерами, причем место встречи находится на 2 км выше того уровня, где образовался движущийся вверх лидер.

3. Перед яркими вершинами двух отрицательно заряженных движущихся вверх ступенчатых лидеров был сфотографирован коронный разряд слабой светимости. Обсудим теперь полученные результаты.

Мы уже видели (разд. 2.4.2), что Эмпайр стейт билдинг являлся источником движущихся вверх ступенчатых лидеров. Знак заряда, переносимого этими ступенчатыми лидерами, не обсуждался в статьях Мак-Ичрона [35, 36], Хагенгуса и Андерсона [14]. Движущиеся вверх ступенчатые лидеры вызвали примерно 75% вспышек, зарегистрированных на Монте Сан Сальваторе и Монте Сан Карло. Импульсы, вызванные движущимися вверх ступенчатыми лидерами, легко определяются, так как они ветвятся вверх, в то время как импульсы, вызванные движущимися вниз ступенчатыми лидерами, ветвятся книзу. Шестнадцать направленных вверх разрядов было сфотографировано в окрестности вышки (исключая разряды на сами вышки); тринадцать из них приходилось на такие объекты, как здания, башни или столбы на других горах, два — на покрытые лесом вершины гор и один — на церковь, расположенную на 200 м выше уровня озера Лугано. Фотографии движущегося вверх лидера, несущего отрицательный заряд, и последовавшей за ним вспышки приведены на рис. 2.11. Вообще направленные вверх разряды происходят главным образом в конечной фазе грозового облака и по времени совпадают с длинными горизонтальными разрядами между облаками. Таким образом, направ-



Р и с . 2.11. Движущийся вверх ступенчатый лидер, несущий отрицательный заряд, и результирующая вспышка. Лидер начинается с вышки на Монте Сан Сальваторе вблизи Лугано, Швейцария [3].

ленные вверх разряды зависят, по-видимому, от разрядов облако — облако, так как для их появления необходимы местные электрические поля с высокой напряженностью у поверхности земли. При измерениях тока на вышках было установлено, что сильно разветвленные направленные вверх разряды переносят заряды большой величины, порядка 100 Кл.

Основные различия между первыми лидерами, несущими отрицательный заряд, и первыми лидерами, несущими положительный заряд, кратко изложены ниже, причем знак заряда определялся по измерению тока. Отрицательные ступенчатые лидеры (ступенчатые лидеры, несущие отрицательный заряд), движутся ли они вверх или вниз, характеризуются отдельными регулярными ступенями по всей длине лидерного канала. Положительные ступенчатые лидеры (ступенчатые лидеры, несущие положительный заряд) имеют ступенчатый характер только в небольшой части всей длины канала. Оставшуюся часть канала занимает, вероятно, непрерывный лидер, для которого характерны периодические или нерегулярные изменения интенсивности. Лидер, несущий положительный заряд, гораздо слабее излучает свет, чем отрицательный лидер. Лидеры могли быть идентифицированы лишь в 7 из 46 сфотографированных положительных импульсов, направленных вверх от вышек. В этих 7 случаях лидер не был виден до тех пор, пока канал не достигал длины по крайней мере 40 м (за это же время ток лидера достигал нескольких сотен ампер). Затем от 60 до 150 м по вертикали лидер продвигался вверх ступенями. Выше примерно 200 м вершины вышки положительный лидер переходит в описанный выше непрерывный лидер. Фотографии движущегося вверх ступенчатого лидера, несущего положительный заряд, и последующей вспышки показаны на рис. 2.12. Поднимающийся с Эмпайр стейт билдинг ступенчатый лидер, фотография которого воспроизведена Хагенгусом и Андерсоном [14], обладает типичными свойствами движущегося вверх ступенчатого лидера, несущего положительный заряд.

Некоторые из данных, полученных Бергером и Фогельзангером [3] из анализа фотографий молний, приведены в табл. 2.8. Движущиеся вниз к вышкам отрицательно

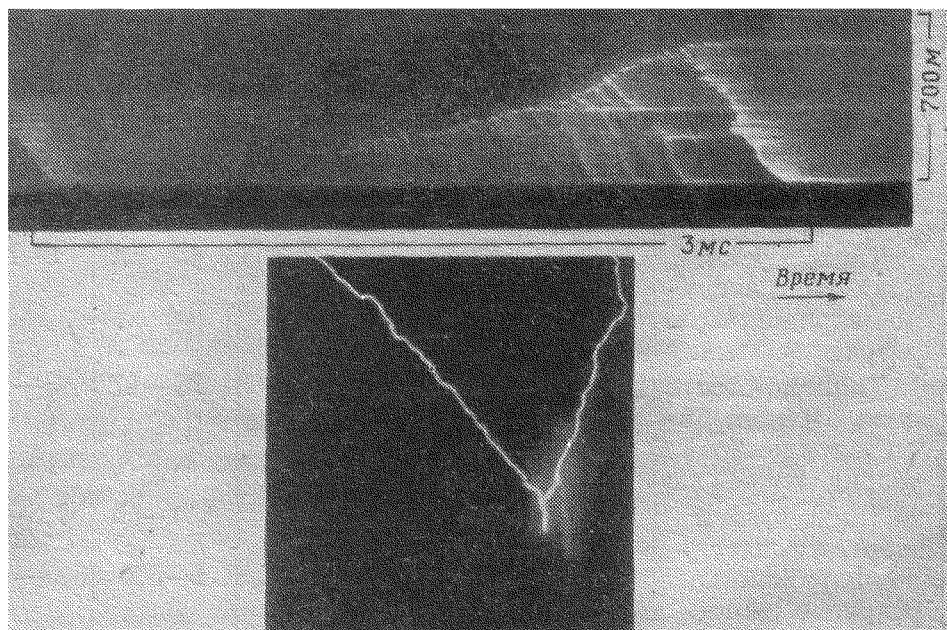
Свойства ступенчатых лидеров, определенные из фотографий.

Если не оговорено особо, то интервал времени между ступенями, длина ступени и средняя скорость лидера представляют собой усредненные по 5—30 ступеням величины. Зарегистрированные скорости являются двумерными [3].

| № | Направление движения лидера, заряд и описание | Число импульсов | Высота наблюдения над вышкой или землей, м | Средняя скорость лидера, 10^{-5} м/с | Интервал времени между ступенями, мкс | Длина ступени, м |
|-----------|--|-----------------|--|--|---------------------------------------|------------------|
| 1 | Движущийся вниз отрицательно заряженный, разряд на вышку | 4 | 0—100 | 1,8—2,2 | 40—52 | 8—10 |
| 2 | Движущийся вниз отрицательно заряженный, разряд на землю | 14 | 0—1300 | 0,85—4,4 | 29—47 | 3—17 |
| | | 1 | 0—1750 | { 0,65 | { 41 | { 29 |
| | | | 1750—2000 | { 7,0 | | |
| 2000—2350 | { 11,0 | { 47 | { 50 | | | |
| 3 | Движущийся вверх отрицательно заряженный, разряд с вышки | 8 | 0—110 | 1,2—1,9 | 33—50 | 4,5—8 |
| | | 3 | 250—1200 | 1,1—4,5 | 40—47 | 5—18 |
| | | 1 | 20—110 | 8,7—12,0 | 4—6,5 | 3,5—7,5 |
| 4 | Движущийся вверх, отрицательно заряженный, короткие разряды с вышки | 6 | 0—55 | 0,85—1,4 | 34—47 | 3—6 |
| 5 | Движущийся вверх отрицательно заряженный, с горы Сигигнола (4 ступени) | 1 | 540—900 | 22 | 55 | 120 |
| 6 | Движущийся вверх, положительно заряженный, разряд с вышки | 4 | 40—110 | 0,40—0,75 | 65—110 | 4—8 |
| | | 7 | 110—500 | 1,3—4,9 | 45—115* | 8—27* |
| | | 7 | 500—1150 | 1,1—9,7 | 40—115* | 12—40* |
| 7 | Движущийся вниз, положительно заряженный, разряд на землю | 1 | 320—920 | { 24 | | |
| | | | 920—1660 | { 17 | | |
| | | | 1660—1870 | { 3,6 | | |

* Выше 150 м величины соответствуют перемещению в моменты максимальной интенсивности во время непрерывной фазы ступенчатых лидеров.

заряженные ступенчатые лидеры (№ 1 в табл. 2.8.) вызывают импульсы тока, максимальное значение которого заключено между 16 и 53 кА. Движущиеся к земле отрицательно заряженные ступенчатые лидеры (№ 2) обладают



Р и с 2 12. Движущийся вверх ступенчатый лидер, несущий положительный заряд, и результирующая вспышка. Лидер начинается с вышки на Монте Сан Сальваторе вблизи Лугано, Швейцария [3].

более высокой средней скоростью и большей длиной ступеней вблизи облака. Длина ступеней и средняя скорость уменьшаются при приближении лидера к земле. Бергер и Фогельзангер [3] наблюдали короткие вертикальные разряды с одной из вышек, появляющиеся одновременно с движущимися вверх отрицательными лидерами, и последующий большой ток с другой вышки. Общая длина коротких разрядов (№ 4) составляла от 10 до 55 м. Естественно предположить, что разряды с обеих вышек несли заряд одного и того же знака. Токи в коротких разрядах были меньше порога чувствительности 20 А. Был зарегистрирован только один движущийся к земле положительный лидер (№ 7). Поскольку этот разряд не попал в вышку, никаких заключений о его заряде было сделать не-

возможно, и, следовательно, его идентификация возможна только на основании подобия его свойств светимости со свойствами движущихся вверх ступенчатых лидеров, несущих положительный заряд. Результирующий импульс сопровождался сильным громом. Была получена фотография положительного направленного к башне импульса с одновременной записью токов, но лидер на ней не был виден. Бергер и Фогельзангер [2] привели данные о результатах измерения токов по 46 положительным разрядам, при исследовании которых не использовалась фотографическая методика. Из 46 исследованных разрядов 18, по-видимому, были вызваны движущимися вниз положительными лидерами, что было определено по временным изменениям тока.

Вообще, длина ступеней лидеров, сфотографированных на высотах вплоть до нескольких сотен метров над вышкой, где проводились измерения, была порядка 10 м, что находится в хорошем согласии с длинами ступеней, найденными при измерениях на Эмпайр стейт билдинг (разд. 2.4.2). Большие длины ступеней, находящиеся в лучшем согласии с данными, полученными в ЮАР, являются, вероятно, более обычными на больших высотах, где заземленный объект не вносит значительных искажений в картину распределения электрического поля, обусловленного облаком.

Было установлено, что для разрядов между отрицательно заряженным облаком и положительно заряженной землей многоимпульсные вспышки часто следуют как за движущимися вниз, так и за движущимися вверх ступенчатыми лидерами. Многоимпульсные вспышки между положительно заряженным облаком и отрицательно заряженной землей встречаются редко. Наблюдались обычные стреловидные лидеры, движущиеся от облака к земле и предшествующие импульсам, следующим за первым. Средняя скорость, найденная для 80 стреловидных лидеров, составляла $9 \cdot 10^8$ м/с. Были сфотографированы также стреловидно-ступенчатые лидеры, аналогичные лидерам, которые наблюдались в ЮАР.

Представлены доказательства того, что развивающийся вверх из отрицательной вышки канал может иногда соединиться с развивающимся вниз каналом из облака. В пяти

зарегистрированных случаях через 3—14 мс после зарождения направленного вверх отрицательного лидера следовал импульс тока с вышки порядка 22 — 106 кА. К сожалению, точки соединения были выше поля зрения камеры или не могли быть зафиксированы фотографически по другим причинам. По предположению, длина растущих вверх каналов или связанных разрядов может колебаться от 500 до 1 800 м. Времена роста тока в импульсах, несущих положительный заряд к земле, меньше, чем в импульсах, несущих отрицательный заряд к земле [2].

Представленные данные показывают, что малое время нарастания в положительных импульсах обусловлено длиной связанного разряда, и те из положительных импульсов, у которых большее время нарастания тока, имеют более короткие связанные разряды.

Для импульсов, несущих отрицательный заряд к земле, связанный разряд, если он существует, намного короче по длине.

Из фотографий ударов в вышку видно, что разряд с вышки и вершина последней ступени лидера сливаются в главный разряд, когда конец лидера находится в 20—70 м над вышкой. Движущийся вверх от вышки разряд обычно несет положительный заряд. Этот тип разряда очень слабо светится вблизи вышки, и, следовательно, его трудно сфотографировать. Бергер и др., фотографируя распространяющиеся вверх короткие каналы, когда вблизи вышки происходил разряд молнии на землю, получили доказательства существования связанных разрядов с движущимися вниз отрицательными импульсами. Дополнительные доказательства существования положительно заряженных связанных разрядов представлены в разд. 7.6 в виде фотографий. Доказательством этого явления служат также осциллограммы тока [2], которые свидетельствуют о том, что ток, вызванный направленным вниз отрицательным импульсом, может за десятые доли миллисекунды достигать нескольких сотен ампер. Затем он трансформируется в обычный ток с микросекундным временем нарастания. Время нарастания соответствует распространению движущегося вверх лидера примерно на 40 м со скоростью 10^5 м/с.

Бергер и Фогельзангер [3] привели фотографии двух движущихся вверх отрицательно заряженных ступенчатых лидеров, которые свидетельствуют о наличии перед светящимся концом лидера слабого коронного разряда. Коронный разряд распространялся вверх примерно на длину ступени лидера. В действительности он не развивается непрерывно между двумя ступенями; это скорее след коронного разряда на пленке за время, меньшее 5 мкс — времени разрешения камеры. По-видимому, излучение нового коронного разряда начинается одновременно с преобразованием предыдущего коронного разряда в светящуюся головку лидера. Наблюдение короны перед концом лидера существенно, поскольку это дает информацию об электрическом поле впереди лидера, что важно для построения адекватной теории ступенчатого лидера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berger K., Novel Observations on Lightning Discharges: Results of Research on Mount San Salvatore, J. Franklin Inst., 283, 478—525 (1967).
2. Berger K., Vogelsanger E., Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1955—1963 auf dem Monte San Salvatore, Bull. SEV, 56, 2—22 (1965).
3. Berger K., Vogelsanger E., Photographische Blitzuntersuchungen der Jahre 1955—1965 auf dem Monte San Salvatore, Bull. SEV, 57, 1—22 (1966).
4. Boys C. V., Progressive Lightning, Nature, 118, 749—750 (1926).
5. Boys C. V., Progressive Lightning, Nature, 122, 310—311 (1928).
6. Boys C. V., Progressive Lightning, Nature, 124, 54—55 (1929).
7. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J., Quantitative Study of Strokes and Continuing Currents in Lightning Discharges to Ground, J. Geophys. Res., 67, 649—659 (1962).
8. Brook M., Vonnegut B., Visual Confirmation of the Junction Process in Lightning Discharges, J. Geophys. Res., 65, 1302—1303 (1960).
9. Clarence N. D., Malan D. J., Preliminary Discharge Processes in Lightning Flashes to Ground, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 83, 161—172 (1957).
10. Evans W. H., Walker R. L., High Speed Photographs of Lightning at Close Range, J. Geophys. Res., 68, 4455—4461 (1963).
11. Flowers J. W., Lightning ... Measuring Lightning Currents

- Photographically. Equipment, Procedure, and Examples of Results, *Gen. Electr. Rev.*, 47, № 4, 9—15 (1944).
12. H a g e n g u t h J. H., Lightning Recording Instruments, *Gen. Electr. Rev.*, 43, № 5, 6, 195—201, 248—255 (1940).
 13. H a g e n g u t h J. H., Photographic Studies of Lightning, *Trans. AIEE*, 66, 577—585 (1947).
 14. H a g e n g u t h J. H., A n d e r s o n J. G., Lightning to the Empire State Building, Pt. 3, *Trans. AIEE*, 71 (pt. 3), 641—649 (1952).
 15. H a l l i d a y E. C., On the Propagation of a Lightning Discharge through the Atmosphere, *Phil. Mag.*, 15, 409—420 (1933).
 16. H i l l R. D., Determination of Charges Conducted in Lightning Strokes, *J. Geophys. Res.*, 68, 1365—1375 (1963).
 17. H o f f e r t H. H., Intermittent Lightning Flashes, *Phil. Mag.*, 28, 106—109 (1889); см. также *Proc. Phys. Soc.*, 10, 176—180 (1888—1890).
 18. J e n s e n J. C., The Relation of Lightning Discharges to Changes in the Electrical Field of Thunderstorms, *Trans. Am. Geophys. Union*, 13, 190—191 (1932).
 19. J e n s e n J. C., The Branching of Lightning and the Polarity of Thunderclouds, *J. Franklin Inst.*, 216, 707—747 (1933).
 20. K a y s e r H., Über Blitzphotographien, *Ber. Königliche Akad. Berlin*, 611—615 (1884).
 21. K e t t l e r C. J., Cameras Designed for Lightning Studies, *Photo Technique*, 38—43 (May, 1940).
 22. K i t a g a w a N., B r o o k M., W o r k m a n E. J., Continuing Currents in Cloud-to-Ground Lightning Discharges, *J. Geophys. Res.*, 67, 637—647 (1962).
 23. L a r s e n A., Photographing Lightning with a Moving Camera, *Ann. Rep. Smithsonian Inst.*, 119—127 (1905).
 24. L l o y d W. L., M c M o r r i s W. A., Strikes Twice and Even Ten Times, *Gen. Electr. Rev.*, 37, 349—350 (1934).
 25. M a l a n D. J., Appareil de grand rendement pour la chronophotographie des éclairs, *Rev. Opt.*, 29, 513—523 (1950).
 26. M a l a n D. J., Les décharges lumineuses dans les nuages orangeux, *Ann. Geophys.*, 11, 427—434 (1955).
 27. M a l a n D. J., The Relation between the Number of Strokes, Stroke Intervals, and the Total Durations of Lightning Discharges, *Geofis. Pura Appl.*, 34, 224—230 (1956).
 28. M a l a n D. J., The Theory of Lightning Photography and a Camera of New Design, *Geofis. Pura Appl.*, 38, 250—260 (1957).
 29. M a l a n D. J., *Physics of Lightning*, The English Univ. Press Ltd., London, 1963.
 30. M a l a n D. J., C o l l e n s H., Progressive Lightning, Pt. 3, The Fine Structure of Lightning Return Strokes, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A162, 175—203 (1937).
 31. M a l a n D. J., S c h o n l a n d B. F. J., Progressive Lightning, Pt. 7, Directly Correlated Photographic and Electrical Studies of Lightning from Near Thunderstorms, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A191, 513—523 (1947).
 32. M a l a n D. J., S c h o n l a n d B. F. J., The Electrical Pro-

- cesses between the Strokes of a Lightning Discharge, Proc. Roy. Soc. (London), **A206**, 145—163 (1951).
33. Malan D. J., Schonland B. F. J., The Distribution of Electricity in Thunderclouds, Proc. Roy. Soc. (London), **A209**, 158—177 (1951).
34. McEachron K. B., New England Checks African Studies, Electr. World, 15—16 (July 7, 1934).
35. McEachron K. B., Lightning to the Empire State Building, J. Franklin Inst., **227**, 149—217 (1939).
36. McEachron K. B., Lightning to the Empire State Building, Trans. AIEE, **60**, 885—889 (1941).
37. Ogawa T., Brook M., The Mechanism of Intracloud Lightning Discharge, J. Geophys. Res., **69**, 5141—5150 (1964).
38. Schonland B. F. J., The Diameter of the Lightning Channel, Phil. Mag., **23**, 503—508 (1937).
39. Schonland B. F. J., Progressive Lightning, Pt. 4, The Discharge Mechanism, Proc. Roy. Soc. (London), **A164**, 132—150 (1938).
40. Schonland B. F. J., The Pilot Streamer in Lightning and the Long Spark, Proc. Roy. Soc. (London), **A220**, 25—38 (1953).
41. Schonland B. F. J., The Lightning Discharge, Handbuch der Physik, Bd. 22, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1956, S. 576—628.
42. Schonland B. F. J., Collens H., Development of the Lightning Discharge, Nature, **132**, 407—408 (1933).
43. Schonland B. F. J., Collens H., Progressive Lightning, Proc. Roy. Soc. (London), **A143**, 654—674 (1934).
44. Schonland B. F. J., Hodges D. B., Collens H., Progressive Lightning, Pt. 5, A Comparison of Photographic and Electrical Studies of the Discharge Process, Proc. Roy. Soc. (London), **A166**, 56—75 (1938).
45. Schonland B. F. J., Malan D. J., Collens H., Progressive Lightning, Pt. 2, Proc. Roy. Soc. (London), **A152**, 595—625 (1935).
46. Schonland B. F. J., Malan D. J., Collens H., Progressive Lightning, Pt. 6, Proc. Roy. Soc. (London), **A168**, 455—469 (1938).
47. Sourdillon M., Étude a la chambre de Boys de «l'éclair dans l'air» et du «coup de foudre a cime horizontale», Ann. Geophys., **8**, 349—354 (1952).
48. Uman M. A., The Diameter of Lightning, J. Geophys. Res., **69**, 583—585 (1964).
49. Walter B., Ein photographischer Apparat zur genaueren Analyse des Blitzes, Phys. Z., **3**, 168—172 (1902); Über die Entstehungsweise des Blitzes, Ann. Phys., **10**, 393—407 (1903); Über Doppelaufnahmen von Blitzen ..., Jahrbuch Hamb. Wiss. Anst. **27** (beihefte 5), 81—118 (1910); Stereoskopische Blitzaufnahmen, Phys. Z., **13**, 1082—1084 (1912); Über die Ermittlung der zeitlichen Aufeinanderfolge zusammengehöriger Blitze sowie über ein bemerkenswertes Beispiel dieser Art von Entladungen, Phys. Z., **19**, 273—279 (1918).

50. W e b e r L., Über Blitzphotographieen, Ber. Königliche Akad. Berlin, 781—784 (1889).
51. W i n n W. P., A Laboratory Analog to the Dart Leader and Return Stroke of Lightning, J. Geophys. Res., 70, 3256—3270 (1965).
52. W o r k m a n E. J., B e a m s J. W., S n o d d y L. B., Photographic Study of Lightning, Physics, 7, 345—379 (1936).
53. W o r k m a n E. J., B r o o k M., K i t a g a w a N., Lightning and Charge Storage, J. Geophys. Res., 65, 1513—1517 (1960).
54. W o r m e l l T. W., Lightning, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 79, 474—489 (1953).

Измерения электрического и магнитного полей

3.1. ВВЕДЕНИЕ

Фотографический метод изучения разряда молнии с помощью камеры Бойса обладает исключительным преимуществом, давая непосредственную информацию о временных характеристиках разряда в зависимости от двух координат. Метод может быть расширен, если необходимо учесть третью координату. Светимость, которая регистрируется на пленке, является, однако, вторичным процессом, а первичные процессы переноса электрического заряда, которые вызывают эту светимость, можно изучить только на основании лабораторных исследований прохождения электричества через газы.

Прямое исследование электрических процессов заключается в наблюдении электрического поля в период разряда при помощи катодно-лучевого осциллографа. ... Метод дает представление об общем электрическом моменте зарядов облака и требует сравнения с фотографическими данными, прежде чем эти результаты можно будет интерпретировать через заряды и их движение.

Ш о н л а н д Б. Ф. Дж., Х о д ж е с Д. В. и К о л л е н с Н., Развивающаяся молния, ч. 5. Сравнение фотографического и электрического исследований процесса разряда, Proc. Roy. Soc. (London), A166, 56—75 (1938).

В этой главе сначала рассмотрим теорию и экспериментальные методы, используемые для изучения свойств молнии на основании измерений электрического и магнитного полей, связанных с молнией. Затем рассмотрим результаты исследования электрического и магнитного полей, а также их связи с результатами оптических исследований разряда молнии.

3.2. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

Напряженность электрического поля E на расстоянии r от положительного точечного заряда в воздухе или вакууме равна

$$E = \frac{Q a_r}{4\pi \epsilon_0 r^2} \text{ В/м,} \quad (3.1)$$

где \mathbf{a}_r — единичный вектор, направленный от заряда вдоль r , ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума (которая по существу равна диэлектрической проницаемости атмосферного воздуха). В системе МКС $(4\pi\epsilon_0)^{-1} \approx 9 \cdot 10^9$. Если источником поля является отрицательный точечный заряд, то поле должно быть направлено к заряду и уравнение (3.1) должно иметь знак минус перед правой частью. Уравнение (3.1) описывает также напряженность электрического поля снаружи сферически симметричного распределения зарядов с общим зарядом Q (разд. 7.3.1).

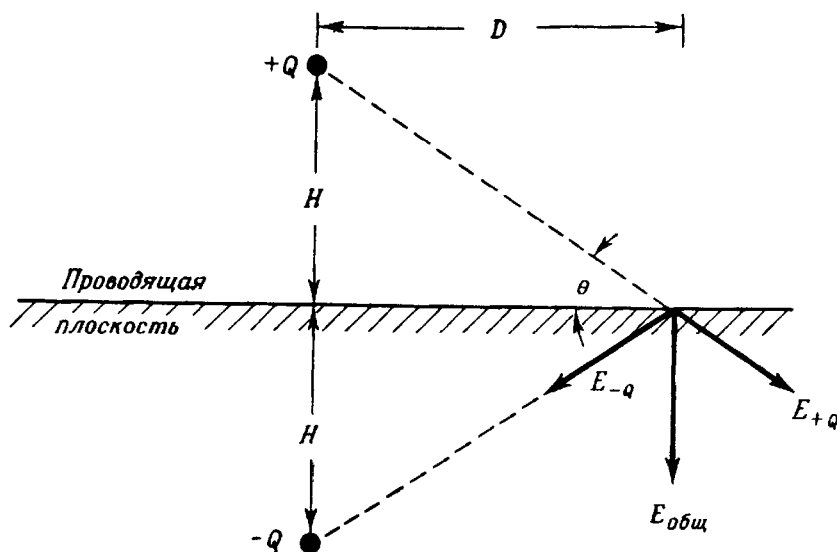
В результате измерений было найдено, что вектор электрического поля хорошей погоды над поверхностью земли направлен к центру земли, т. е. земля заряжена отрицательно, а атмосфера выше поверхности земли — положительно. Напряженность электрического поля хорошей погоды у земли составляет приблизительно 100 В/м. В литературе в большинстве случаев электрическое поле хорошей погоды определяется как положительное. Поэтому условимся, что электрическое поле земли считается положительным, если оно обусловлено положительным зарядом выше ее поверхности, т. е. если вектор поля направлен к земле; электрическое поле отрицательно, если оно обусловлено отрицательным зарядом выше поверхности земли, т. е. если вектор поля направлен от земли. Эта терминология будет использована при обсуждении электрических полей, вызванных зарядами гроз.

Конфигурация заряда, которую мы сейчас рассмотрим, будет служить основой для вычисления электрического поля на земле, вызываемого зарядами гроз выше земли. В модели, которая будет использоваться, земля рассматривается как ровная проводящая плоскость, а центры грозового заряда — как точечные заряды или как сферически симметричные распределения зарядов. Вычислим напряженность электрического поля, обусловленную точечным положительным зарядом $+Q$, помещенным на расстоянии H выше проводящей плоскости. Такая конфигурация показана на рис. 3.1. Влияние зарядов, индуцированных на проводящей плоскости, может быть воспроизведено замещением плоскости отрицательным зарядом-изображением $-Q$, помещенным на расстоянии H ниже

плоскости. Величина напряженности электрического поля на уровне плоскости и расстоянии D по плоскости от *каждого* заряда равна, согласно (3.1),

$$E = \frac{Q}{4\pi \varepsilon_0 (H^2 + D^2)}. \quad (3.2)$$

Однако вектор электрического поля для каждого из зарядов имеет разные направления. Общее электрическое поле



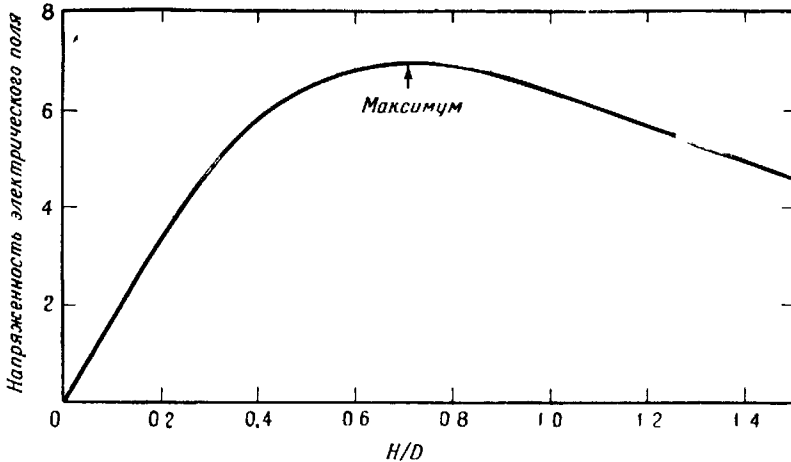
Р и с . 3.1. Схема для расчета напряженности электрического поля на расстоянии D от положительного точечного заряда $+Q$, расположенного на высоте H над проводящей плоскостью.

получается сложением векторов. Электрические поля могут быть разложены на компоненты, параллельные и перпендикулярные плоскости. Параллельные компоненты равны по величине и противоположны по направлению, поэтому их сумма равна нулю. Следовательно, горизонтальное поле на плоскости отсутствует. (Электрическое поле на любой проводящей поверхности всегда перпендикулярно этой поверхности.) Перпендикулярные компоненты положительны (в смысле принятой в предыдущем абзаце терминологии) и для получения общей напряженности электрического поля непосредственно складываются. Перпендикулярный компонент поля, обусловленный каждым из точечных зарядов, находится умножением общего

поля, обусловленного этим зарядом, на $\sin \theta = H/(H^2 + D^2)^{1/2}$. Таким образом, общее электрическое поле равно

$$E_{\text{общ}} = \frac{2QH}{4\pi \epsilon_0 (H^2 + D^2)^{3/2}}. \quad (3.3)$$

Его направление перпендикулярно плоскости и положительно.



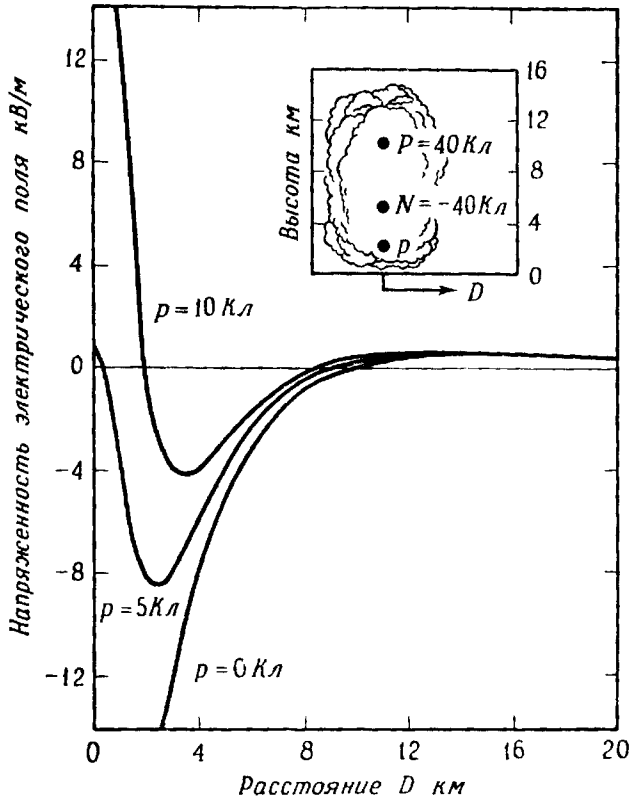
Р и с . 3.2. Напряженность электрического поля для конфигурации заряда, приведенной на рис. 3.1. Чтобы получить напряженность электрического поля в В/м, величину, приведенную на графике, необходимо умножить на $Q \cdot 10^9/D^2$.

Если высота H заряда $+Q$ изменяется, то поле в точке D будет проходить через максимум, как это показано на рис. 3.2. Это изменение поля объясняется с физической точки зрения. Если высота H очень мала, то электрическое поле в D будет иметь малый вертикальный компонент (вертикальный компонент является общим полем), так как θ мало. Когда H увеличивается, вертикальный компонент тоже увеличивается. Поле будет уменьшаться для больших H , так как расстояние от заряда до точки наблюдения увеличивается. Мы можем определить величину H/D , для которой поле максимально, взяв производную от $E_{\text{общ}}$ по H и приняв ее равной нулю. В результате имеем $H/D = 1/\sqrt{2}$.

Если D много больше, чем H , выражение (3.3) можно приближенно записать в виде

$$E_{\text{общ}} \approx \frac{2QH}{4\pi \epsilon_0 D^3} = \frac{M}{4\pi \epsilon_0 D^3}, \quad (3.4)$$

где $M = 2QH$ — дипольный электрический момент заряда $+Q$ и его изображения. Если электрическое поле измеряется вдали от грозы, то по его изменениям, обусло-



Р и с . 3.3. Напряженность электрического поля у земли в зависимости от расстояния для $P = 40$ Кл на высоте 10 км, $N = -40$ Кл на высоте 5 км и трех величин заряда r на высоте 2 км. См. рис. 1.2 [43, 48].

вленным исчезновением грозового заряда (например, при переносе его к земле разрядом молнии), можно при заданном D по (3.4) вычислить изменения в дипольном моменте.

Используя уравнение (3.1), можно вычислить напряженность электрического поля, обусловленную тремя областями заряда P , N и r в модели грозового облака. Результаты такого расчета для величин P и N , предложенных Маланом [43, 48], и заданных значений r приведены на рис. 3.3. Аналитическое выражение напряженности

электрического поля для значений зарядов и высот, приведенных на рис. 3.3, имеет вид

$$E = 1,8 \cdot 10^{10} \left[\frac{2 \cdot 10^3 p}{(4 \cdot 10^6 + D^2)^{3/2}} - \frac{2 \cdot 10^5}{(2,5 \cdot 10^7 + D^2)^{3/2}} + \frac{4 \cdot 10^5}{(10^8 + D^2)^{3/2}} \right] \text{ В/м,} \quad (3.5)$$

где p — нижний положительный заряд. Из-за своей близости к земле нижний положительный заряд при малых D существенно влияет на электрическое поле. Отметим, что в модели облачного заряда заряженные области представляются как точечные или сферически симметрично распределенные заряды и предполагается, что они расположены друг над другом. Используемая модель облачного заряда полезна для описания связи между облаком и молнией. Нет необходимости рассматривать точное распределение заряда или величин заряда внутри реального облака. Величины электрического поля для модели грозового облака, найденные по (3.5), не учитывают влияния пространственных зарядов между облаком и землей, вокруг облака или между облаком и ионосферой. Действительные измерения дадут результирующее электрическое поле как от облачных зарядов, так и от пространственных зарядов в окрестности облака. Вообще величины зарядов в облаке выводятся из измерений электрического поля в предположении, что влияние пространственного заряда незначительно. Справедливо ли это положение, пока неясно. Каземир [34] рассмотрел данные о величинах облачных зарядов. Он предположил, что модели облачного заряда типа модели Малана [43, 48], которые выведены из измерений электрического поля, ошибочны из-за пренебрежения экранирующим действием пространственного заряда. В модели облачного заряда, предложенной Каземиром [34], для расчета электрического поля в облаке и вокруг него используются непрерывность тока и определенная форма электрической проводимости. Из дивергенции электрического поля находят плотность заряда и, следовательно, полный заряд в области облака. Каземир [34] предложил модель облака, в верхней части которой расположен положительный заряд 60 Кл, в нижней —

отрицательный заряд 340 Кл и в основании — положительный заряд 50 Кл. Модель распределения грозových зарядов, подобная модели Каземира, но к тому же еще учитывающая ток, была предложена впервые Холцером и Саксоном [27].

Вообще мы не будем рассматривать точные величины стационарных облачных зарядов в нашем исследовании динамики молнии. В течение вспышки заряд движется или исчезает, и это *изменение* в конфигурации заряда отражается в изменении измеряемого электрического поля. Поскольку изменение электрического поля происходит значительно быстрее, чем перестройка пространственного заряда или заряда облака, не связанного со вспышкой, оно не зависит существенно от величин пространственного заряда или заряда облака. Некоторое дополнительное рассмотрение стационарных электрических полей грозового облака дано в разд. 3.6.

Рассмотрим модель лидерного процесса, на основании которой можно оценить обусловленное лидером электрическое поле у поверхности земли. Представим лидер как вертикальный линейный заряд (или, что одно и то же, как заряд, распределенный с цилиндрической симметрией). На рис. 3.4 положительный линейный заряд длиной $y-x$ и плотностью ρ на единицу длины показан жирной вертикальной линией над проводящей плоскостью. Рассмотрим электрическое поле в точке D , обусловленное линейным зарядом и его электрическим изображением. Электрическое поле, обусловленное малым элементом заряда ρdz внутри линейного заряда, идентично полю малого точечного заряда. Таким образом, величина поля, вызванного зарядом внутри dz , равна

$$dE_{+\rho dz} = \frac{\rho dz}{4\pi \epsilon_0 (z^2 + D^2)} \quad (3.6)$$

Общее поле, обусловленное этим элементом заряда и его изображением, равно

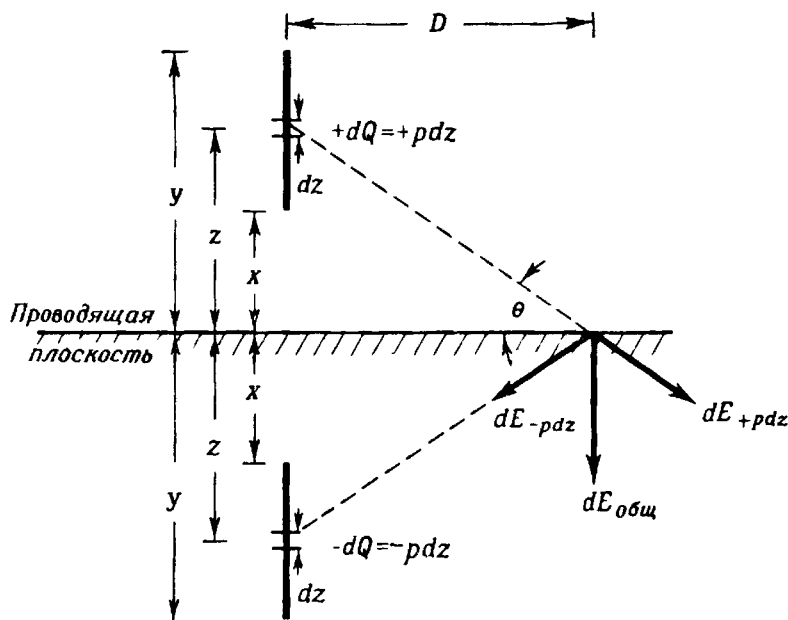
$$dE_{\text{общ}} = \frac{2\rho dz}{4\pi \epsilon_0 (z^2 + D^2)^{3/2}}, \quad (3.7)$$

где поле направлено перпендикулярно к плоскости и положительно. Поле от всех зарядов в линии находится

интегрированием уравнения (3.7) от $z = x$ до $z = y$:

$$E_{\text{общ}} = \frac{2\rho}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{(D^2 + x^2)^{1/2}} - \frac{1}{(D^2 + y^2)^{1/2}} \right], \quad (3.8)$$

где ρ полагаем константой. Если линейный заряд отрицательный, то поле на земле будет отрицательным и уравнение (3.8) будет иметь знак минус перед правой частью.



Р и с . 3.4. Схема для расчета напряженности электрического поля на расстоянии D от вертикальной линии длиной y — x с положительным зарядом ρ на единицу длины, расположенным над проводящей плоскостью.

Если положительно заряженный лидер появляется из объема положительного заряда, то по мере удлинения лидера происходит уменьшение заряда в объеме источника. Если лидер имеет длину l и источник заряда, который можно представить как точечный заряд или заряд со сферически симметричным распределением, расположен на высоте H , то *изменение* поля на поверхности земли, обусловленное уменьшением заряда источника, равно

$$\Delta E_S = - \frac{2\rho lH}{4\pi\epsilon_0 (H^2 + D^2)^{3/2}}, \quad (3.9)$$

поскольку ρl — количество заряда, потерянного объемом источника. Источник поля стал менее положительным, так как положительный заряд уходит из объема источника; этим объясняется отрицательный знак в правой части уравнения (3.9). Если источник заряда и заряд лидера были отрицательными, изменение поля, обусловленное уменьшением заряда источника, будет положительным.

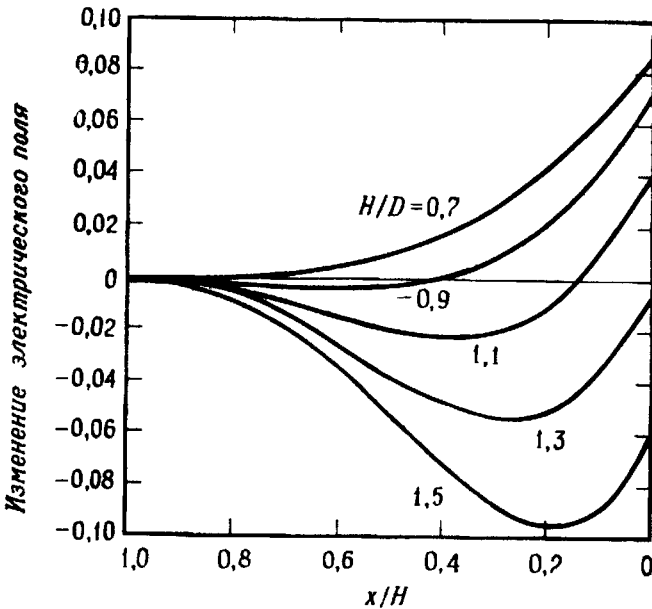
Рассмотрим случай отрицательно заряженного лидера, движущегося вниз из сферически симметричного отрицательно заряженного объема. Эта ситуация похожа на ту, которая имеет место в стреловидном лидере и до некоторой степени в ступенчатом. Верхний конец лидера находится в точке H , в центре источника заряда, поэтому в выражении (3.8) $y = H$. В рассматриваемом случае $l = H - x$. Изменение общего поля, обусловленное распространением лидера и уменьшением заряда источника, может быть записано как

$$\Delta E = -\frac{2\rho}{4\pi\epsilon_0 D} \left[\frac{1}{(1+x^2/D^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1+H^2/D^2)^{1/2}} - \frac{H-x}{D} \frac{H}{D} \frac{1}{(1+H^2/D^2)^{3/2}} \right], \quad (3.10)$$

где $x = H$ при времени $t = 0$, соответствующем моменту зарождения лидера. x уменьшается с увеличением времени до тех пор, пока лидер не коснется земли, где $x = 0$. Изменение поля, вычисленное из уравнения (3.10), дано на рис. 3.5 для некоторых величин H/D . Если скорость v головки лидера постоянна, переменная x на рис. 3.5 и в уравнении (3.10) может быть заменена на $H - vt$, т. е. $l = vt$. Измерения, проводимые вблизи лидера, приведут сначала к отрицательному изменению поля; измерения, проводимые на больших расстояниях, дадут положительные его изменения. Когда лидер касается земли ($x = 0$), изменение поля будет равным нулю для $H/D = 1,27$, отрицательным для больших величин H/D и положительным для меньших величин H/D . Кривая изменения поля, обусловленного близким лидером, в зависимости от времени будет иметь серповидную форму. Лидеры, для которых $H/D \ll 1$, будут характеризоваться изменением поля, являющимся параболической функцией времени, если головка лидера движется с постоянной скоростью.

Чтобы убедиться в этом, раскроем уравнение (3.10), полагая, что $x = H - l$ мало по сравнению с D и $l = vt$. Если пренебречь всеми членами, на порядок большими $(H/D)^2$, то найдем

$$\Delta E \approx \frac{\rho l^2}{4\pi \epsilon_0 D^3} = \frac{\rho v^2 t^2}{4\pi \epsilon_0 D^3}. \quad (3.11)$$



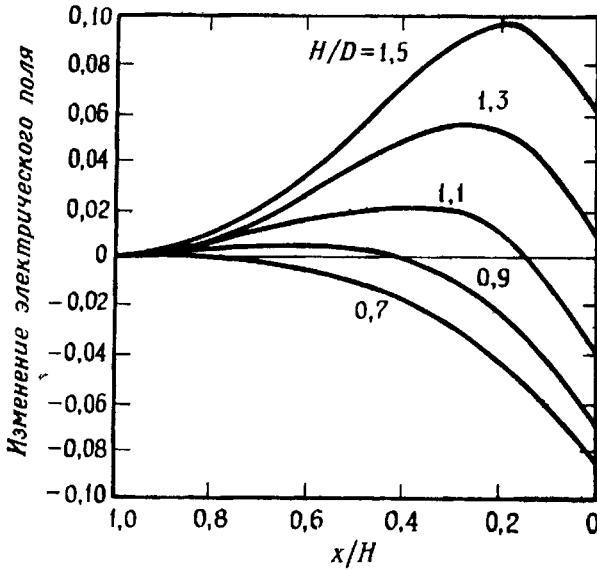
Р и с . 3.5. Изменение электрического поля, вызванное движущимся вниз отрицательным лидером из центра отрицательного заряда на высоте H . Величина x соответствует высоте головки лидера над землей. Чтобы получить изменение электрического поля в В/м, величину, приведенную на графике, необходимо умножить на $\rho/2\pi\epsilon_0 D$ (так же нужно сделать и на рис. 3.6—3.8).

Рассмотрим изменение электрического поля, связанное с движением вниз положительно заряженного лидера. Положительные лидеры могут двигаться вниз от области P к области N , образуя внутриоблачный разряд, а также от области P или p к земле, образуя положительный разряд на землю. Изменение поля остается тем же, что и в (3.10), но с положительным знаком:

$$\Delta E = + \frac{2\rho}{4\pi \epsilon_0 D} \left[\frac{1}{(1 + x^2/D^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1 + H^2/D^2)^{1/2}} - \frac{H-x}{D} \frac{H}{D} \frac{1}{(1 + H^2/D^2)^{3/2}} \right]. \quad (3.12)$$

Графики уравнения (3.12) для различных величин H/D даны на рис. 3.6.

Изменения поля, показанные на рис. 3.6 для снижающегося положительного заряда, того же типа, что и ожидаемые из рассмотрения рис. 3.2. Когда H/D уменьшается, начиная с величины, большей 0,7 (это соответствует снижению точечного или сферически симметричного по-



Р и с. 3.6. Изменение электрического поля, вызванное движущимся вниз положительным лидером из центра положительного заряда на высоте H .

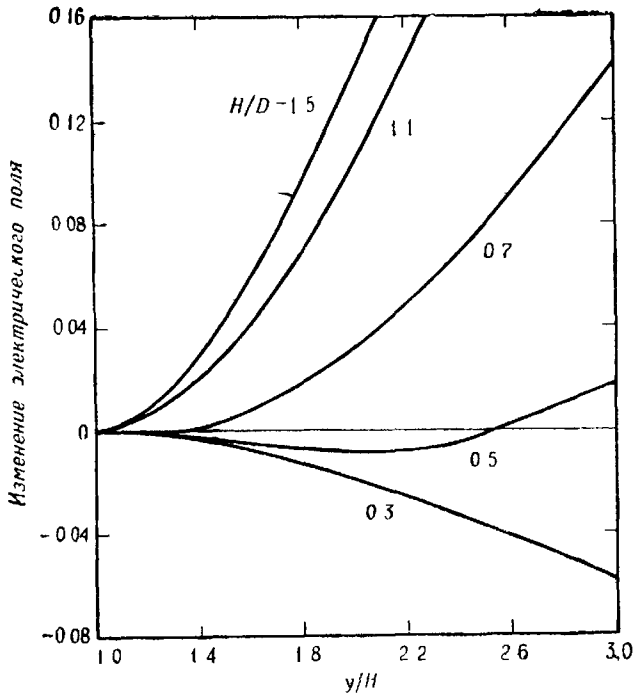
ложительного заряда при наблюдении процесса с близких расстояний), поле увеличивается, достигает максимума и затем уменьшается. На рис. 3.6 снижающийся положительный заряд при наблюдении с близких расстояний вызывает увеличение поля до максимума с последующим его уменьшением. Когда H/D уменьшается с величины, меньшей 0,7 (см. рис. 3.2), что соответствует наблюдению за процессом со значительных расстояний, поле монотонно уменьшается. На рис. 3.6 снижающийся положительный заряд, наблюдаемый на значительных расстояниях, вызывает монотонное уменьшение поля. Следовательно, хотя и есть некоторая количественная разница между изменением электрического поля, обусловленным движением

точечного заряда, и изменением электрического поля, обусловленным движением линейного заряда из источника точечного заряда, качественно изменения полей похожи.

Рассмотрим отрицательный лидер, движущийся вверх от центра отрицательного заряда. Примером этого типа разряда может служить лидер, движущийся вверх от области N к P , образуя внутриоблачный разряд. Для этого случая $x = H$ и $l = y - H$ в выражениях (3.8) и (3.9). Изменение поля равно

$$\Delta E = -\frac{2\rho}{4\pi\epsilon_0 D} \left[\frac{1}{(1 + H^2/D^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1 + y^2/D^2)^{1/2}} - \frac{y - H}{D} \frac{H}{D} \frac{1}{(1 + H^2/D^2)^{3/2}} \right], \quad (3.13)$$

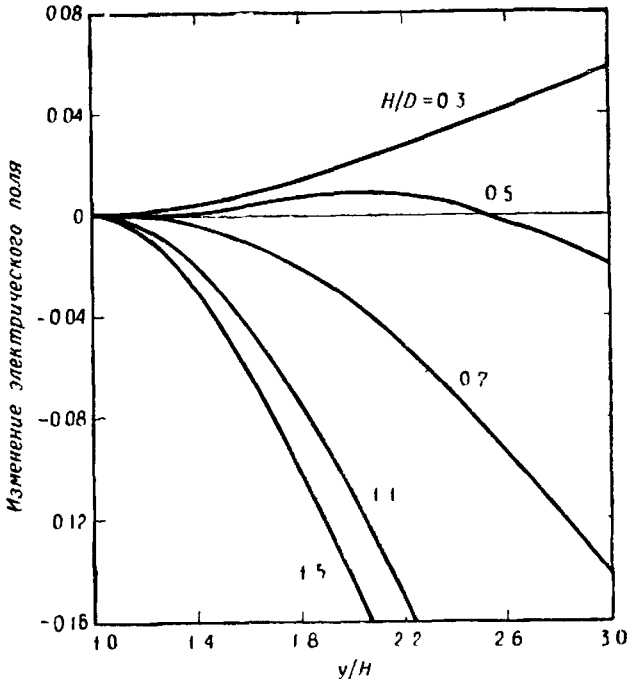
где $y = H$ при $t = 0$ и увеличивается со временем. На близких расстояниях начальное изменение поля поло-



Р и с . 3.7. Изменение электрического поля, вызванное движущимся вверх отрицательным лидером из центра отрицательного заряда на высоте H . Длина лидера от центра отрицательного заряда равна $y - H$. Изменение электрического поля отрицательно для малых значений отношения y/H и положительно для больших значений y/H .

жительно, на дальних — отрицательно, как показано на рис. 3.7. Изменения поля, показанные на рис. 3.7, могут быть количественно предсказаны из рис. 3.2.

Ожидаемое изменение поля для движущегося вверх положительного лидера показано на рис. 3.8. Аналити-



Р и с . 3.8. Изменение электрического поля, вызванное движущимся вверх положительным лидером из центра положительного заряда на высоте H . Длина лидера от центра равна $y - H$. Изменение электрического поля положительно для малых и отрицательно для больших значений отношения y/H .

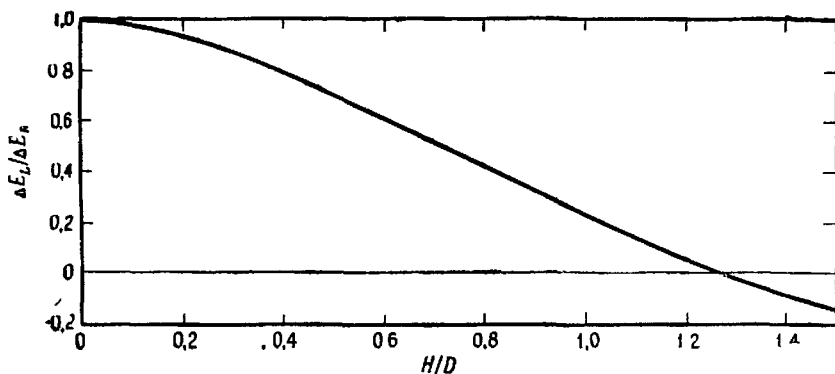
ческое выражение для изменения электрического поля имеет вид

$$\Delta E = + \frac{2\rho}{4\pi\epsilon_0 D} \left[\frac{1}{(1 + H^2/D^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1 + y^2/D^2)^{1/2}} - \frac{y - H}{D} \frac{H}{D} \frac{1}{(1 + H^2/D^2)^{3/2}} \right]. \quad (3.14)$$

Положительный, направленный вверх лидер, возможно, предваряет разряд между областями p и N , между

областью P и ионосферой или между вершиной возвратного удара и областью N .

Целесообразно рассмотреть отношение изменения общего поля, обусловленного лидерным процессом облако — земля, к изменению, обусловленному возвратным ударом. Рассмотрим движущийся вниз отрицательно заряженный (и, согласно нашей модели, однородно заряженный) ли-

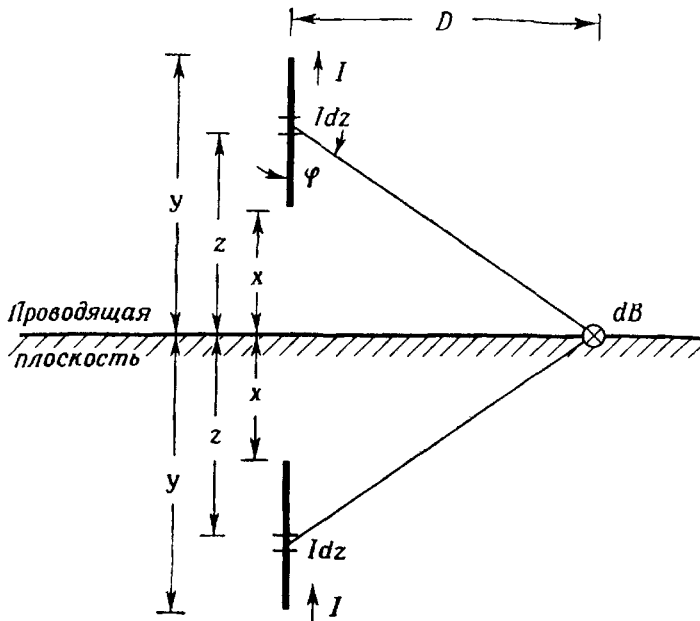


Р и с . 3.9. Отношение изменений электрического поля, вызванных лидером и возвратным ударом, в зависимости от отношения высоты центра заряда к расстоянию по горизонтали до центра заряда.

дер, который дает изменение общего поля согласно уравнению (3.10) при $x = 0$ и $y = H$. Возвратный удар удаляет отрицательный заряд из лидера и, следовательно, вызывает положительное изменение поля. Поле лидера, которое разрушается возвратным ударом, дается выражением (3.8) при $x = 0$ и $y = H$. Отношение изменения этих двух полей построено на рис. 3.9 как функция от H/D . Вдали от разряда отношение приближается к единице. Когда $H/D \ll 1$, изменение поля лидера по существу равно изменению поля, вызванному движением точечного заряда (равного заряду лидера) от H к средней высоте заряда лидера ($H/2$ для однородно заряженного лидера). Изменение поля возвратного удара равно изменению поля, вызванному движением точечного заряда со средней высоты до земли. Так как отношение изменения поля в лидерном процессе к изменению поля от возвратного удара является функцией только D и H , измерение этого отношения при известном D дает возможность вычислить высоту H центра заряда.

3.3. МАГНИТОСТАТИКА

Движение зарядов внутри облака или между облаком и землей представляет собой электрический ток. С этим током связано магнитное поле, которое может быть измерено на поверхности земли. Для описания магнитостатических явлений, обусловленных током разряда молнии, рассмотрим простую модель. Представим, что ток



Р и с . 3.10. Схема для расчета магнитной индукции в точке D , наведенной током I , протекающим по вертикальному отрезку длиной $y-x$, расположенному над проводящей плоскостью.

течет вертикально и сосредоточен в токонесущей линии, как показано на рис. 3.10. Магнитная индукция $d\mathbf{B}$ на расстоянии r от бесконечно малого элемента длины dz , несущего ток I , равна

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I dz}{4\pi r^2} (\mathbf{a}_I \times \mathbf{a}_r), \quad (3.15)$$

где \mathbf{a}_r — единичный вектор, направленный вдоль r , \mathbf{a}_I — единичный вектор в направлении тока, текущего через dz , и μ_0 — магнитная проницаемость вакуума (которая по существу равна магнитной проницаемости атмосферы).

го воздуха). В системе МКС $\mu_0/4\pi \approx 10^{-7}$. Если, как показано на рис. 3.10, ток течет вертикально вверх, вектор магнитной индукции в точке D направлен перпендикулярно рисунку от нас. Величина магнитной индукции в D , обусловленная током $I dz$, равна

$$dB = \frac{\mu_0 I dz}{4\pi} \frac{D}{(z^2 + D^2)^{3/2}}, \quad (3.16)$$

так как

$$|(\mathbf{a}_l \times \mathbf{a}_r)| = \sin \varphi = \frac{D}{(z^2 + D^2)^{1/2}}. \quad (3.17)$$

Чтобы найти полную величину магнитной индукции в точке D , обусловленную током в вертикальной линии длиной $y-x$, проинтегрируем уравнение (3.16) от $z = x$ до $z = y$ и результат умножим на 2, чтобы учесть ток изображения. Получим

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi D} \left[\frac{y}{(y^2 + D^2)^{1/2}} - \frac{x}{(x^2 + D^2)^{1/2}} \right]. \quad (3.18)$$

Вектор поля направлен от нас. Если направление тока изменится на противоположное, вектор магнитной индукции будет направлен к нам.

Если ток течет между центром заряда на высоте H и землей ($y = H$, $x = 0$), то выражение (3.18) может быть записано как

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi D} \frac{H}{(H^2 + D^2)^{1/2}}. \quad (3.19)$$

Для случая, когда наблюдение проводится очень близко от разряда ($H \gg D$), выражение (3.19) сводится к

$$B \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi D}. \quad (3.20a)$$

Когда наблюдения проводятся далеко от разряда ($H \ll D$), выражение (3.19) переходит в

$$B \approx \frac{\mu_0 IH}{2\pi D^2}. \quad (3.20b)$$

В предыдущем разделе в виде $M = 2QH$ был представлен электрический дипольный момент заряда $+Q$, находяще-

гося на высоте H относительно проводящей плоскости, и его изображения. Если заряд $+Q$ приближается к земле, то ток будет равен скорости изменения заряда в источнике, и можно записать

$$\frac{dM}{dt} = 2IH. \quad (3.21)$$

Комбинируя (3.21) и (3.20б), найдем

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi D^2} \frac{dM}{dt}. \quad (3.22)$$

Этот результат будет рассматриваться в следующем разделе.

3.4. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

В двух предыдущих разделах были рассмотрены электрические и магнитные поля, обусловленные статическими или медленно меняющимися распределениями грозových зарядов и токов. В разряде молнии будут происходить значительные изменения заряда и тока в относительно короткие интервалы времени. Поэтому рассмотрим изменяющиеся во времени электромагнитные поля, связанные с разрядом молнии.

Распределению заряда в грозovém облаке можно приписать общий электрический дипольный момент. Для его получения необходимо просуммировать дипольные моменты, обусловленные отдельными зарядами или скоплениями зарядов и их изображениями

$$M = 2 \sum_i Q_i H_i, \quad (3.23)$$

где суммирование проводится по отдельным зарядам и их скоплениям выше земли; члены, содержащие отрицательный заряд, отрицательны. Электрическое и магнитное поля на земле в точке D , обусловленные дипольным моментом и его изменениями во времени, нетрудно вычислить, если допустить некоторые упрощающие предположения (см., например, [33]). При выполнении этих пред-

положений, которые будут перечислены ниже, величины полей равны

$$E = \frac{[M]}{4\pi\epsilon_0 D^3} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c D^2} \left[\frac{dM}{dt} \right] + \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 D} \left[\frac{d^2 M}{dt^2} \right], \quad (3.24)$$

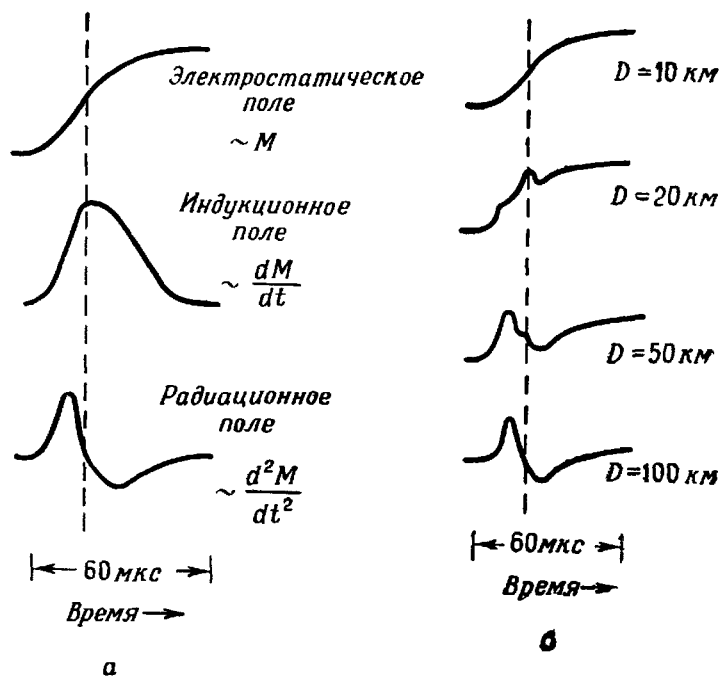
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi D^2} \left[\frac{dM}{dt} \right] + \frac{\mu_0}{4\pi c D} \left[\frac{d^2 M}{dt^2} \right], \quad (3.25)$$

где c — скорость света; величины в скобках соответствуют моменту времени ($t - D/c$). Чтобы (3.24) и (3.25) были справедливы, необходимо выполнение следующих условий: 1) $D \gg H_i$; 2) величина и фаза тока, появляющегося в результате изменения M , должны быть постоянными вдоль пути тока; 3) все H_i должны быть постоянными. Если эти условия выполняются с некоторым приближением, то задача вычисления полей сводится к задаче вычисления общего дипольного момента как функции времени.

Первый член в правой части (3.24) называется электростатическим. По существу он эквивалентен выражению (3.4) с поправкой на скорость распространения поля. Второй член в правой части (3.24) называется промежуточным, или индукционным, членом. Этот член, пропорциональный току, представляет собой запасенную реактивную энергию и, поскольку он пропорционален D^{-2} , сохраняет значительную величину до больших значений D , чем электростатический член. Последние члены в правых частях (3.24) и (3.25) являются радиационными. Они представляют собой энергию, распространяющуюся от источника со скоростью света и пропорциональную скорости изменения тока со временем. Радиационные члены существенны при больших D , когда остальными членами в (3.24) и (3.25) можно пренебречь. Первый член в правой части уравнения (3.25) называется магнитостатическим. По существу он эквивалентен выражению (3.22) с поправкой на скорость распространения поля. Из всех членов, представленных в (3.24) и (3.25), только электростатический член отличен от нуля до и после разряда молнии.

Электростатическое поле преобладает над электрическим на расстоянии ~ 10 км от разряда, если эффективная частота исследуемых изменений поля не превышает не-

скольких кГц. Если измерения проводятся ближе 10 км, то условие (1) не выполняется, и поэтому (3.24) несправедливо. В этом случае необходимо использовать соответствующие выражения разд. 3.2, хотя они также могут быть неточными, если заряд движется быстро. Аналогично



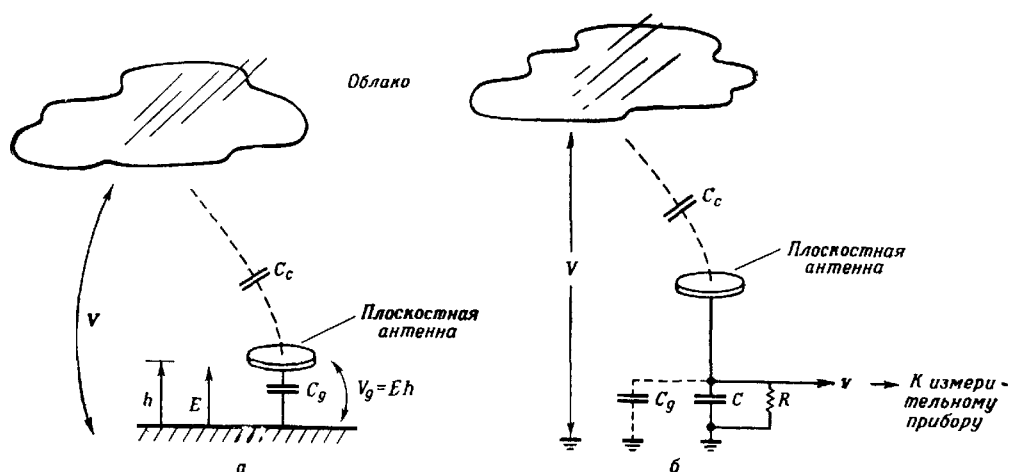
Р и с . 3.11. а — изменение компонент электрического поля со временем для возвратного удара; б — изменение напряженности электрического поля со временем для ряда расстояний до возвратного удара.

этому (3.25) несправедливо для измерений вблизи разряда; магнитоэлектростатическое приближение разд. 3.3 при быстрых изменениях тока также может быть несправедливым. На расстояниях свыше 100 км преобладает радиационное поле. На промежуточных расстояниях все компоненты поля могут вносить значительный вклад в общее поле. На рис. 3.11 показана ожидаемая качественная форма трех компонент электрического поля для возвратного удара, переносящего отрицательный заряд к земле. Возвратный удар вызывает монотонное увеличение дипольного момента M . На этом же рисунке показано ожидаемое изменение общего электрического поля, вызванное возвратным ударом, в зависимости от расстояния.

3.5. АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ

3.5.1. Электронные измерения напряженности электрического поля

Напряженность электрического поля в зависимости от времени может быть измерена у поверхности земли путем измерения напряжения между антенной и землей. Обсудим существенные особенности такого измерения. Рассмотрим горизонтальную плоскостную антенну (рис. 3.12).



Р и с . 3.12. *а* — плоскостная антенна, не присоединенная к измерительному прибору; *б* — плоскостная антенна, присоединенная к измерительному прибору.

Плоскость антенны ориентируется параллельно земной поверхности перпендикулярно вектору электрического поля, т. е. вдоль эквипотенциальной поверхности. Предполагается, что электрическое поле однородно. Антенна расположена на высоте h над поверхностью земли. В отсутствие нагрузки на антенну (рис. 3.12, *а*) электрическое поле вблизи антенны равно E (величина, которая существовала бы в отсутствие антенны), а разность потенциалов между землей и антенной $V_g = Eh$. Паразитная емкость между облаком и антенной равна C_c , между антенной и землей C_g , где $C_g \gg C_c$. Разность потенциалов между облаком и землей равна V . Облаком мы называем эффективный центр заряда, который порождает E . Разность потен-

циалов облако — земля делится между двумя емкостями C_c и C_g . Разность потенциалов на C_g равна

$$V_g = V \frac{C_c}{C_g + C_c}. \quad (3.26)$$

Учитывая, что $V_g = Eh$, можно записать

$$V = Eh \frac{C_c + C_g}{C_c}. \quad (3.27)$$

Когда измерительная RC -цепь, показанная на рис. 3.12,б, присоединяется к антенне, измеряемый потенциал v оказывается меньше V_g . Предположим, что R является очень большим импедансом по сравнению с C , так что при определении v необходимо учитывать только влияние C . Так как C и C_g включены параллельно, напряжение

$$v = V \frac{C_c}{C_g + C_c + C}. \quad (3.28)$$

Можно исключить неизвестное V подстановкой (3.27) в (3.28):

$$v = Eh \frac{C_c + C_g}{C_g + C_c + C}. \quad (3.29)$$

Поскольку $C_g \gg C_c$, (3.29) с хорошей точностью равно

$$v = Eh \frac{C_g}{C_g + C}. \quad (3.30)$$

Измеряемое напряжение пропорционально электрическому полю E . Константы пропорциональности могут быть измерены или вычислены. На практике $C > C_g$, и поэтому C можно использовать для контроля за величиной измеряемого напряжения. Назначение R заключается в том, чтобы напряжение v уменьшалось с постоянной времени $R(C + C_g)$ или RC , если $C \gg C_g$. Если величину RC сделать больше, чем интересующие нас времена, влияние R на измерения может стать незначительным.

Китагава и Брук [39] описали две измерительные схемы для использования их вместе с антенной. Первая, которую они назвали «измеритель электрического поля (мед-

ленная антенна)», имела $RC = 4\text{с}$ и полосу пропускания от постоянного тока до 20 кГц *. Для измерения коэффициента усиления напряжения в диапазоне 80 дБ использовались пять различных величин C . Величина R изменялась от 10^7 до 10^{11} Ом. Выходное напряжение подавалось на осциллограф, работающий в режиме непрерывной развертки, причем каждый последующий шаг несколько смещен по вертикали по отношению к предыдущему шагу. Скорость развертки обычно составляет 50 мс на 1 шаг, в результате чего на экране осциллографа могут быть легко размещены несколько секунд. Время разрешения составляет доли миллисекунды. Вторая схема, которую Китагава и Брук назвали «измеритель изменения электрического поля (скоростная антенна)», имеет $RC = 70$ мкс. Верхняя граничная частота превышает 1 МГц. Сочетая эту схему с системой регистрации на пленку, Китагава и Брук получили время разрешения 10 мкс. Более высокое время разрешения может быть получено при использовании системы регистрации на магнитную ленту. При помощи схемы скоростной антенны можно получить изображение очень быстрых изменений поля, хотя точные его величины из-за экспоненциального спада сигнала на сопротивлении R могут быть получены только для времен много меньше 70 мкс. Одновременное использование измерителя электрического поля и измерителя изменения этого поля позволяет определить последнее во время всей вспышки молнии с хорошим временным разрешением быстро протекающих изменений поля.

3.5.2. Полемер, или электростатический флюксметр

Промежуток времени, в течение которого напряженность электрического поля может быть однозначно измерена с помощью электронной схемы, является функцией эффективной постоянной времени RC . Мы видели в предыдущем разделе, что эти времена порядка секунд. Для измерения напряженности электрического поля в течение

* В дальнейших исследованиях [60] применялся усовершенствованный измеритель электрического поля, который имел $RC = 10\text{с}$, а верхняя граничная частота его равнялась 1 МГц.

более долгого периода времени можно использовать прибор, известный как полемер, или электростатический флюксометр. Полемер можно сконструировать так, чтобы он имел время разрешения порядка 1 мс. Таким образом, полемер дает информацию, аналогичную информации, получаемой с помощью измерителя электрического поля, описанного в предыдущем разделе.

Полемер состоит из экспонируемого проводника, который периодически экранируется от окружающего электрического поля другим проводником и связан с землей через сопротивление. Экранирующий проводник заземлен. Заряд, индуцируемый на экспонируемом проводнике окружающим полем, стекает к земле через сопротивление в течение периода экранирования. Величина тока зависит от заряда, индуцированного на экспонированном проводнике, который в свою очередь зависит от окружающего поля. Выходной сигнал представляет собой колебания с периодом, равным времени экранирования и экспонирования проводника. После усиления выходной сигнал может быть записан на магнитную ленту или подан прямо на экран осциллографа и сфотографирован. Полемер калибруется в лаборатории в известном электрическом поле. Конструкция и работа полемеров, предназначенных для измерений молнии, подробно рассматриваются в работах [48, 51, 71].

3.5.3. Разнообразные методы измерения электрического поля

Исторический интерес представляет метод измерения поля, использованный Вильсоном [89, 90] и некоторыми другими исследователями. Для измерения напряженности электрических полей со временем разрешения около 0,1 с они применили ртутно-серноокислотный электрометр, присоединенный к антенне. Заряд, индуцированный на антенне, вызывает движение капли серной кислоты внутри капилляра, наполненного ртутью. Смещение капли кислоты пропорционально полю. Время разрешения определяется инерционностью капли кислоты и ртути.

В ранних исследованиях для измерения электрических полей грозовых облаков и изменения полей, вызванных

молнией, применялись также другие типы электрометров. Например, Вильсон [89] использовал электрометр с золотыми лепестками, а Эпплтон, Ватсон-Ватт и Герд [2] применили струйный электрометр. Для измерения *постоянного* электрического поля грозовых облаков, используя электрометр, присоединенный к антенне, необходимо сначала экранировать, а затем экспонировать антенну, как это механически делается в полемере.

Если заземленный остроконечный проводник помещен в электрическое поле, то с него будет стекать коронный ток. Вормель [92] первым использовал ток короны для получения данных по электрическому полю вблизи грозового облака. Согласно Симпсону и Скрезу [77] (которые ссылаются на измерения Уиппла и Скреза), ток короны дается следующим выражением:

$$I = a(E^2 - M^2), \quad (3.31)$$

где a и M — константы; E должно быть больше M для того, чтобы возник ток. Чепмен [13] оценил справедливость уравнения (3.31) и предположил, что в определенных условиях ток короны должен линейно меняться с изменением поля. Чепмен [13] приводит многочисленные ссылки на литературу по коронным разрядам с остриев в полях грозовых облаков. Дополнительные данные о токе разряда с остриев приводит Этт [16]. Метод вариации коронного тока был использован Симпсоном и Скрезом [77] и Симпсоном и Робинсоном [76] для измерения и записи электрических полей внутри и вблизи грозовых облаков. Их прибор, называвшийся *альтиэлектрографом*, запускался на воздушных шарах в грозовые облака. Альтиэлектрограф записывал коронный ток между двумя электродами, отстоявшими друг от друга на расстояние 3 мм. Один электрод был присоединен к корпусу прибора, другой — к изолированной проволоке длиной 25 м, висевшей под прибором. Оба электрода опирались на бумажный круг, который вращался небольшим часовым механизмом. Бумага окрашивалась током, текущим с положительного острия, причем ширина пятна связана с напряженностью электрического поля вблизи прибора. Альтиэлектрограф был снабжен регистратором атмосферного давления. Симпсон и Скрез [77] первыми наблюдали небольшой, сосредото-

точный в основании облака положительный заряд — область p . К тому же они подтвердили существование N - P -дипольной структуры, впервые предложенной Вильсоном [89, 90] (разд. 3.6). Обзор данных относительно области p дан Вильямсом [88].

3.5.4. Измерения магнитного поля

Напряжение, индуцированное в рамочной антенне площадью A , ориентированной перпендикулярно магнитному потоку, при изменении магнитной индукции равно

$$V_{\text{ант}} = A \frac{dB}{dt}, \quad (3.32)$$

где предполагается, что площадь A постоянна, а индукция B однородна по площади. Таким образом, скорость изменения магнитной индукции можно измерить, соединив рамочную антенну с осциллографом. Чтобы провести непосредственное измерение магнитной индукции, антенна соединяется последовательно с сопротивлением R и емкостью C . Уравнение для тока i , текущего в такой схеме, имеет вид

$$A \frac{dB}{dt} = Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt', \quad (3.33)$$

где предполагается, что емкость первоначально не заряжена. Рассмотрим случай, в котором R и C выбраны таким образом, чтобы

$$Ri \gg \frac{1}{C} \int_0^t i dt', \quad (3.34)$$

т. е. импеданс $1/\omega C$ при синусоидальном сигнале мал по сравнению с R для всех эффективных угловых частот ω , вызванных изменяющимся магнитным полем. Используя (3.34), можно решить (3.33) относительно тока

$$i \approx \frac{A}{R} \frac{dB}{dt}. \quad (3.35)$$

Если выходной сигнал представляет собой напряжение на емкости, то сигнал равен

$$V_c = \frac{A}{RC} \int_0^t \frac{dB}{dt'} dt' = \frac{A}{RC} B(t). \quad (3.36)$$

Таким образом, магнитная индукция может быть найдена из (3.36) как функция времени. Затем ее можно использовать в (3.19) для определения тока молнии, если H и D известны и удовлетворяются условия, необходимые для справедливости уравнения (3.19). Магнитная рамочная антенна должна быть хорошо экранирована от электрических полей.

Наряду с магнитной рамочной антенной с соответствующими цепями для измерений можно использовать магнетометры (приборы для измерения магнитной индукции), которые выпускаются промышленностью. Серийные приборы имеют широкий диапазон чувствительности и временных характеристик. Особый интерес представляет индукционный магнетометр, использованный Вильямсом и Бруком [87] для измерений непрерывных токов и токов лидера. Прибор чувствителен к изменению магнитного поля в 1γ (10^{-9} Вб/м²). Переходное время прибора 20 мс. Вильямс и Брук [87] сообщили, что они создали индукционный магнетометр с переходным временем 1 мс.

3.6. РАННИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ; ДИПОЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ОБЛАКА

Результаты первых измерений электростатических полей грозовых облаков и изменений электростатического поля, вызванных молнией, приведены в работах [2, 73, 89, 90]. Среди заключений, сделанных в результате этих исследований, были следующие: 1) грозовое облако по существу является электрическим диполем с положительным зарядом, расположенным выше отрицательного заряда; 2) обычная вспышка молнии между облаком и землей переносит на землю отрицательный заряд, приводя к нейтрализации электрического дипольного момента, равного ~ 100 Кл·км. В экспериментах, выполненных Вильсоном [89, 90], а также Шонландом и Крейбом [73],

использовались электрометры с золотыми лепестками (ранняя работа Вильсона) или с разнообразными капиллярами. Эпплтон, Ватсон-Ватт и Герд [2] наряду с оборудованием, аналогичным оборудованию Вильсона, использовали антенну, присоединенную к осциллографу. Рассмотрим теорию и результаты измерения, которые привели к двум вышеупомянутым выводам.

О том, что грозовое облако по существу является вертикальным электрическим диполем с положительным зарядом в верхней части (положительный диполь), мы узнаём из измерений постоянного электростатического поля грозового облака в зависимости от D или из измерений *изменения* поля. Как можно видеть из рис. 3.3, вдали от грозового облака (в котором величины зарядов N и P показаны равными, хотя это равенство не было установлено точно) его постоянное электрическое поле положительно; на расстоянии D , равном приблизительно 8 км, знак поля меняется, и при меньших D поле отрицательно. Перемена знаков постоянного поля была предсказана Вильсоном [90] на основе его измерений изменения поля, а первое доказательство этому было приведено Шонландом и Крейбом [73].

Рассмотрим далее изменения электростатического поля, которые должны ожидаться, если 1) во вспышке молнии к земле переносится отрицательный заряд, 2) во вспышке молнии к земле переносится положительный заряд, 3) внутриоблачный разряд частично разрушает положительный электрический диполь. Напомним, что по определению положительным электрическим полем на земле называется поле от положительного заряда над землей. Если положительный заряд разрушается, то *изменение* поля отрицательно, т. е. положительное поле уменьшается. Подобным образом, если разрушается отрицательный заряд выше земли, то изменение поля положительно, т. е. отрицательное поле уменьшается. Изменение электрического поля, измеренное на земле в точке D и обусловленное переносом отрицательного заряда ΔQ_N Кл с высоты H_N в облаке к земле, исходя из (3.3), равно

$$\Delta E_{NG} = + \frac{2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta Q_N H_N}{(H_N^2 + D^2)^{3/2}}. \quad (3.37)$$

Это выражение положительно при всех величинах D . Если $D \gg H_N$, то результирующее изменение дипольного момента можно записать в виде

$$\Delta M_{NG} = + 2\Delta Q_N H_N = 4\pi\epsilon_0 \Delta E_{NG} D^3. \quad (3.38)$$

Изменение электростатического поля, измеренное на земле в точке D и обусловленное переносом положительного заряда ΔQ_P Кл с высоты H_P в облаке к земле, исходя из (3.3), равно

$$\Delta E_{PG} = - \frac{2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta Q_P H_P}{(H_P^2 + D^2)^{3/2}}. \quad (3.39)$$

Оно отрицательно для всех величин D . Если $D \gg H_P$, то результирующее изменение дипольного момента может быть записано в виде

$$\Delta M_{PG} = - 2\Delta Q_P H_P = 4\pi\epsilon_0 \Delta E_{PG} D^3. \quad (3.40)$$

Изменение электрического поля на земле в точке D , обусловленное внутриоблачным разрядом, разрушающим часть вертикально расположенного положительного электрического диполя, может быть вычислено при суммировании выражений (3.37) и (3.39), учитывая, что $\Delta Q_N = \Delta Q_P = \Delta Q$,

$$\Delta E_{PN} = - \frac{2\Delta Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{H_P}{(H_P^2 + D^2)^{3/2}} - \frac{H_N}{(H_N^2 + D^2)^{3/2}} \right]. \quad (3.41)$$

Знак изменения поля с уменьшением D меняется на противоположный: при малых D изменение поля положительно, при больших D отрицательно (рис. 3.3). Если часть диполя разрушается, положительное постоянное поле на больших расстояниях будет уменьшаться, что приводит к отрицательному изменению поля; отрицательное постоянное поле на близких расстояниях также будет уменьшаться, приводя к положительному изменению поля. Если величины зарядов N и P не равны, то расстояние, на котором изменение поля меняет знак, будет отличаться от расстояния, на котором меняет знак постоянное поле. Расстояния, на которых происходит смена знаков, различаются и в том случае, если положение верхнего и нижнего концов разряда отличается от положения эффек-

тивных центров двух заряженных областей, между которыми происходит разряд. Если $D \gg H_P$, изменение электрического поля, даваемое выражением (3.41), может быть записано как

$$\Delta E_{PN} = -\frac{2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta Q (H_P - H_N)}{D^3}, \quad (3.42)$$

и результирующее изменение дипольного момента будет

$$\Delta M_{PN} = -2\Delta Q (H_P - H_N) = 4\pi\epsilon_0 \Delta E_{PN} D^3. \quad (3.43)$$

Итак, отрицательные вспышки на землю сопровождаются положительными изменениями поля, положительные вспышки на землю — отрицательными; внутриоблачные разряды, нейтрализующие часть положительного диполя, сопровождаются положительными изменениями поля при малых D и отрицательными при больших D .

Рассмотрим далее результаты измерений. Вильсон [89, 90], работающий в Англии, где, согласно Вормелю [95], разряды облако—земля составляют около 40% всех вспышек и около 90% таких разрядов переносят на землю отрицательный заряд (хотя эти факты не были известны Вильсону в то время), нашел, что отношение положительных изменений поля к отрицательным равно 1,56 для 900 разрядов (облако — земля и внутриоблачных), наблюдавшихся с различных расстояний. На расстояниях до 5 км отношение составляло около 3 [90, рис. 2]. Вывод заключается в том, что вспышки облако—земля переносят отрицательный заряд на землю и что диполь грозового облака положителен. Вильсон нашел почти ту же среднюю величину изменения момента [он измерял $\Delta E D^3$ и использовал приближенный вид уравнения (3.38) при вычислении ΔM] для положительного и отрицательного изменений поля. Он нашел, что среднее изменение момента составляет около 100 Кл·км. (Отметим, что $\Delta E D^3$ будет меньше действительного изменения момента, если D ненамного больше H и вспышка удалена не более чем на 10 км.) Вильсон установил, что средний заряд, переносимый во вспышке, находится в диапазоне 10 ÷ 50 Кл.

Картина диполя Вильсона получила дальнейшее подтверждение в работе Эплтона и др. [2]. Работая в Англии,

они нашли, что на расстоянии больше 50 км от канала молнии отрицательные изменения поля встречаются почти в два раза чаще, чем положительные.

Шонланд и Крейб [73] в ЮАР проводили измерения полей облаков и изменений полей с помощью экспериментальной установки, подобной той, что описана Вильсоном [90]. В ЮАР основную часть вспышек составляли внутриоблачные. Разряды от основания облака к земле случались гораздо реже. Поэтому следует ожидать, что отдаленные грозы будут давать преимущественно отрицательные изменения поля, а близкие грозы — преимущественно положительные. Из 798 изменений поля от грозовых облаков, удаленных более чем на 8 км, 666 изменений были отрицательными. Для грозовых облаков, наблюдавшихся на расстоянии менее 6 км, зарегистрировано 39 положительных и 9 отрицательных изменений поля. Кроме того, было найдено, что постоянные поля положительны при отдаленных грозах и отрицательны при близких. Была подтверждена модель положительного электрического диполя облака. Шонланд и Крейб нашли среднюю величину ΔED^3 для 82 разрядов на расстоянии от 10 до 30 км, равную 94 Кл·км, истинные величины отличались от среднего значения в $0,1 \div 6,2$ раза.

Хотя в предыдущем обсуждении были приведены веские доказательства существования положительного электрического диполя в грозовом облаке, в литературе встречаются значительные разногласия по поводу полярности диполя и знака преобладающего заряда в основании грозового облака. Хороший отчет об этом дан Дженсенем [32].

Однако еще до 30-х годов стало ясно, что модель Вильсона, представляющая облако в виде положительного диполя, по существу верна. Вормель [92, 93] многократно измерял вертикальные электрические токи разряда с острия в зависимости от расстояния до гроз. Направление вектора электрического поля под грозовым облаком выводилось из наблюдаемого направления тока. В работе [93] Вормель представил записи тока, которые сопровождалась в некоторых случаях прямыми измерениями электрического поля. Полученные им данные подтверждают тот факт, что преобладающее большинство как гро-

зовых, так и снежных облаков биполярны, причем верхний заряд положителен.

Работа Шонланда и Крейба [73] была продолжена Шонландом [68] с целью исследования большего числа разрядов молнии. К тому же Шонланд наблюдал визуально или фотографировал большинство разрядов, при которых проводилось измерение изменения поля.

Дженсен [29—32] в США получил многочисленные данные по измерению электрического поля с одновременным фотографированием молнии. Он исследовал 185 вспышек, которые происходили ближе, чем расстояние, где меняется знак электрического поля. Большинство ветвившихся вниз разрядов облако — земля сопровождалось положительным изменением поля, свидетельствуя о переносе на землю отрицательного заряда. Дженсен сообщил, однако, что разряды облако — земля, сопровождавшиеся отрицательным изменением поля, по-видимому, обусловлены разрядами от положительных частей облака (разд. 3.7.6). На фотографиях некоторых из этих разрядов видны многочисленные тонковолокнистые «стримеры», характерные для лабораторных разрядов с положительных электродов.

Шонланд и Алибоне [72] сообщили, что из 404 вспышек, для которых были получены изменения поля и соответствующие оптические данные, по крайней мере 95% происходили из отрицательно заряженной части облака. Шонланд и Алибоне провели эксперименты с импульсным генератором в 1 МВ, чтобы показать, что ветвление к заземленной пластине может быть как от положительного, так и от отрицательного стержневого электрода. Эти эксперименты показали, что направление ветвления не может служить критерием для распознавания типа заряда области, из которой происходит молния.

Симпсон [75] ранее доказывал, что ветвление вниз, наблюдаемое в молниях облако — земля, можно встретить только из области положительного заряда облака.

Холлидей [20] в ЮАР привел дополнительные данные, аналогичные полученным Шонландом и Крейбом [73] и Шонландом [68].

Доказательство того, что нижняя часть облака заряжена преимущественно отрицательно, было в дальнейшем

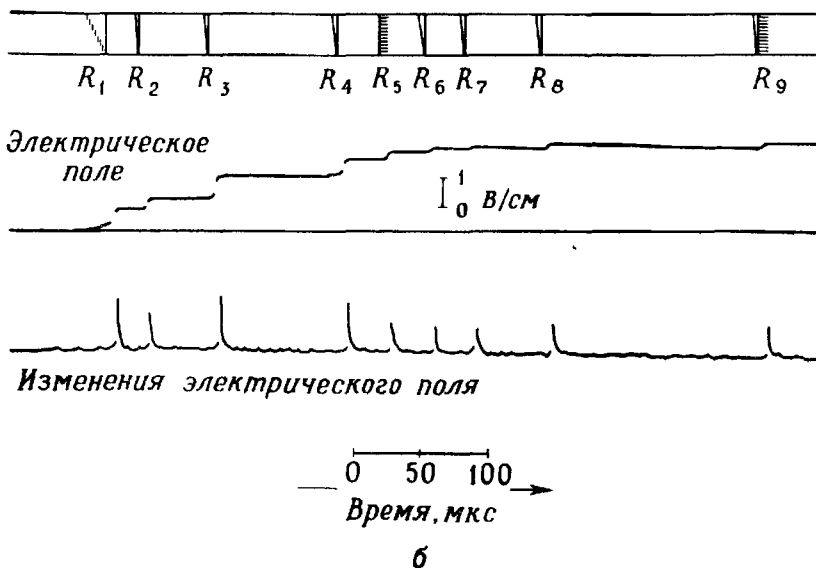
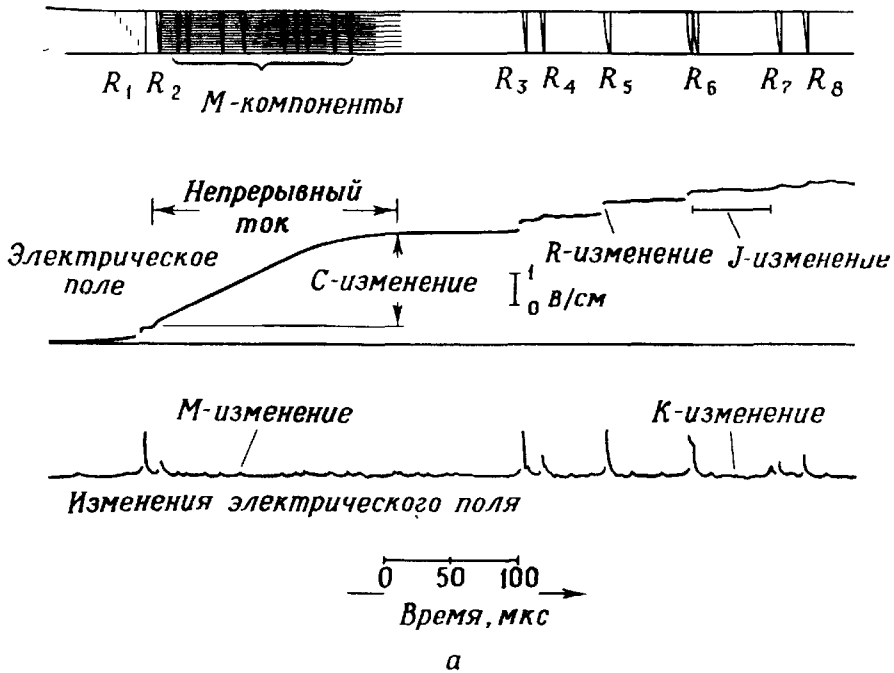
подкреплено наблюдением токов молнии к линиям передач, которые, как было установлено во всех ранних работах, переносят отрицательный заряд к земле. Эти измерения токов, проведенные в США около 1930 г., будут рассматриваться в следующей главе.

Поскольку измерения поля и его изменений проводились еще в самом начале нашего века, были проведены наземные измерения и измерения в свободной атмосфере постоянного электрического поля грозовых облаков. В общем эти измерения подтверждают ранние работы. Не будем касаться подробностей измерений постоянного поля, так как оно обычно не связано с разрядом молнии. За ссылками относительно измерений постоянного поля, сделанных с середины 30-х годов до настоящего времени, читатель отсылается к работам [17, 18, 84, 95].

3.7. ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ МОЛНИЕЙ ОБЛАКО—ЗЕМЛЯ

3.7.1. Введение

Вормель [94] в Англии применил капиллярный электрометр для измерений изменений момента, обусловленных вспышками молний. Он нашел, что наиболее часто встречающаяся величина момента, разрушающегося как при положительных, так и при отрицательных изменениях поля, составляет около 120 Кл·км, причем средняя величина составляет около 220 Кл·км. Средняя величина значительно выше наиболее часто встречающейся величины из-за случайного появления разрядов с очень большими изменениями момента (до 1200 Кл·км). Пайерс и Вормель [61] в конце 40-х годов в Англии использовали осциллограф для измерения изменений момента, обусловленных отдельными импульсами, лидерами и междуимпульсными процессами. Было найдено, что среднее изменение момента, вызванное как ступенчатым лидером, так и возвратным ударом, составляет около 30 Кл·км. Брук и др. [8] в Нью-Мексико провели измерения изменения момента и переноса заряда, вызванные от-



Р и с . 3.13. Примеры измерений электрического поля совместно с фотографированием молнии. Записи несколько изменены по сравнению с оригиналом для получения большей выразительности [40]. а — вспышка с интервалом непрерывного тока (вспышка № 106, расстояние 20 км); б — вспышка без непрерывного тока (вспышка № 109, расстояние 19 км).

дельными импульсами, непрерывным током* и меж-импульсными процессами. Установлено, что среднее изменение момента за импульс составляет около 22 Кл·км, а средний перенос заряда — около 2,6 Кл. Вспышки только с дискретными импульсами характеризовались средним изменением момента в 151 Кл·км (19,4 Кл), в то время как для вспышек с интервалами непрерывного тока (примерно для половины наблюдавшихся вспышек) было характерно среднее изменение момента в 346 Кл·км (33,9 Кл). Среднее изменение момента, обусловленное интервалом непрерывного тока, составляло 135 Кл·км, а средний заряд, переносимый за интервал, был равен 12 Кл. Вонг [85, 86], работающий в Сингапуре, нашел для вспышек облако — земля среднее изменение момента равным 256 Кл·км, а средний заряд, переносимый за вспышку, составлял 31 Кл.

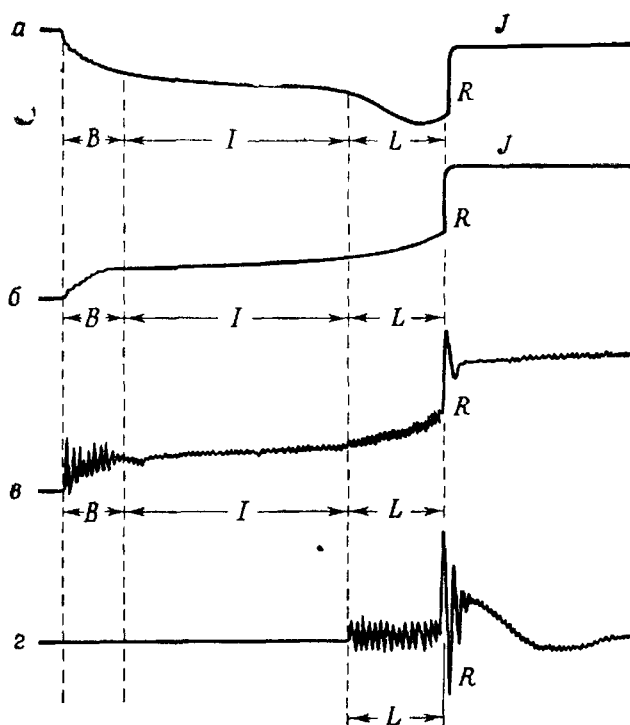
Обычно структура наблюдаемого изменения электрического поля, обусловленного разрядом молнии, согласовывалась с фотографическими исследованиями разряда молнии. На рис. 3.13 показаны основные черты фотографической регистрации и выполненных одновременно записей электрического поля двух вспышек молний по данным Китагавы и др. [40]. (Измерители электрического поля и его изменений рассмотрены в разд. 3.5.1.) Измеритель изменения электрического поля записывает события, происходящие в короткие промежутки времени, но имеет такую постоянную времени, что прибор возвращается в нулевое положение за время около 70 мкс. Наиболее очевидной чертой записей рис. 3.13 является резкое изменение поля, обусловленное возвратным ударом, — R -изменение поля. На рис. 3.13 также показаны S -изменение, вызванное непрерывным током, текущим на землю, M -изменение, вызванное M -компонентом, K -изменение, которое происходит в промежутке между импульсами, и J -изменение, приписываемое так называемому процессу слияния, протекающему в облаке между импульсами. Не показаны F -изменение, медленное положительное изменение поля, которое часто следует за последним импульсом во вспыш-

* Иногда вместо термина «непрерывный ток» используется термин «затяжной ток». — *Прим. перев.*

ке, и детальные изменения поля, вызванные лидерным процессом. В следующих разделах мы подробно рассмотрим различные изменения электростатического поля и свойства молнии, которые можно изучить, исходя из этих изменений поля.

3.7.2. Ступенчатый лидер

На рис. 3.14 показаны изменения электрического поля, предшествующие первому импульсу во вспышке, в зависимости от расстояния до разряда. Обозначения изменения поля B , I , L , предшествующие R -изменению, вызванному возвратным ударом, введены Кларенсом и Маланом [14]. B означает пробой, I — промежуточный процесс и L —



Р и с . 3.14. Схемы типичных изменений поля при разрядах на землю. a — электростатическое поле на расстоянии 2 км; $б$ — электростатическое поле на расстоянии 5 км; $в$ — электростатическое, индукционное и радиационные поля (относительная амплитуда R -части уменьшена); $г$ — радиационные поля на расстоянии 500 км в интервале частот от 200 Гц до 20 кГц. Продолжительности: B от 2 до 10 мс; I от 0 до 400 мс; L от 4 до 30 мс [14, 71].

лидер. Участок B характеризуется значительным изменением поля в течение нескольких миллисекунд, I — медленным или нерегулярным изменением поля и L — более быстрым изменением поля. Знак изменения, как это показано на рис. 3.14, меняется с расстоянием. Кларенс и Малан предположили, что стадия B обусловлена электрическим пробоем между центрами p - и N -зарядов, стадия I обусловлена зарядением канала пробоя отрицательным электричеством за счет дополнительных разрядов, а L , или стадия лидера, возникает после того, как канал разряда у основания облака достаточно зарядится. Таким образом, только участок L предимпульсного изменения поля относится к сфотографированному ступенчатому лидеру. Кларенс и Малан измеряли изменения электрического поля перед возвратным ударом с длительностью вплоть до 200 мс; 50% измеренных величин превышали 30 мс, 10% превышали 120 мс. Китагава и Брук [39] сообщили о предударных изменениях поля с продолжительностями от 10 до 200 мс, причем наиболее часто встречающаяся величина составляла около 30 мс. Изменения поля, предшествующие первому возвратному удару, измеренные Пайерсом [61] вдали от разряда, имели по существу те же черты, что показаны на рис. 3.14, *в*. Пайерс нашел, что только около 15% из 332 измеренных предударных изменений поля имели различимый участок I . В остальных случаях поле уменьшалось более или менее однородно по всему предударному промежутку времени. Пайерс [61, 62] обозначил эти общие предударные изменения поля, в которых участок I был различим, как $L(\beta)$; те же, в которых он был неразличим, как $L(\alpha)$. Средняя продолжительность изменения $L(\alpha)$ равнялась 50 мс, а $L(\beta)$ — 175 мс (из этого времени в течение 95 мс действительно происходило изменение поля). Обозначения α и β были взяты у Шонланда и др. [74]. По их предположению, за быстрым участком B следует спокойный участок I , что вызвано начальной быстрой и последующей медленной стадиями ступенчатого β -лидера. В дальнейшем Шонланд [71] изменил свое мнение. Он ввел обозначение B для всего предударного изменения поля, предшествующего участку L . То, что Шонланд обозначил B , Кларенс и Малан [14] разделили на B и I . Китагава [36] в Японии

также изучал предупредительные изменения поля. Его результаты даны в старых обозначениях Шонланда.

Сейчас уместно рассмотреть изменение поля V и предполагаемую физическую интерпретацию. Кларенс и Малан [14] заявляют, что в их исследованиях изменение поля V отрицательно для расстояний D , меньших 2 км, и положительно для расстояний, больших 5 км. В 43 записях, полученных от разрядов между 2 и 5 км, 21 V -изменение поля начиналось с положительного изменения и 22 изменения — с отрицательного. Для расстояний от 2 до 5 км знак изменения V обычно меняется в процессе изменения поля. Используя модель лидера, описанную в разд. 3.2, можно обсудить интерпретацию Кларенса и Малана. По их мнению, V -изменение поля обусловлено или отрицательным лидером, движущимся вниз от N -области к p -области, или положительным лидером, движущимся вверх от p -области к N -области, причем оба случая равновероятны. Сначала рассмотрим отрицательные изменения поля на расстоянии менее 2 км. Как видно из рис. 3.5, эти изменения может вызвать отрицательный лидер, движущийся вниз между, скажем, 3 и 1 км (x/H от 1 до 0,3), если H/D больше $\sim 1,1$. Таким образом, для $D = 2$ км высота $H > 2,2$ км. Из рис. 3.8 видно, что отрицательное изменение поля может также быть обусловлено положительным лидером, движущимся вверх, если $H/D \geq 0,7$. Таким образом, для $D = 2$ км высота $H > 1,4$ км. Рассмотрим далее положительные изменения поля на расстояниях, больших 5 км. Положительное изменение поля (рис. 3.5) может вызвать отрицательный лидер, движущийся вниз, если $H/D \leq 0,7$. Таким образом, для $D = 5$ км высота $H \leq 3,5$ км. Из рис. 3.8 видно, что положительное изменение поля может быть обусловлено положительным лидером, движущимся вверх между, скажем, 1 и 3 км, если $H/D \leq 0,3$. Таким образом, для $D = 5$ км высота $H < 1,5$ км.

Рассмотрим изменение поля в интервале от 2 до 5 км. Отрицательный лидер, движущийся вниз (рис. 3.5), будет вызывать сначала отрицательное, а затем положительное изменение поля по мере снижения с 3 до 1 км, если $H/D \approx 0,9$. При $H/D = 0,9$ и $H = 3$ км расстояние $D = 3,3$ км. Из рис. 3.8 видно, что положительный лидер, движущийся вверх, будет вызывать сначала положитель-

ное, а затем отрицательное изменение поля по мере продвижения вверх от 1 до 3 км, если $H/D \approx 0,5$. При $H/D = 0,5$ и $H = 1$ км расстояние $D = 2$ км. Вычисленные высоты, которые приблизительно совпадают с отправными точками положительного движущегося вверх лидера (1 км) или отрицательного движущегося вниз лидера (3 км), находятся в разумном согласии с высотами p -области и нижней части N -области. Точность анализа результатов зависит от модели, принятой для описания движения заряда. Кларенс и Малан [14] использовали данные рис. 3.2 (в качестве модели выбран точечный заряд, движущийся вверх или вниз), на основе которых пришли к выводу, что либо положительный заряд движется вверх с минимальной высоты 1,4 км, либо отрицательный заряд движется вниз с максимальной высоты 3,6 км. Согласно Малану и Шонланду [53], основание южноафриканских грозовых облаков, где расположен p -заряд, обычно находится в 1,5–2,5 км над землей, а нижняя граница центра отрицательного N -заряда обычно располагается на 1 км выше основания облака. Малан [46] наблюдал, что часто облака излучают свет в течение порядка 100 мс, перед тем как из основания облака появится ступенчатый лидер. Эти наблюдения подтверждают гипотезы, согласно которым ступенчатому лидеру предшествует разряд в облаке.

Кларенс и Малан [14] сообщают об измерении пульсаций электрического поля малой амплитуды, которые имели различный характер в течение каждого из трех определенных предупредительных периодов. Измерительная система имела полосу пропускания до 300 кГц. Наблюдавшиеся грозы были ближе 80 км. Установлено, что B -пульсации имели более длинные межимпульсные интервалы времени и большие амплитуды, чем L -пульсации. Стадия I характеризовалась пульсациями высокой частоты и очень малой амплитуды. Тот факт, что стадия I относительно более спокойна по сравнению с стадией B , впервые был отмечен Шонландом и др. [74].

Рассмотрим далее участок разряда L . Модель, введенная в разд. 3.2 для отрицательно заряженного лидера облако — земля (ожидаемое изменение поля, вызванное им, показано на рис. 3.5), применима к ступенчатому лидеру только качественно. Она приемлема только вначале,

так как ступенчатый лидер ветвится, создавая неоднородное распределение заряда. Хотя изменение поля на рис. 3.5 дано в зависимости от высоты над землей x , на практике данные по изменению поля снимаются с линейной по времени разверткой. Если отсутствует однозначная корреляция с фотографическими данными, необходимо переходить к x , предполагая скорость лидера постоянной. Поскольку средняя скорость движения к земле непостоянна, особенно для ступенчатых лидеров β -типа, возникают дополнительные трудности при попытке провести количественное сравнение данных с рис. 3.5. Тем не менее качественная модель применима, и можно ожидать, что L -изменение будет отрицательным и серпообразным вблизи и положительным вдали от разряда. Примеры близких и далеких изменений поля в L -области приведены на рис. 3.14. Кроме того, следует ожидать, что мы сможем различать α - и β -лидеры по измерениям изменения поля.

Шонланд [71] утверждает, что между продолжительностью L -изменения поля и продолжительностью лидерного процесса, полученной с помощью фотографий, наблюдается некоторое соответствие. Он построил диаграммы изменений поля, вызванных ступенчатыми лидерами α - и β -типа на расстояниях 3 и 15 км. На близких расстояниях лидер α -типа приводит к серпообразному изменению поля, как это показано на рис. 3.5. Согласно диаграмме Шонланда, лидер β -типа, который быстро движется вблизи облака и относительно медленно вблизи земли (разд. 2.3.2), вначале вызывает на близких расстояниях более быстрое отрицательное изменение поля, чем лидер α -типа. Этот эффект следует ожидать, если лидер β -типа в своей начальной стадии быстро переносит отрицательный заряд по направлению к земле.

Электростатическое поле ступенчатого лидера, измененное на близких расстояниях, не имеет заметных ступеней [12, 70]. Шонланд [70] сообщает о ступенчатых изменениях электростатического поля, которые были меньше десятой доли непрерывных изменений поля в интервалах между ступенями. Согласно Шонланду, короткие светящиеся ступени не связаны с переносом вниз значительного заряда. Китагава [36] и Китагава и Брук [39] сообщили о кратковременных ступенчатообразных изме.

нениях электростатического поля, обусловленных предупредительными процессами. Они нашли, что для всего предупредительного периода наиболее часто встречающийся интервал между кратковременными ступенчатообразными изменениями поля составляет $40 \div 60$ мкс, и предположили, что эти изменения поля связаны с фотографически зарегистрированными ступенями лидера. Средний интервал времени между изменениями поля для гроз, исследовавшихся в Нью-Мексико, составлял 80 мкс.

При исследовании ступенчатого лидера с больших расстояний, на которых снижающийся отрицательный заряд приводит к начальному положительному изменению поля, могут стать значительными промежуточный и радиационный компоненты поля. Согласно (3.24), эти компоненты пропорциональны соответственно току и скорости изменения тока. По Кларенсу и Малану [14], лидер α -типа характеризуется радиационным полем, которое состоит из однородной последовательности импульсов, амплитуда которых часто меньше $1/100$ амплитуды, обусловленной возвратным ударом. Лидер β -типа характеризуется начальными импульсами, амплитуда которых меняется от значений, несколько превышающих характерные значения для более поздних импульсов, до таких больших величин, как половина величины амплитуды возвратного удара. Импульсы β -лидера, следующие после больших начальных импульсов, похожи на импульсы α -типа. Согласно Ходжесу [26], радиационные импульсы α -типа составляют по модулю около $1/15$ импульса последующего возвратного удара; для радиационных импульсов β -типа эта величина составляет около $1/3,5$. Диапазон величин для лидеров α -типа лежит в пределах от $1/10$ до $1/40$; для лидеров β -типа — от $1/2$ до $1/10$. Кларенс и Малан [14] записали радиационные импульсы в L -промежутке с интервалами времени между импульсами от 30 до 100 мкс. Эти величины хорошо согласуются с интервалами времени между ступенями лидера.

Шонланд [70] и Ходжес [26] пытались определить ток в ярких ступенях лидеров сравнением амплитуд радиационных импульсов ступенчатых лидеров и возвратных ударов. Они предположили, что измеренные амплитуды импульсов обоих типов представляются некоторым

постоянным коэффициентом, умноженным на скорость изменения тока. Таким образом, отношение амплитуд импульсов равно отношению скоростей изменения тока. Не ясно, обосновано ли это необходимое для расчетов предположение. Даже если амплитуды импульсов равны предположенным, частотные характеристики импульсов лидера и возвратного удара должны существенно различаться, так что полоса пропускания измерительной системы должна давать точное отношение амплитуд импульсов. Тем не менее полученные результаты приемлемы.

Ходжес [26], используя скорость нарастания тока возвратного удара $9,25 \text{ кА/мкс}$, нашел, что модуль скорости нарастания тока для лидеров α -типа составляет $0,62 \text{ кА/мкс}$, а для лидеров β -типа $2,6 \text{ кА/мкс}$. Для тока продолжительностью 1 мкс (продолжительность свечения ступени 1 мкс или меньше, а время разрешения камеры Бойса около 1 мкс) следует ожидать максимальный ток порядка 1 кА . Заряд, переносимый вниз в течение 1 мкс , будет равен 10^{-3} Кл . Вполне развившийся лидер длиной 4 км с общим зарядом 4 Кл будет иметь удельный заряд около 10^{-3} Кл/м . Поскольку длина ступени около 50 м , заряд, приходящийся на ступень лидера, на порядок выше, чем заряд, снижающийся в течение периода свечения лидера, что подтверждает точку зрения Шонланда [70]. Подтверждение того, что верхний предел тока в ступени составляет 1 кА , можно найти в фотографических данных. След, оставленный на фотографии (полученной камерой Бойса с разрешением 1 мкс) ступенью лидера с током, скажем, 10 кА и продолжительностью 1 мкс , должен быть, вероятно, таким же ярким, как и от возвратного удара. Установлено, что светимость ступени очень слаба по сравнению со светимостью возвратного удара. (Отметим, что светимость канала не обязательно прямо пропорциональна току в канале.) Дополнительные подтверждения тому факту, что ток в ступени не превышает 1 кА , могут быть получены из измерений магнитного поля Нориндера и Кнудсена [57]. Эти данные будут обсуждаться в разд. 3.9.

Чтобы из измерений поля лидера определить, какой заряд заключается в ступенчатом лидере, необходимо знать,

какой процент изменения поля вызван ступенчатым лидером, и иметь однозначную физическую модель распределения заряда ступенчатого лидера. Таких данных в нашем распоряжении нет. Пайерс [61] сообщает, что общее предупредительное изменение поля было в среднем на 120% больше, чем последующее изменение поля в результате возвратного удара для предупредительных изменений без части I , и на 240% больше для предупредительных изменений с частью I . Пайерс дает среднее изменение момента за весь предупредительный процесс около 30 Кл·км. Он предположил, что, согласно его измерениям, ступенчатый лидер переносит заряд около 8 Кл. Кларенс и Малан [14] не представляют никаких количественных данных относительно изменений поля. Шонланд [71] предполагает, что ступенчатый лидер переносит по крайней мере 9 Кл, часть из которых используется для нейтрализации части заряда p -области.

Брук и др. [8] нашли, что минимальный заряд, переносимый первыми импульсами, составляет 3 Кл, а наиболее часто встречающаяся величина этого заряда лежит между 3 и 4 Кл. Для одноимпульсных вспышек средний переносимый заряд составляет 4,6 Кл. Было найдено, что первые импульсы переносят заряд вплоть до 20 Кл. Определение заряда лидера из этих данных должно проводиться с особой осторожностью, поскольку величина заряда, переносимого возвратным ударом вслед за ступенчатым лидером, может быть больше или меньше заряда ступенчатого лидера. Она будет больше, если ток во время возвратного удара течет из резервуара облачного заряда, или меньше, если возвратный удар отводит не весь заряд, перенесенный ступенчатым лидером в окружающую среду. По разумным оценкам порядка величины ступенчатый лидер будет иметь заряд 5 Кл. Для переноса заряда этой типичной величины в течение десятков миллисекунд потребуется ток порядка 100 А. Вильямс и Брук [87] измерили магнитные поля двух ступенчатых лидеров и оценили их средние токи в 50 и 63 А. Токи движущихся вверх ступенчатых лидеров (разд. 4.4) имеют величины порядка 100 А. Следовательно, имеющиеся данные относительно установившихся токов ступенчатых лидеров находятся в удовлетворительном согласии с данными о заряде лидера.

3.7.3. Стреловидный лидер

Из фотографических измерений (разд. 2.3.3) было установлено, что стреловидные лидеры обычно движутся к земле почти с одинаковой скоростью. Чтобы изменение поля, показанное на рис. 3.5 (как функция x или t), однозначно представляло изменение поля стреловидного лидера, канал стреловидного лидера должен быть заряжен равномерно. Шонланд и др. [74] представили доказательства, что это действительно так, проверив отношение изменения поля лидера к изменению поля последующего возвратного удара. Из рис. 3.9, полученного для равномерно заряженного лидера, видно, что при $H/D \ll 1$ отношение изменений поля лидера и возвратного удара равно единице. Как отмечалось на стр. 82, центр эффективного отрицательного заряда лидера, когда он касается земли, находится на высоте $H/2$. Возвратный удар снижает центр эффективного заряда от $H/2$ до земли. Таким образом, для $H/D \ll 1$ и равномерно заряженного лидера ожидается, что положительное изменение поля, обусловленное лидером (эффективный заряд движется от H до $H/2$), равно положительному изменению поля, обусловленному возвратным ударом (эффективный заряд движется от $H/2$ до 0). Если стреловидный лидер заряжен неравномерно, то центр эффективного заряда будет находиться не на высоте $H/2$ (исключая специальный случай симметричного распределения заряда относительно $H/2$) и отношение изменений поля лидера и возвратного удара не будет равно единице. Например, если верхняя часть стреловидного лидера заряжена сильнее, то центр эффективного отрицательного заряда, когда лидер коснется земли, будет находиться, скажем, на высоте $3H/4$. Если возвратный удар снижает этот эффективный заряд с $3H/4$ до земли, то отношение изменений поля лидера и возвратного удара, измеряемое при малых H/D , будет равно 1 : 3. Шонланд и др. [74] нашли, что наиболее часто встречающаяся величина отношения равна единице. Они исследовали 46 стреловидных и 26 ступенчатых лидеров α -типа (замечание Шонланда: нет отчетливых B -, I - или L -фаз). 85% исследованных лидеров имели центры эффективного заряда

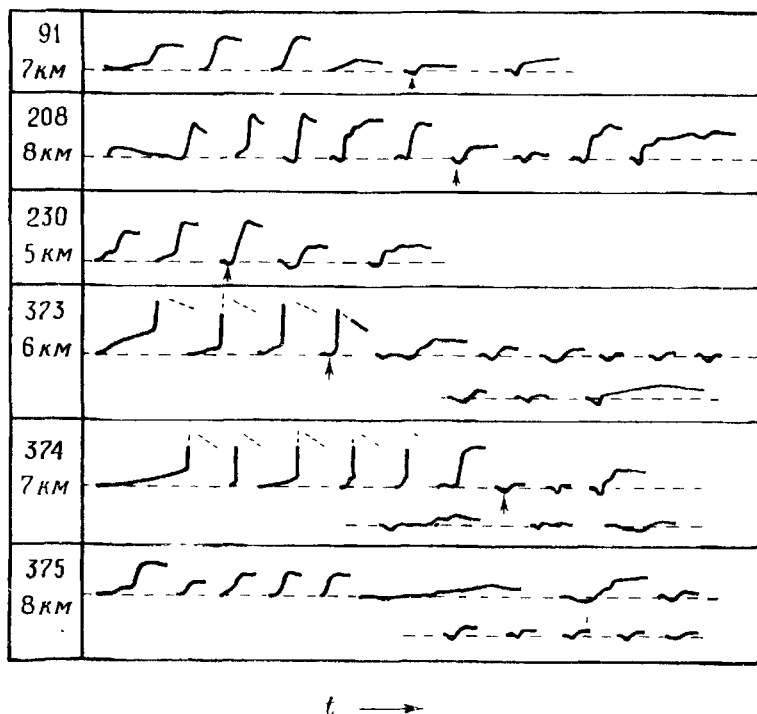
между $H/4$ и $3H/4$, причем бóльшие отклонения от $H/2$ связаны со ступенчатыми лидерами.

Как указывается на рис. 3.5, изменение поля стреловидного лидера будет вначале положительным, если измерения проводятся при $H/D < 0,7$, и отрицательными, если $H/D > 0,7$. Последующие стреловидные лидеры в многоимпульсных вспышках имеют бóльшие H , отводя отрицательный заряд из все более высоких частей N -области. Таким образом, если измерения проводятся при постоянном D (между 3 и 9 км), можно ожидать, что будут наблюдаться положительные изменения поля для нескольких первых стреловидных лидеров в многоимпульсной вспышке с последующими отрицательными изменениями поля для остальных стреловидных лидеров. Малан и Шонланд [53] приводят выборочные примеры из данных Эплтона и др. [2], которые указывают на это явление. Эти данные воспроизведены на рис. 3.15. Изменение поля, показанное в левой части рис. 3.15, обусловлено ступенчатым лидером. Изменения поля, протекающие в промежутке между возвратным ударом и последующим стреловидным лидером, на рисунке не приведены. Вспышка № 208 имела длительное изменение поля ступенчатого лидера с почти ясными V - и I -стадиями, хотя постоянная времени использованной аппаратуры была недостаточной и наблюдалось уменьшение выходного сигнала в течение стадии I . Стреловидные лидеры, для которых четко наблюдается отрицательное изменение поля, помечены стрелкой. Предшествующие им стреловидные лидеры имеют положительное изменение поля, последующие — серпообразное изменение поля, отрицательное вначале.

Высоты стреловидных лидеров или результирующих возвратных ударов можно определить различными способами. Малан и Шонланд [53] перечислили 5 методов.

1. Время изменения поля лидера t_e можно сравнить с продолжительностью t_p и высотой h лидера, полученными из фотографий, чтобы получить истинную высоту лидера $H = ht_e/t_p$. Делается предположение, что скорость стреловидного лидера постоянна. Изредка при приближении к земле лидеры замедляют свое движение. Брук и др. [8] в таких случаях определяли несколько величин скорости вдоль канала и получали скорость стреловидного лидера

в облаке путем экстраполяции. Малан и Шонланд [52] рассматривают метод коррелированных электрофотографических измерений отдельно для ступенчатых и стреловидных лидеров. Применение метода к стреловидным лидерам относительно несложно. Для ступенчатых лидеров



Р и с . 3.15. Изменения электрического поля, вызванные последовательными чередованиями лидер — возвратный удар в многоимпульсных вспышках [52].

оно усложняется нечетким пониманием процессов, связанных с изменением поля, предшествующим первому возвратному удару во вспышке, и неравномерностью скорости ступенчатого лидера.

2. Высоту стреловидного лидера, при которой изменение поля на расстоянии D от вспышки меняется с положительного на отрицательное, можно определить, если D известно: $H \approx 0,7D$. Расстояние до вспышки определяется измерением интервала времени между испусканием света и ударом грома путем радиолокационных наблю-

дений или из анализа фотографий, на которых видна земля, вспышка и основание облака, если известна нижняя граница облака. Так, для вспышки № 91 на рис. 3.15 высота лидера составляет около 5 км.

3. Из рис. 3.9 видно, что отношение изменений поля лидера и поля возвратного удара является довольно чувствительной функцией H/D , если измерения проводятся вблизи разряда. Таким образом, если D известно, H можно определить по измерениям этого отношения.

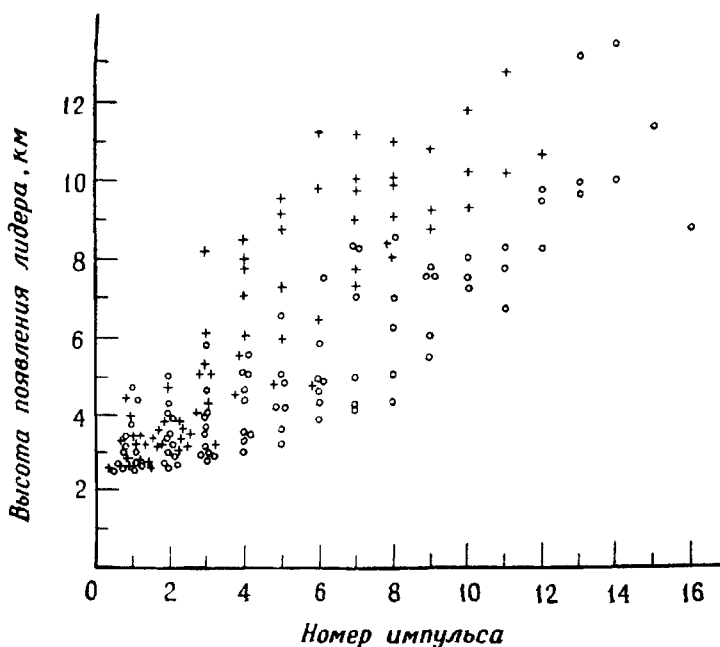
4. Метод учитывает смену знака изменения поля, обусловленного так называемым J -стримерным процессом. Этот метод будет обсуждаться в разд. 3.7.5.

5. Изменение поля, обусловленное лидером или возвратным ударом, может рассматриваться как функция трех переменных H , D и ΔQ , где ΔQ — действующий заряд при вертикальном разряде. Если измерения проводятся на двух разных станциях, для которых D известно, то можно вычислить ΔQ и H . Если измерения проводятся на трех станциях и если разряд вертикален, то можно вычислить все три переменные H , D и ΔQ . В общем случае для полного описания изменения поля, вызванного прямым неvertикальным разрядом, требуется семь параметров (по три координаты для концов разряда и ΔQ); для того чтобы определить семь параметров, изменения поля необходимо измерять на семи различных станциях.

Малан и Шонланд [52], используя первые 4 из 5 перечисленных методов, нашли среднее увеличение высоты лидера $\sim 0,7$ км на импульс; интервалы приращения высоты имеют тенденцию к уменьшению с увеличением номера импульса во вспышке. Максимальная высота лидера была около 10 км над уровнем земли. Хокинг [19], проделав измерения на 3 станциях и использовав 5-й метод, подтвердил, что последующие импульсы продвигаются в район больших высот; кроме того, он нашел, что часто существует горизонтальное смещение канала вплоть до нескольких километров. Хокинг [19] не смог получить количественных данных для H , D и ΔQ из измерений, проведенных на трех станциях, вероятно, из-за того, что разряды не были вертикальными.

Брук и др. [8] определили H по 1-му методу. Они нашли, что наиболее часто (25 случаев) высоты последова-

тельных импульсов, не разделенных интервалом непрерывного тока, различались на 0,3 км. Для разницы высот около 0,7 км было зарегистрировано 14 случаев. На рис. 3.16 приведена зависимость высоты лидера от номера импульса. Для данных, приведенных на рис. 3.16, среднее число импульсов на вспышку равно 7 (или 6,



Р и с . 3.16. Кажущаяся высота лидера в зависимости от номера импульса во вспышках без интервалов непрерывного тока (кружки) и во вспышках с интервалами непрерывного тока (крестики) [8].

если включить одноимпульсные вспышки), что несколько выше средней величины 3 или 4 импульса на вспышку, характерной для южной Африки.

Заряд, переносимый стреловидным лидером, можно определить из изменения поля стреловидного лидера или вывести (см. дискуссию в последнем абзаце разд. 3.7.2) из определения заряда, переносимого возвратным ударом, следующим за стреловидным лидером. Первое, по-видимому, не сделано. Брук и др. [8], используя соотношение (3.37) с H , определенным по 1-му методу, и D , определенным из фотографических измерений, сообщают, что минимальный заряд, переносимый вниз импульсами, сле-

дующими за первым, равен 0,21 Кл, а наиболее часто встречающаяся величина заряда лежит между 0,5 и 1 Кл. Таким образом, стреловидный лидер будет, вероятно, переносить меньший заряд, чем ступенчатый лидер. Если стреловидный лидер снижает заряд в 1 Кл за 1 мс, то результирующий ток стреловидного лидера будет порядка 1 кА.

3.7.4. Возвратный удар

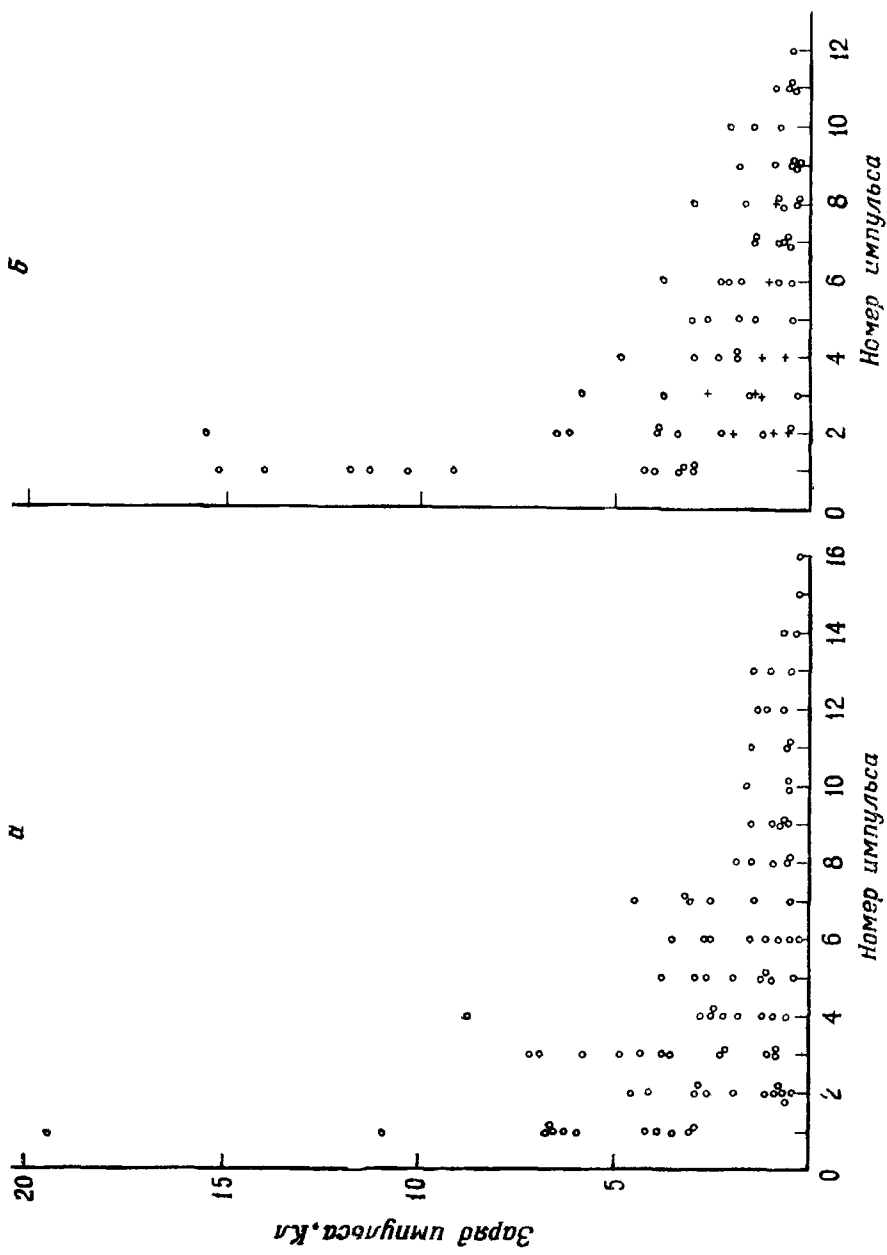
Изменение поля возвратного удара R состоит из двух частей. Первая часть, которую Малан и Шонланд [52] обозначали R_b , заключается в быстром положительном изменении поля (для возвратных ударов, переносящих отрицательный заряд к земле) в течение ~ 100 мкс. Эта стадия показана на рис. 3.11. Следующая за ней стадия положительного изменения электрического поля может продолжаться, но только с меньшей скоростью изменения вплоть до нескольких миллисекунд. Эта последняя стадия была названа Маланом и Шонландом [52] R_c -стадией. Начало R_c -стадии можно видеть на рис. 3.11. В некоторых статьях R_b -стадия обозначается через b , а R_c -стадия — через c . Обозначения b и c были введены Эплтоном и Чепменом [1].

Шонланд и др. [74] измерили R_b -изменения поля для 60 первых возвратных ударов и установили, что их продолжительность составляет от 50 до 250 мкс, причем наиболее часто встречающаяся величина равна 165 мкс. Поскольку определенное фотографическим методом время распространения от земли к облаку для 56 первых возвратных ударов находилось в интервале от 20 до 160 мкс, авторы связали R_b -стадию с фазой распространения возвратного удара. Шонланд и др. [74] сообщили, что продолжительность R_c -стадии для первых 39 возвратных ударов заключена в интервале от 70 до 900 мкс. Они отнесли R_c -изменение поля к периоду светимости канала, следующему за периодом распространения возвратного удара. Из опубликованных ими осциллограмм, очевидно, следует, что время конца R_c -стадии определялось постоянной времени измерительной системы. Малан и Шонланд [50] установили, что R_c -стадия длится, как правило, от 1 до

3 мс. Они сообщают, что R_c -стадия отсутствовала в 60% из 199 возвратных ударов, наблюдавшихся на близких расстояниях. Источниками R_c -изменения поля, вероятно, являются снижение заряда из облака на землю через рядный канал или поток отрицательного заряда, находящегося в воздухе вокруг канала, в канал и далее к земле. Первое предположение вполне разумно и имеет место, например, в случае длительных непрерывных токов. Последнее предположение основано на теории ступенчатого лидера Брука [9, 10], которая будет детально рассмотрена в гл. 7. По существу Брук представил канал лидера в виде высокопроводящей отрицательно заряженной дуги в центре, окруженной отрицательно заряженной коронирующей областью.

Пайерс и Вормель [65] предположили, что волновой фронт возвратного удара разряжает и связывает с потенциалом земли только дуговое ядро. Таким образом, после прохождения возвратного удара ядро будет под положительным потенциалом по отношению к окружающему потенциалу короны. Заряд в канале будет двигаться радиально. Ожидаемые значения коронного тока были рассчитаны Пайерсом [63] и Рао и Батачарой [66]. Были предсказаны максимальные токи порядка 1 кА и продолжительностью 1 мс. Дальнейшее обсуждение этих идей дается в разд. 7.6.

Брук и др. [8] измерили заряд, переносимый импульсами и непрерывным током. Они привели подробные данные для 24 вспышек, содержащие заряд, переносимый возвратным ударом, и высоту возвратного удара, в дополнение к аналогичным данным для интервалов непрерывного тока. На рис. 3.17 приведены данные, касающиеся заряда, снижаемого возвратным ударом, в зависимости от номера импульса. Было найдено, что возвратные удары, следующие за ступенчатыми лидерами, переносят заряд, равный по крайней мере 3 Кл. Наибольший рассчитанный заряд, перенесенный первым возвратным ударом, составил 19,4 Кл. Минимальный заряд, перенесенный возвратным ударом, следующим за стреловидным лидером, составил 0,21 Кл; это был 16-й импульс во вспышке № 124. Многие возвратные удары, следующие за первым, переносят на землю заряд менее 1 Кл.



Р и с. 3.17 *а* — заряд, переносимый на землю импульсами во вспышках без интервалов непрерывного тока; *б* — заряд, переносимый на землю импульсами во вспышках с интервалами непрерывного тока [8]. ○ отдельный импульс, + импульс с последующей непрерывной светимостью.

Вонг [86] в Сингапуре получил для наиболее интенсивного удара во вспышке среднее изменение момента в 51 Кл·км. Соответствующий средний перенесенный заряд составил 5,7 Кл. Вонг сообщил, что исследованные разряды облако — земля состояли в среднем из 5 или 6 импульсов; каждый импульс переносил на землю заряд от 2 до 5 Кл.

3.7.5. Процессы, протекающие между импульсами

Различаются три основных типа процессов, протекающих в интервалах между импульсами.

1. Непрерывный ток между облаком и землей, приводящий к переносу отрицательного заряда от облака на землю.

2. Движение заряда внутри облака.

3. Движение заряда, окружающего облако, включая движение заряда между облаком и верхней атмосферой.

Любая гипотеза, рассматривающая движение заряда, приведет к предсказываемым изменениям электрического поля, которые можно измерить на земле. Данные по измерениям полей использовались на практике для выяснения существования различных движений заряда.

Перечислим названия, данные исследователями межимпульсным изменениям поля. *C*-изменение поля — медленное положительное изменение, сопровождающееся светимостью канала. Признаком *C*-изменения является непрерывный ток. *J*-изменение — медленное изменение поля, которое отрицательно для близких разрядов и положительно для удаленных. Существование смены знака изменения поля с расстоянием свидетельствует о том, что *J*-изменение связано с движением заряда внутри облака. *F*-изменение — медленное положительное изменение поля, которое может происходить вслед за последним импульсом во вспышке. Оно, по-видимому, аналогично *C*-изменению. *M*-изменение поля является кратковременным изменением, связанным с *M*-компонентом светимости, и служит показателем того, что отрицательный заряд течет к земле. *K*-изменение — кратковременное изменение поля, происходящее, вероятно, в результате резкого движения заряда внутри облака. В дополнение к вышеуказанным

изменениям Малан [45] сообщает о медленном отрицательном межимпульсном изменении поля, наблюдавшемся в ЮАР на расстояниях от 25 до 100 км. По сообщению Малана [49], эти изменения составили 44% всех межимпульсных изменений поля, исследованных в ЮАР.

Далее обсудим детально различные межимпульсные изменения поля.

Брук и др. [8] и Китагава и др. [40] исследовали *S*-изменение поля путем коррелированных электрических и фотографических измерений. *S*-изменение показано на рис. 3.13. Брук и др. [8] нашли, что среднее изменение момента за интервал непрерывного тока составляет 135 Кл·км. Измеренная продолжительность непрерывного тока заключена в интервале $40 \div 500$ мс, среднее время равнялось 150 мс. Заряд, переносимый в интервалы непрерывного тока, по расчетам изменялся от 3,4 до 29,2 Кл, причем среднее значение составляло около 12 Кл. Было установлено, что величина непрерывного тока независимо от продолжительности его протекания изменяется в относительно узком диапазоне от 38 до 130 А. Вильямс и Брук [87] приводят величины непрерывного тока, полученные из магнетометрических измерений: для 14 продолжительных импульсов средний ток равен 184 А, средний переносимый заряд 31 Кл и средняя продолжительность 174 мс. По сообщениям [8, 40], около половины из 200 наблюдавшихся вспышек имели интервалы непрерывного тока и около четверти всех интервалов между импульсами характеризовалось *S*-изменением поля.

Если измерения проводятся вдали от разряда молнии, то как непрерывный ток на землю, так и процессы в облаке, поднимающие положительный заряд и снижающие отрицательный заряд, приведут к положительному изменению электрического поля. Брук и др. [8] заключают из своих измерений, что изменение поля из-за внутриоблачных процессов, т. е. *J*-изменение, слишком мало (максимальное изменение момента 2 Кл·км), чтобы его можно было определить на расстояниях, больших 50 км. Таким образом, они утверждают, что медленные межимпульсные изменения поля, измеренные дальше 50 км, вероятно, обусловлены непрерывным током. На этих расстояниях невозможно получить коррелированные фотографии ка-

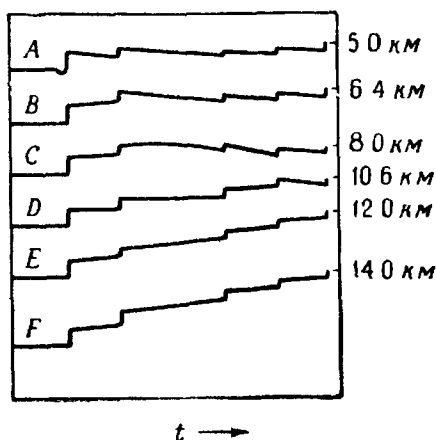
нала разряда, подтверждающие эту гипотезу. Пайерс [61] провел измерения вдали от канала разряда и нашел, что около четверти межимпульсных изменений поля были медленными положительными изменениями со средним изменением момента от 40 до 50 Кл·км [62]. В остальных 75% межимпульсных интервалов определить характер изменения поля было невозможно. Пайерс [61] приписывает измеренные им межимпульсные изменения поля J -процессам, но, как утверждают Брук и др. [8], эти изменения, вероятно, обусловлены течением непрерывного тока.

Малан [45] сообщает, что в ЮАР четверть медленных изменений поля, происходящих между импульсами, являются положительными для вспышек на расстояниях больше 20 км, остальные равны нулю или отрицательны. В более поздней работе Малана [48] сообщается, что 19% медленных межимпульсных изменений поля, измеренных в ЮАР для отдаленных вспышек, являются положительными и обусловлены непрерывным током. Из остальных изменений поля 37% равны нулю, а 44% отрицательны. Малан предполагает, что причиной отрицательного изменения поля может быть перестройка пространственного заряда выше облака. Другие исследователи не сообщают об отрицательных межимпульсных изменениях поля.

Рассмотрим далее F -изменение поля. Оно происходит вслед за последним импульсом вспышки и является медленным положительным изменением поля, которое, по-видимому, очень похоже на C -изменение. Малан [44] предполагает, что F -изменение поля обусловлено непрерывным разрядом на землю части отрицательно заряженного столба, расположенного выше точки, которой достигает последний возвратный удар. Он утверждает, что F -изменение чаще всего появляется после вспышек, состоящих менее чем из четырех импульсов. Половина из 71 одноимпульсной вспышки, 43% из 181 двух- и трехимпульсных вспышек и 21% из 107 четырехимпульсных вспышек, наблюдавшихся Маланом, имели F -изменения. Из 110 вспышек, содержащих более 6 импульсов, только 6% имели F -изменение. Малан привел данные, свидетельствующие о том, что средний ток, текущий во время F -изменений, равен среднему току, текущему во время J -про-

цессов предшествующих межимпульсным интервалам.

Пайерс [61] установил, что за 59% одноимпульсных вспышек следовали медленные положительные изменения поля (он назвал их S). Проценты для вспышек с двумя-четырьмя или пятью и более импульсами были равны 44 и 30 соответственно. Брук и др. [8] не делали различия



Р и с . 3.18. J -изменение поля, наблюдаемое на различных расстояниях [71].

Между непрерывным током, который течет между импульсами, и непрерывным током, который течет после последнего импульса во вспышке. Однако из 12 рассмотренных вспышек, содержащих непрерывный ток, у 4 из 5 двух- и трехимпульсных вспышек за последним импульсом следовал непрерывный ток. Остальные 7 вспышек содержали больше 7 импульсов. Только за двумя из семи вспышек следовало F -изменение. В противоположность данным Маланна [44] и Пайерса [61] Китагава и др. [40] пришли к заключению, что непрерывное свечение после одноимпульсных вспышек появляется редко (разд. 2.5.3).

Обсудим теперь J -изменение поля. Оно было определено как медленное изменение поля (отрицательное для близких импульсов, положительное для отдаленных), не сопровождающееся заметным свечением канала между основанием облака и землей, т. е. J -изменение есть поле, вызванное движением заряда в облаке. Чтобы измерить J -изменение, необходимо, вероятно, быть ближе 20 км от разряда.

Малан и Шонланд [52] измерили J -изменения в 105 вспышках на землю (388 импульсов). Типичное J -изменение показано на рис. 3.18. Для разрядов, происходивших ближе 5 км от точки измерения, Малан и Шонланд нашли, что в 80 случаях наблюдалось отрицательное изменение поля, в 8 случаях оно равнялось нулю и в 2 было положи-

тельными. В разрядах на расстояниях от 12 до 30 км они обнаружили 7 отрицательных, 29 нулевых и 64 положительных изменений поля. Малан и Шонланд отмечают, что некоторые из нулевых межимпульсных изменений поля для разрядов, находившихся на расстояниях от 12 до 30 км, «вполне могут быть положительными, поскольку J -изменения поля на значительных расстояниях слишком слабы, чтобы их можно было точно измерить». Для разрядов в интервале от 5 до 12 км Малан и Шонланд [53] получили 71 отрицательное изменение поля, 64 нулевых и 63 положительных. Кроме того, что J -изменение поля меняет знак на некотором расстоянии от разряда, J -изменение может менять знак в одной вспышке (С на рис. 3.18). Это значит, что внутри одной вспышки межимпульсные J -изменения поля могут быть сначала положительными, а затем отрицательными. Этот тип изменения знака встречается обычно при наблюдениях с расстояний от 5 до 12 км.

Данные показывают, что во время межимпульсных интервалов внутри облака отрицательный заряд движется вниз или положительный — вверх. Кроме того, высота области, в которой происходит перемещение заряда, увеличивается с номером импульса. Это утверждение иллюстрируют рис. 3.5 и 3.8. Теперь целесообразно рассмотреть физическую сущность J -процесса или процесса слияния. Шонланд [69] предположил, что в интервале между импульсами возникают разряды к вершине бывшего канала от ранее недействовавших центров отрицательного заряда, связывая, таким образом, вершину канала с новыми источниками заряда. Брус и Голд [11] предположили, что процесс слияния наиболее вероятно происходит от вершины канала предыдущего возвратного удара к новым центрам заряда. Малан и Шонланд [53] согласились с этой точкой зрения. Как было показано, каждый последующий возвратный удар длиннее предыдущего. Удлинение, по-видимому, обусловлено J -процессом.

Чтобы определить, включает ли J -процесс движения положительного заряда вверх или отрицательного заряда вниз, нужно тщательно исследовать свойства J -изменения поля. Из рис. 3.5 можно видеть, что движение отрицательного заряда вниз от его центра на высоте H приводит к

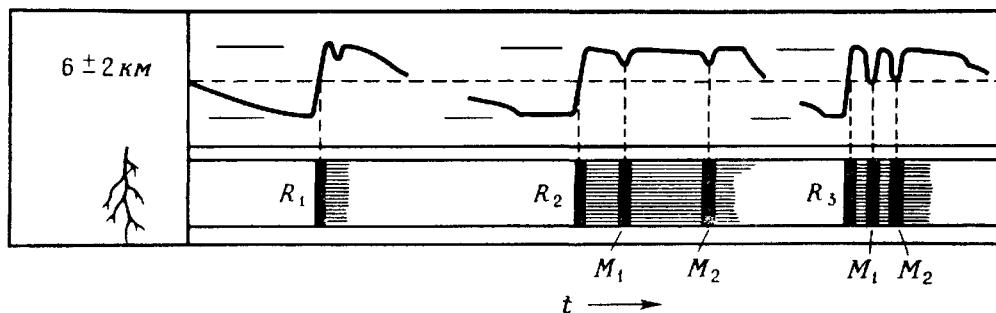
изменению электрического поля, которое начинается с отрицательного наклона при наблюдении с расстояния $D \sim H$. Если J -процесс протекает на достаточно большой высоте, то отрицательный наклон изменения электрического поля становится с течением времени положительным. Из рис. 3.8 можно видеть, что положительный заряд, движущийся вверх от центра на высоте H , приводит к изменению электрического поля, которое начинается с положительного наклона при наблюдении с расстояния $D \sim 2H$. Если высота, на которой происходит J -процесс, достаточна, наклон изменения поля будет меняться с течением времени от положительного к отрицательному.

Малан и Шонланд [52] привели 8 случаев, когда меняется наклон J -изменения поля в межимпульсном интервале. Эти J -изменения поля имели большую длительность (в среднем 0,18 с) и, вероятно, большую длину по вертикали. Семь из восьми изменений поля свидетельствовали о движении положительного заряда вверх, восьмое — о движении отрицательного заряда вниз. Для более определенных выводов необходимо гораздо большее количество данных. Кроме того, не ясно, движется ли положительный заряд вверх. Чтобы объяснить изменение момента в результате J -процесса, величина заряда около 1 Кл должна поступать к вершине канала, поскольку максимальная величина изменения момента в J -процессе, найденная Бруком и др. [8], составляла 1,62 Кл·км. Пайерс предположил, что вершина канала разряда и области короны вокруг нее должны быть положительно заряжены в течение нескольких миллисекунд после возвратного удара, пока еще канал остается электрически связанным с землей.

Как было показано, теория позволяет оценить величину H/D , при которой меняется наклон изменения поля, вызванного J -процессом. Если D известно, H можно определить. Вычисление H по данным J -изменения поля соответствует, согласно [53], 4-му методу (разд. 3.7.3) определения высоты лидеров и последующих возвратных ударов. Радиолокационные наблюдения J -процесса рассматриваются в разд. 3.10.

Рассмотрим M - и K -изменения поля. Малан и Шонланд [50] сообщили о фотографических исследованиях,

выполненных одновременно с измерением электрического поля, 37 вспышек облако — земля (199 импульсов), большинство из которых происходило на расстояниях, меньших 6 км. Было установлено, что в течение R_c -части изменения поля возвратного удара, пока канал еще слабо светится, происходят кратковременные серпообразные изме-



Р и с . 3.19. Изменение электрического поля, вызванное M -компонентами, при наблюдении вблизи от разряда молнии и соответствующие изменения светимости канала молнии [50].

нения поля. Эти серпообразные изменения поля совпадают с увеличением светимости канала — фотографически наблюдаемыми M -компонентами. На рис. 3.19 даны примеры изменения поля, вызванного M -компонентами. Малан и Шонланд [50] установили, что 60% исследованных возвратных ударов не имели R_c -части. Это указывает на отсутствие M -компонент. Серпообразные M -изменения поля, наблюдаемые на близких расстояниях, начинаются с отрицательного изменения, за которым без всякой паузы следуют большие положительные изменения. Изменение поля обычно составляет от $1/5$ до $1/100$ R_b -изменения. Было установлено, что серпообразный процесс продолжается от 200 до 800 мкс, хотя наблюдались и большие величины, причем серпообразный процесс большей продолжительности связан с большими интервалами времени между возвратным ударом и появлением M -компонента.

Китагава и др. [40] установили, что M -изменение бывает также во время периодов непрерывной светимости (непрерывных токов). Они установили связь между M -изменениями, которые на ленте самописца имеют вид всплес-

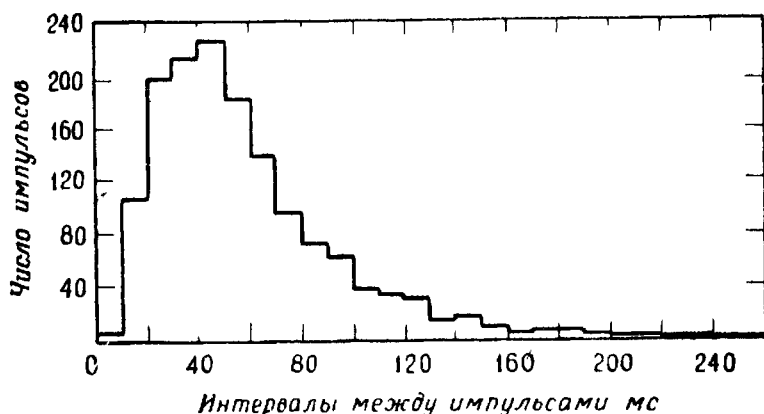
ков, и увеличением светимости канала. Пример таких данных показан на рис. 3.13. Эти данные показывают, что в течение первых 15 мс после возвратного удара интервал времени между M -компонентами быстро увеличивается с течением времени; между 15 и 40 мс эта тенденция ослабевает и после 40 мс интервал времени между M -компонентами не зависит от прошедшего времени. Китагава и др. показали, что K -изменения — небольшие быстрые изменения электрического поля, которые встречаются в интервале между и после импульсов многоимпульсных вспышек [37, 39], — связаны с M -компонентами, сфотографированными во время периода непрерывной светимости канала. Значит, M -изменения поля, наблюдаемые с удаленных расстояний во время периода непрерывной светимости, являются K -изменениями. Более того, было установлено, что наиболее часто встречающийся интервал между K - и M -изменениями во время непрерывной светимости составляет 6 мс. Китагава и др. полагают, что нет существенной разницы между K -изменениями, связанными с M -компонентами, и K -изменениями, которые появляются в отсутствие светимости в межимпульсные периоды. Они сообщают, что в отсутствие непрерывной светимости (и M -компонентов) K -изменения связаны со светимостью внутри облака или с волнами светимости (подобными стреловидному лидеру), которые распространяются вниз по каналу, но, ослабев, не достигают земли. На основе своих исследований Китагава и др. предположили, что K -изменение является доказательством движения проникающих стримеров в новые части облака. Появление этих стримеров должно целиком определяться условиями внутри облака. Китагава и Брук [39] и Китагава [37] утверждают, что измеренные медленные J -изменения поля можно представить как результат интегрирования измерительным прибором серии быстрых K -изменений, продолжительностью менее 1 мс и с изменением момента от нескольких сотых до 1 Кл·км. С этой точки зрения, J -изменение представляет собой сглаженную запись электрического поля, которая в действительности состоит из ряда очень маленьких ступеней K -изменений. Данные относительно K -изменений в облачных разрядах и разрядах в воздухе приведены в разд 3.8.

Рассмотрим медленные отрицательные изменения поля, которые, как сообщил Малан [49], встречаются в ЮАР в 44% межимпульсных периодов для вспышек на расстояниях от 25 до 100 км. Малан выдвигает теорию, объясняющую отрицательные изменения поля. Физической основой теории является увеличение пространственного заряда выше облака, обусловленное возрастанием поля, после того как возвратный удар перенесет на землю отрицательный заряд. Используя определенные предположения, он вычисляет отношение изменения поля (которое он назвал U -изменением), вызванного увеличением пространственного заряда, к J -изменению поля. U -изменение имеет знак, противоположный J -изменению. Если величины этих двух полей одинаковы на расстоянии 20 км (отношение равно единице), то на расстояниях от 50 до 100 км U -изменение будет в 3 раза больше, чем J -изменение. Изменение поля от пространственного заряда, по видимому, недостаточно велико, чтобы объяснить приведенные медленные изменения электрического поля. Кроме того, не ясно, сможет ли пространственный заряд сам по себе перераспределиться в только что созданном электрическом поле в течение 50 мс или около этого. Малан предполагает, что в некоторых случаях поля могут быть достаточно велики, чтобы вызвать коронный разряд между пространственным зарядом и ионосферой, что приводит к значительному уменьшению времени релаксации пространственного заряда.

Возможно, что в течение межимпульсного периода к земле текут слабые постоянные токи, которые не могут вызывать свечения канала, достаточного для почернения пленки на расстояниях, где обычно применяются камеры. Брук и др. [8] рассмотрели эту возможность. Ток в 10 А, текущий в течение 50 мс между импульсами, приведет к переносу заряда в 0,5 Кл и, полагая высоту разряда 5 км, к изменению момента 2,5 Кл·км. «Темновой» ток вызовет положительные изменения поля, которые приведут к уменьшению отрицательных J -изменений, появляющихся в пределах зоны смены знака.

На рис. 3.20 приводятся данные по межимпульсным интервалам времени, которые измерены на основании записей изменения электрического поля в ЮАР. Подобные

данные можно найти также в разд. 2.5.3 и на рис. 2.10. Дополнительная информация относительно межимпульсных интервалов дана в разд. 7.7.



Р и с . 3.20. Частота появления импульсов в зависимости от интервалов между импульсами по измерениям в ЮАР [71].

3.7.6. Разряды, переносящие положительный заряд к земле

В то время как большинство вспышек молний облако — земля приводит к переносу отрицательного заряда от облака на землю, бывают разряды, которые переносят положительный заряд. Положительный заряд находится в областях p и P , так что естественно ожидать появления положительного разряда.

Шонланд и Алибоне [72] на основе измерений электрического поля и визуальных наблюдений за 50 грозами в ЮАР пришли к выводу, что чистый отрицательный заряд переносится на землю по крайней мере в 95% из 404 исследованных вспышек. Подразумевается, что положительные вспышки также регистрировались. Холлидей [20] сообщает о подобных наблюдениях, найдя 267 отрицательных вспышек облако — земля и 16 положительных, что составляет около 6%. Дженсен [32] в США получил совместные фотографические данные и данные по изменению электрического поля для вспышек молний. Он нашел, что 19 вспышек облако — земля сопровождалась отрицательными изменениями поля, 93 вспышки — положи-

тельными изменениями, а для 21 такой вспышки изменение поля было неопределенным.

Брус и Голд [11] обобщили данные, накопленные до 1941 г. по полярности вспышек молнии на землю. Некоторые данные с их точки зрения ошибочны, поскольку полярность вспышки определялась из данных по изменению поля без уточнения, было ли вызвано это изменение облачным разрядом или разрядами облако — земля. Процент вспышек, переносящих чистый положительный заряд, согласно обработке 17 опубликованных статей, изменяется по существу от 0 до примерно 30%.

Пайерс [61, 62] провел измерения электрического поля с достаточным разрешением во времени, так что R -части вспышек, переносящих положительный заряд на землю, можно было выделить. Проводя измерения вдали от вспышек, он нашел 34 изменения поля, которые были отрицательными и имели отрицательные R -части. В 6 из них было зарегистрировано больше одной R -части изменения поля. Положительные изменения поля с положительными R -частями были найдены в 373 случаях. В общих чертах они были подобны отрицательным изменениям поля с отрицательными R -частями, за исключением следующего: 1) изменения поля, предшествующие первоначальному отрицательному R -изменению, значительно продолжительнее, чем изменения, предшествующие первоначальному положительному R -изменению; 2) изменение момента, предшествующее первому отрицательному R -изменению, почти в два раза больше, чем предшествующее первому положительному R -изменению; 3) обычно в положительном разряде был только один R -элемент. Пайерс [62] предполагает, что эти явления свидетельствуют о том, что вспышка, переносящая на землю положительный заряд, зарождается в P -области. Он утверждает, что вспышки, переносящие положительный заряд, наиболее часто встречаются в последних стадиях грозы, когда P -область меньше экранируется от земли N -областью, чем в ранних стадиях.

Пайерс [61, 62] зарегистрировал вспышки, в которых R -изменение сначала было отрицательным, а последующие R -изменения — положительными; это свидетельствует о том, что первый возвратный удар переносит положи-

тельный заряд, а последующие — отрицательный. Этот тип изменения поля был более обычным, чем тот, который содержал только отрицательные R -изменения. Изменение поля с первоначальным положительным R -изменением и с последующим отрицательным обычно происходит в конце грозы.

Из измерений магнитного поля, сопровождавшего 2286 вспышек молнии, Нориндер [55] в Швеции определил знак заряда, переносимого этими разрядами. Он сообщает, что почти 92% импульсов переносили преимущественно отрицательный заряд и около 3% — преимущественно положительный заряд, остальные переносили как положительный, так и отрицательный заряды. Результаты измерения магнитного поля, полученные Нориндером и сотрудниками, будут рассмотрены в разд. 3.9 и гл. 4.

Дополнительные данные относительно вспышек, переносящих положительный заряд на землю, собраны при прямом измерении токов молнии. Эти данные будут рассматриваться в гл. 4, часть из них содержится в разд. 2.5.4. Бергер и Фогельзангер [4] опубликовали фотографию, как предполагается, движущегося вниз положительно заряженного лидера (разд. 2.5.4).

3.8. ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ОБЛАЧНЫМИ РАЗРЯДАМИ

Хотя исследования молнии облако — земля довольно многочисленны, о природе разрядов внутри облака, между облаками или между облаком и воздухом известно не так много. К тому же наблюдаются значительные расхождения в параметрах облачного разряда, полученных различными авторами. В то время как вспышки на землю характеризуются быстрым R -компонентом изменения поля, происходящим каждые 50 мс и продолжающимся порядка 1 мс, внутриоблачные разряды приводят к медленным, относительно гладким изменениям поля. Как облачные разряды, так и разряды облако — земля имеют примерно одинаковую продолжительность, обычно доли секунды. Качественные характеристики изменений поля, обусловленных облачными разрядами, впервые были рассмотрены Шонландом и др. [74].

Пайерс [61] измерил продолжительность 685 медленных отрицательных изменений поля и 143 медленных положительных изменений поля, причем все наблюдались вдали от разряда. Пайерс относит медленные отрицательные изменения поля к «разрядам в воздухе или облачным разрядам, которые либо снижают положительный заряд, либо, что более вероятно, поднимают отрицательный заряд»; медленные положительные изменения поля он относит к «вспышкам, которые не достигают земли и, вероятно, включают движение вверх отрицательного заряда». Пайерс [61] приводит среднюю продолжительность вспышки, равную 245 мс для отрицательных изменений поля и 145 мс для положительных изменений поля. Таким образом, медленные положительные изменения поля имеют меньшую продолжительность и встречаются реже, чем медленные отрицательные изменения поля. Было установлено, что как положительные, так и отрицательные медленные изменения поля обычно приводят к изменению момента около 100 Кл·км.

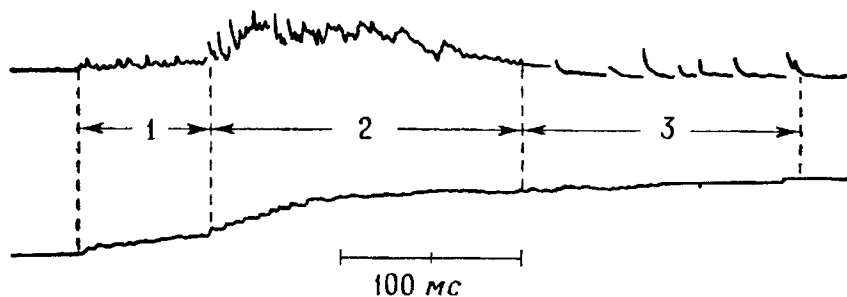
Если облачный разряд происходит между двумя центрами сферических зарядов, расположенными не вертикально, то необходимы 7 параметров для полного описания результирующего изменения поля. Эти параметры представляют собой три пространственные координаты для каждого из зарядов и величину реализованного заряда. При вертикальном заряде необходимо только 5 параметров. Если не требуется полного описания параметров разряда, изменение поля вертикального облачного разряда можно описать четырьмя параметрами, согласно (3.41), где две пространственные координаты определяют расстояние D . Если измерения поля проводятся на 7 различных станциях, то результирующие данные вполне достаточны для полного описания 7 параметров разряда. О таких измерениях впервые сообщили Воркман и др. [91], работающие в Нью-Мексико. Воркман и др. проанализировали свыше 100 облачных разрядов (три грозы). Было установлено, что переносимый заряд изменяется от 0,3 до 100 Кл. Среднее расстояние между зарядами по вертикали составляет 0,6 км, причем положительный заряд находится выше отрицательного. Случалось, что отрицательный заряд был выше положительного. Расстояние

между зарядами по горизонтали изменялось от 1 до 10 км со средней величиной около 3 км. Таким образом, было установлено, что внутриоблачные разряды являются скорее горизонтальными, чем вертикальными.

Рейнольдс и Нейл [67], также работающие в Нью-Мексико и использующие методику Воркмана и др. [91], привели данные по 35 облачным разрядам, причем центр положительного заряда для 28 разрядов находился выше отрицательного. Средняя высота центра отрицательного заряда приблизительно равна 5,5 км над уровнем земли (примерно 8 км над уровнем моря). Обычное расстояние по вертикали между центрами зарядов составляло около 0,6 км. Расстояния по горизонтали изменялись от очень малых величин до $\sim 0,5$ км. Было установлено, что заряд, нейтрализующийся в облачном разряде, заключен в интервале от 1 до 40 Кл, причем обычно лежит в интервале от 10 до 20 Кл. Следовательно, типичное изменение момента было около 10 Кл·км, что на порядок меньше величин, приведенных Вильсоном [90], Вормелем [94] и Пайерсом [61] для облачных разрядов. Данные, подтверждающие наблюдения Рейнольдса и Нейла [67], были получены Тамурой и др. [82] в Японии. Они сообщают, что изменения момента при облачном разряде (измерения в 8 местах) заключены между 6 и 72 Кл·км с наиболее часто встречающейся величиной около 20 Кл·км. С другой стороны, Хатакияма [23], также работающий в Японии, сообщает о средних изменениях момента в облачных разрядах, равных 400 Кл·км; Вонг [85, 86] сообщает о средних изменениях момента в облачных разрядах, равных 200 Кл·км.

Смит [78], работающий в центральной Флориде, проводил одновременные записи медленных изменений электрического поля, вызванных облачными разрядами, на двух станциях, находившихся на расстоянии 13,2 км. Были получены данные, для которых изменения поля на двух станциях были противоположны по знаку, указывая на то, что станции были расположены с разных сторон по отношению к расстоянию, на котором изменение поля меняет знак. Смит [78] проанализировал данные по изменению электрического поля для 54 разрядов, каждый из которых производил изменение поля, содержащее мак-

симум или минимум на одной или обеих регистрирующих станциях. Эти данные вместе с тем, что было известно о положении станции относительно разряда молнии, позволяли определить знак и направление движения заряда внутри облака. Чтобы провести это определение, были построены диаграммы, подобные тем, что даны на рис. 3.5 — 3.8. Смит использовал в качестве моделей разряда вертикальный положительный диполь (положительный точечный заряд над отрицательным) и вертикальный



Р и с . 3.21. Схема типичного изменения поля при внутриоблачном разряде. Верхняя и нижняя записи соответствуют одновременной регистрации с помощью измерителя изменения электрического поля и измерителя электрического поля соответственно [39]. 1 — начальная часть; 2 — очень активная часть; 3 — часть *J*-типа.

отрицательный диполь (отрицательный точечный заряд над положительным), в которых один из точечных зарядов мог двигаться. Он нашел, что в 39 случаях из 54 диполь был положительным. Для 39 случаев положительного диполя отрицательный заряд поднимался 30 раз, а положительный заряд опускался 9 раз. Для 15 случаев отрицательного диполя положительный заряд поднимался 9 раз, а отрицательный опускался 6 раз. Исходя из этих данных, Смит заключает, что разряд положительных диполей происходит на значительно большей высоте, чем разряд отрицательных диполей. Около 80% измеренных медленных изменений поля можно удовлетворительно объяснить однородным вертикальным движением заряда одного знака (модель точечного заряда) внутри облака.

Китагава и Брук [39] получили записи поля и его изменений для 1400 облачных разрядов при помощи измерителей электрического поля (разд. 3.5.1). Типичные данные изменения поля приведены на рис. 3.21. Китагава

и Брук [39] разделили изменение поля облачных зарядов на 3 части: 1) начальная часть, 2) очень активная часть и 3) часть J -типа.

Начальная часть характеризуется пульсациями с относительно небольшой амплитудой и средним интервалом между импульсами около 680 мкс. Продолжительность начальной части облачного разряда изменяется от 50 до 300 мс. Таким образом, приводятся существенные различия между начальными стадиями облачного разряда и разряда облако — земля: интервал времени между импульсами в начальной части и продолжительность начальной части облачного разряда значительно больше, чем межимпульсный интервал ступенчатого лидера и его продолжительность. В противоположность этим данным в работах [71, 74] указывается, что пульсации, накладывающиеся на медленное изменение электрического поля, обусловленное облачным разрядом, имеют те же межимпульсные интервалы времени, что и пульсации ступенчатого лидера. Китагава и Брук [39] сообщают, что характеристики изменения поля на начальных стадиях облачного разряда и разряда облако — земля настолько различны, что по записи изменения поля в течение первых 10 мс они могут, с вероятностью более 95%, предсказать, достигнет ли разряд земли или останется в облаках.

Очень активная часть изменения поля облачного разряда характеризуется сначала относительно быстрым изменением поля и соответствующими большими импульсами на измерителе изменения электрического поля.

Последняя часть J -типа изменения поля облачного разряда похожа на J -часть разряда на землю. K -изменения происходят с интервалами от 2 до 20 мс. Китагава и Брук привели графики частотного распределения интервалов между K -изменениями для 671 разряда на землю и для J -части 1318 облачных разрядов. Распределения для двух типов разрядов почти одинаковы, а значит, и механизм разряда в облаке между импульсами на землю и механизм последней части облачного разряда по существу одинаковы. Изменение поля в части J -типа не такое быстрое, как в предыдущей очень активной стадии. Эта часть облачного разряда сильно отличается по характеру от начальной и очень активной частей, Разница между начальной и

активной частями, однако, не всегда ясна, причем переход от одной части к другой обычно происходит более или менее постепенно.

Установлено [39], что из 1400 изученных облачных разрядов 50% содержали все три указанные стадии, 40% состояли из очень активной и J -типа частей, в оставшихся 10% отсутствовала часть J -типа и разряды состояли либо из начальной, либо из очень активной части, либо из обеих.

Такеджи [80] и Огава и Брук [60] сравнили изменения электрического поля, обусловленные внутриоблачными разрядами, с изменениями поля, подобными тем, что даны на рис. 3.5 — 3.8. Они установили, что наблюдаемые вариации электрического поля в начальной части разряда находятся в соответствии с моделью положительного диполя со снижающимся положительным зарядом. Огава и Брук сообщают, что начальная и очень активная части изменения поля облачного разряда, вероятно, связаны с распространением вниз положительно заряженного лидера. Такеджи предположил, что эффективная скорость движущегося вниз лидера составляет около 10^4 м/с. Для отдельной грозы показано [60] постоянное поле облака и изменения поля (около 600) при облачном разряде в зависимости от расстояния до грозы. Расстояния, на которых происходит перемена знака изменения поля и самого поля, различались [см. обсуждение перед (3.42)]. Последняя, J -часть облачного разряда состоит главным образом из отрицательных стримеров отдачи (разд. 2.3.7), которые связываются с K -изменением поля. Вероятно, стримеры отдачи появляются, когда движущийся вниз положительный разряд приходит в контакт с областью концентрированного отрицательного заряда. Стримеры отдачи, сфотографированные [60] в разрядах облако — воздух, зарождаются на головке развивающегося разряда и распространяются назад вдоль канала. K -изменения, появляющиеся в последней части облачного разряда, имеют продолжительность от 1 до 3 мс и среднее изменение момента около 8 Кл·км (это несколько выше, чем момент K -изменения, связанного с молнией облако — земля, для которого измеренный верхний предел составлял около 2 Кл·км). Наиболее частое число K -изменений за разряд

равнялось 6. Обычно никаких изменений поля между K -изменениями не было заметно, причем полное изменение поля во время конечной части разряда являлось суммой отдельных K -изменений. В начальной и очень активной частях облачных разрядов нет K -изменений; они, по-видимому, не являются частью начального процесса распространения разряда.

Считают [60, 80], что отрицательные стримеры отдачи (K -изменения) являются по существу отрицательными возвратными ударами. Предполагают [60], что K -изменения сосредоточены в канале длиной от 1 до 3 км, и поскольку продолжительность K -изменения порядка 1 мс, скорость распространения их составляет около $2 \cdot 10^6$ м/с. Заряд, нейтрализуемый за K -изменение, составляет около 3,5 Кл, и средний ток, связанный с K -изменением, заключен в интервале от 1 до 4 кА.

Величины заряда стримера отдачи, тока, длины канала, скорости распространения и частоты появления, приведенные в [80], отличаются не более чем в 2—3 раза от величин, полученных в [60]. В работе [80] предполагается, что внутриоблачные разряды и процессы, протекающие в облаке между импульсами вспышки облако — земля, подобны, за исключением направления распространения разряда. Таким образом, J -процесс является движущимся вверх положительным разрядом, вниз от которого распространяются отрицательные стримеры отдачи. Стример отдачи большой интенсивности может стать стреловидным лидером, распространяющимся вниз к земле по каналу предыдущего возвратного удара.

Такеджи [80] провел фотоэлектрические измерения светимости облака совместно с измерениями изменений электрического поля. Установлено, что полная светимость облачного разряда продолжалась 0,2 — 0,5 с. Медленное изменение поля, которое Такеджи относил к движущемуся вниз положительному лидеру, сопровождалось слабой непрерывной светимостью. Непрерывная светимость сильно флуктуировала, но среднее время ее возрастания от начала процесса до максимальной величины составляло $\sim 1/3$ общей продолжительности свечения. Сильные импульсы свечения, как было найдено, совпадали с K -изменениями поля. Светимость импульса возрастала до мак-

симального значения примерно за 0,5 мс и падала до половины своего значения примерно за то же время. Подобные измерения светимости облачных разрядов проведены Маланом [46] (разд. 2.3.7) и Бруком и Китагава [6].

Такеути [81] сообщает об изменениях поля облачных разрядов, наблюдавшихся с трех различных станций в Японии. Он ссылается также на ранее опубликованные работы, сообщая об измерениях изменения поля, проведенных сотрудниками Исследовательского института атмосфериков университета Нагойя. В качестве моделей разряда берутся вертикально ориентированный положительный диполь, вертикально ориентированный отрицательный диполь и горизонтальный диполь. Найдено, что большинство облачных разрядов удовлетворяет первой модели. Заряд, переносимый между верхним положительным зарядом и нижним отрицательным зарядом, часто превосходил 100 Кл. Длина разряда обычно составляла несколько километров. Установлено, что общее число опускающихся положительных зарядов (24) примерно в 2 раза превышает число поднимающихся отрицательных зарядов. Эта статистика плохо согласуется с данными Смита [78], но подтверждается наблюдениями Такеджи [80] и Огавы и Брука [60]. Вертикально ориентированные отрицательные диполи наблюдались в двух грозах. Разряды возникали на больших высотах и переносили меньший заряд (от 5 до 40 Кл на расстояние нескольких километров), чем разряды для положительных диполей, что опять расходится с выводами Смита. Получены количественные данные для трех горизонтальных разрядов. Было найдено, что горизонтальные разряды встречаются на высотах от 6 до 12 км и имеют длины от 2 до 8 км. Сообщается, что два горизонтальных разряда переносили заряд от 5 до 10 Кл, третий 130÷250 Кл.

Скорость распространения облачного разряда можно оценить по длине пути (определенной из изменения поля) и продолжительности изменения поля. Такеути [81] сообщает, что средняя скорость распространения независимо от полярности разряда и его длины (2÷8 км) составляла $(1\div 2) \cdot 10^4$ м/с. Более того, наблюдавшиеся разряды распространялись с относительно постоянной скоростью по всей длине.

3.9. МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ МОЛНИИ

Магнитостатические поля (разд. 3.3), возникающие в период разряда молнии, прямо пропорциональны току разряда. Таким образом, измерения магнитостатического поля можно использовать для определения тока разряда. В этом разделе мы рассмотрим магнитные измерения, проведенные на расстояниях от канала разряда, больших нескольких метров. Магнитные измерения, проведенные непосредственно вблизи канала, будут рассмотрены в гл. 4.

Хатакияма [22] и Мис и Эванс [54] использовали баллистический магнетометр для измерения интегрального тока молнии, т. е. количества перенесенного электричества. Баллистический магнетометр — это по существу магнит, подвешенный на проволоке. Магнитное поле разряда молнии сообщает магниту крутящий момент. После уменьшения магнитного поля до нуля магнит будет совершать затухающие гармонические колебания около положения равновесия. Если продолжительность воздействия магнитного поля короче периода колебаний магнетометра, то начальный крутящий момент будет пропорционален интегралу по времени от приложенного магнитного поля. Следовательно, максимальный угол отклонения может быть связан с переносимым зарядом. Если продолжительность воздействия магнитного поля, обусловленного разрядом молнии, меньше периода колебаний магнетометра, то, согласно [54], вычисленная величина переносимого заряда будет занижена по сравнению с истинной.

Мис и Эванс [54], используя магнетометр с периодом колебаний около 2 с, определили перенос заряда для 16 вспышек вблизи Таксона, Аризона. Величины переносимого за вспышку заряда, найденные ими, лежали в интервале от 23 до 1065 Кл. Средний заряд за все вспышки составлял 256 Кл. Если пренебречь двумя вспышками с максимальными зарядами, то средний заряд составит 143 Кл. Как отметил Пайерс, перенос заряда для данной вспышки в измерениях Миса и Эванса тесно связан с расстоянием до разряда, а именно больший перенос заряда был найден для более удаленных разрядов. В связи с этим фактом возникают сомнения в правильности измерений. Хатакияма [22] в Японии определил перенос заряда для 5 неизвест-

ных типов разрядов молнии, расстояние до которых было приблизительно известно. Данные были проанализированы в предположении, что все разряды являются либо разрядами облако—земля, либо внутриоблачными, либо горизонтальными. Для разрядов облако—земля переносимый заряд в четырех вспышках лежал в интервале от 20 до 100 Кл, а в пятой — от 100 до 200 Кл. Если вспышки считались вертикальными внутриоблачными, то переносимый заряд был в 1,5—2 раза больше, чем для разряда облако—земля. Для горизонтальных разрядов длиной от 3 до 10 км переносился заряд в интервале от 19 до 254 Кл.

Вильямс и Брук [87] сообщили об измерениях непрерывных токов молнии и двух ступенчатых лидеров. Измерения проводились с помощью индукционного магнетометра с временем установления 20 мс. Средняя величина 14 интервалов непрерывного тока средней продолжительностью 174 мс была 184 А. Средний отрицательный заряд, снижающийся за интервал непрерывного тока, составлял 31 Кл. Эти величины тока и заряда примерно в 2—3 раза больше величин, найденных по изменениям электрического поля Бруком и др. [8]. Вильямс и Брук [87] для двух ступенчатых лидеров получили ток 50 и 63 А; продолжительность магнитного воздействия для них была больше 20 мс — времени установления магнетометра. В большинстве записей магнитные эффекты, вызванные ступенчатыми лидерами, не проявляются. Это отсутствие магнитных эффектов может означать, что ток в ступенчатом лидере обычно меньше 50 А.

Нориндер с сотрудниками провели в Швеции большие исследования магнитных полей, связанных с молнией, используя рамочную антенну с осциллографом. Одной из основных задач этих исследований было определение временных вариаций тока молнии. Мы рассмотрим эти данные в следующей главе. Нориндер и Кнудсен [58] сообщили, что определенная с помощью фотографических измерений длина молниевых разрядов между основанием облака и землей в Швеции составляет в среднем 1,4 км, что несколько меньше величин, полученных в средних и тропических широтах. Из 1135 молниевых вспышек 79% представляли разряды облако—земля, что больше приведенных данных для средних и тропических широт. Ви-

димо, высокий процент разрядов облако — земля в Швеции должен быть связан с малыми высотами нижней границы облаков.

Приводятся данные [56, 58] о числе импульсов на вспышку в Швеции, полученные из измерений магнитного поля. В раннем исследовании (125 вспышек) наиболее часто число импульсов на вспышку составляло 3 или 4; по последним данным (169 вспышек), наиболее часто число импульсов на вспышку равнялось двум. В этих исследованиях была определена относительная величина магнитной индукции, связанной с различными импульсами вспышки. Магнитная индукция по крайней мере приблизительно пропорциональна току, так как измерения проводились не далее чем в 20 км от разрядов. Сообщают [58], что для двухимпульсных вспышек магнитная индукция от первого импульса была в 2,5 раза больше, чем от второго. Для трехимпульсных вспышек магнитная индукция от первого импульса была примерно в 3,5 раза больше, чем от второго и третьего, причем для второго и третьего импульсов магнитные индукции примерно были равны. Для четырехимпульсных вспышек магнитная индукция от первого импульса была примерно в 3,5 раза больше, чем от второго, и примерно в 14 раз больше, чем от третьего и четвертого. Ранее [56] приводились аналогичные данные для двух- и трехимпульсных вспышек, но во вспышках, содержащих от четырех до семи импульсов, второй или третий импульсы имели наибольшую магнитную индукцию и, вероятно, наибольший ток. Чаще всего интервал между импульсами в многоимпульсной вспышке в Швеции составлял 30 мс [59].

Нориндер и Кнудсен [58] записали магнитные поля, связанные с процессом пробоя, предшествовавшим 300 первым импульсам. Кроме того, они записали магнитные поля 200 предразрядов, за которыми не следовали возвратные удары. Время регистрации в лучшем случае составляло 10 мс перед возвратным ударом, что короче обычной продолжительности предразрядного изменения электрического поля (разд. 3.7.2). Было установлено, что за несколько миллисекунд до возвратного удара появляются импульсы магнитного поля с наиболее часто встречающимся интервалом 50 — 100 мкс. Эти импульсы Нориндер и Кнудсен

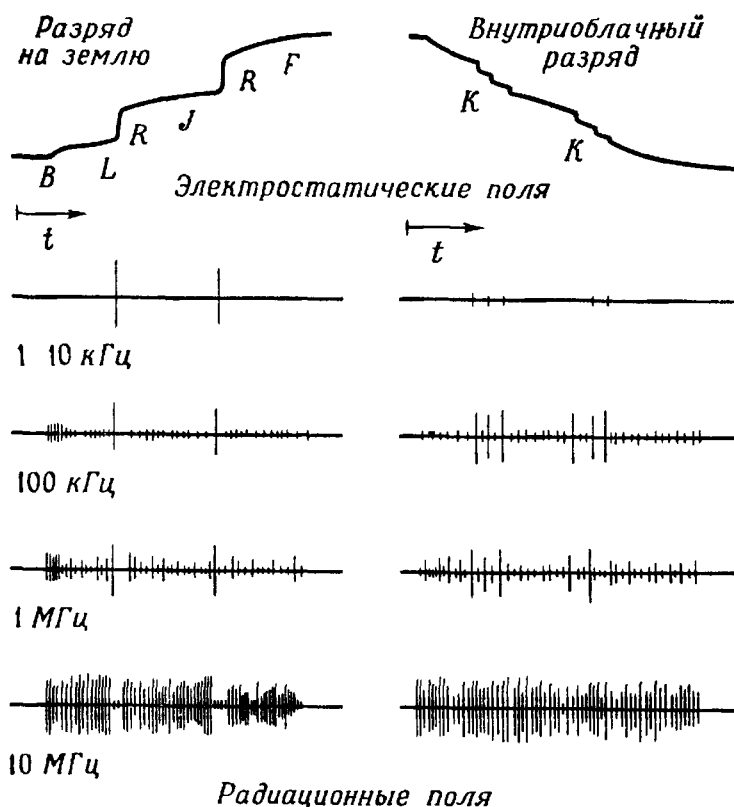
связали с движением ступенчатого лидера вне облака, хотя продолжительность в несколько миллисекунд слишком мала для ожидаемых эффектов. Перед этой «конечной» предразрядной фазой существует период в несколько миллисекунд, характеризующийся медленными пульсациями магнитного поля. В «начальной» предразрядной фазе наблюдаются импульсы с интервалами обычно более 100 мкс, хотя наиболее часто интервалы составляют около 100 мкс. «Начальная» предразрядная фаза имеет по существу одинаковые характеристики независимо от того, следовали за ней «конечная» фаза и возвратный удар или нет.

В 40% исследованных случаев в период между начальными импульсами магнитное поле отсутствовало, в то время как в остальных случаях в этот период на относительно постоянное магнитное поле накладывались малые импульсы. Они были похожи на импульсы, появляющиеся как раз перед возвратным ударом. Из больших измеренных начальных импульсов около 60% были преимущественно отрицательными, вероятно, магнитостатическими импульсами, связанными с движением вниз отрицательного заряда. Многие импульсы имели биполярный характер. В этих импульсах радиационный компонент магнитного поля должен быть значительным. При сравнении максимальных величин больших начальных предразрядных импульсов с максимальными магнитостатическими полями возвратных ударов было установлено, что амплитуды предразрядных импульсов наиболее часто составляют около 15% амплитуд возвратного удара. Если магнитные поля больших начальных импульсов связаны с током в канале через те же константы пропорциональности, что и поля возвратного удара, и если волновая форма импульсов и возвратного удара регистрируется однозначно, то большие начальные предразрядные импульсы свидетельствуют о протекании тока в несколько тысяч ампер.

3.10. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЛЯ МОЛНИИ

В разд. 3.7.2 мы упомянули радиационные поля (поля излучения), связанные со ступенчатым лидером. Радиационные импульсы ступенчатого лидера приведены на рис. 3.14, г. Эти данные получены Кларенсом и Маланом [14]

с помощью измерительной системы с верхней граничной частотой 20 кГц. Таким образом, их данные представляют несколько искаженную картину действительных радиационных полей. На рис. 3.22 схематически показаны ра-



Р и с. 3.22. Изменение электростатического поля и соответствующих радиационных полей на различных частотах для типичной вспышки на землю и типичной внутриоблачной вспышки на расстоянии около 20 км. Масштаб амплитуды для разных частот различен [47, 48].

диационные поля вспышки молнии в зависимости от времени и частоты. Данные рис. 3.22 были получены Маланом [47, 48] при настройке антенны с помощью фильтров, помещенных между антенной и регистрирующим осциллографом. Электростатическое и радиационное поля наблюдались одновременно на двухлучевом осциллографе. Важно помнить, что радиация, детектируемая на данной частоте настроенной антенной, может обуславливаться не только сигналом от процесса разряда, но и серия радиа-

ционных импульсов может привести систему в состояние вынужденных колебаний, даже если частота колебаний не присуща ни одному из радиационных импульсов. Учитывая это, рассмотрим наблюдения Малана.

В диапазоне $1 \div 10$ кГц преобладающая радиация во вспышках облако — земля испускается возвратным ударом. В облачных разрядах источником низкочастотной радиации являются *K*-изменения. На частоте 100 кГц возвратный удар вспышки на землю и *K*-процесс в облачном разряде все еще приводят к наибольшим радиационным полям, но уже заметная радиация излучается во время пробоя и межимпульсных процессов вспышки на землю и на протяжении облачной вспышки. При частоте 100 кГц амплитуды радиационных полей от облачных вспышек и вспышек на землю приблизительно равны. (При частоте 1 кГц амплитуда радиационного поля от вспышки на землю примерно в 40 раз больше, чем от облачной вспышки; при 10 кГц — примерно в 10 раз.) На частоте 1 МГц радиационная картина подобна картине на частоте 100 кГц, за исключением того, что относительная интенсивность *K*- и *R*-полей меньше. На частоте 10 МГц радиация почти непрерывна как для облачного разряда, так и для разряда на землю, хотя наблюдается заметное уменьшение радиации в интервале от 2 до 15 мс после возвратного удара в разряде на землю. Этот промежуток времени грубо соответствует R_c -фазе изменения поля возвратного удара (разд. 3.7.4).

Брук и Китагава [7] измерили радиационные поля на частотах 420 и 850 МГц от вспышек молнии, находившихся на расстояниях от 10 до 30 км. Одновременно проводились измерения электростатических полей. Они сообщают, что ступенчатый лидер является источником сильного микроволнового излучения. Вообще все большие импульсы ступенчатого лидера, записанные измерителем изменения электрического поля (разд. 3.5.1), сопровождались радиационными импульсами. Продолжительность импульса много меньше времени между ступенями. Установлено, что стреловидный лидер является одним из мощнейших источников микроволнового излучения. Продолжительность микроволновой радиации во время фазы стреловидного лидера короче, чем продолжительность изменения

электрического поля, вызванного стреловидным лидером. Часто случалось, что радиация стреловидного лидера прекращалась за 50 — 150 мкс до фазы возвратного удара. Радиация стреловидного лидера была обычно непрерывной со случайными сильными импульсами продолжительностью 50 — 80 мкс. Радиация возвратного удара на микроволновых частотах изменялась в широких пределах. Примерно в половине исследованных случаев микроволновая радиация не совпадала с возвратным ударом и появлялась через 60—100 мкс после зарождения возвратного удара. Безимпульсный период в интервале от 2 до 15 мс после возвратного удара не был особенно заметен для частоты 10 Мгц в микроволновом диапазоне частот [47, 48]. Весь период между возвратными ударами относительно спокоен, если не появляются *K*-изменения. Процесс *K*-изменения как в облачных разрядах, так и в разрядах на землю является мощным источником микроволновой радиации. *K*-изменения, продолжительность которых составляла 500 — 750 мкс, обычно приводили к нескольким кратковременным импульсам, а также к непрерывному излучению низкой амплитуды.

Микроволновая радиация облачного разряда, по-видимому, настолько же сильна или даже сильнее, чем радиация разряда на землю. Начальная часть облачного разряда имеет непрерывную микроволновую радиацию, так же как и сильные импульсы излучения. Очень активной части соответствуют большие и частые радиационные импульсы. Часть *J*-типа приводит к радиационным импульсам *K*-изменения такой же величины, как и микроволновая радиация *K*-изменения разрядов на землю.

Предполагают [7], что измеренная микроволновая радиация возникает преимущественно при процессах пробоя, и, за исключением ступенчатого лидера, эти процессы протекают в облаке. Эти предположения подтверждаются следующими наблюдениями. Микроволновая радиация часто отсутствует во время распространения волнового фронта возвратного удара от земли к облаку, и, следовательно, возвратный удар не является существенным источником микроволновой радиации. Микроволновая радиация почти всегда отсутствует в последние 50÷150 мкс фазы стреловидного лидера. Это говорит о том, что вер-

шины стреловидного лидера или канала не являются основным источником микроволновой радиации, появляющейся во время фазы стреловидного лидера. С другой стороны, микроволновая радиация, которая может быть связана с процессом ступенеобразования, присутствует во время всего периода, предшествующего первому возвратному удару.

Зависимость электрических компонентов радиационного поля, обусловленного возвратным ударом, от времени показана на рис. 3.11. Если зависимость от времени измерена или получена теоретически, анализ Фурье временной зависимости позволит получить амплитудный спектр частот, присутствующих в импульсе. Обычно используется теоретическое приближение, чтобы 1) рассчитать эффективный электрический дипольный момент M возвратного удара, 2) вывести напряженность электрического поля из M , используя последний член в правой части (3.24), и 3) с помощью анализа Фурье получить частотный спектр зависящей от времени напряженности электрического поля. Анализы такого типа даны Хилом [25] и Денисом и Пайерсом [45]. Электрический дипольный момент M вычисляется при заданной функции изменения тока молнии в зависимости от времени и высоты канала. На основании разных скоростей нарастания тока (разд. 4.3) можно получить теоретические различия между радиационными полями (частотные спектры) первого и последующих импульсов. Некоторые экспериментальные данные относительно различия в спектрах первого и последующих импульсов привели Харт [21] и Бредли [5]. Вообще экспериментальный и теоретический частотные спектры находятся в хорошем согласии. Максимальная амплитуда для частотного спектра возвратного удара обычно появляется между 5 и 10 кГц. Амплитуда частотного спектра типичного возвратного удара относительно мала: ниже 1 и выше 30 кГц.

Арнольд и Пайерс [3] вычислили, что последовательности импульсов ступенчатого лидера или импульсов K -изменения будут иметь частотный спектр с максимальными амплитудами в области очень низких частот ($3 \div 30$ кГц). Они нашли, что максимальные амплитуды частотных спектров радиации ступенчатого лидера, радиа-

ции K -изменения и радиации возвратного удара равны 20; 8 и 5 кГц соответственно и относятся как 1 : 2 : 10. Арнольд и Пайерс сравнили свои вычисления с экспериментами Степто [79].

Обзорные работы, содержащие ссылки на измерения электромагнитного излучения, испускаемого молнией и грозами в диапазоне частот от герц до сотен мегагерц, опубликовали Хорнер [28], Тейлор [83], Кимпара [35] и Пайерс [64]. Очевидны следующие общие черты. На очень низких частотах испускается несколько дискретных радиационных импульсов, и они связаны с макроскопическими характеристиками (возвратный удар, K -изменение и т. д.) разряда молнии. При увеличении частоты число импульсов в разряде возрастает, а максимальная амплитуда импульсов уменьшается. Примерно от 10 кГц до 100 МГц и выше максимальная напряженность электрического поля изменяется приблизительно обратно пропорционально частоте.

В табл. 3.1 приведены величины максимальной напряженности электрического поля в зависимости от частоты. Величины получены Пайерсом [64] путем усреднения результатов различных исследователей. Результаты любого отдельного исследования могут отличаться от среднего значения более чем на порядок. Хорнер [28] и Кимпара [35] представили измерения частотного спектра различных исследователей в графическом виде.

Таблица 3.1

Максимальная напряженность электрического поля вертикально поляризованной радиации от молнии

Напряженность нормирована относительно расстояния 10 км и ширины полосы пропускания детектора 1 Гц. Чтобы получить напряженность поля для ширины полосы пропускания детектора B в герцах, необходимо умножить данные величины на $B^{1/2}$ для частот выше 50 кГц и на B для частот ниже 50 кГц. По всему частотному интервалу этой таблицы напряженность электрического поля изменяется примерно обратно пропорционально частоте, однако могут быть большие отклонения от этой зависимости в ограниченных спектральных зонах.

| | | | | | | |
|--------------|----------------|----------------|----------------|----|--------|-------------------|
| Частота, МГц | 10^{-2} | 10^{-1} | 1 | 10 | 10^2 | 10^3 |
| Поле, мкВ/м | $2 \cdot 10^4$ | $2 \cdot 10^3$ | $2 \cdot 10^2$ | 10 | 2 | $3 \cdot 10^{-1}$ |

Хорнер [28] дал обзор литературы, касающейся отражения электромагнитных сигналов (радиоблокация) от разряда молнии. Особый интерес представляют данные Хевита [24]. Он нашел, что отраженный от последовательных внутриоблачных межимпульсных процессов сигнал приходит со все больших и больших высот облака, подтверждая идею *K*- и *J*-процессов. Кроме того, увеличение высоты межимпульсных разрядов было непрерывным в интервале между импульсами, и появление нового импульса только повышало некоторые или все ранее присутствовавшие отражения. Отраженные сигналы были получены с высот вплоть до 10 км. Наиболее интенсивными и наиболее продолжительными были сигналы, отраженные от нижней части облака. Предельная нижняя высота, с которой был получен отраженный сигнал, оставалась по существу постоянной во время всей данной вспышки. Горизонтальная протяженность разрядной активности в нижних областях (4—7 км по высоте) облака часто составляла от 1 до 2 км. Было установлено, что отражающая способность межимпульсных разрядов уменьшается во время последней части межимпульсного периода, и следующий импульс не появляется до тех пор, пока не произойдет это уменьшение. Хевит утверждает, что отраженные от воздушных разрядов и внутриоблачных межимпульсных процессов сигналы удивительно похожи.

Лигда [42] сообщил о радиолокационных наблюдениях очень длинных горизонтальных разрядов молнии. Эти разряды сильно ветвятся. Сообщалось, что самый длинный наблюдавшийся разряд превышал 150 км.

ЛИТЕРАТУРА

1. Appleton E. V., Chapman F. W., On the Nature of Atmospherics-IV, Proc. Roy. Soc. (London), A158, 1—22 (1937).
2. Appleton E. V., Watson-Watt R. A., Herd J. F., On the Nature of Atmospherics-III, Proc. Roy. Soc. (London), A111, 654—677 (1926).
3. Arnold E. R., Pierce E. T., Leader and Junction Processes in the Lightning Discharge as a Source of VLF Atmospherics, J. Res. NBS/USNC-URSI, 68D (Radio Science), 771—776 (1964).
4. Berger K., Vogelsanger E., Photographische Blitz-

- untersuchungen der Jahre 1955—1965 auf dem Monte San Salvatore, Bull. SEV, 57, 2—22 (1966).
5. Bradley P. A., The VLF Energy Spectra of First and Subsequent Return Strokes of Multiple Lightning Discharges to Ground, J. Atmos. Terr. Phys., 27, 1045—1053 (1965).
 6. Brook M., Kitagawa N., Electric-field Changes and the Design of Lightningflash Counters, J. Geophys. Res., 65, 1927—1931 (1960).
 7. Brook M., Kitagawa N., Radiation from Lightning Discharges in the Frequency Range 400 to 1000 Mc/s, J. Geophys. Res., 69, 2431—2434 (1964).
 8. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J., Quantitative Study of Strokes and Continuing Currents in Lightning Discharges to Ground, J. Geophys. Res., 67, 649—659 (1962).
 9. Bruce C. E. R., The Lightning and Spark Discharges, Nature, 147, 805—806 (1941).
 10. Bruce C. E. R., The Initiation of Long Electrical Discharges, Proc. Roy. Soc. (London), A183, 228—242 (1944).
 11. Bruce C. E. R., Goldie R. H., The Lightning Discharge, J. Inst. Electr. Eng. (London), 88 (pt. 2), 487—524 (1941).
 12. Chapman F. W., Atmospheric Disturbances Due to Thundercloud Discharges, Pt. 1, Proc. Phys. Soc. (London), 51, 876—894 (1939).
 13. Chapman S., Corona-point Discharge in Wind and Application to Thunderclouds, in L. G. Smith (ed.), Recent Advances in Atmospheric Electricity, Pergamon Press, New York, 1958, p. 277—288.
 14. Clarence N. D., Malan D. J., Preliminary Discharge Processes in Lightning Flashes to Ground, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 83, 161—172 (1957).
 15. Dennis A. S., Pierce E. T., The Return Stroke of the Lightning Flash to Earth as a Source of VLF Atmospherics, J. Res. NBS/USNC-URSI, 68D (Radio Science), 777—794 (1964).
 16. Ette A. I. I., Laboratory Studies of Point-discharge from Multiple Points in Irregular Configuration, J. Atmos. Terr. Phys., 28, 983—999 (1966).
 17. Fitzgerald D. R., Measurement Techniques in Clouds, in S. C. Coroniti (ed.), Problems of Atmospheric and Space Electricity, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965. (Русский перевод в сб. «Проблемы электричества атмосферы», Гидрометеоздат, Л., 1969, стр. 132—145).
 18. Gunn R., Electric Field Intensity Inside of Natural Clouds, J. Appl. Phys., 19, 481—484 (1948).
 19. Hacking C. A., Observations on the Negatively-charged Column in Thunderclouds, J. Geophys. Res., 59, 449—453 (1954).
 20. Halliday E. C., The Polarity of Thunderclouds, Proc. Roy. Soc. (London), A138, 205—229 (1932).
 21. Hart J. E., VLF Radiation from Multiple Stroke Lightning, J. Atmos. Terr. Phys., 29, 1011—1014 (1967).
 22. Hatakeyama H., An Investigation of Lightning Discharge with the Magnetograph, Geophys. Mag., 10, 309—319 (1936).

23. H a t a k e y a m a H., The Distribution of the Sudden Change of Electric Field on the Earth's Surface Due to Lightning Discharge, *in* ed. L. G. Smith, Recent Advances in Atmospheric Electricity, Pergamon Press, New York, 1958, p. 289—298.
24. H e w i t t F. J., Radar Echoes from Inter-stroke Processes in Lightning, Proc. Phys. Soc. (London), **B70**, 961—979 (1957).
25. H i l l R. D., Electromagnetic Radiation from the Return Stroke of a Lightning Discharge, J. Geophys. Res., **71**, 1963—1967 (1966).
26. H o d g e s D. B., A Comparison of the Rates of Change of Current in the Step and Return Processes of Lightning Flashes, Proc. Phys. Soc. (London), **B67**, 582—584 (1954).
27. H o l z e r R. E., S a x o n D. S., Distribution of Electrical Conduction Currents in the Vicinity of Thunderstorms, J. Geophys. Res., **57**, 207—216 (1952).
28. H o r n e r F., Radio Noise from Thunderstorms, *in* ed. J. A. Saxton, Advances in Radio Research, vol. 2, Acad. Press, Inc., New York, 1964, p. 121—204.
29. J e n s e n J. C., Further Studies on the Electrical Charges of Thunderstorms, Mon. Weather Rev., **58**, 115—116 (1930).
30. J e n s e n J. C., The Relation of Branching of Lightning Discharges to Changes in the Electrical Field of Thunderstorms, Phys. Rev., **40**, 1013—1014 (1932).
31. J e n s e n J. C., The Relation of Lightning Discharges to Changes in the Electric Field of Thunderstorms, Trans. Amer. Geophys. Union, **13**, 190—191 (1932).
32. J e n s e n J. C., The Branching of Lightning and the Polarity of Thunderclouds, J. Franklin Inst., **216**, 707—747 (1933).
33. J o n e s D. S., The Theory of Electromagnetism, The Macmillan Co., New York, 1964, p. 152—154.
34. K a s e m i r H. W., The Thundercloud, *in* S. C. Coroniti (ed.), Problems of Atmospheric and Space Electricity, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 215—235. (Русский перевод: Проблемы электричества атмосферы, Гидрометеиздат, Л., 1969, стр. 146—164.)
35. K i m p a r a A., Electromagnetic Energy Radiated from Lightning, *in* ed. S. C. Coroniti, Problems of Atmospheric and Space Electricity, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 352—365.
36. K i t a g a w a N., On the Electric Field-change due to the Leader Processes and Some of Their Discharge Mechanism, Papers Meteorol. Geophys. (Tokyo), **7**, 400—414 (1957).
37. K i t a g a w a N., On the Mechanism of Cloud Flash and Junction or Final Process in Flash to Ground, Papers Meteorol. Geophys. (Tokyo), **7**, 415—424 (1957).
38. K i t a g a w a N., Types of Lightning, *in* S. C. Coroniti (ed.), Problems of Atmospheric and Space Electricity, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 337—348. (Русский перевод: Проблемы электричества атмосферы, Гидрометеиздат, Л., 1969, стр. 236—247.)
39. K i t a g a w a N., B r o o k M., A Comparison of Intracloud

- and Cloud-to-ground Lightning Discharges, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1189—1201 (1960).
40. Kitagawa N., Brook M., Workman E. J., Continuing Currents in Cloud-to-ground Lightning Discharges, *J. Geophys. Res.*, **67**, 637—647 (1962).
 41. Kitagawa N., Kobayashi M., Distribution of Negative Charge in the Cloud Taking Part in a Flash to Ground, *Papers Meteorol. Geophys. (Tokyo)*, **9**, 99—105 (1958).
 42. Ligda M., The Radar Observation of Lightning, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **9**, 329—346 (1956).
 43. Malan D. J., Les décharges dans l'air et la charge inférieure positive d'un nuage orageux, *Ann. Geophys.*, **8**, 385—401 (1952).
 44. Malan D. J., Les décharges orageuses intermittentes et continu de la colonne de charge négative, *Ann. Geophys.*, **10**, 271—281 (1954).
 45. Malan D. J., La distribution verticale de la charge négative orageuse, *Ann. Geophys.*, **11**, 420—426 (1955).
 46. Malan D. J., Les décharges lumineuses dans les nuages orageux, *Ann. Geophys.*, **11**, 427—434 (1955).
 47. Malan D. J., Radiation from Lightning Discharges and Its Relation to the Discharge Process, in L. G. Smith (ed.), *Recent Advances in Atmospheric Electricity*, Pergamon Press, New York, 1958, p. 557—563.
 48. Malan D. J., *Physics of Lightning*, The English Univ. Press Ltd., London, 1963.
 49. Malan D. J., The Theory of Lightning, in S. C. Coroniti (ed.), *Problems of Atmospheric and Space Electricity*, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965. (Русский перевод: Проблемы электричества атмосферы, Гидрометеиздат, Л., 1969, стр. 226—236.)
 50. Malan D. J., Schonland B. F. J., Progressive Lightning, Pt. 7, Directly Correlated Photographic and Electrical Studies of Lightning from Near Thunderstorms, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A191**, 485—503 (1947).
 51. Malan D. J., Schonland B. F. J., An Electrostatic Fluxmeter of Short Response-time for Use in Studies of Transient Field-changes, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **B63**, 402—408 (1950).
 52. Malan D. J., Schonland B. F. J., The Electrical Processes in the Intervals between the Strokes of a Lightning Discharge, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A206**, 145—163 (1951).
 53. Malan D. J., Schonland B. F. J., The Distribution of Electricity in Thunderclouds, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A209**, 158—177 (1951).
 54. Meese A. D., Evans W. N., Charge Transfer in the Lightning Stroke as Determined by the Magnetograph, *J. Franklin Inst.*, **273**, 375—382 (1962).
 55. Norinder H., Magnetic Field Variation from Lightning Strokes in Vicinity of Thunderstorms, *Arkiv Geofysik*, **2**, 423—451 (1956).
 56. Norinder H., Dahle O., Measurements by Frame Aerials

- of Current Variations in Lightning Discharges, *Arkiv Mat. Astron. Fysik*, **32A**, 1—70 (1945).
57. Norinder H., Knudsen E., Pre-discharges in Relation to Subsequent Lightning Strokes, *Arkiv Geofysik*, **2**, 551—571 (1957).
58. Norinder H., Knudsen E., Some Features of Thunderstorm Activity, *Arkiv Geofysik*, **3**, 367—374 (1961).
59. Norinder H., Vollmer B., Variation Forms and Time Sequence of Multiple Lightning Strokes, *Arkiv Geofysik*, **2**, 515—531 (1957).
60. Ogawa T., Brook M., The Mechanism of the Intracloud Lightning Discharge, *J. Geophys. Res.*, **69**, 5141—5150 (1964).
61. Pierce E. T., Electrostatic Field-changes Due to Lightning Discharges, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **81**, 211—228 (1955).
62. Pierce E. T., The Development of Lightning Discharges, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **81**, 229—240 (1955).
63. Pierce E. T., Some Topics in Atmospheric Electricity, *in* L. G. Smith (ed.), *Recent Advances in Atmospheric Electricity*, Pergamon Press, New York, 1958.
64. Pierce E. T., Atmospherics: Their Characteristics at the Source and Propagation, *in* *Progress in Radio Science 1963—1966*, Pt. 1, International Scientific Radio Union, Berkeley, Calif., 1967, p. 987—1039.
65. Pierce E. T., Wormell T. W., Field Changes Due to Lightning Discharges, *in* H. R. Byers (ed.), *Thunderstorm Electricity*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1953, p. 251—266.
66. Rao M., Bhattacharya H., Lateral Corona Currents from the Return Stroke Channel and the Slow Field Change after the Return Stroke in a Lightning Discharge, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2811—2814 (1966).
67. Reynolds S. E., Neill W. H., The Distribution and Discharge of Thunderstorm Charge-centers, *J. Meteorol.*, **12**, 1—12 (1955).
68. Schonland B. F. J., The Polarity of Thunderclouds, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A118**, 233—251 (1928).
69. Schonland B. F. J., Progressive Lightning, Pt. 4, The Discharge Mechanism, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A164**, 132—150 (1938).
70. Schonland B. F. J., The Pilot Streamer in Lightning and the Long Spark, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A220**, 25—38 (1953).
71. Schonland B. F. J., The Lightning Discharge, *Handbuch der Physik*, Bd. 22, Springer-Verlag, 1956, S. 576—628.
72. Schonland B. F. J., Allibone T. E., Branching of Lightning, *Nature*, **128**, 794—795 (1931).
73. Schonland B. F. J., Craib J., The Electric Fields of South African Thunderstorms, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A114**, 229—243 (1927).
74. Schonland B. F. J., Hodges D. B., Collens H., *Progressive Lightning*, Pt. 5. A Comparison of Photographic

- and Electrical Studies of the Discharge Process, Proc. Roy. Soc. (London), **A116**, 56—75 (1938).
75. Simpson G. C., On Lightning, Proc. Roy. Soc. (London), **A111**, 56—67 (1926).
 76. Simpson G. C., Robinson G. D., The Distribution of Electricity in Thunderclouds, Pt. 2, Proc. Roy. Soc. (London), **A177**, 281—329 (1941).
 77. Simpson G. C., Scrase F. J., The Distribution of Electricity in Thunderclouds, Proc. Roy. Soc. (London), **A161**, 309—353 (1937).
 78. Smith L. G., Intracloud Lightning Discharges, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **83**, 103—111 (1957).
 79. Steptoe B. J., Some Observations on the Spectrum and Propagation of Atmospherics, Ph. D. thesis, Univ. of London, England, 1958.
 80. Takagi M., The Mechanism of Discharges in a Thundercloud, Proc. Res. Inst. Atmos., Nagoya Univ., **8B**, 1—106 (1961).
 81. Takeuti T., Studies on Thunderstorm Electricity, (1) Cloud Discharge, J. Geomagnetism and Geoelectricity, **17**, 59—68 (1965).
 82. Tamura Y., Ogawa T., Okawati A., The Electrical Structure of Thunderstorms, J. Geomagnetism and Geoelectricity, **10**, 20—27 (1958).
 83. Taylor W. L., Lightning Characteristics as Derived from Spherics, *in* S. C. Coroniti (ed.), Problems of Atmospheric and Space Electricity, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 388—404. (Русский перевод: Проблемы электричества атмосферы, Гидрометеоздат, Л., 1969, стр. 262—279.)
 84. Vonnegut B., Moore C. B., Espinola R. P., Blau H. H., Electrical Potential Gradients above Thunderstorms, J. Atmos. Sci., **23**, 764—770 (1966).
 85. Wang C. P., Lightning Discharges in the Tropics, (1) Whole Discharges, J. Geophys. Res., **68**, 1943—1949 (1963).
 86. Wang C. P., Lightning Discharges in the Tropics, (2) Component Ground Strokes and Cloud Dart Streamer Discharges, J. Geophys. Res., **68**, 1951—1958 (1963).
 87. Williams D. P., Brook M., Magnetic Measurement of Thunderstorm Currents, Pt. 1, Continuing Currents in Lightning, J. Geophys. Res., **68**, 3243—3247 (1963).
 88. Williams J. C., Some Properties of the Lower Positive Charge in Thunderclouds, *in* L. G. Smith (ed.), Recent advances in Atmospheric Electricity, Pergamon Press, New York, 1958, p. 425—429.
 89. Wilson C. T. R., On Some Determinations of the Sign and Magnitude of Electric Discharges in Lightning Flashes, Proc. Roy. Soc. (London), **A92**, 555—574 (1916).
 90. Wilson C. T. R., Investigations on Lightning Discharges and on the Electric Field of Thunderstorms, Phil. Trans. Roy. Soc. (London), **A221**, 73—115 (1920).
 91. Workman E. J., Holzer R. E., Pelsor G. T., The Electrical Structure of Thunderstorms, Tech. Notes Natl. Advisory Comm. Aeron. (Washington), № 864, 1942.

-
92. W o r m e l l T. W., Currents Carried by Point-discharges beneath Thunderclouds and Showers, Proc. Roy. Soc. (London), **A115**, 443—455 (1927).
 93. W o r m e l l T. W., Vertical Electric Currents below Thunderstorms and Showers, Proc. Roy. Soc. (London), **A127**, 567—590 (1930).
 94. W o r m e l l T. W., The Effects of Thunderstorms and Lightning Discharges on the Earth's Electric Field, Phil. Trans. Roy. Soc. (London), **A238**, 249—303 (1939).
 95. W o r m e l l T. W., Atmospheric Electricity; Some Recent Trends and Problems, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **79**, 3—38 (1953).

Измерения тока

4.1. ВВЕДЕНИЕ

Первые измерения тока молнии были проведены Покельсом. В результате лабораторных экспериментов он установил [31, 32], что остаточная намагниченность, наведенная в кусочке нефелинового базальта магнитным полем одного направления, не зависит ни от продолжительности действия поля, ни от его изменения во времени, а зависит лишь от его максимальной величины. Поскольку остаточная намагниченность связана с максимумом магнитного поля, в котором выдерживался базальт, теоретически эта намагниченность может быть обусловлена током, который привел к возникновению магнитного поля. Покельс [31] сообщил, что измерения на базальтовых образцах, взятых недалеко от деревьев, поврежденных молнией, дали величины максимального тока 6,4; 6,6 и 10 кА. Ошибки при измерениях были, вероятно, таковы, что приводили к недооценке действительного максимума токов. Покельс [33] поместил кусочки базальта в нескольких сантиметрах от молниеотвода вышки наблюдения на Монте-Симоне в Апеннинах. Для одной из вспышек он определил максимальный ток около 20 кА. Для серии из четырех вспышек максимальный ток, найденный Покельсом, составлял около 11 кА.

В 1929 г. на вышках линии передач в США было размещено 300 *регистраторов разряда молнии*. В основе регистратора разряда лежит появление фигур Лихтенберга, размер которых примерно пропорционален максимальному току молнии на вышке. Этот прибор будет рассмотрен в разд. 4.2.1. Первые измерения тока молнии с использованием регистратора разряда молнии были проведены в 1929 г. [34, 35]. Спорн и Ллойд [35] получили

для двух импульсов, переносивших на землю отрицательный заряд, максимальные значения токов 175 и 100 кА. Смелов и Прайс сообщили [34] о максимальных токах в 60 и 100 кА для двух импульсов, которые переносили на землю отрицательный заряд. В течение 1929—1930 гг. было проведено около 50 грубых измерений максимальных токов молнии с помощью регистраторов разрядов [1, 14, 36]. Все измеренные токи соответствовали переносу на землю отрицательного заряда, и большинство измерений показало, что максимальный ток молнии ≥ 100 кА. Величины полученных максимальных токов были, вероятно, несколько завышены (разд. 4.2.1).

В 1932 г. Фауст и Куини [11] вновь использовали магнитные стерженьки для измерения максимального тока молнии. Магнитные стерженьки служили по существу для той же цели, что и кусочки базальта, использованные Покельсом. Много данных о максимальном токе молнии было собрано при помещении магнитных стерженьков на вышки линий передач (разд. 4.3). Использовались они также как элементы приборов для измерения переходных характеристик токов молнии (разд. 4.2.2).

Пропуская ток молнии через сопротивление известной величины, можно было провести измерения формы волны тока молнии. Результирующее напряжение в зависимости от времени можно подать на катодно-лучевой осциллограф. Такие исследования были проведены вблизи Лугано, Швейцария (разд. 2.5.4), и на небоскребе Эмпайр стейт билдинг в Нью-Йорке (разд. 2.4.2). Методики измерения будут рассмотрены в разд. 4.2.3, а результаты этих исследований — в разд. 4.3 и 4.4.

Косвенные измерения формы волны тока молнии были проведены Нориндером и его сотрудниками в Швеции. В этих исследованиях (разд. 4.2.4 и 4.3) для регистрации магнитной индукции в нескольких километрах от разряда молнии использовалась рамочная антенна и осциллограф. Связь между результатами измерения и величинами тока молнии устанавливалась теоретически. Теория усложняется из-за того, что волновой фронт возвратного удара, который распространяется от земли к облаку, вызывает в отдельных частях канала в разные моменты времени различные токи. Например, ток, измеренный на зем-

ле, может достигнуть максимума раньше, чем возникнет заметный ток в нескольких сотнях метров над землей, т. е. прежде, чем возвратный удар поднимется на эту высоту.

Непрерывные токи и связанные с ними магнитные поля могут быть относительно постоянными в течение десятков миллисекунд. Дистанционные измерения этих магнитных полей с помощью магнетометров с малым временем разрешения позволяют с помощью соответствующей теории определить величины непрерывных токов. Такие измерения проводились Вильямсом и Бруком [39] и были рассмотрены в разд. 3.5.4, 3.7.5 и 3.9. Электрические поля, связанные с непрерывными токами, монотонно возрастают, по мере того как отрицательный заряд медленно стекает на землю. Измерения медленных изменений поля позволяют определить величины непрерывных токов [6] (разд. 3.7.5). Почти все измерения тока молнии во времени, за исключением измерений Нориндера с помощью рамочной антенны, были проведены вблизи земли и представляют ток, протекающий у основания канала молнии. Конечно, не очевидно, что ток в канале на произвольной высоте над землей должен быть похожим на ток, измеренный на уровне земли. Например, начальный ток, измеренный у земли, определяется процессом пробоя между головкой лидера и землей. Распространяющиеся вверх разряды, которые могут связывать промежуток между землей и головкой движущегося вниз лидера, будут регистрироваться как ток на земле. С другой стороны, начальный ток в данной точке канала над землей (исключая ток лидера) будет определяться главным образом формой волнового фронта возвратного удара при прохождении этой точки. Все это необходимо принимать во внимание при обсуждении тока молнии.

4.2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

4.2.1. Приборы, использующие фигуры Лихтенберга

В 1778 г. Лихтенберг [19] описал результаты экспериментов, в которых конденсатор разряжался через искровой промежуток, где была помещена пластина из диэлек-

трика, покрытая пылью. Один из электродов находился в контакте с этой пластиной. Было установлено, что разряд создает определенные рисунки из пыли (фигуры Лихтенберга) и эти рисунки имеют различный характер в зависимости от полярности электрода, присоединенного к пластине. Если диэлектрическую пластину Лихтенберга заменить фотопластинкой (эмульсия находится в контакте с электродом), то на обработанной фотопластинке будут появляться фигуры, аналогичные фигурам Лихтенберга [7, 37].

В 1924 г. Петерс [29] сконструировал *клидонограф* — прибор для измерений напряжений с помощью фигур Лихтенберга, вызванных этим напряжением. Это был первый удобный прибор, предназначенный для измерений напряжений молнии на линиях электропередач. Клидонограф состоит из закругленного электрода (связанного с источником измеряемого напряжения), который прижат к эмульсии фотопленки, лежащей на гладкой поверхности диэлектрика, подложкой для которого служит металлическая пластинка второго электрода. Фотопленка может перемещаться, что позволяет сделать несколько измерений на одном куске пленки. Экспериментально установлено, что фигура Лихтенберга возникает даже тогда, когда продолжительность напряжения составляет доли микросекунды; радиус фигуры Лихтенберга зависит от максимальной величины приложенного напряжения, а форма и конфигурация зависит от формы приложенного напряжения. Фигуры Лихтенберга, создаваемые отрицательным напряжением, меньше и отличаются по характеру от фигур, создаваемых положительным напряжением. Мак-Ичрон [22] привел характерные черты фотографических фигур Лихтенберга для напряжения различных форм волн. Прибор, фиксирующий для данного напряжения как отрицательную, так и положительную фигуры Лихтенберга с помощью двух регистрирующих клидонографических ячеек, соединенных в параллель, называется *регистратором волны напряжения*. Использование регистратора волны напряжения показало, что измерение величины либо положительного, либо отрицательного напряжений можно провести с помощью большей положительной фигуры Лихтенберга. В обычных условиях точ-

ность регистратора волны напряжения составляет при измерении максимального напряжения $\pm 25\%$.

Камеру Лихтенберга можно применить и для измерений тока. Если из радиуса фигуры Лихтенберга определить максимальное падение напряжения на известном сопротивлении, то соответствующий ток можно получить простым делением падения напряжения на сопротивление. Это служит основой регистратора разрядов молнии (разд. 4.1), который обычно устанавливается на стойке вышки линии передач. В регистраторе разрядов молнии изолированная фотопленка не связана с электродами и может быть легко заменена в полевых условиях. Поскольку ни один электрод не имеет прямого контакта с пленкой, полученные фигуры Лихтенберга, в отличие от фигур в клидонографе или регистраторе волны напряжения, не могут однозначно отображать напряжение. Более того, чтобы на основании измерения напряжения рассчитать ток, проходящий через вышку линии передачи, необходимо знать сопротивление участка стойки вышки, где протекает ток молнии и установлен регистратор. Поскольку сопротивление зависит от формы волны тока и неизвестно с достаточной точностью, токи, полученные с помощью регистраторов разряда молнии, следует рассматривать как ориентировочные (разд. 4.1).

Гриском [12] недавно предложил использовать клидонограф для измерения тока молнии. При помощи *киноклидонографа*, используя электрические линии задержек, которые позволяют отображать различные части волны напряжения в разных частях пленки, можно получить разрешенные во времени фигуры Лихтенберга. Измеряемое напряжение создается током, текущим через безиндуктивное сопротивление. Сообщалось, что киноклидонограф имеет время разрешения около 0,05 мкс. Результаты, полученные при помощи этого прибора, приведены в [13] и будут обсуждаться в разд. 4.5.

4.2.2. Приборы с использованием намагничивающихся материалов

Магнитная индукция, измеренная около длинного прямого проводника, по которому течет ток, дается выражением (3.20а). Она прямо пропорциональна току и обрат-

но пропорциональна расстоянию до проводника по радиусу. Базальт, использованный Покельсом [31—33], и магнитные стерженьки, введенные Фаустом и Куини [11], намагничивались, когда помещались в магнитное поле. Степень остаточной намагниченности увеличивается с увеличением напряженности приложенного магнитного поля и пропорциональна максимальной величине изменяющейся во времени индукции, поскольку индукция не меняет знака и насыщение не достигается. Эксперименты [11] показали, что по существу одинаковая остаточная намагниченность возникает в стерженьках, находившихся в импульсном токе микросекундной продолжительности и постоянном токе, величина которого равна максимуму тока в импульсе. Аналогичные результаты были получены Покельсом [32].

Магнитные стерженьки можно получить, соединяя полоски из кобальтовой стали или других намагничивающихся материалов, а также спекая порошки магнитных материалов. Обычно два стерженька помещаются на разных расстояниях от исследуемого тока, что дает возможность проводить измерения в широком интервале максимальных токов и обеспечивает постоянный контроль полученных данных. Остаточную намагниченность в магнитных стерженьках можно измерять различными заводскими или самодельными магнетометрами. Фауст и Куини [11] сконструировали прибор, который мог измерять силу притяжения или отталкивания между стерженьком и постоянным магнитом. Они назвали эту комбинацию магнитных стерженьков и прибора для измерения остаточной намагниченности *амперметром гребня волны*.

Важно иметь в виду, что при помощи стерженька измеряется *максимальный* ток. Поскольку вспышка молнии обычно состоит из ряда импульсов, остаточная намагниченность стерженька после выдержки во вспышке молнии характеризует импульс с наибольшим максимальным током. Таким образом, статистика максимальных токов, полученная с помощью магнитных стерженьков, применима не ко всем импульсам, а лишь к импульсам с наибольшими токами. Как мы увидим в разд. 4.3, обычно первый импульс во вспышке имеет наибольший максимальный ток. Соответствующие доказательства приведены также Норин-

дером и Кнудсенем [26], как это уже обсуждалось в разд. 3.9.

Вагнер и Мак-Кан [38] описали три прибора для измерений свойств молнии с использованием магнитных стерженьков: *фульхронограф*, *магнитный регистратор фронта волны* и *магнитный интегратор волны*. Фульхронограф (от латинского слова *fulmen* — молния и греческих *chronos* — время и *graphein* — писать) состоит из алюминиевого диска с прорезями, в которые помещены магнитные стерженьки. При вращении диска каждый стерженец попадает между катушками, через которые проходит измеряемый ток молнии. За счет вращения диска и получается разрешение во времени. Максимальная разрешающая способность составляет ~ 50 мкс, полное время регистрации при этом ~ 20 мс. Вагнер и Мак-Кан дали также описание фульхронографа с малой скоростью вращения. Разрешающая способность такого фульхронографа равна ~ 2 мс, а время регистрации ~ 1 с. Одним фульхронографом можно зарегистрировать токи в интервале от 100 А до 50 кА. Широкий интервал регистрации токов достигается использованием двух различных магнитных контуров сцепления со стерженьками. Стерженьки на одной стороне алюминиевого диска применяются для регистрации тока в интервале от 1 до 50 кА, на другой стороне — в интервале от 100 А до 6 кА.

Магнитный регистратор фронта волны — это прибор, используемый для измерения эффективной скорости нарастания тока молнии. Регистратор состоит из трех контуров, каждый из которых содержит сопротивление и индуктивность, соединенные последовательно. Магнитные стерженьки располагаются вблизи каждой из трех катушек индуктивности. Три контура соединены в параллель через индуктивность, осуществляющую связь с током молнии, который необходимо измерить. Максимальный ток в каждой из параллельных *RC*-цепочек регистрируется стерженьками. Зная максимальные токи и величины *R* и *L* в каждой из трех цепочек и используя теорию цепей, можно рассчитать эффективную скорость нарастания тока молнии. На практике регистратор используется для определения наклона прямой на графике зависимости тока от времени, проведенной через точки, соответст-

вующие величине тока в 10 и 90% максимальной величины.

Магнитный интегратор волны представляет собой прибор для регистрации интегрального тока молнии, т. е. перенесенного заряда. Он состоит из безиндуктивного сопротивления, через которое течет ток молнии, и катушки индуктивности, которая замкнута на это сопротивление. Для измерения максимального тока в катушке вблизи нее помещаются один или два магнитных стерженька. Мгновенное значение тока в катушке пропорционально интегралу по времени от напряжения на сопротивлении (так же, как и на катушке). Это напряжение прямо пропорционально току молнии. Таким образом, конечный максимальный ток в катушке индуктивности пропорционален общему заряду, прошедшему через сопротивление. Время, в течение которого может быть получен точный отсчет, составляет ~ 10 мс. Параметром, который определяет такую инерционность, является омическое сопротивление катушки.

Прибор для измерения продолжительности тока молнии, использующий свойства магнитных стерженьков, был описан Хилтен-Кевелиусом и Стрембергом [17]. Четыре магнитных стерженька укреплялись на стержне из диэлектрика на одинаковом расстоянии от проводника, по которому протекал ток молнии. Один из магнитных стерженьков имел обычное назначение — регистрировать максимальный ток. Каждый из трех других был окружен металлической спиралью (катушкой индуктивности), которая служила делителем магнитного потока. Постоянные времени контуров RL каждой катушки были различными. По измерению остаточной намагниченности каждого стерженька, учитывая постоянную времени контура RL , можно приблизительно определить время, за которое ток уменьшается до половины максимального значения.

4.2.3. Безиндуктивный шунт и осциллограф

Если ток молнии пропускать через сопротивление известной величины, то результирующее напряжение можно подать на осциллограф и с хорошей точностью можно в принципе определить ток молнии. На практике

задача получения точной формы волны тока усложняется паразитными контурами индуктивности и емкости, отсутствием общего электрического заземления, несоответствием реальных параметров цепи теории, которая описывает измеряемые напряжения, и присутствием сильных электрических и магнитных полей, которые обуславливают ложные сигналы в измерительных контурах и электронике.

Основные трудности, возникающие при измерении токов молнии с использованием шунтирующих сопротивлений (так называемых безиндуктивных шунтов) и осциллографов, были рассмотрены в работах [2, 5]. Особенно трудно получить точные измерения нарастания тока до максимального значения для импульсов, продолжительность нарастания фронта которых 1 мкс или менее (большинство повторных возвратных ударов в многоимпульсной вспышке). Это происходит главным образом из-за сильных электрических и магнитных полей, возникающих на ранних стадиях возвратного удара. В измерительной схеме с безиндуктивным шунтом нижний предел измеряемой продолжительности нарастания фронта составлял несколько десятых микросекунды из-за влияния индуктивности и емкости антенны и конструкции вышки, к которой присоединялся шунт. При измерениях в Лугано на каждой из двух вышек помещались два соединенных последовательно шунта. Каждый из шунтов (0,05 и 0,8 Ом) использовался для различных интервалов тока. Для регистрации результирующего напряжения использовались различные осциллографы. Луч осциллографа не просто пробегал экран при срабатывании спускового устройства, а перемещался из стороны в сторону с заданной скоростью, так что можно было провести измерения за довольно длительные отрезки времени.

Шунты и осциллографы, использовавшиеся до 1941 г. на Эмпайр стейт билдинг, и усовершенствованное оборудование, установленное после 1941 г., описаны в работах [15, 16]. Вначале для регистрации быстро изменяющихся компонентов тока применялся электронно-лучевой осциллограф, а для регистрации медленных изменений непрерывных токов — шлейфовый осциллограф. Оба прибора были подключены к нелинейному шунту, состоявшему из

параллельно соединенных тиритового и линейного сопротивлений. Если использовался этот шунт, при измерении процессов с малыми скоростями осциллограф мог регистрировать токи от 50 А до 24 кА, а при изучении процессов с большими скоростями — токи от 1 до 200 кА. После 1941 г. исследования проводились с помощью различных электронно-лучевых осциллографов, подключенных на постоянное сопротивление — безиндуктивный шунт 0,01 Ом. Для расширения интервала величин измеряемых токов в осциллографах использовались тиритовые подавляющие цепи. Это устройство позволяло использовать шунт с меньшей индуктивностью, так что измерения нарастания фронта волны были более точными.

4.2.4. Рамочная антенна и осциллограф

В разд. 3.5.4 мы рассмотрели некоторые аспекты измерения магнитной индукции с помощью рамочной антенны [25]. Одна из основных проблем, с которыми приходится сталкиваться при измерениях, состоит в экранировании рамочной антенны от электрических полей. Было установлено, что простой цилиндрический экран вносит искажения в измеряемый фронт волны. Для уменьшения искажений использовались 14 отдельных цилиндрических экранов, каждый из которых заземлен и окружает часть антенны. Благодаря этому искажения фронта волны были уменьшены до допустимого уровня, но, к сожалению, из-за зазоров между экранирующими трубками ухудшалось электростатическое экранирование. Следовательно, необходимо было сконструировать специальный экран над антенной. Экран состоял из ряда медных проволок, натянутых в направлении оси рамки на некотором расстоянии от нее. Комбинация экранирующей сетки с отдельными трубчатыми экранами обеспечивала достаточное электростатическое экранирование без существенного искажения сигнала.

Интегрирующий RC -контур, описанный в разд. 3.5.4, обеспечивал выходное напряжение, которое прямо пропорционально магнитной индукции. Напряжение на конденсаторе составляет незначительную часть наведенного в рамке напряжения, которое также может быть сравни-

тельно мало, и, следовательно, между выходом интегрирующего контура и входом осциллографа необходим усилитель. Усилитель, описанный Нориндером и Дали [25], имел верхнюю границу частоты пропускания около 200 кГц, а описанный Нориндером [24] — около 100 кГц. Следовательно, изменения магнитных полей, происходящие за 5 — 10 мкс, не могут быть измерены с хорошей точностью. В частности, нижний предел измерения времени нарастания магнитного поля (или тока) при помощи этих усилителей будет порядка нескольких микросекунд.

Преобразование характеристик магнитного поля в электрические не является прямым, как мы рассмотрели в разд. 4.1. Чтобы осуществить это преобразование, необходимо задать величины изменения тока молнии во времени вдоль канала молнии. В качестве нулевого приближения предположим, что одинаковый ток протекает вдоль всего канала в одно и то же время. (Это предположение хорошо для момента, когда возвратный удар уже прошел весь канал.) При условии, что поля измеряются в пределах 10 км от канала молнии, расчеты тока из магнитной индукции проводятся непосредственно по (3.19). В работах [25, 28] рассматриваются приближения более высоких порядков для физической ситуации, возникающей при распространении возвратного удара и протекании результирующего тока. Как следует из [28], суммарный эффект, вызванный распространением, затуханием и развитием, будет наконец приводить к такому типу изменений, которые вытекают из закона Био—Савара. Если (3.19) используется для перехода от тока к магнитной индукции, то изменения тока, полученные таким образом, соответствуют токам, протекающим в канале молнии. По-видимому, измерения тока Нориндером и др. [25] подтверждают этот вывод. Максимальные токи, приведенные в [25] (см. разд. 4.3 и рис. 4.3), находятся в хорошем согласии с результатами других авторов. Скорость нарастания тока в [25] (см. разд. 4.3 и рис. 4.4) в 2 — 3 раза меньше, чем у других исследователей. Это расхождение может быть вызвано низкой верхней частотой пропускания усилителя, который использовался при измерении магнитного поля.

Следует отметить, что в некоторых случаях Нориндер [24] измерял токи молнии, которые имели очень малые скорости нарастания, и эти медленно нарастающие токи (время до достижения максимального тока порядка 100 мкс) были ошибочно истолкованы Маланом [20] как характеристики, полученные при измерениях магнитного поля. Происхождение этих медленных изменений магнитного поля неясно.

4.2.5. Другие методы измерения

До изобретения клидонографа максимальные напряжения на линиях передач измерялись относительно грубым прибором, состоявшим из ряда параллельных искровых промежутков с различными расстояниями между электродами. Зная наибольшую величину промежутка, о пробое которого свидетельствовал кусочек бумаги, помещенный в нем, и используя лабораторные данные о напряжении пробоя в зависимости от величин разрядного промежутка, можно грубо оценить максимальное напряжение молнии.

Аналогичный прибор был использован [17] для измерений скорости нарастания тока. Этот прибор, названный *ступенчатым индикатором*, помещался в непосредственной близости от тока молнии. Ступенчатый индикатор состоял из пяти рамочных антенн, каждая из которых была присоединена к отдельному искровому промежутку. В каждом разрядном промежутке помещалось небольшое количество взрывчатого вещества, которое детонировало, когда напряжение, наведенное на антенну и пропорциональное скорости нарастания магнитной индукции (и току), превышало напряжение пробоя в промежутке. Каждая антенна состояла из различного числа кольцевых рамок, отчего зависело напряжение, которое подавалось на каждый искровой промежуток при данной скорости нарастания тока. По величине искрового промежутка можно было определить скорость нарастания тока.

4.3. ТОК В РАЗРЯДАХ МОЛНИИ ОБЛАКО — ЗЕМЛЯ

В этом разделе мы рассмотрим характеристики токов в разрядах облако — земля, вызванных движущимися вниз лидерами. Хотя основные данные были получены из

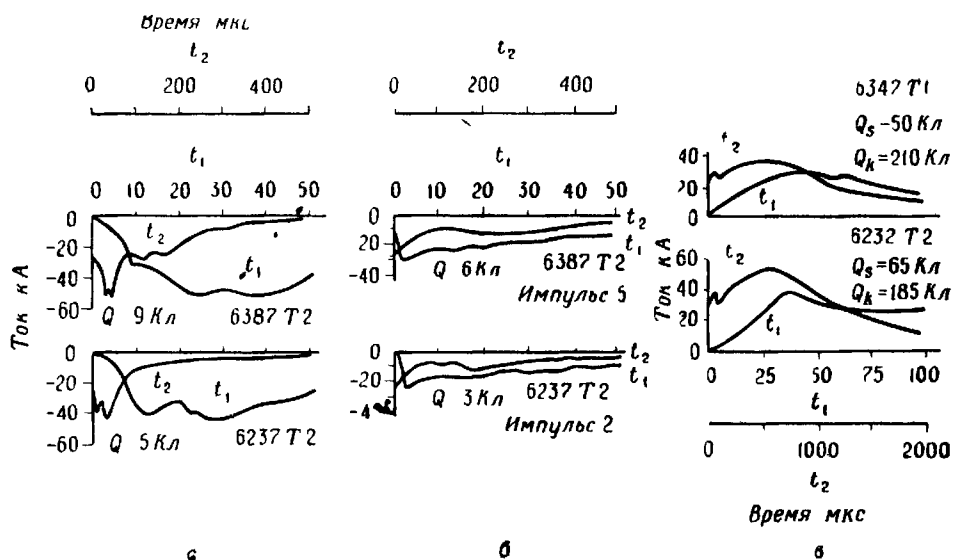
измерений разрядов молнии на вышки или высокие здания, естественно предположить, что такие разряды обычно несущественно отличаются от разрядов на землю. Это действительно так, если оба разряда вызываются движущимися вниз лидерами и высокие сооружения не оказывают существенного влияния на лидеры на большей части их пути, т. е. если сооружения существенно не искажают электрические поля. Токи в разрядах, вызванных движущимися вверх лидерами, мы будем рассматривать в разд. 4.4.

Данные, относящиеся к свойствам молнии, полученные различными исследователями, приведены на рис. 4.1—4.7. Необходимо отметить, что в большинстве экспериментов существуют пределы гарантированной точности, внутри которых должны лежать измеряемые величины (например, верхний предел скорости нарастания тока при измерении с помощью шунта и осциллографа). В некоторых случаях все приемлемые величины измеряемых параметров могут быть заключены в этих пределах. С другой стороны, когда различные исследователи используют различные пределы при измерении данного параметра, следует ожидать, что данные, полученные ими, не будут находиться в хорошем согласии. Часто пределы, относящиеся к данному измерению, не устанавливаются. К тому же многие исследователи при построении кривых частотного распределения не учитывают нижнего предела чувствительности, как, например, в измерениях (рис. 4.5) времени нарастания тока до максимального значения Хагенгуса и Андерсона [16]. Кривые на приведенных рисунках, взятые из первоисточников, были перечерчены, где это возможно, таким образом, чтобы показать существование нижнего предела измерений.

Чтобы определить, соответствует ли измеренный максимальный ток возвратному удару или M -компоненту, необходимо получить фотографические доказательства присутствия или отсутствия лидера, предшествующего яркой светимости канала. Такие данные не всегда имеются. В этом разделе мы неизбежно предполагаем, что все измеренные свойства максимальных токов являются свойствами возвратных ударов.

На рис. 4.1 приведены типичные кривые зависимости тока от времени, полученные Бергером и Фогельзангером

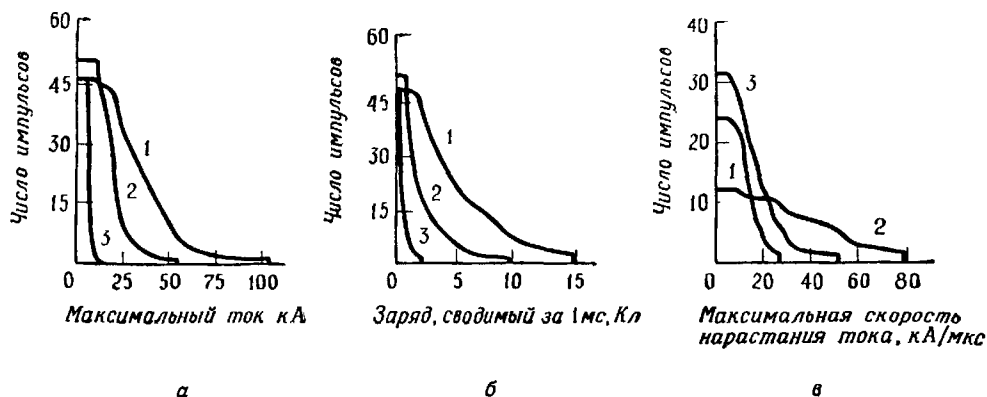
[5] (см. также обзорную статью Бергера [4]) для класса возвратных ударов, максимальный ток в которых ≥ 10 кА. На рис. 4.1 ток каждого импульса приведен дважды в разных масштабах: один раз в крупном масштабе времени t_1 , другой раз в более мелком t_2 . Примеры токов, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными ступенчатыми лидерами



Р и с . 4.1. Ток в зависимости от времени для характерных импульсов молнии с максимальными токами ≥ 10 кА [5]. Данные для каждого импульса представлены в двух масштабах времени: t_1 — быстрый, t_2 — медленный. *а* — два первых импульса, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными ступенчатыми лидерами. Заряд Q представляет собой интеграл от тока по времени за 1 мс. *б* — два последующих импульса, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными стреловидными лидерами. *в* — два первых импульса, вызванных движущимися вниз положительно заряженными ступенчатыми лидерами. Заряд Q_s представляет собой интеграл по времени от тока за 2 мс; Q_k — интеграл по времени от тока за время после 2 мс.

ступенчатыми лидерами, показаны на рис. 4.1, *а*, движущимися вниз отрицательно заряженными стреловидными лидерами — на рис. 4.1, *б* и движущимися вниз положительно заряженными ступенчатыми лидерами — на рис. 4.1, *в*. Ток в первом импульсе, приносящем отрицательный заряд на землю, относительно постоянен или слабо возрастает со временем в течение миллисекунд до тех пор, пока не возникнет фронт тока со скоростью нарастания от 10 до

20 кА/мкс. Однако в последующих импульсах, приносящих отрицательный заряд на землю, перед резким фронтом возрастание тока не наблюдается. Время нарастания тока в последующих импульсах обычно мало и не может быть точно измерено. Оно почти всегда меньше 1 мкс и может быть меньше нескольких десятых микросекунды. Возврат-

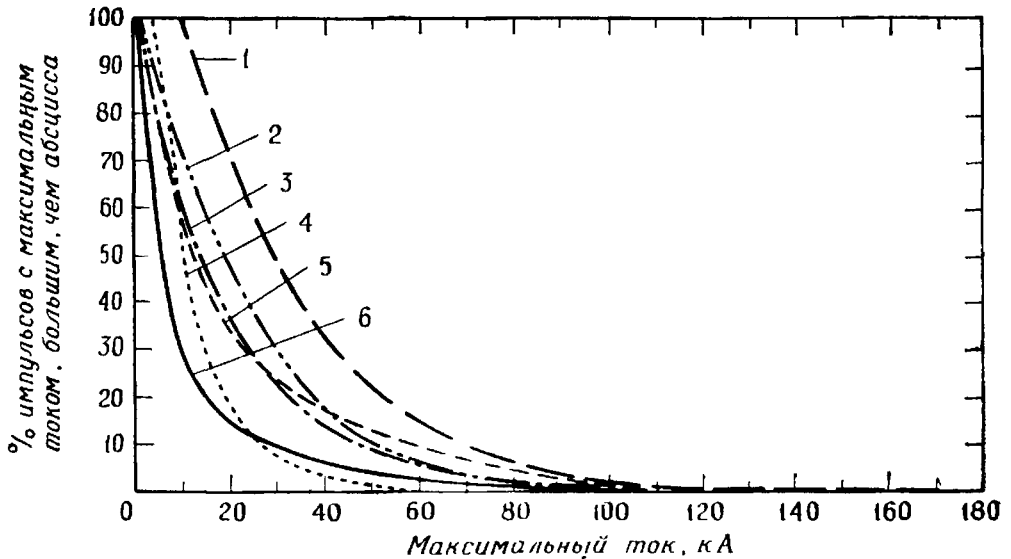


Р и с . 4.2. Свойства импульсов молнии, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами. 1 — первые импульсы, вызванные движущимися вниз ступенчатыми лидерами; 2 — последующие импульсы, вызванные движущимися вниз стреловидными лидерами; 3 — отрицательные импульсы во вспышках, порожденных движущимися вверх лидерами. Рассматриваются только импульсы с максимальными токами ≥ 10 кА [5]. По оси ординат: а — число импульсов с максимальным током, превышающим абсциссу; б — число импульсов, переносящих заряд, превышающий абсциссу; в — число импульсов со скоростью нарастания тока, превышающей абсциссу.

ные удары, вызванные движущимися вниз положительно заряженными лидерами, составляют около 15% всех возвратных ударов, вызванных движущимися вниз лидерами. Вообще положительные токи имеют большее время нарастания до максимального значения, большее время протекания со значением, большим половины максимального, и переносят больший заряд, чем отрицательные токи. Бергер и Фогельзангер [5] сообщили о максимальном значении положительного тока, равном 180 кА. Положительные разряды приносят на землю средний заряд в 87 Кл.

Статистические данные [5] об импульсах, переносящих отрицательный заряд на землю, приведены на рис. 4.2

Они относятся только к импульсам с максимальным током, бóльшим или равным 10 кА. Согласно [3], максимальные величины токов, меньших 10 кА, встречаются примерно в 75% всех импульсов и вспышек, максимальные величины ниже 2 кА примерно в 35% всех импульсов и 50%



Р и с . 4.3. Частотное распределение максимального тока для импульсов молнии, вызванных движущимися вниз лидерами. Включены импульсы, переносящие на землю как положительный, так и отрицательный заряды. 1 — около 100 импульсов с максимальными токами ≥ 10 кА [5]; 2 — импульсы с наивысшим током в 46 вспышках [21]; 3 — импульсы с наивысшим током в 2721 вспышке [18]; 4 — 84 импульса [16]; 5 — 106 импульсов [25]; 6 — 135 импульсов [21].

всех вспышек. Из рис. 4.2 видно, что первые импульсы в многоимпульсных вспышках имеют больший максимальный ток, переносят больший заряд и имеют меньшую скорость нарастания тока, чем последующие импульсы. Наибольшее максимальное значение отрицательного тока, по [5], составляло 105 кА для первого импульса. В последующих импульсах, которые вызывались движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами, но происходили во вспышках, вызванных движущимися вверх лидерами, наблюдались относительно невысокое максимальное значение тока и небольшой перенос заряда.

Статистические данные о максимальных токах молнии приведены на рис. 4.3. Значение максимального тока примерно в 30 кА, соответствующее точке в 50% импульсов, у Бергера и Фогельзангера [5] существенно выше, чем у других авторов, что, вероятно, связано с исключением из рассмотрения данных с максимальным током ниже 10 кА. Согласно [5], для 85 импульсов, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами и имеющих максимальный ток выше 2 кА, такое значение максимального тока составляло около 25 кА. Данные Мак-Кана [21] показывают, что если рассматривать только импульсы с наибольшими токами в каждой вспышке, то значение максимального тока 20 кА, соответствующее точке в 50% импульсов, значительно больше тока 5,5 кА, соответствующего всем импульсам. Из результатов Мак-Кана, полученных на фюльхронографе и осциллографе, следует, что первым импульсом обычно является импульс с наибольшим током. Этот вывод соответствует последующим результатам [5], приведенным на рис. 4.2, из которых видно, что ток на половине высоты для первых импульсов примерно в 2 раза превышает соответствующие величины для последующих импульсов. Он согласуется также и с результатами Нориндера и Кнудсена [26], приведенными в разд. 3.9. Максимальный ток, зарегистрированный Мак-Каном, составлял 160 кА.

Льюис и Фауст [18] представили наиболее обширные данные (2721 событие) относительно максимальных значений токов молнии. Данные приведены в табл. 4.1 и на рис. 4.3. Измерения токов проводились при помощи магнитных стерженьков на вышках линий передач, фиксировались максимальные токи во *вспышках*. Предполагалось, что ток молнии равномерно распределялся по стойкам вышки линии передач. Таким образом, если измерение проводилось на одной стойке вышки, то общий ток через вышку рассчитывался умножением измеренной величины на число стоек. Далее, максимальные токи, зарегистрированные на различных вышках, для одной вспышки суммировались, давая общий максимальный ток во вспышке. Ошибки в измерениях приводили, вероятно, к завышению максимального тока молнии. Величина максимального тока, соответствующая 50% вспышек, составляла

Таблица 4.1

**Максимальные токи молнии по измерениям
при помощи магнитных стерженьков [18]**

| Диапазон токов, А | Число вспышек с макс. током в данном диапазоне | Число вспышек в данном диапазоне и выше | Проценты вспышек в данном диапазоне и выше |
|----------------------------------|--|---|--|
| 1 000— 5 000 | 567 | 2 721 | 100 |
| 5 001— 10 000 | 611 | 2 154 | 79,2 |
| 10 001— 20 000 | 640 | 1 543 | 56,7 |
| 20 001— 30 000 | 296 | 903 | 33,2 |
| 30 001— 40 000 | 227 | 607 | 22,3 |
| 40 001— 50 000 | 140 | 380 | 14,0 |
| 50 001— 60 000 | 80 | 240 | 8,82 |
| 60 001— 70 000 | 61 | 160 | 5,88 |
| 70 001— 80 000 | 22 | 90 | 3,64 |
| 80 001— 90 000 | 21 | 77 | 2,83 |
| 90 001—100 000 | 11 | 56 | 2,06 |
| 100 001—110 000 | 11 | 45 | 1,65 |
| 110 001—120 000 | 9 | 34 | 1,25 |
| 120 001—130 000 | 9 | 25 | 0,918 |
| 130 001—140 000 | 7 | 16 | 0,588 |
| 140 001—150 000 | 2 | 9 | 0,331 |
| 150 001—160 000 | 3 | 7 | 0,257 |
| 160 001—170 000 | 0 | 4 | 0,137 |
| 170 001—180 000 | 1 | 4 | 0,147 |
| 180 001—190 000 | 0 | 3 | 0,110 |
| 190 001—200 000 | 1 | 3 | 0,110 |
| 200 001—210 000 | 0 | 2 | 0,073 |
| 212 000 | 1 | 2 | 0,073 |
| 218 000 | 1 | 1 | 0,037 |
| Сумма | 2 721 | | |
| Отрицательный максимум | 218 000 | | |
| Положительный максимум | 212 000 | | |

примерно 15 кА. Максимальный ток был 218 кА, 6% токов превышали 60 кА. Около 82% вспышек на вышки различных линий передач сводили на землю отрицательный заряд. Наивысший процент вспышек, сводивших на землю положительный заряд (33,2%), наблюдался на ли-

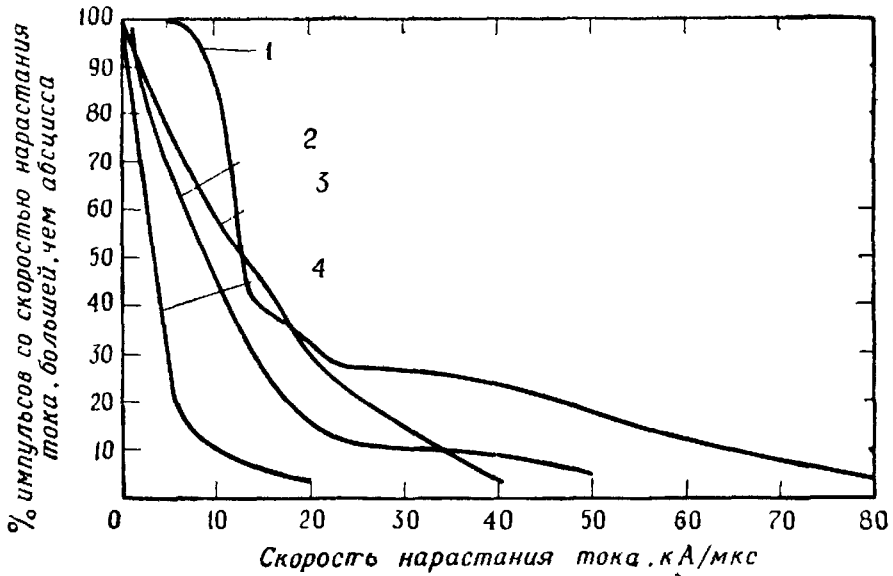
нии в 100 кВ в Колорадо. Линия расположена на высоте от 2 до 4 км над уровнем моря. Наименьший процент вспышек, приносящих на землю положительный заряд (3,3%), наблюдался на линии в 220 кВ в Пенсильвании. Линия расположена на высоте от 0,2 до 0,7 км над уровнем моря.

Данные по максимальным токам, измеренным на Эмпайрстейт билдинг, опубликованы Хагенгусом и Андерсоном [16] и воспроизведены на рис. 4.3. Все измеренные с помощью шунта и осциллографа максимальные токи, за исключением 2 из 84, были связаны с переносом к земле отрицательного заряда. Величина максимального тока, соответствующая 50% вспышек, равнялась 10 кА. Наибольший максимальный зарегистрированный ток составлял 58 кА и был связан с переносом на землю положительного заряда. Средняя ошибка в измерениях максимального тока должна быть порядка $\pm 20\%$.

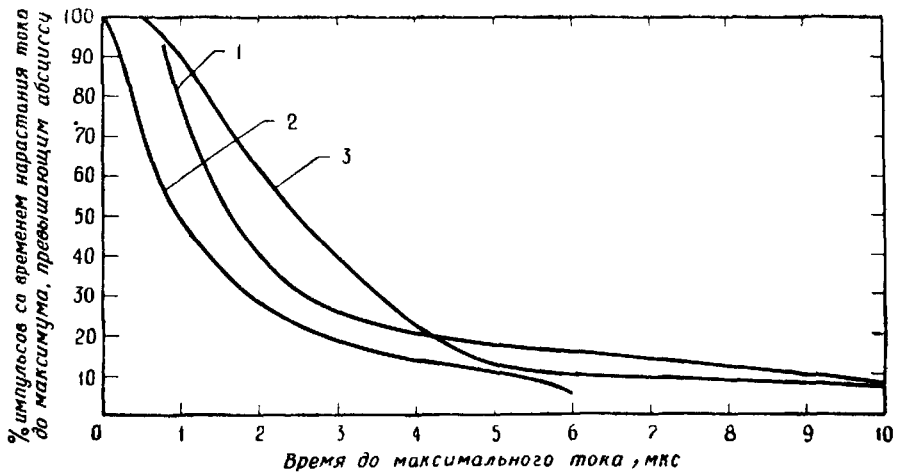
Нориндер и Дали [25] измеряли максимальный ток при помощи рамочной антенны и осциллографа (рис. 4.3). Около 35% измеренных максимальных токов заключено в интервале от 10 до 20 кА. Наибольший измеренный ток был равен 130 кА.

Статистические данные по скорости нарастания тока для импульсов, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами, приведены на рис. 4.4. Данные [5] представляют максимальную скорость нарастания тока в процессе его увеличения. Как и следовало ожидать, эти величины больше, чем соответствующие значения для увеличения тока от 10 до 90% максимальной величины, представленные в [16, 21]. Времена нарастания, измеренные в [25], ограничены частотой пропускания использованного усилителя; на них могла оказать влияние методика получения волновой формы тока по измеренным данным (разд. 4.2.4). Данные по скорости нарастания тока для первого и последующих импульсов, полученные в [5], приведены на рис. 4.2, в. Доказательства того, что первые импульсы имеют большие времена нарастания, представлены в [27] на основе данных, полученных с помощью рамочной антенны и осциллографа.

Статистические данные по времени нарастания тока до максимального значения в импульсах, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами,

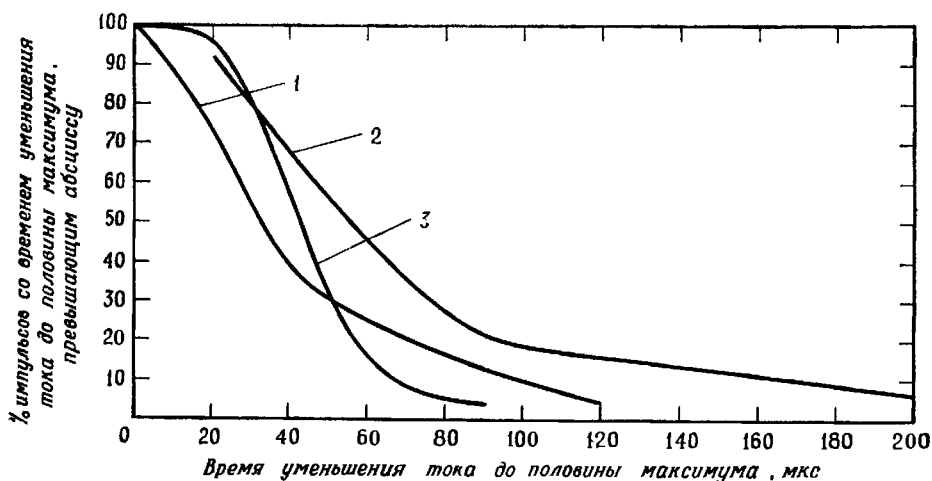


Р и с . 4.4. Частотное распределение скорости нарастания тока для импульсов молнии, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами. Данные [21, 16] соответствуют наклону линии, проведенной через точки волнового фронта в 10 и 90% максимального тока; данные [5] — максимальной скорости нарастания тока в волновом фронте. 1 — около 30 импульсов, максимальная скорость нарастания [5]; 2 — 30 импульсов, от 10 до 90% [21]; 3 — 71 импульс, от 10 до 90% [16]; 4 — данные [25].



Р и с . 4.5. Частотное распределение времени нарастания до максимального тока для импульсов молнии, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами. 1 — около 20 импульсов с максимальными токами ≥ 5000 А [17]; 2 — 82 импульса [16]; 3 — 33 импульса [21].

приведены на рис. 4.5. Мак-Кан [21] проводил измерения с помощью шунта и осциллографа и с помощью магнитного интегратора волны. Хагенгус и Андерсон [16] использовали шунт и осциллограф. Хилтен-Кавалиус и Стремберг [17] определяли время до максимального значения тока делением измеренной скорости нарастания

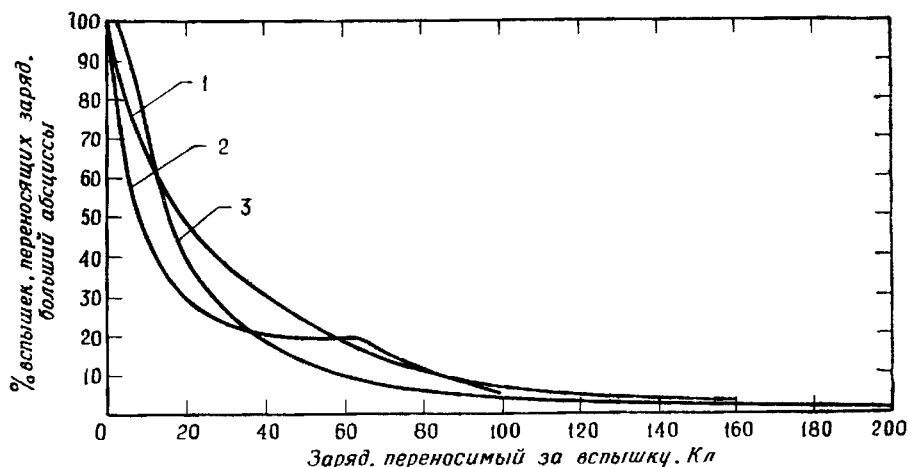


Р и с . 4.6. Частотное распределение времени уменьшения тока до половины максимальной величины для импульсов, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами. 1 — 82 импульса [16]; 2 — около 20 импульсов с максимальными токами ≥ 5000 А [17]; 3 — 114 импульсов [21].

(разд. 4.2.5) на максимальный ток, полученный с помощью магнитных стерженьков. Эта методика должна давать более короткие времена нарастания тока до максимального значения, чем это имеет место в действительности. Необходимо отметить, что измеренное значение времени нарастания тока до максимального значения, полученное с помощью шунта и осциллографа, зависит в некоторой степени от чувствительности измерительной аппаратуры к слабым токам, которые могут предшествовать быстрому нарастанию тока. Эти слабые токи, предшествующие первому импульсу, могут продолжаться в течение миллисекунд [5].

Статистические данные по времени нарастания до момента, когда ток в импульсе уменьшится до половины максимального значения, приведены на рис. 4.6. В изме-

рениях Мак-Кана [21] наибольшая величина равнялась 90 мкс. В исследованиях на Эмпайр стейт билдинг [16] максимальная продолжительность была больше времени развертки осциллографа и по оценке должна быть 120 мкс. Наибольшее время спада тока до половины максимального значения, полученное в [17], составляло 200 мкс,



Р и с . 4.7. Частотное распределение отрицательного заряда, переносимого вспышкой. Включены разряды, вызванные движущимися как вверх, так и вниз лидерами. 1 — 73 вспышки, около половины вызвано движущимися вниз лидерами [16]; 2 — 37 вспышек, большинство из них вызвано движущимися вниз лидерами [21]; 3 — около 270 вспышек, около одной четверти вспышек вызвано движущимися вниз лидерами, наименьший переносимый заряд 1 Кл [5].

хотя эта величина могла быть измерена со значительной ошибкой из-за особенностей использованной методики (разд. 4.2.2). Бергер и Фогельзангер [5] привели осциллограммы токов импульсов с временами спада тока до половины максимума 180 и 250 мкс для отрицательных импульсов и 1000 и 1500 мкс для положительных импульсов.

Статистические данные о количестве электричества, приносимого на землю за одну вспышку молнии с отрицательным зарядом, приведены на рис. 4.7. Представленные данные включают вспышки, вызванные лидерами, движущимися как вниз, так и вверх. Согласно [5], вспышки, приносящие на землю отрицательный заряд и выз-

ванные движущимися вниз лидерами, переносят в среднем 11 Кл, в то время как такие же вспышки, вызванные движущимися вверх лидерами, переносят в среднем 22 Кл. Максимальный отрицательный заряд, перенесенный на землю во вспышке молнии, был 220 Кл. Вспышка была вызвана движущимся вверх лидером. Из [16] следует, что максимальный отрицательный заряд, перенесенный вспышкой молнии на Эмпайр стейт билдинг, составил 164 Кл. Мак-Кан [21] наблюдал максимальный перенос заряда в 100 Кл.

Теперь мы рассмотрим перенос заряда *импульсом* молнии. Хотя максимальный ток может достигать 100 кА, время уменьшения тока до величины не менее половины максимального значения настолько мало, что за эффективное время протекания максимального тока возможен перенос заряда не более нескольких кулон. Для большинства максимальных токов перенос заряда не превышает 1 Кл. Согласно [16], при измерении 83 случаев максимальных токов в 50% из них перенос заряда превышал 0,15 Кл, в 6% превышал 1,7 Кл; максимальный зарегистрированный заряд в 4,9 Кл был перенесен при протекании максимального тока положительной полярности в 58 кА. Аналогичные данные могут быть получены из записей токов, представленных в [5], примеры которых даны на рис. 4.1. Как следует из предыдущих разделов, большая часть заряда, переносимая во вспышке молнии, не связана с максимальными токами. Основная масса заряда переносится, очевидно, токами с относительно низкой амплитудой в течение миллисекунд вслед за максимальным током импульса и непрерывными токами в течение десятков и сотен миллисекунд между импульсами. Некоторые статистические данные, относящиеся к протеканию токов малой амплитуды после прохождения возвратного удара, даны в разд. 3.7.4. Частота появления непрерывных токов рассматривалась в разд. 3.7.5.

Статистические данные о переносе заряда первым и последующими импульсами за 1 мс [5] приведены на рис. 4.2. Рассматривались лишь импульсы с максимальными токами свыше 10 кА. Для половины первых импульсов перенос заряда превышал примерно 4,5 Кл, для последующих импульсов был равен $\sim 1,5$ Кл. На основе изме-

рений электрического поля Брук и др. [6] (разд. 3.7.1 и 3.7.5) установили, что наиболее часто величина заряда, переносимого первым импульсом, лежит в интервале от 3 до 4 Кл, а для последующих импульсов — от 0,5 до 1 Кл. Вслед за максимальным током импульса должен протекать ток порядка 1 кА в течение 1 мс, чтобы обеспечить наблюдаемый перенос заряда. О таких токах сообщили Хагенгус и Андерсон [16], они назвали их промежуточными токами. Вероятно, промежуточные токи связаны с R_c -изменением электрического поля (разд. 3.7.4). Промежуточный ток может аппроксимироваться экспоненциально спадающей функцией, начальная величина которой порядка 2,5 кА или меньше. Было установлено, что время снижения до половины начального значения экспоненциальной функции должно быть более 1 мс для 50% и выше 10 мс для 10% промежуточных токов.

Рассмотрим перенос заряда непрерывными токами во вспышках молнии, вызванных движущимися вниз отрицательно заряженными лидерами. Согласно [5], в половине вспышек, содержащих интервалы непрерывного тока, заряд, переносимый непрерывным током, превышал 25 Кл. Непрерывные токи обычно были порядка $100 \div 300$ А. Максимальный заряд, перенесенный непрерывным током, составлял около 80 Кл. Измерения электрических полей [6] показали, что величина заряда, переносимого за интервал непрерывного тока, имеет значение от 3,4 до 29,2 Кл, причем среднее значение составляло около 12 Кл. Амплитуды непрерывных токов изменялись от 38 до 130 А. По измерениям магнитных полей [39] средняя величина заряда, переносимого за интервал непрерывного тока, составляет 31 Кл, а средняя величина амплитуды непрерывного тока — 184 А.

Форма волны тока импульса молнии, измеренная на земле, может быть представлена следующим аналитическим выражением:

$$I = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_1 e^{-\gamma t}. \quad (4.1)$$

Параметры I_0 , α и β могут быть выбраны таким образом, чтобы иметь наиболее реальные время нарастания тока, максимальный ток и время спада тока до половины максимального значения. Параметры I_1 и γ можно вы-

брать так, чтобы получить близкий к реальному промежуточный ток. Если необходимо, в выражение (4.1) можно ввести дополнительный член, описывающий непрерывный ток. Денис и Пирс [9] предложили использовать следующие параметры для первого импульса, приносящего на землю отрицательный заряд: $\alpha = 2,0 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; $\beta = 2,0 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$; $I_0 = 30 \text{ кА}$, а для последующих импульсов $\alpha = 1,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; $\beta = 6,0 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$; $I_0 = 10 \text{ кА}$. Приемлемыми параметрами для промежуточных токов являются $\gamma = 1,0 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $I_1 = 2,5 \text{ кА}$.

4.4. РАЗРЯДЫ, ВЫЗВАННЫЕ ДВИЖУЩИМИСЯ ВВЕРХ ЛИДЕРАМИ

Движущиеся вверх ступенчатые лидеры и результирующие разряды впервые наблюдались на Эмпайр стейт билдинг в Нью-Йорке (разд. 2.4.2). Существенные дополнительные данные, относящиеся к таким разрядам, были собраны Бергером с сотрудниками в Лугано, Швейцария (разд. 2.5.4). Основная часть разрядов молнии на Эмпайр стейт билдинг вызывалась движущимся вверх ступенчатым лидером, который начинался на вершине здания. Ток лидера постепенно переходил в непрерывный ток между облаком и зданием. Возвратного удара не было. Примерно в половине таких разрядов непрерывный ток прерывался током возвратного удара, вызванного движущимся вниз стреловидным лидером. Хагенгус и Андерсон [16] сообщили, что средняя величина максимального непрерывного тока для разряда, вызванного движущимся вверх лидером, составляла около 250 А, а максимальная амплитуда непрерывного тока порядка 1450 А. Продолжительность непрерывного тока была порядка десятых долей секунды. Интересно отметить [23], что разряды, вызванные движущимися вверх лидерами, протекающие без последующего пикового тока, могут происходить без грома.

Около 75% разрядов, которые были исследованы на башнях вблизи Лугано, Швейцария, вызваны движущимися вверх ступенчатыми лидерами. Записи токов для характерных разрядов приведены в [2—5]. Кривые токов характеризуются амплитудами от 20 до нескольких сотен

ампер и временами нарастания до максимума от сотых до десятых долей секунды. Кривые токов были относительно гладкими в то время, когда лидер «ступенями» продвигался вверх к облаку. Никакой общей волновой формы для разрядов с непрерывным током подобрать нельзя. Как и в исследованиях на Эмпайр стейт билдинг, общая продолжительность непрерывного тока была порядка десятых долей секунды. За непрерывными токами часто следует пауза, во время которой наблюдается комбинация стреловидный лидер — возвратный удар. Максимальные значения токов, вызванных возвратным ударом, относительно невелики для периода протекания непрерывного тока по сравнению с периодом, когда такого тока нет.

Наблюдались [5] движущиеся вверх лидеры обоих знаков. Около 85% разрядов, вызванных движущимися вверх лидерами, переносили на землю отрицательный заряд, т. е. лидеры были заряжены положительно. Несколько таких разрядов имели токи переменной полярности. Это относится, как правило, к току, который переносил вверх положительный заряд. Обычно эти токи меняли полярность только один раз. Было установлено, что средний отрицательный заряд, переносимый разрядами, вызванными движущимися вверх положительно заряженными лидерами, составляет 22 Кл. Средний положительный заряд, переносимый разрядами, вызванными движущимися вверх отрицательно заряженными лидерами, составляет 64 Кл. Максимальный отрицательный заряд, перенесенный на землю, был 220 Кл; максимальный положительный заряд — 310 Кл.

4.5. ДРУГИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА

Об измерениях токов молнии на специально оборудованных самолетах сообщили Фитцджеральд [10] и Петерсон и Вуд [30]. Самолет пролетал через грозовое облако, и в него ударяла молния. Было установлено, что максимальные токи составляют обычно несколько тысяч ампер, а времена достижения максимального тока измеряются миллисекундами.

Девис и Стандринг [8] провели исследования токов молнии в тросах аэростатов заграждения. Аэростаты ле-

тали на высоте около 600 м. Измерения проводились с помощью магнитных стерженьков и осциллографа с шунтом. Наблюдались как разряды с непрерывным током, так и разряды, состоящие из дискретных импульсов. В общем наблюдения аналогичны тем, которые обсуждались в предыдущих двух разделах.

В серии статей [13] описаны результаты измерений тока молнии с использованием киноклидонографа. Были проведены измерения ударов молнии в мачты, укрепленные над вышками линий передач, в заземленные провода линий передач и в высотное здание в Питтсбурге, Пенсильвания. Зарегистрировано 17 вспышек, приносящих на землю отрицательный заряд. Максимальные токи были заключены в интервале от 11 до 50 кА. Зарегистрирован один положительный разряд, максимальный ток которого составлял 80 кА. Сообщается [13] о максимальной скорости нарастания тока в 230 кА/мкс в интервале времени 0,05 мкс. По-видимому, это наиболее высокая из известных в литературе скоростей нарастания тока.

Вильямс и Брук [39] измеряли магнитные поля, создаваемые ступенчатыми лидерами, и в двух случаях смогли оценить токи лидера (50 и 63 А). Они предположили, что отсутствие заметных магнитных полей для большинства зарегистрированных ступенчатых лидеров свидетельствует о том, что ток ступенчатого лидера обычно ниже 50 А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bell E., Price A. L., *Lightning Investigation on the 220-kV System of the Pennsylvania Power and Light Company* (1930), *Trans. AIEE*, 50, 1101—1110 (1931).
2. Berger K., *Die Messeinrichtungen für die Blitzforschung auf dem Monte San Salvatore*, *Bull. SEV*, 46, 193—201 (1955).
3. Berger K., *Resultate der Blitzmessungen der Jahre 1947—1954 auf dem Monte San Salvatore*, *Bull. SEV*, 46, 405—424 (1955).
4. Berger K., *Novel Observations on Lightning Discharges: Results of Research on Mount San Salvatore*, *J. Franklin Inst.*, 283, 478—525 (1967).
5. Berger K., Vogelsanger E., *Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1955—1963 auf dem Monte San Salvatore*, *Bull. SEV*, 56, 2—22 (1965).
6. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J., *Quantitative Study of Strokes and Continuing Currents in Lightning Discharges to Ground*, *J. Geophys. Res.*, 67, 649—659 (1962).

7. Brown J., On Figures Produced by Electric Action on Photographic Dry Plates, *Phil. Mag.*, **26**, 502—505 (1888).
8. Davis R., Standring W. G., Discharge Currents Associated with Kite Balloons, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A191**, 304—322 (1947).
9. Dennis A. S., Pierce E. T., The Return Stroke of a Lightning Flash to Earth as a Source of VLF Atmospherics, *J. Res. NBS/USNC-URSI*, **68D** (Radio Science), 777—794 (1964).
10. Fitzgerald D. R., Research Aircraft Lightning Strike Experience in Thunderstorms, 14th Gen. Symp. Union Géodésique Géophys. Intern., St. Gallen and Luzerne, Switz., Sept. 28 to Oct. 6, 1967.
11. Foust C. M., Kuehni H. P., The Surge-crest Ammeter, *Gen. Electr. Rev.*, **35**, 644—648 (1932).
12. Griscomb S. B., The Kine-klydonograph — A Transient Waveform Recorder, *Trans. AIEE (PAS)*, **79**, 603—610 (1960).
13. Griscomb S. B., Caswell R. W., Graham R. E., McNutt H. R., Schlomann R. H., Thornton J. K., Five-Year Field Investigation of Lightning Effects on Transmission Lines, *Trans. IEEE (PAS)*, **84**, 257—280 (1965).
14. Gross I. W., Cox J. H., Lightning Investigation on the Appalachian Electric Power Company's Transmission System, *Trans. AIEE*, **50**, 1118—1131 (1931).
15. Hagenuth J. H., Lightning Recording Instruments, *Gen. Electr. Rev.*, **43**, 105—201, 248—255 (1940).
16. Hagenuth J. H., Anderson J. G., Lightning to the Empire State Building, Pt. 3, *Trans. AIEE*, **71** (pt. 3), 641—649 (1952).
17. Hyltén-Cavallius N., Strömberg Å., Field Measurements of Lightning Currents, *Elteknik*, **2**, 109—113 (1959).
18. Lewis W. W., Foust C. M., Lightning Investigation on Transmission Lines, Pt. 7, *Trans. AIEE*, **64**, 107—115 (1945).
19. Lichtenberg G. C., *Novo methodo naturam ac motum fluidi electrici investigandi*, Societatis Regiae Scientiarum Gotting., **T8**, 168—180 (1778).
20. Malan D. J., *Physics of Lightning*, The English Univ. Press Ltd., London, 1963.
21. McCann G. D., The Measurement of Lightning Currents in Direct Strokes, *Trans. AIEE*, **63**, 1157—1164 (1944).
22. McEachron K. B., Measurements of Transients by the Lightning Figures, *Trans. AIEE*, **45**, 712—717 (1926).
23. McEachron K. B., Lightning to the Empire State Building, *J. Franklin Inst.*, **227**, 149—217 (1939).
24. Norinder H., Magnetic Field Variations from Lightning Strokes in Vicinity of Thunderstorms, *Arkiv Geofys.*, **2**, 423—451 (1956).
25. Norinder H., Dahle O., Measurements by Frame Aerials of Current Variations in Lightning Discharges, *Arkiv Mat. Astron. Fys.*, **32A**, 1—70 (1945).
26. Norinder H., Knudsen E., Some Features of Thunderstorm Activity, *Arkiv Geofys.*, **3**, 367—374 (1961).

27. Norinder H., Knudsen E., Vollmer B., Multiple Strokes in Lightning Channels, *in* L. G. Smith (ed.), *Recent Advances in Atmospheric Electricity*, Pergamon Press, New York, 1958, p. 525—542.
28. Papet-Lépine J., Electromagnetic Radiation and Physical Structure of Lightning Discharges, *Arkiv Geofys.*, **3**, 391—400 (1961).
29. Peters J. F., The Klydonograph, *Electr. World*, **83**, 769—773 (1924).
30. Petterson B. J., Wood W. R., Measurements of Lightning Strikes to Aircraft, Report № SC-M-67-549, Sandia Laboratory, Albuquerque, New Mexico, January, 1968.
31. Pockels F., Über das magnetische Verhalten einiger basaltischer Gesteine, *Ann. Phys. Chem.*, **63**, 195—201 (1897).
32. Pockels F., Bestimmung maximaler Entladungstromströken aus ihrer magnetisirenden Wirkung, *Ann. Phys. Chem.*, **65**, 458—475 (1898).
33. Pockels F., Über die Blitzenladungen erreichte Stromstärke, *Phys. Z.*, **2**, 306—307 (1900).
34. Smeloff N. N., Price A. L., Lightning Investigation on 220-kV System of the Pennsylvania Power and Light Company (1928 and 1929), *J. AIEE*, **49**, 771—775 (1930).
35. Sporn P., Lloyd W. L., Lightning Investigation on 132-kV System of the Ohio Power Company, *J. AIEE*, **49**, 259—262 (1930).
36. Sporn P., Lloyd W. L., 1930 Lightning Investigation on the Transmission System of the American Gas and Electric Company, *Trans. AIEE*, **49**, 1111—1117 (1931).
37. Trouvelot E. T., Sur la forme des décharges électriques sur les plaques photographique, *Lumière Electr.*, **30**, 269—273 (1888).
38. Wagner C. F., McCann G. D., New Instruments for Recording Lightning Currents, *Trans. AIEE*, **59**, 1061—1068 (1940).
39. Williams D. P., Brook M., Magnetic Measurements of Thunderstorm Currents, (1) Continuing Currents in Lightning, *J. Geophys. Res.*, **68**, 3243—3247 (1963).

Спектроскопия молнии

5.1. ИСТОРИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Спектр молнии представляет собой более или менее интенсивный непрерывный спектр, пересеченный многочисленными яркими линиями, настолько многочисленными, что возникают затруднения в их распознавании. Эти затруднения возрастают в результате зависимости характера спектра от силы освещения. Изменчивость спектра является специфической его чертой! Происходит неравномерное изменение яркости спектра, а также изменение относительных интенсивностей различных линий и разных участков непрерывного спектра.

Гершель Дж., К вопросу о спектре молнии, Proc. Roy. Soc. (London), 15, 61—62 (1868).

Все исследователи спектров молнии уверены в том, что они видят линейчатый спектр азота; кроме того, многие из них замечают иногда непрерывный спектр, а иногда — полосчатый, химическая природа которых неизвестна.

Шустер А., К вопросу о спектрах молнии, Proc. Roy. Soc. (London), 3, 46—52 (1880).

Спектроскопия молнии существует более столетия. Таким образом, как диагностическая методика исследования молнии она предшествовала использованию фотографии, регистрации электрических и магнитных полей, а также измерениям тока.

В спектроскопии излучение (свет) источника разлагается по длинам волн, а затем анализируются характерные черты спектра. Спектр ультрафиолетовых, видимых и инфракрасных лучей обычно получают при пропускании исследуемого света через диспергирующую призму или через дифракционную решетку или при отражении от нее. Спектрографы для исследования молнии распадаются на два основных типа: щелевые и бесщелевые. В щелевом приборе строятся монохроматические изображения тонкой щели, которая помещена перед диспергирующим

элементом и освещается исследуемой молнией. В бесщелевом приборе, в котором свет от канала непосредственно попадает на диспергирующий элемент, происходит дисперсия изображения канала молнии. Результирующий спектр представляет собой серии монохроматических изображений (спектральных линий) канала молнии, наложенных на непрерывный спектр. Спектрометры для изучения молнии более подробно будут рассматриваться в разд. 5.2.

Примерно до 1900 г. большинство спектроскопических исследований молнии было посвящено *визуальному* определению основных характеристик спектра молнии и идентификации длин волн наиболее ярких спектральных линий, т. е. прибором, регистрирующим спектр молнии, был глаз человека. Большинство важнейших работ по спектроскопии молнии, выполненных до 1880 г., рассматривается в обзоре Шустера [48]. Исследователи, работавшие в XIX в., смогли выделить в спектре молнии сильные линии водорода и азота и определить их длины волн с удивительно большой точностью.

По-видимому, первый спектр молнии, зарегистрированный на фотопластинке, получил Мейер [30]. Результаты Мейера были малоудовлетворительны, но они доказали, что спектры молнии можно получить, помещая диспергирующий элемент (Мейер применил дифракционную решетку) перед обычной фотокамерой. Пикеринг [40] опубликовал первую хорошую фотографию спектра молнии. Эти спектры были получены Фризе, который поместил призму перед телескопом. Пикеринг отметил, что от вспышки к вспышке меняются существенные детали спектра молнии. Фокс [10] сравнил спектры молнии, полученные бесщелевым спектрографом, со спектром лабораторной искры в воздухе, полученным щелевым спектрографом, а также со спектрами молнии, полученными ранее другими исследователями. Он отметил, что относительная интенсивность пар линий может меняться между верхним и нижним концом канала молнии. Ларсен [27] опубликовал два спектра молнии, полученные с помощью бесщелевого спектрографа, и сравнил их со спектром искры. Стедворси [50] получил таким же спектрографом спектры молнии, которые проанализировал Кеннон [1]. Вероятно, наи-

лучшей из ранних работ по спектроскопии молнии была работа Слайфера [49], которому принадлежит первое сообщение о фотографической регистрации спектров молнии щелевым спектрографом. Щелевой спектрограф, как будет показано в разд. 5.2, позволяет точнее определять длины волн, чем бесщелевой. Слайфер выделил с хорошей точностью важнейшие спектральные линии молнии в интервале длин волн от 3830 до 5000 Å; идентифицированные им линии принадлежали либо кислороду, либо азоту. Затем он сравнил свои результаты с измерениями длин волн спектра лабораторной искры и с результатами Пикеринга и Фокса. Данные Слайфера хорошо согласуются с результатами, полученными в работах [1, 50].

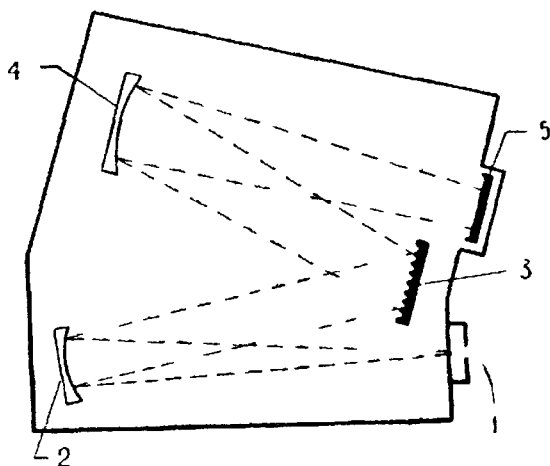
Можно считать, что работа, которую выполнил Дюфэй [3], завершает ранние спектроскопические исследования молнии. Используя щелевой спектрограф, он получил спектральные данные в интервале длин волн от 2860 до 6550 Å. Дюфэй впервые получил спектры молнии в ультрафиолетовой области и смог выделить ряд молекулярных полос в спектре молнии. Когда он проводил свои эксперименты, современная атомная физика находилась еще в процессе становления. Модель атома Бора, которая успешно объясняла структуру некоторых спектральных линий, была заменена в 20-х годах квантовомеханическим описанием. Без современной атомной физики не могла бы далее развиваться спектроскопия молнии.

5.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

5.2.1. Щелевой спектрограф

На рис. 5.1 приведена схема щелевого спектрографа. Свет от исследуемого источника фокусируется или падает рассеянным пучком на входную щель. Тонкую входную щель можно рассматривать как источник света, который должен анализироваться. Свет от входной щели превращается в параллельный пучок (коллимируется) коллиматорным зеркалом. Дифракционная (отражающая) решетка разлагает свет в спектр, и фокусирующее зеркало собирает спектр на фотографической пластинке или другом регистрирующем устройстве (см. разд. 5.2.4). Во всех экспериментах, проведенных до настоящего времени, на

входную щель падал рассеянный свет от разряда молнии. На входную щель будет попадать весь свет, который находится в «ее поле зрения», и таким образом получаю-



Р и с . 5.1. Схема щелевого спектрографа. Свет от источника попадает на входную щель 1. Свет из входной щели превращается коллимирующим зеркалом 2 в параллельный пучок, дифрагирует на дифракционной решетке 3 и фокусируется зеркалом 4 на фотографической пленке 5.

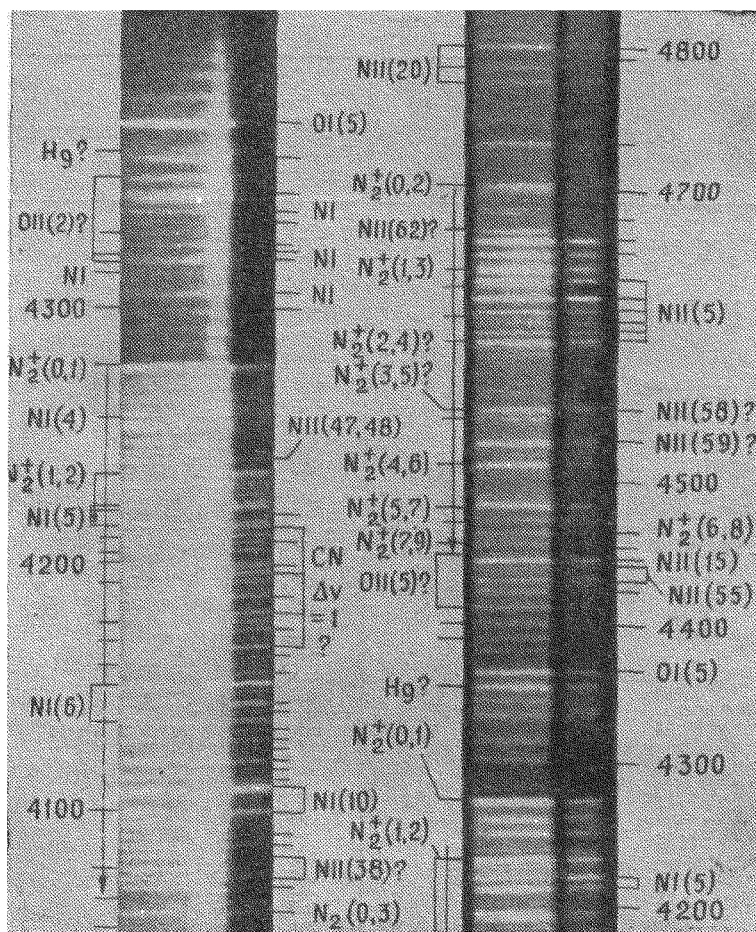
щийся спектр может быть результатом излучения света из различных точек пространства. Например, спектры как от коронного разряда в облаке, так и от главного канала разряда могут, по-видимому, накладываться на одну фотопластинку. Более того, диффузный свет одиночного разряда, который достигает щели спектрографа, имеет недостаточную интенсивность, чтобы дать изображение на фотопленке. Следовательно, спектрограф должен регистрировать несколько молниевых разрядов, чтобы получить достаточную экспозицию. При этом неважно, какой именно тип разрядов (внутриоблачный, на землю, в воздухе, корона) регистрируется спектрометром во время суммарного времени экспозиции.

Щелевой спектрограф имеет два преимущества перед бесщелевым.

1. Длины волн спектральных линий на щелевом спектрографе можно точно определить, сравнивая их со спектрами, линии которых идентифицированы. Положение щели относительно оптики и дифракционной решетки определяет положение линии данной длины волны на пленке. В бесщелевом спектрографе положение источника — канала разряда — определяет положение данной длины волны на пленке.

2. Можно получить очень хорошее разрешение длин волн, т. е. разделить близко расположенные спектральные

линии и исследовать их форму. Разрешение определяется шириной щели; уменьшение ширины щели будет значительно повышать разрешающую способность. В бесщеле-



Р и с . 5 2 Спектр молнии в интервале длин волн от 4050 до 4839 Å, полученный Воласом [59] с использованием щелевого спектрографа.

вом спектрографе эффективная ширина щели равна ширине светящегося канала. Для близких импульсов эта эффективная ширина может быть относительно большой, так что поперечник канала разряда определяет нижний предел разрешения спектра.

На рис. 5 2 показан пример спектра молнии, полученный на щелевом спектрографе Воласом [59]. Основные линии спектра Воласа приведены в табл. 5.1. Здесь и вз-

Основные характеристики спектра излучения молнии

Для линий, принадлежность которых установлена без всяких сомнений, даны только длины волн, полученные в лабораторных экспериментах. Для длин волн, принадлежность которых вызывает сомнение, даны измеренные длины волн. Они подчеркнуты [60]. Характеристики спектра, не определенные в интервале длин волн $3888 \div 4220 \text{ \AA}$, даны в [58].

| Длина волны λ | Отождествление | | Длина волны λ | Отождествление |
|-----------------------|-----------------------|---|-----------------------|-----------------------------|
| 3159,3 | $N_2(1,0)$ | | 55,5 | $N_2(1,3)$ |
| 3292,4 | | | 3804,9 | $N_2(0,2)$ |
| <u>97,6</u> | | | 30 | 30,4 NI (11)? |
| 3329,4 | | | <u>51,0</u> | CN (4,4) |
| <u>60,0</u> | $NH(0,0)$; Q-край | | 54,7 | CN (3,3) |
| 63,4 | | | 61,9 | CN (2,2) |
| <u>67,2</u> | | | 71,4 | CN (1,1) |
| <u>71,4</u> | $N_2(0,0)$ | | 83,4 | CN (0,0) |
| | $NH(0,0)$ | $O_2(0,14)$ | 94,6 | $N_2(3,6)$ |
| 85,1 | 84,8P ₇ | 85,0P ₁₅ , R ₁₉ | 3914,4 | $N_2^+(0,0)$ |
| <u>88,6</u> | 88,5P ₈ | 88,4P ₁₇ , R ₂₁ | 3919,0 | NII (17) |
| 91,9 | 92,1P ₉ | 92,2P ₁₉ , R ₂₃ | 41,7 | 43,0 $N_2(2,5)$? |
| <u>95,8</u> | 95,7P ₁₀ | 96,5P ₂₁ , R ₂₅ | <u>47,3</u> | OI (3) |
| 3400,0 | 99,3P ₁₁ | 01,1P ₂₃ , R ₂₇ | 3955,4 | { 55,9 NII (6)? |
| <u>09,8</u> | 09,9P ₁₄ ? | 11,4P ₂₇ , R ₃₁ ? | | { 54,4 OII (6)? |
| <u>16,3</u> | 16,8P ₁₆ ? | 17,2P ₂₉ , R ₃₃ | <u>73,0</u> | 73,3 OII(6)? ¹ |
| <u>27,4</u> | 27,0P ₁₉ ? | | <u>83,0</u> | 82,7 OII (6)? ¹ |
| <u>37,2</u> | | | 95,0 | NII (12) |
| 3532 | NII(13) | | 98,4 | $N_2(1,4)$ |
| 33,2 | $N_2^+(5,4)$ | | 4026,1 | NII (40) |
| 36,7 | $N_2(1,2)$ | | 35,1 | NII (39) |
| 3538,0 | $N_2^+(4,3)$ | | 41,3 | NII (39) |
| <u>43,5</u> | | | 43,5 | NII (39) |
| 48,2 | $N_2^+(3,2)$ | | 59,4 | $N_2(0,3)$ |
| <u>53,3</u> | | | 72,7 | 73,0 NII (38)? ¹ |
| 64,4 | $N_2^+(2,1)$ | | <u>82,1</u> | 82,3 NII (38)? ¹ |
| <u>72</u> | | | 99,9 | NI (10) |
| <u>76,9</u> | $N_2(0,1)$ | | 4110,0 | NI (10) |
| 82,5 | $N_2^+(1,0)$ | | <u>37,4</u> | 37,6 NI (6) |
| 3710,6 | $N_2(2,4)$ | | <u>52,2</u> | 51,5 NI (6) |
| | | | <u>67,1</u> | 67,8 CN (3,4)? |
| | | | <u>80,8</u> | 81,0 CN (2,3)? |
| | | | <u>97,0</u> | 97,2 CN (1,2)? |

| Длина волны λ | Отождествление | Длина волны λ | Отождествление |
|-----------------------|--|-----------------------|---|
| 4216,0 | { 16,0 CN (0,1)? | 30,4 | 30,4 NII (59)? |
| 22,8 | { 15,9 NI (5) | 48,2 | |
| 24,6 | 23,0 NI (5) | 52,5 | { 52,5 NII (59)? |
| 36,5 | 24,7 NI (5) | 4601,5 | { 53,8 N ₂ ⁺ (3,5)? |
| 41,8 | N ₂ ⁺ (1,2) | 07,2 | NII (5) |
| 54,7 | NII (47,48) | 13,9 | NII (5) |
| 78,1 | NI (4) | 17,2 | |
| 98,4 | N ₂ ⁺ (0,1) | 21,4 | NII (5) |
| 4305,0 | 05,5 NI | 30,5 | NII (5) |
| 13,5 | 13,1 NI | 38,5 | |
| 17,3 | { 17,7 NI } не уточнен- ные | 43,1 | NII (5) |
| 19,5 | { 17,1 OII (2)? | 51,0 | 51,9 N ₂ ⁺ (1,3) |
| 23,8 | 19,6 OII (2) | 60,9 | |
| 26,0 | | 70,7 | |
| 32,5 | | 77,9 | 77,9 NII (62)? |
| 36,3 | | 84,2 | |
| 42,0 | 36,5 NI (не уточненная) | 4709,3 | N ₂ ⁺ (0,2) |
| 4348,8 | | 37,7 | |
| 56,1 | 49,4 OII (2)? | 79,7 | NII (20) |
| 58,5 | | 88,2 | NII (20) |
| 68,3 | 58,3 Hg? | 92,3 | |
| 91,7 | OI (5) | 4803,3 | NII (20) |
| 4403,4 | | 61,5 | 61,3 H β |
| 14,5 | 14,9 OII (5)? | 4914,9 | NI (9) |
| 26,2 | | 35,0 | NI (9) |
| 32,7 | NII (55) | 69,6 | |
| 42,0 | NII (55) | 77,1 | |
| 47,0 | NII (15) | 94,3 | 94,4 NII (64)? |
| 51,6 | 52,4 OII (5)? | 5001,9 | 01,5 NII (19) |
| 56,6 | | 05,0 | { 05,1 NII (19) |
| 59,6 | 59,3 N ₂ ⁺ (7,9) | 45,3 | { 05,1 NII (64)? |
| 66,0 | 66,6 N ₂ ⁺ (6,8), (8,10) | 5169,6 | 45,1 NII (4) |
| 75,3 | | 80,9 | |
| 85,1 | 85,6 N ₂ ⁺ (5,7) | 86,4 | |
| 4515,9 | N ₂ ⁺ (4,6) | 99,1 | |
| | | 5201,7 | |
| | | 81,2 | NI (14) |

| Длина волны λ | Отождествление | Длина волны λ | Отождествление |
|---------------|----------------------------------|-------------------|---------------------------------|
| 93,4 | | 42 | 41,7 NI (23)? |
| 5309,3 | | 56,4 | { 57,9 NI (22)? 55,0 OI (9)? |
| 28,7 | NI (13) | 65,1 | |
| 56,8 | NI (13) | 68,6 | 68,3 NI (22)? |
| 66,7 | | 6471,6 | |
| 87,7 | | 82,8 | 82,7 NI (21) |
| 5400,9 | | 85,2 | 84,9 NI (21) |
| 10,9 | 10,8 OI (51,52)? | 98,9 | 99,5 NI (21) |
| 37,5 | 36,8 OI (11)? | 6506,5 | Ne, примесь |
| 42,8 | | 10,0 ² | |
| 50,4 | | 21,4 ² | |
| 60,7 | Hg, примесь | 25,6 ² | |
| 5563 | { 60,4 NI (25)? 64,4 NI (25)? | 28,3 ² | |
| 77,4 | OI | 32,9 | Ne, примесь |
| 5617,9 | 16,5 NI (24)? | 37,4 ² | |
| 21,6 | 23,2 NI (24)? | 40,7 ² | |
| 24,3 | 25,4 NI (24)? | 45,1 ² | |
| 51,7 | | 50,5 ² | |
| 66,6 | NII (3) | 62,8 | Na |
| 76,0 | NII (3) | 77,2 ² | |
| 79,6 | NII (3) | 89,3 | |
| 86,2 | NII (3) | 99,0 | Ne, примесь |
| 5769,6 | Hg, примесь | 6607,5 | |
| 90,7 | Hg, примесь | 10,6 | NII (31) |
| 6000,2 | 99,5 NI (16) ⁶ | 23,8 | 22,5 NI (20)? |
| 08,1 | 08,5 NI (16) ⁶ | 29,5 | 30,5 NII (41)? |
| 96,2 | Ne, примесь | 39,4 | 37,0 NI (20)? |
| 6143,1 | Ne, примесь | 47,0 | 45,0 NI (20) ⁶ |
| 58,1 | 57 OI (10) | 55,0 | 53,4 NI (20) ⁶ |
| 6217,3 | Ne, примесь | 78,3 | Ne, примесь |
| 66,5 | Ne, примесь | 6700,2 | |
| 6300,2 | OI | 17,0 | Ne, примесь |
| 05,9 | | 23,9 | 23,1 NI (31) ⁶ |
| 34,4 | Ne, примесь | 6948,4 | 45,2 NI (29)? |
| 83,0 | Ne, примесь | 66,6 | 65,4 ArI (1)? |
| 6402,0 | Ne, примесь | 81,5 | |
| 22,0 | | 7003,1 | 02,2 OI (21)? |
| 27,0 | | | |
| 30,4 | | | |

| Длина волны λ | Отождествление | Длина волны λ | Отождествление |
|-----------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------------------------|
| 32,6 | Ne, примесь | 86 | NI (2) |
| 7156,8 | OI (38) | 8200,3 | NI (2) |
| 7384,5 | 84,0 ArI ³ | 16 | NI (2) |
| 7405,2 | | 33,7 | 33,0 OI (34)? |
| 23,6 | NI (3) | 42,3 | NI (2) |
| 42,3 | NI (3) | 64,5 | ArI (8) |
| 68,3 | NI (3) | 8343,2 | Примесь? |
| 76,8 | 76,5 OI (55) | 8408,2 | ArI (8) |
| 7503,7 | ArI (8) | 24,7 | ArI (3) |
| 15,5 | ArI ³ | 46,4 | OI (4) |
| 53,7 | | 8521,4 | ArI (8) |
| 88,6 | | 67,4 | NI (8) |
| 7723,8 | ArI (1) | 94,0 | NI (8) |
| 74 | OI (1) | 8629,2 | NI (8) |
| 7886,7 | 86,3 OI (64)? | 55,9 | NI (8) |
| 7902,0 ⁴ | | 80,2 | NI (4) |
| 14,4 ⁴ | | 83,4 | NI (1) |
| 49 | OI (35) | 86,1 | NI (1) |
| 93,6 | Примесь | 8703,2 | NI (1) |
| 8006,2 | ArI (3) | 11,7 | NI (1) |
| 14,8 | ArI (1) | 18,8 | NI (1) |
| 8103,7 | ArI (3) | 28,9 | NI (1) |
| 15,3 | ArI (1) | 47,4 | NI (1) |
| 27,5 | | 8820,5 | OI (37) |
| 37,6 | | 9047,2 | 48,0 $3s'^2D - 3p^2F$ NI ⁵ |
| 67,1 | | 61,3 | 60,6 NI (15) |
| 72,6 | | 9264,7 | 63,0 OI (8) |
| | | 9392,8 | 92,8 NI (7) |

¹ Линии с длинами волн 3973,0 и 3983,0 Волас [58] неправильно приписал NI (38).

² Некоторые из этих линий или все можно отнести к парам воды.

³ Идентификация Кайзера [21].

⁴ Дублеты с разрешением $\sim 4 \text{ \AA}$.

⁵ Идентификация Эриксона [9].

⁶ Вырожденный длинноволновый переход.

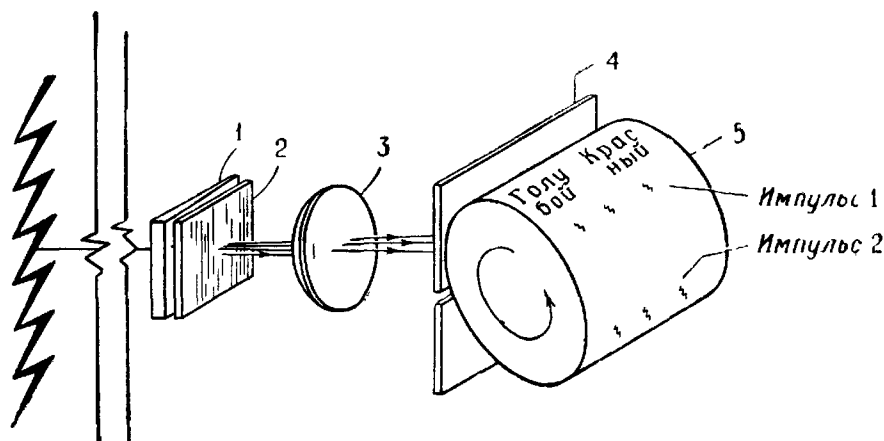
де далее приняты следующие обозначения для атомных спектров: римская цифра после символа элемента обозначает стадию ионизации, а именно: I — нейтральный атом, II — однократно ионизированный атом; арабское число в скобках — номер мультиплета, введенный Ш. Мур [31]. Чем больше номер мультиплета для данного элемента и состояния ионизации, тем выше энергия нижнего энергетического уровня, при переходе на который происходит высвечивание. Для обсуждения обозначений, примененных в описании молекулярных и молекулярно-ионизационных спектров, читатель отсылается к работе [14].

Наиболее значительными особенностями спектра молнии являются линии нейтрального азота (N I), нейтрального кислорода (OI), однократно ионизированного азота (N II) и однократно ионизированного кислорода (OII). Верхние энергетические уровни NI, переходы с которых приводят к появлению видимого и инфракрасного излучения, лежат главным образом между 11 и 13 эВ над основным состоянием NI. Потенциал ионизации NI равен 14,53 эВ. Верхние энергетические уровни NII, переходы с которых приводят к появлению линий ближнего ультрафиолета, видимого света и инфракрасных линий, лежат в основном между 20 и 30 эВ над основным состоянием NII. Нейтральный кислород OI излучает видимые и инфракрасные спектральные линии главным образом при переходах с верхних энергетических уровней, лежащих от 10 до 16 эВ выше основного состояния OI. Потенциал ионизации OI составляет 13,61 эВ. Однократно ионизированный кислород, OII, излучает ультрафиолетовые, видимые и инфракрасные спектральные линии при переходах главным образом с верхних энергетических уровней между 25 и 37 эВ выше основного состояния OII.

5.2.2. Бесщелевой спектрограф

Схема бесщелевого спектрографа, дающего возможность анализировать компоненты вспышки молнии, приведена на рис. 5.3. В бесщелевом спектрографе сам импульс молнии служит тонким источником освещенности (эффективная щель). Свет от канала разлагается по длинам волн, и изображения канала регистрируются на пленку

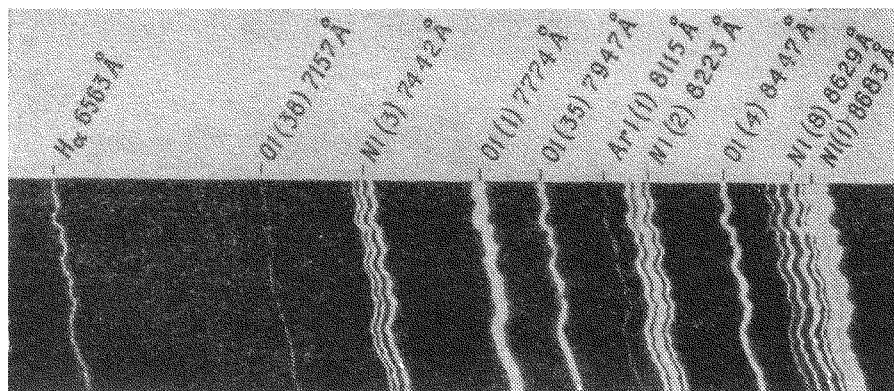
в тех длинах волн, в которых излучение канала значительно. На рис. 5.4 показан ближний инфракрасный спектр молнии, полученный бесщелевым спектрографом. На спектрографе, схема которого дана на рис. 5.3, разрешение во времени получается за счет движения регистрирующей пленки. Скорость барабана около 1 об/с. Плен-



Р и с . 5.3. Схема бесщелевого спектрографа, который дает возможность получать спектры отдельных импульсов вспышки молнии. Изменение направления падающего света призмой необходимо для того, чтобы пучок света дифрагированного спектра первого порядка был параллелен направлению падающего света. Благодаря этому спектрограф может быть направлен непосредственно на разряд молнии [33]. 1 — призма; 2 — дифракционная решетка; 3 — линза; 4 — ограничитель высоты канала; 5 — вращающийся барабан с пленкой.

ка смещается незначительно за время импульса (период интенсивного свечения которого продолжается сотни микросекунд), но за время между импульсами (десятки миллисекунд) пленка смещается на значительное расстояние. Бесщелевой спектрограф, который использовал Саланейв, имел отверстие в 1 см, которое вместе с оптическим устройством позволяло получать изображение спектра на пленке от участка канала молнии примерно 100 м длиной при расстоянии до канала 6 км. Полученные спектры первого порядка имели обратную дисперсию около $25 \text{ \AA}/\text{мм}$ и разрешающую способность около нескольких ангстрем. Призма, показанная на рис. 5.3, не создает дисперсии, а скорее используется для удобства, поскольку она делает

возможным получение «продольно-прямолинейного» вида спектра молнии. Призма отклоняет падающий и по существу параллельный пучок лучей, испускаемый разрядом, таким образом, что первый порядок спектра от дифракционной решетки, работающей на просвет, параллелен падающему лучу. Таким образом, спектрограф легко согласуется с источником.

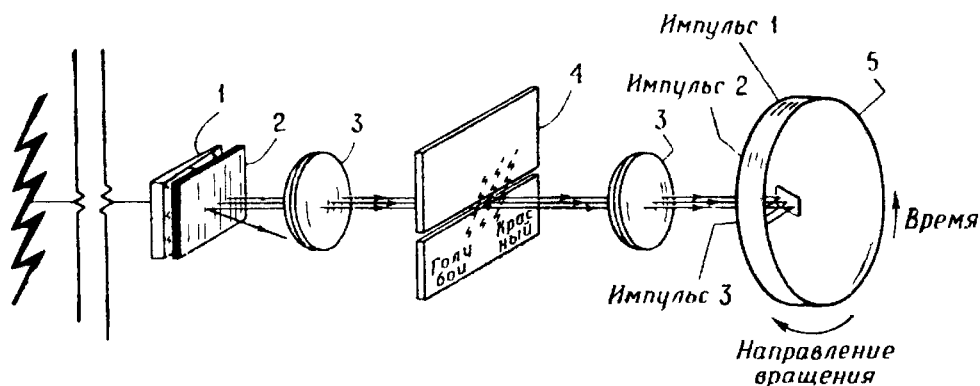


Р и с . 5.4. Суммированный по вспышке спектр молнии в красной и ближней инфракрасной областях, полученный Саланейвом [45] с использованием бесщелевого спектрографа, принципиальная схема которого показана на рис. 5.3.

Бесщелевой спектрограф имеет следующие преимущества перед щелевым спектрографом: 1) бесщелевой спектрограф можно использовать для исследования отдельного молниевых канала, поскольку в нем потеря света значительно меньше, чем в щелевом приборе; 2) при помощи бесщелевого спектрографа можно исследовать спектральные свойства канала по его длине. Бесщелевой спектрограф обладает следующими недостатками: 1) с его помощью невозможно получить очень точную идентификацию длин волн; 2) для близких от спектрографа импульсов его разрешающая способность ограничена диаметром канала светимости.

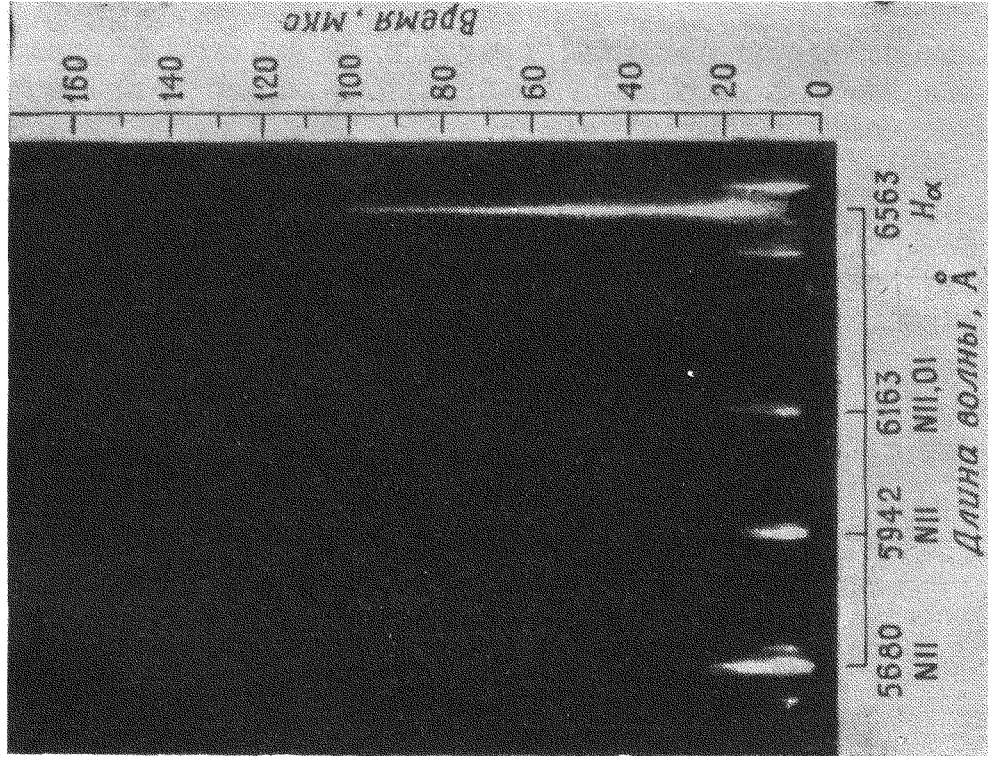
На рис. 5.5 приведена схема бесщелевого спектрографа, который дает возможность получить при временном разрешении до микросекунд эмиссионные спектры от участков канала молнии длиной в 10 м. Некоторые раз-

решенные во времени спектры молнии даны на рис. 5.6а и 5.6б. Этот спектрограф в принципе аналогичен изображенному на рис. 5.3, за исключением того, что щель ограничителя высоты канала молнии на порядок или более меньше, а скорость вращения барабана на два порядка больше. Разрешение во времени определяется временем,



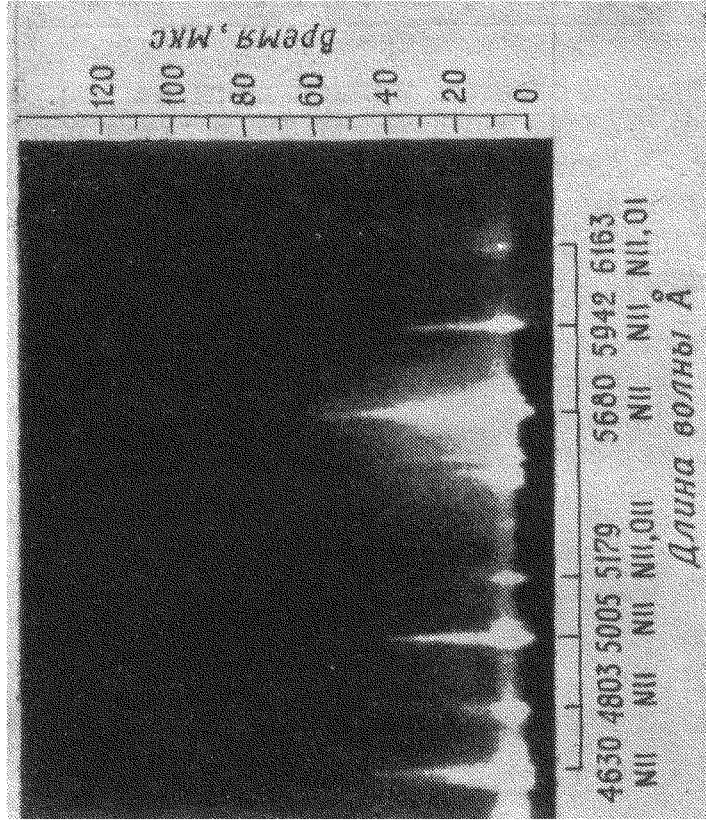
Р и с . 5.5. Схема бесщелевого спектрографа, дающего возможность получать спектры с разрешением ~ 1 мкс от участка канала молнии в 10 м или менее [33]. Обозначения те же, что на рис. 5.3.

которое необходимо для преодоления расстояния, равного изображению щели на пленке. Например, при изображении на пленке щели шириной 1 мм и скорости вращения 0,2 мм/мкс разрешение во времени составляет 5 мкс. Орвил [33, 36] получал разрешенные во времени спектры, используя изготовленную методом реплики дифракционную решетку фирмы Бауш энд Ломб, в высокоскоростной камере. Эта камера представляет собой ленточную камеру с электрическим приводом для пленки, скорость записи на которой может достигать 0,3 мм/мкс. Полоса пленки смонтирована на внутренней поверхности вращающегося вакуумированного барабана. Спектрограф Орвила имел обратную спектральную дисперсию около $70 \text{ \AA}/\text{мм}$ и разрешающую способность около 10 \AA . Время разрешения могло быть для близких ярких импульсов 1 мкс, но практически оно менялось в интервале от 2 до 5 мкс. Большинство спектров Орвил регистрировал на пленке Кодак 2475.



Р и с . 5.6 а. Разрешенный во времени спектр импульса молнии в видимой области, полученный Орвидом [36] бесцелевым спектрографом, схема которого показана на рис. 5.5.

Р и с . 5.6б. Разрешенный во времени спектр импульса молнии в области H α [36].



В качестве другого метода регистрации разрешенных по времени спектров молнии Орвил [33, 34] использовал камеру с неподвижной пленкой и с подвижным зеркалом. Хотя камера с вращающимся зеркалом может дать лучшее временное разрешение, чем камера с вращающейся пленкой, однако зеркало в ней должно быть небольшим, в результате чего теряется значительная часть падающего света.

5.2.3. Количественные измерения спектра на фотопленках

В разд. 5.3 мы рассмотрим теорию, которая позволяет определять температуру молнии, концентрацию частиц и давление исходя из измерений профиля и интенсивности спектральных линий. Прежде чем применять теорию, нужно вывести истинные интенсивности и профили линий по измерениям плотности почернения пленки. Реакция фотографической эмульсии (результатирующая плотность почернения) на определенную длину волны зависит от интенсивности источника на этой длине волны, чувствительности эмульсии к этой длине волны, длительности экспозиции, влажности и температуры, при которых экспонировалась пленка, и от времени, характера и температуры проявления. Плотность почернения не является линейной функцией экспозиции, причем экспозиция зависит от интенсивности источника и времени. Создание постоянной экспозиции изменением интенсивности и времени выдержки не всегда приводит к постоянной плотности почернения. Это явление известно как нарушение закона взаимозаменяемости. Более того, чувствительность пленки не является линейной функцией длины волны. Из сказанного следует, что фотографическая пленка должна быть прокалибрована, если мы хотим получить разумные данные.

Прюэйт [41] рассмотрел измерения относительной интенсивности линий на суммированных по импульсам спектрах Саланейва. Он провел калибровку пленки, которая применялась для регистрации спектров молнии на спектрографе Саланейва. В качестве источника света использовалась ксеноновая разрядная трубка, продолжительность свечения разряда в которой (200 мкс) при-

близительно равнялась продолжительности молнии, так что ошибки из-за нарушения закона взаимозаменяемости были сведены к минимуму. Были построены кривые зависимости относительной экспозиции от плотности почернения. Кривая зависимости экспозиции от длины волны для непрерывного спектра ксенона, предоставленная изготовителем, была использована для калибровки по длинам волн. Чтобы получить относительную интенсивность линий, значительно отличающихся по длинам волн, необходимо внести поправку на поглощение в атмосфере и на виньетирование в спектрографе. Дополнительные детали относительно процесса калибровки даны в работе [41].

Орвил [33, 36] описал процесс калибровки, использованный для определения относительных интенсивностей спектральных линий для спектров с достаточным временным разрешением. Методика аналогична использованной в [41], исключая то, что для устранения нарушения взаимозаменяемости использовался ксеноновый источник со временем светимости 3 мкс.

5.2.4. Спектроскопия с использованием фотоэлектрических детекторов

Достоинством фотографической пленки при регистрации спектров является то, что она обеспечивает постоянную и по существу непрерывную регистрацию спектров в зависимости от длины волны и времени. Неудобство пленки заключается в ее нелинейности и связанной с этим проблеме калибровки, сравнительно малой чувствительности и довольно узком интервале регистрируемых интенсивностей. В то время как фотографическая пленка может в лучшем случае регистрировать изменение интенсивности на три порядка, фотоэлектрические приборы могут реагировать на изменения интенсивности в интервале семи порядков и выше. Кроме того, фотоэлектрические приборы являются более чувствительными детекторами света, чем пленка, и могут давать на выходе ток, который прямо пропорционален интенсивности, причем измерения интенсивности производятся в большей части рабочего интервала. Основное неудобство фотоэлектрической методики

при получении характеристик спектра молнии в зависимости от длины волны и времени заключается в том, что необходимо использовать несколько фотоэлектрических приборов, чтобы перекрыть заданный интервал длин волн. Число этих приборов зависит от требуемой разрешающей способности. Рассмотрим несколько фотоэлектрических систем, которые были предложены или использованы для исследования спектра молнии.

Щелевой прибор, схема которого приведена на рис. 5.1, может быть приспособлен для фотоэлектрической регистрации спектров молний при замене пленки фотоэлементами или фотоумножителями. Для регистрации интенсивности одной спектральной линии необходимы два фотодетектора: один — для измерения интенсивности на заданной длине волны, причем будет измеряться интенсивность линии плюс интенсивность непрерывного спектра на этой длине волны, и другой — для измерения непрерывного спектра вблизи спектральной линии. Затем интенсивность непрерывного спектра следует вычесть из суммы интенсивностей линии и непрерывного спектра, в результате чего получится интенсивность спектральной линии. В общем случае исследуемая область спектра изолируется от других на выходе спектрометра выходной щелью, за которой помещается фотодетектор. Выходной сигнал с фотодетектора подается на осциллограф и затем фотографируется. Чтобы полностью использовать описанную выше систему, часть канала разряда должна быть сфокусирована на входную щель.

Определенная полоса длин волн может быть эффективно отделена от пучка света без призмы или дифракционной решетки. При этом можно 1) использовать интерференционный или другой фильтр перед фотодетектором или 2) поверхность, которая чувствительна только к определенной полосе длин волн. Первый метод применим для исследования области длин волн шириной до нескольких ангстрем, в то время как последний обычно предназначен для областей длин волн шириной в несколько тысяч ангстрем.

Для исследования временных изменений излучения спектральных линий нейтральных и ионизированных элементов и непрерывного излучения от молнии Кридер

[23, 24] использовал первый метод. Вторым методом применен Кримером и др. [25, 26] для оценки абсолютной мощности излучения молнии в интервале длин волн примерно с 4000 до 11 000 Å. Измерения абсолютной мощности были проведены калиброванным фотодиодом.

Вероятно, в недалеком будущем для регистрации молниевых спектров с хорошим световым выходом и высоким разрешением во времени будут использоваться электронно-оптические преобразователи и усилители изображения. Они могут обеспечить высокоскоростные покадровые или ленточные фотографии спектров, поданных на их вход. Спектроскопические системы с электронно-оптическими преобразователями и оптическими усилителями успешно использовались в лабораториях.

5.3. ТЕОРИЯ

Рассмотрим некоторые методики для определения концентрации частиц и температур* внутри канала молнии на основании анализа спектра молнии. На первом этапе анализа спектра необходимо показать, является ли канал молнии оптически тонким или оптически толстым или занимает промежуточное положение для исследуемых длин волн. Говорят, что канал является оптически тонким для определенных длин волн, если фотоны с заданной длиной волны могут проходить через канал без существенного взаимодействия с частицами, составляющими канал. Канал называется оптически толстым для заданных длин волн, если фотоны с этой длиной волны поглощаются и переизлучаются много раз при прохождении через канал. Оптически толстый канал при постоянной температуре излучает как абсолютно черное тело при той же температуре. Мы рассмотрим детали определения непрозрачности в конце настоящего раздела и в разд. 5.5.2.

Если измерение излучения как оптически тонкого, так и оптически толстого канала используется для определения его свойств, то необходимо предположить, что внутри

* В этой главе и других разделах книги слово «температура» используется в широком смысле, означая меру средней энергии частиц, поскольку локальное термодинамическое равновесие может и не существовать при всех условиях внутри канала разряда.

канала существует локальное термодинамическое равновесие (ЛТР), которое изменяется в зависимости от положения и времени. Говорят, что идеальный газ находится в термодинамическом равновесии при температуре T , если все энергетические состояния, непрерывные и дискретные, населены согласно статистике Больцмана. В частности, распределение кинетической энергии в каждой группе описывается функцией распределения Максвелла—Больцмана, населенность дискретных атомных энергетических уровней — распределением Больцмана и связь между населенностью дискретных атомных уровней и непрерывных уровней — уравнением Саха.

Считается, что весь газ находится в ЛТР, если каждый небольшой его объем при локальной температуре $T(r, t)$ удовлетворяет условиям термодинамического равновесия. Если не делать предположения о ЛТР, то, чтобы свести измеренное излучение к концентрациям частиц и энергий, необходимо прибегнуть к детальным расчетам сечения возбуждения и ионизации, скоростей рекомбинации, вероятностей перехода и т. д. Многие из этих параметров неизвестны. К сожалению, доказательство наличия ЛТР требует детальным расчетов, включающих те же самые неизвестные атомные параметры. Мы приведем некоторые предположения о существовании ЛТР в конце этого раздела. К счастью, независимо от существования ЛТР, концентрации электронов в канале молнии могут быть определены на основании измерений штарковского уширения некоторых спектральных линий.

В ЛТР атомные энергетические уровни в ионизированном состоянии населены в соответствии с формулой Больцмана:

$$N_n = \frac{Ng_n}{B(T)} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right), \quad (5.1)$$

где N_n — плотность атомов с энергетическим уровнем n , N — общее число атомов, ε_n — потенциал возбуждения n -го уровня, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, g_n — статистический вес n -го уровня и $B(T)$ — функция распределения, описываемая уравнением

$$B(T) = \sum_j g_j \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT}\right). \quad (5.2)$$

Для системы частиц, находящихся в ЛТР, справедливо так называемое уравнение Саха:

$$n_e = \frac{N^i}{N^{i+1}} \frac{2}{h^3} (2\pi mkT)^{3/2} \frac{B^{i+1}}{B^i} \exp\left(-\frac{X}{kT}\right), \quad (5.3)$$

где n_e — концентрация электронов, индексы соответствуют степени ионизации (N^0 — концентрация нейтральных атомов данного типа, N^1 — концентрация однократно ионизированных атомов, образованных из нейтральных атомов этого же типа и т. д.), X — потенциал ионизации из i -го в состояние $i+1$, h — постоянная Планка и m — масса электрона.

Измеренная мощность излучения линии (иногда называемая интенсивностью линии) на единицу объема оптически тонкого газа, однородного по температуре и плотности, вызванная переходами с уровня n на уровень r , дается выражением

$$I_{nr} = CN_n A_{nr} h\nu_{nr}, \quad (5.4)$$

где A_{nr} — эйнштейновская вероятность перехода, ν_{nr} — частота излучаемого фотона и C — геометрический фактор.

Если использовать (5.1), т. е. предположить, что существует ЛТР, то мощность излучения можно записать в следующем виде:

$$I_{nr} = \frac{CN g_n A_{nr} h\nu_{nr}}{B(T)} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right). \quad (5.5)$$

Уравнение (5.5) обычно используется для определения концентрации частиц, когда известна температура и измерена интенсивность. Отношение мощностей излучений, вызванных переходами с уровня n на уровень r и с уровня m на уровень p , дается выражением

$$\frac{I_{nr}}{I_{mp}} = \frac{g_n A_{nr} \nu_{nr}}{g_m A_{mp} \nu_{mp}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_m}{kT}\right), \quad (5.6)$$

решение которого относительно температуры имеет вид

$$T = \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_n}{k \ln (I_{nr} g_m A_{mp} \nu_{mp} / I_{mp} g_n A_{nr} \nu_{nr})}. \quad (5.7)$$

Таким образом, для определения температуры этого газа достаточно табличных атомных параметров и измеренного отношения мощностей (иногда называемого отношением интенсивностей) двух спектральных линий, испускаемых одним и тем же типом атомов из оптически тонкого газа. На практике, чтобы получить точное определение температуры из (5.7), величину $(\epsilon_m - \epsilon_n)$ нужно выбрать больше kT . Чтобы использовать (5.6) и (5.7), нет необходимости требовать существования ЛТР; достаточно, чтобы энергетические уровни, которые имеют отношение к исследуемым переходам, были населены согласно статистике Больцмана. Если это справедливо, то рассматриваемая температура будет температурой электронов, поскольку столкновения с возбуждением и высвечиванием атомов ответственны за поддержание распределения Больцмана.

Для газа, который является оптически толстым для некоторых длин волн и находится в ЛТР, температура абсолютно черного тела может быть определена сравнением измеренных интенсивностей с интенсивностями, полученными из закона излучения Планка

$$I(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (5.8)$$

Рассмотрим атомы, обозначенные индексами C и D . Отношение мощностей спектральных линий этих атомов, излучающих в оптически тонких газах, согласно (5.5), будет

$$\frac{I_D}{I_C} = \frac{N_D g_{D_j} B_C A_D \nu_D}{N_C g_{C_i} B_D A_C \nu_C} \exp\left(\frac{\epsilon_{C_i} - \epsilon_{D_j}}{kT}\right). \quad (5.9)$$

Если, например, D — нейтральные атомы, а C — однократно ионизированные атомы D , то исключение N_D/N_C при комбинировании (5.9) с уравнением Саха приводит к выражению для концентрации электронов в зависимости от температуры и отношения мощностей линий. Концентрацию электронов можно рассчитать, как только из (5.7) будет определена температура и измерено отношение мощностей линии, излучаемой нейтральным атомом (например, NI), к мощности линии, излучаемой однократно ионизированным атомом (например, NII).

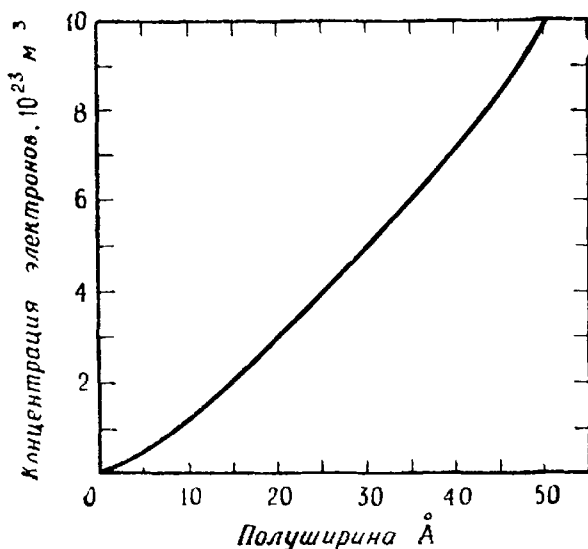
Можно также использовать таблицы термодинамических свойств воздуха [11, 15] и различные отношения измеренных мощностей, например отношение мощности спектральной линии нейтрального кислорода (OI) к мощности спектральной линии однократно ионизированного азота (NII), чтобы определить концентрацию электронов и свойства (степень ионизации, давление, концентрации частиц, накопленную энергию) воздуха при высокой температуре. Использование термодинамических таблиц эквивалентно использованию уравнения Саха, поскольку термодинамические данные являются результатом решения системы уравнений Саха, уравнения сохранения заряда и уравнения баланса масс.

Строго говоря, уравнение Саха справедливо только в том случае, если поддерживается ЛТР. На практике уравнение Саха часто используется в случаях, при которых существование ЛТР сомнительно. Имеются, как будет показано далее, некоторые сомнения, существует ли ЛТР внутри канала молнии. Трудно определить, какие возникают ошибки при использовании уравнения Саха, когда действительно существуют отклонения от ЛТР.

К счастью, концентрация электронов может быть определена без предположения о существовании ЛТР. Ширина спектральной линии, которая увеличивается преимущественно в результате эффекта Штарка, зависит, главным образом, от концентрации заряженных частиц и в небольшой степени от их энергии. Штарковское уширение, ширина и профили ряда спектральных линий приведены у Грима [12]. Водород присутствует в канале импульса молнии из-за разложения паров воды, и линия H α балмеровской серии подвергается значительному штарковскому уширению, так что измерение ее ширины может быть использовано для определения концентрации электронов. На рис. 5.7 приведена зависимость концентрации электронов от ширины линии H α на высоте, равной половине интенсивности. Теоретические штарковские профили балмеровской серии водорода были подтверждены экспериментально [61].

Рассмотрим вопрос о прозрачности канала. Прозрачность определяется следующим образом: если две спект-

ральные линии, согласно (5.6), порождаются в оптически тонком газе при переходах с одного и того же или близких верхних энергетических уровней, то отношение их интенсивностей зависит только от атомных констант и не зависит от температуры (экспонента близка к единице). Таким образом, теория может предсказать отношение



Р и с. 5.7. Теоретическая кривая зависимости концентрации электронов при 20 000 К от ширины линии Na на высоте половины интенсивности [53].

интенсивностей некоторых пар линий, если канал оптически тонок. Если измерения подтверждают теорию, то это является строгим доказательством того, что канал является оптически тонким для тех областей длин волн, где проводилось определение прозрачности.

Мы будем рассматривать характерные примеры определения прозрачности в разд. 5.5.2. Для определения прозрачности используем уравнение (5.6), которое справедливо для равновесных условий. Однако это уравнение с экспоненциальным членом, равным единице, может быть с хорошим приближением справедливо для спектральных линий, которые возникают при переходах с близко расположенных верхних энергетических уровней даже в отсутствие ЛТР. Это будет так, если 1) рассматриваемые верхние энергетические уровни подчиняются распределе-

нию Больцмана (что связано со столкновениями, которые вызывают переходы между этими близко расположенными энергетическими уровнями) или 2) если поперечное сечение возбуждения исследуемых атомов столкновениями с переходом на рассматриваемые верхние энергетические уровни пропорционально статистическим весам энергетических уровней.

Рассмотрим далее вопрос, будет ли существование ЛТР в молниевом канале функцией координат и времени. Механизм поддержания больцмановского распределения энергетических уровней в плазме молнии состоит в динамическом равновесии между возбуждением за счет столкновений с электронами и возвращением в равновесное состояние за счет столкновений [12]. Вообще, для фиксированных электронной концентрации и электронной температуры и для данного типа атомов существуют энергетические уровни, выше которых распределение Больцмана сохраняется, а ниже нет. Можно ожидать, что распределение Больцмана существует выше данного энергетического уровня, если выше этого уровня процессы, связанные со столкновениями (возбуждение и возвращение в равновесное состояние за счет столкновения с электронами), преобладают над процессами излучения (излучательный распад и рекомбинация).

Скорости переходов, связанные с излучением и со столкновениями, для данного перехода пропорциональны силе осциллятора перехода. Сила осциллятора для излучения определяется эйнштейновской вероятностью перехода и выражается следующим образом:

$$f = \frac{mc^2 \epsilon_0}{2\pi e^2 \nu^2} A, \quad (5.10)$$

где e — заряд электрона, c — скорость света и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Сила осциллятора не может превышать единицу. Поперечное сечение возбуждения за счет столкновений примерно обратно пропорционально разнице энергий уровней, между которыми совершается переход, и поскольку энергетические уровни обычно сближаются с увеличением энергии, скорость возбуждения за счет столкновений увеличивается с энергией. Наивысшие скорости распада с излучением со-

ответствуют возбуждению в основном состоянии или в состояниях, близких к нему. Скорость излучательного распада пропорциональна силе осциллятора и квадрату разности энергии между верхним и нижним состояниями, т. е. скорость определяется эйнштейновским коэффициентом A . Поскольку разность энергий между основным состоянием и несколькими первыми возбужденными состояниями в общем случае велика, а разность энергий между несколькими первыми возбужденными состояниями и более высокими возбужденными состояниями обычно мала, скорость излучательного распада не может намного возрасти с увеличением энергетического уровня. В действительности с увеличением энергетического уровня она может даже уменьшаться.

Чтобы определить для заданных концентрации и температуры электронов энергетические уровни, выше которых для данного типа атомов справедливо распределение Больцмана, необходимы детальные расчеты, учитывающие вероятности перехода, сечения столкновений и т. д. Расчеты такого типа провели Грим [12] и Сэмпсон [47]. По-видимому, чтобы распределение Больцмана выполнялось для основных состояний атомов воздуха выше 20 000 К, нужна концентрация электронов выше 10^{24} м^{-3} . Как будет показано в разд. 5.5.2, концентрация электронов на ранних стадиях возвратного удара близка к 10^{24} м^{-3} , однако для последних стадий она снижается до 10^{23} м^{-3} .

Видимые линии, испускаемые каналом возвратного удара, вызваны главным образом переходами в ионе NII между уровнями при наивысшем уровне $n = 3$ или выше. Именно по излучению NII была определена температура молнии. Можно показать (согласно критерию Грима [12]), что при концентрации электронов порядка 10^{23} м^{-3} для температур от 13 000 до свыше 35 000 К распределение Больцмана выполняется на наивысшем энергетическом уровне $n=3$ и выше него для переходов в NII. Более того, можно показать (опять согласно критерию Грима), что для этих температур будет сохраняться распределение Больцмана в интервалах времени $\sim 0,1 \text{ мкс}$, а также будет поддерживаться равновесие между средними энергиями электронов и тяжелых частиц воздуха. Поскольку столкновения электронов ответственны за поддержание

распределения Больцмана, температура, определенная из (5.7) по линиям, соответствующим переходам NII выше наивысшего уровня $n = 3$, соответствует, строго говоря, температуре электронов. (Температура, определенная таким образом, именуется температурой возбуждения.) Однако, поскольку для интересующих нас температур выше 13 000 К все частицы в канале разряда будут в интервалах времени $\sim 0,1$ мкс иметь по существу одинаковые средние кинетические энергии, эту температуру естественно назвать *температурой канала* даже в отсутствие «полного» ЛТР.

Для детального обсуждения условий, при которых можно ожидать ЛТР, и критерия его существования читатель отсылается к работам Грима [12] и Сэмпсона [47].

В настоящее время нет смысла пытаться измерять излучение как функцию радиуса канала. Следовательно, все спектры молнии, полученные до сих пор, в лучшем случае характеризуют суммарное излучение на данной длине волны, испускаемое коротким отрезком канала, без учета места внутри канала, где возникло излучение. Спектры молнии проще всего проанализировать, если предположить, что в данный момент физические условия постоянны по всему поперечному сечению канала. Истинное распределение температуры по радиусу канала определяется главным образом исходя из возможного механизма отвода тепла из канала. Если, например, преобладает теплопроводность, то должен быть градиент температуры по радиусу канала, т. е. температура уменьшается от центра канала к его периферии. Если преобладающим механизмом является излучение, то распределение температуры по радиусу канала будет относительно равномерным. Следует ожидать, что распределение температуры будет изменяться со временем.

5.4. СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛНИИ, 1940—1960 ГГ.

С 1940 по 1960 г. было опубликовано около 15 статей, в которых приводились данные относительно спектроскопии молнии. Все полученные спектры были интегральными по крайней мере за время одной вспышки. Спектры

отдельных вспышек регистрировались с помощью бесщелевых спектрографов. (Чтобы получить спектр с помощью щелевого спектрографа, необходимо из-за относительно низкой светосилы прибора суммировать выдержку от ряда вспышек.) Основной упор в спектроскопических исследованиях 1940—1960 гг. делался на идентификацию линий и полос в спектре молнии и связь этих спектральных особенностей с определенными переходами из состояния в состоянии молекул, атомов и ионов в молниевом разряде. В процессе этих исследований были идентифицированы спектральные характеристики молнии в интервале длин волн примерно от 2800 до 9100 Å. В этом разделе мы рассмотрим результаты этих спектроскопических исследований.

В работе 1941 г. [18] и в последующей статье [19] Израэль и Вурм представили результаты исследования молнии, выполненные с помощью бесщелевого спектрографа. Они составили список наблюдаемых спектральных линий по предполагаемым мультиплетам и дали верхние энергетические уровни (потенциалы возбуждения) для этих линий. Спектр молнии состоит преимущественно из спектральных линий нейтральных и однократно ионизированных атомов азота и кислорода, наложенных на непрерывный спектр; спектральных линий от двукратно ионизированных элементов не наблюдалось. Кроме того, Израэль и Вурм идентифицировали некоторые линии бальмеровской серии водорода и полосы молекулярных спектров, вызванные N_2^+ (первая отрицательная система около 3914 Å) и N_2 (вторая положительная система около 3370 Å). Интенсивность спектральных линий с высоким потенциалом возбуждения уменьшается с увеличением высоты исследуемого участка канала по отношению к линиям с низким потенциалом возбуждения. На тех спектрах, которые соответствовали месту контакта разряда молнии с землей, обнаружены линии кальция.

В 1943 г. Николе [32] провел классификацию данных [49] спектроскопии молнии по мультиплетам и дал списки спектральных линий по элементам и по стадиям ионизации.

В серии из пяти статей М. Дюфэй, Дж. Дюфэй и М. Ченг опубликовали результаты спектрального исследования молнии в интервале длин волн от 2910 до 6570 Å.

В исследовании использовались как щелевой, так и бесщелевой спектрографы. М. Дюфей [4] привел спектры молнии в фиолетовой и ультрафиолетовой областях; Дюфей и Ченг [7] получили спектры в интервале длин волн от 3830 до 5670 Å с помощью щелевого спектрографа; Дюфей и Дюфей [6] опубликовали анализ спектров молнии, полученных с помощью щелевого спектрографа.

Интенсивность линий ионизированных атомов азота и кислорода уменьшается по направлению от земли к облаку, и эти результаты [6] подтверждают наблюдения Израэля и Вурма [18]. Исходя из штарковского уширения линии H β бальмеровской серии водорода, можно определить степень ионизации канала молнии. Доля ионизированных атомов и молекул составляла около $5 \cdot 10^{-4}$, что, очевидно, далеко от истины (см. в разд. 5.5.2 результаты по последним измерениям штарковского уширения). Дюфей и Ченг [7,8] привели данные анализа десяти спектрограмм, полученных на щелевом спектрометре. Они составили детальный список спектральных линий, их длин волн, обозначений мультиплетов и потенциалов возбуждения. Доказано также существование отрицательных полос N $_2^+$, положительных систем N $_2^+$ и ряда других систем полос, включая абсорбционную полосу паров воды. Дюфей и Ченг отметили заметную разницу в предполагаемой степени возбуждения от спектра к спектру, которые были получены при помощи щелевого спектрографа. Они классифицировали спектры по степени возбуждения на спектры с сильным, средним, слабым и очень слабым возбуждением. Спектр с сильным возбуждением характеризуется сильными ионными линиями, слабыми линиями и полосами нейтральных атомов или вообще их отсутствием; спектр с очень слабым возбуждением характеризуется отсутствием линий от ионов и наличием спектральных полос и некоторых линий нейтральных атомов.

Следует иметь в виду, что спектр, полученный с помощью щелевого спектрометра, по существу является наложением спектров ряда разрядов молнии и спектров со всех точек разряда, включая точки внутри облака. М. Дюфей [4,5] исследовал фиолетовую и ультрафиолетовую части спектра молнии. Был получен только один спектр.

Наблюдение спектра со стороны наиболее коротких длин волн было ограничено сильной полосой поглощения озона вблизи 2900 Å. Ультрафиолетовый спектр характеризуется сильным непрерывным спектром, на который наложены спектральные линии и молекулярные эмиссионные полосы. Единственный исследованный спектр был отнесен к категории спектров со слабым возбуждением, поскольку он состоял из большого количества сильных полос, а наблюдаемые линии были немногочисленны и неинтенсивны. Дано детальное описание наблюдаемых линий и спектральных полос. Дюфей провел идентификацию 23 тонкоструктурных пиков в полосе системы N_2^+ и 25 таких пиков во второй положительной системе N_2 . Предварительно были идентифицированы системы полос ОН, NH и NO. Исходя из изменения поглощения озоном с длиной волны, Дюфей рассчитал количество озона, которое находится между спектрометром и эффективным источником излучения. О поглощении озоном мы будем говорить еще в разд. 5.5.1.

С 1950 по 1952 г. было опубликовано три статьи относительно инфракрасного спектра молнии. Джозе [20] сообщил, что в инфракрасном спектре в интервале от 7400 до 8800 Å, полученном щелевым спектрографом, наблюдались исключительно спектральные линии нейтральных кислорода и азота; он дал таблицу этих линий. Петри и Смол [39] получили с помощью щелевого спектрографа спектр молнии в интервале от 7100 до 9100 Å. Петри и Смол нашли 13 линий, принадлежащих нейтральному аргону. Наклес и Свенсон [22] проводили исследования в интервале длин волн от 6159 до 7157 Å и обнаружили две ранее не наблюдавшиеся и ряд ошибочно идентифицированных спектральных линий нейтральных кислорода и азота.

Васси [57] сравнила разрешенный во времени спектр лабораторной искры в воздухе с интегральными спектрами молнии, полученными предыдущими исследователями. Она пришла к выводу, что спектры молнии наиболее подходят к той части спектров лабораторной искры, которые сняты после так называемого «основного разряда» — короткого периода (1 мкс) высокой степени возбуждения и,

очевидно, большого тока. В лабораторной искре так называемый период «послесвечения» продолжается около 20 мкс. Васси предположила, что характеристики интегрированных по времени спектров молнии принадлежат главным образом продолжительному «послеразряду», и, следовательно, характеристические уровни возбуждения, полученные из этих спектров, не являются показательными для кратковременного основного разряда молнии. В разд. 5.5.2. мы будем рассматривать определение свойств возвратного удара на основе спектров молнии, полученных как с интегрированием, так и с разрешением во времени (от 2 до 5 мкс).

Волас [58] провел анализ спектра молнии в близкой ультрафиолетовой области в интервале длин волн от 3670 до 4280 Å. Подтвердив ранее обнаруженные линии и полосы, Волас впервые обнаружил в спектре молнии систему полос CN в фиолетовой области. Кроме того, он оценил температуру, которая необходима, чтобы получить наблюдаемое отношение интенсивностей двух областей полосчатого спектра CN. Волас предположил, что вращательная температура заключена в интервале от 6000 до 30 000 К.

Ху [16] сообщил о получении при помощи щелевого спектрографа спектров в интервале длин волн от 2750 до 7000 Å. Он привел репродукции спектров молнии и спектра высокочастотного стационарного воздушного разряда, полученного с помощью генератора Тесла.

5.5. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОЛНИИ ПОСЛЕ 1960 Г.

5.5.1. Введение

До 1960 г. все полученные спектры молнии были интегральными по крайней мере за время одной вспышки. В 1961 г. Саланейв [42] сообщил о получении первых спектров от одного импульса. Чтобы разделить спектры отдельных импульсов, составляющих вспышку, Саланейв для регистрации спектров использовал вращающийся барабан с пленкой (рис. 5.3). Разрешение во времени составляло порядка миллисекунд. За лето 1961 и 1962 гг.

Саланейв и его сотрудники получили с помощью бесщелевого спектрографа около 200 спектров вспышек молний в интервале длин волн от 3850 до 6900 Å. Саланейв и др. [46] привели типичные спектры и идентификацию этих спектров. Они отметили, что между спектрами отдельных импульсов во вспышке не наблюдается существенной разницы, за исключением случая, когда за отдельными импульсами следовал период непрерывной светимости. Были обнаружены спектральные линии, принадлежащие ионизированному аргону. Не было найдено линий, которые можно с достоверностью отнести к двукратно ионизированным атомам. Молекулярные полосы, приписанные CN и N₂⁺ в интервале длин волн от 3800 до 4000 Å, наблюдаются не часто, и интенсивность их изменяется в широких пределах от спектра к спектру. В интервале длин волн от 3850 до 5700 Å приблизительно для 95% спектров не было четко определенных молекулярных полос. В нескольких случаях была зарегистрирована полоса поглощения O₂ (1,0) с длиной волны 6883 Å, также как и полосы поглощения воды в интервале 5900–6000 Å. Саланейв и др. [46] наблюдали, как и другие исследователи ранее, что степень возбуждения в канале разряда уменьшается от земли к облаку.

Волас [59] опубликовал наилучшие из имеющихся сейчас спектры молнии в интервале длин волн от 3100 до 9600 Å, полученные с помощью щелевого спектрографа. Некоторые из них приведены на рис. 5.2 и в табл. 5.1. Волас дал также длины волн 35 полос поглощения в спектрах, большинство из которых, но не все, принадлежат, вероятно, парам воды. Были найдены спектральные полосы N₂, N₂⁺, CN и NH. Отмечено, что некоторые из линий нейтральных кислорода и азота подвержены штарковскому уширению. Волас установил, что большинство идентификаций линий и полос, проведенных по спектрам с меньшим разрешением, чем у него, верны, и хотя были идентифицированы новые мультиплеты NI и OI, они были предсказаны на основе ранее идентифицированных линий. Волас [58, 59] привел список неидентифицированных характеристик спектра молнии.

Относительно мало внимания было уделено ультрафиолетовому спектру молнии. Спектры в ультрафиолетовой

области с помощью щелевого спектрографа получили Дюфей [6], Ху [16] и Волас [59]. Саланейв [44] первым опубликовал ультрафиолетовый спектр молнии, полученный бесщелевым спектрографом. Один из ультрафиолетовых спектров, полученных Саланейвом, простирается до полосы поглощения озона, край которой лежит около 2850 Å. Часть этого спектра воспроизведена Майнелом и Саланейвом [29]. Полный спектр с краем поглощения озона до 4000 Å был воспроизведен Орвиллом [35]. Дюфей [6] сообщил о появлении полосы поглощения озона Хэггинса в интервале 3200–3250 Å его спектра и отметил резкий край в интервале 3020–3060 Å. Этот край, согласно Орвиллу [35], вызван полосой Хартли поглощения озона. В спектре Саланейва полоса Хэггинса, которую отметил Дюфей, не наблюдалась. Кроме того, длина волны края полосы поглощения Хартли составляет 2850 Å и не лежит в интервале 3020–3060 Å.

Дюфей [6] измерил степень уменьшения интенсивности при прохождении через область края поглощения шириной 40 Å и, предполагая, что все поглощение было вызвано озоном, рассчитал, что толщина ослабляющего слоя озона на пути между щелевым спектрографом и рядом вспышек, которые привели к появлению спектра, составляет 0,3 см. (Здесь количество озона выражено толщиной эквивалентного слоя чистого газа при стандартных температуре и давлении.) Орвилл [35] использовал спектр Саланейва, на котором видна полоса Хартли, а не полоса Хэггинса, чтобы определить количество озона между бесщелевым спектрографом и одиночной вспышкой, находившейся на расстоянии 0,85 км от спектрографа. Было найдено, что количество озона составляет от 0,01 до 0,05 см, причем это количество на порядок больше, чем в чистом воздухе. Орвилл предположил, что Дюфей получил бóльшую величину из-за большего расстояния от спектрографа до наблюдаемой вспышки. Этот аргумент предполагает относительно равномерное распределение озона вдоль пути между наблюдателем и рядом. Этот озон, по-видимому, создается в результате процессов коронирования у земли и в облаках. Возможно, однако, что вспышка молнии сама создает озон, который существует в виде мантии вокруг канала молнии.

Орвил наметил дальнейшие эксперименты, чтобы определить, какой из предложенных процессов генерации озона ответствен за появление наблюдаемых спектров поглощения.

Инфракрасные спектры молнии были получены при помощи щелевого спектрографа Джозе [20], Петри и Смолом [39], Наклесом и Свенсоном [22] и Воласом [59, 60]. Саланейв [45] первым получил инфракрасный спектр молнии при помощи бесщелевого спектрографа. Репродукция одного из инфракрасных спектров Саланейва приведена на рис. 5.4.

Спектры молнии, полученные различными исследователями, имеют заметные различия. В большинстве случаев эти различия состоят в интенсивности молекулярных полос. На спектрах, которые с помощью щелевых спектрографов получили Израэль и Вурм [19]. Дюфей [6] и Волас [58, 59], четко различаются молекулярные характеристики, в то время как на спектрах, полученных при помощи бесщелевого спектрографа Саланейвом и др. [42, 43, 46], только изредка появляются следы молекулярных полос.

В статьях [29, 44] сравниваются спектры, полученные щелевыми и бесщелевыми спектрографами. Обычно выдвигают два объяснения тому факту, что спектры молнии, полученные при помощи щелевых спектрографов, относились, по-видимому, к разрядам с более низкой энергией, чем разряды, регистрировавшиеся бесщелевыми спектрографами. 1) Это случайный факт, он является результатом влияния географического положения и изменений в отдельных грозах. 2) На результаты исследований влияет метод наблюдений в том смысле, что щелевой спектрограф обычно регистрирует суммарную по времени светимость от разрядов на землю, разрядов в облаках, межимпульсных процессов в облаке и между облаком и землей, в то время как бесщелевой спектрограф обычно регистрирует только спектр единственного канала разряда облако — земля.

Последней точки зрения придерживаются Майнел и Саланейв [20], которые изучали полосы N_2^+ в щелевом и бесщелевом спектрографах. Они предположили, что полосы испускания N_2^+ , зарегистрированные щелевым

спектрографом, являются следствием действия источников излучения, находящихся на некотором расстоянии от видимого канала молнии, возможно, разрядов внутри облака. Случайное появление полос испускания N_2^+ в бесщелевом спектрографе связано, вероятно, со светимостью канала под действием непрерывного тока. Майнел и Саланейв привели, кроме канала возвратного удара, семь возможных источников полос испускания.

Желательность разрешения во времени спектральных характеристик импульсов молнии очевидна. Первую попытку получить разрешенный во времени спектр импульса предприняли Израэль и Фриз [17], которые сконструировали сканирующий спектрометр с временем разрешения 20 мкс. Данных, полученных с помощью этого спектрометра, опубликовано не было, хотя спектры и были зарегистрированы. Кридер [23, 24] первым привел разрешенные во времени спектры испускания от отдельных возвратных ударов. Для измерения временных изменений интенсивности нескольких спектральных линий и непрерывного излучения в интервале длин волн от 3700 до 3900 Å Кридер использовал интерференционные фильтры с узкой полосой пропускания и фотоэлектрические детекторы.

К сожалению, фотоэлектрическая система Кридера имела тот недостаток, что вырезала узкий участок канала молнии, и, следовательно, изменение освещенности из-за распространения возвратного удара затемняло истинное изменение интенсивности света во времени [25].

Кридер [23, 24] показал, однако, что первыми достигают максимума интенсивности линии NII , затем непрерывный спектр и наконец линии нейтрального водорода. Следовательно, линии с более низким потенциалом возбуждения достигают максимума последними — соответственно температуре канала, которая падает с течением времени. Эффективный потенциал возбуждения непрерывного спектра лежит между потенциалами возбуждения ионов и нейтральных атомов; это свидетельствует о том, что непрерывный спектр вызывается радиационной рекомбинацией. Орвил и Юман [37] показали, что интегрированная по времени постоянная составляющая спектров Саланейва не является результатом излу-

чения абсолютно черного тела или электрон-ионного тормозного излучения при постоянной температуре.

Используя калиброванный фотокатод, Кридер и др. [25, 26] провели оценку абсолютной спектральной мощности излучения молнии в интервале длин волн от ~ 4000 до $\sim 11\,000$ Å. Кроме того, сравнивая широкую полосу излучения от молнии с аналогичной полосой излучения от длинной лабораторной искры известных исходных мощности и энергии, Кридер и др. [26] получили величины исходных мощности и энергии молнии. Было найдено, что для одноимпульсной вспышки молнии пиковая излучательная мощность (в интервале $4000\text{--}11\,000$ Å) составляла $6,2 \cdot 10^6$ Вт/м, а энергия излучения 870 Дж/м. Рассчитанная величина пиковой исходной мощности была равна $7,8 \cdot 10^8$ Вт/м, а исходной энергии $2,3 \cdot 10^5$ Дж/м. Эта величина исходной энергии находится в хорошем согласии с величинами исходной энергии, полученными из измерений интенсивности грома (разд. 6.3.1) и из электрических измерений (разд. 7.3.3). Согласно [26], величины пиковой излучательной и исходной мощностей следует рассматривать как нижние пределы действительных величин, характеризующих канал. Дополнительные замечания относительно исходной мощности молнии даны в разд. 7.3.3.

Орвил [33, 34] первым сообщил о спектроскопическом исследовании молниевых импульсов с хорошим пространственным и временным разрешением. Затем Орвил [36] опубликовал дополнительные результаты спектроскопических исследований с разрешением во времени. Принципиальная схема спектрографа Орвила приведена на рис. 5.5. Типичные разрешенные во времени спектры возвратного удара приведены на рис. 5.6а и 5.6б. Спектры Орвила характеризуют излучение участка канала длиной примерно 10 м. Разрешение во времени менялось от 2 до 5 мкс и по длинам волн около 10 Å. Обычно время достижения максимальной интенсивности как для линий NII, так и для непрерывной составляющей спектра было около 10 или 15 мкс, причем линии достигают максимальной интенсивности первыми; однократно ионизированные атомы излучают раньше, чем станет заметным непрерывный спектр. Установлено, что линии NII остаются интен-

сивными в течение 30–60 мкс. Линии NII с наимизшим потенциалом возбуждения появляются первыми, за ними следуют линии NII с более высоким потенциалом возбуждения. Линии NII с низкими потенциалами возбуждения существуют дольше, чем линии NII с более высокими потенциалами возбуждения. Так, линия NII 5680 Å (верхний уровень энергии 20,6 эВ) появляется раньше NII 5942 Å (23,2 эВ) и существует дольше (рис. 5.6а). Установлено, что линия водорода H α (серия Бальмера) отсутствует или очень слаба в первые микросекунды разряда, но в последующем становится сильной (рис. 5.6б). Линия H α достигает максимальной интенсивности через 20–40 мкс, и ее часто можно определить более чем через 150 мкс. Информация о канале возвратного удара, полученная из этих измерений, дана в разд. 5.5.2.

Орвил [36] привел спектры от одной вспышки, состоявшей по крайней мере из пяти импульсов. Пять зарегистрированных спектров могут быть сгруппированы в два основных класса. В одном классе излучение NII было кратковременным, а H α — длительным; непрерывный спектр относительно слаб. В другом классе излучение NII сохранялось довольно долго, а непрерывный спектр был довольно сильным. Излучение H α сильное, но кратковременное.

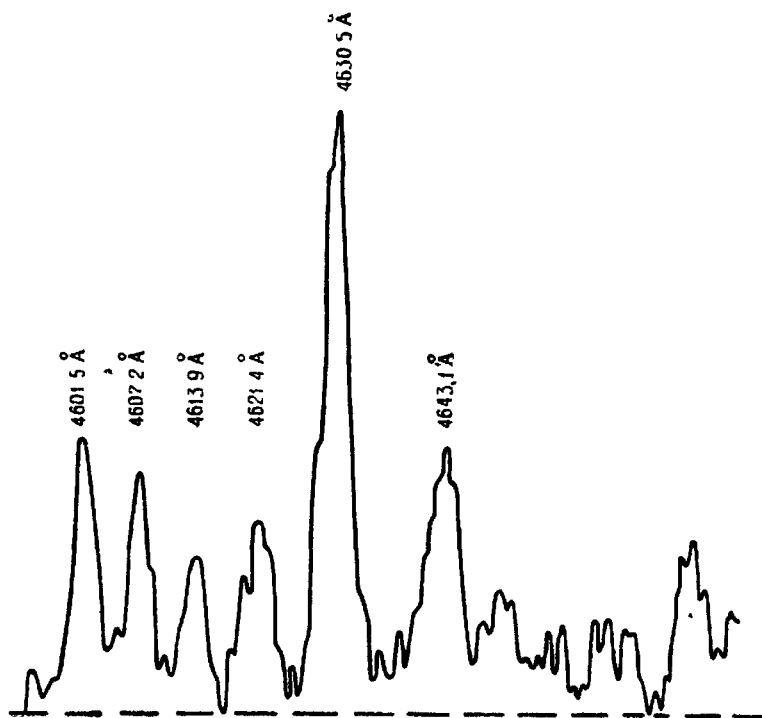
В разд. 5.5.2 рассматривается применение теории, представленной в разд. 5.3, к спектральным данным Саланейва, Орвила и других исследователей, для определения температуры, концентрации частиц и давления в возвратном ударе.

5.5.2. Свойства возвратного удара

Свойства возвратного удара определяли Волас [58] и Живлюк и Мандельштам [62] из интегрированных по вспышкам спектров, из интегрированных по импульсам спектров Саланейва и др. и из разрешенных во времени спектров импульсов Орвила. Сначала рассмотрим анализ данных Саланейва.

Первый этап анализа спектра заключается в определении непрозрачности. На рис. 5.8 показаны измеренные профили линий мультиплета NII, каждый из компонен-

тов которого образуется при переходе приблизительно с одинакового верхнего энергетического уровня и имеет примерно одинаковую длину волны. Из (5.6) и (5.10) следует, что для оптически тонкого изотермического канала отношение интенсивностей различных линий, составля-



Р и с . 5.8. Относительная интенсивность линий мультиплета NII (5) для импульса молнии. Пунктирной линией показан фон [54].

ющих мультиплет, зависит только от отношений gf . Юман и Орвил [54] теоретически показали, что даже для интегрированных по времени спектров, если каналы оптически тонкие, отношения интенсивностей линий будут зависеть только от отношений gf .

В табл. 5.2 дается сравнение между измеренными отношениями интенсивностей в двух молниевых мультиплетах NII и результатами теоретических расчетов и лабораторных экспериментов. Юман и Орвил пришли к выводу, что канал молнии является оптически тонким для интересующих нас мультиплетов по крайней мере

Таблица 5.2

Величины отношений интенсивностей линий в двух молниевых мультиплетах NII (3 и 5) для 5 разрядов молний [54]

| Обозначение импульса | Средняя температура возбуждения ¹ , К | NII (3) | | NII (5) | | | | |
|----------------------|--|---------|-----|---------|-----|-----|-----|-----|
| | | A | B | C | D | E | F | G |
| a^2 | | 2,6 | 8,0 | 3,0 | 3,8 | 5,0 | 3,8 | 3,0 |
| b^3 | | 2,8 | 9,9 | 3,2 | 4,1 | 7,2 | 4,8 | 2,9 |
| A1 | 24400 ± 800 | 2,8 | | 2,6 | 2,7 | 4,1 | 3,1 | 2,3 |
| A2 | 27800 ± 400 | 2,4 | | 2,1 | 3,1 | 4,4 | 3,8 | 1,9 |
| A3, № 1 | 24900 ± 400 | 3,0 | | 2,9 | 3,1 | 3,5 | 3,1 | 2,3 |
| A3, № 2 | 26600 ± 600 | 3,1 | | 2,7 | 3,6 | 4,6 | 3,1 | 2,1 |
| B1, № 1 | 26900 ± 600 | 2,4 | 6,8 | 2,9 | 2,5 | 4,2 | 3,4 | 2,0 |
| B1, № 2 | 28400 ± 1000 | 2,7 | 7,6 | 2,4 | 2,8 | 4,3 | 3,5 | 2,2 |
| B1, № 3 | 27500 ± 900 | 2,8 | 6,5 | 3,0 | 2,8 | 4,0 | 3,5 | 2,2 |
| C1, № 1 | 24200 ± 900 | 2,5 | 6,7 | 2,8 | 3,8 | 4,6 | 3,5 | 2,4 |
| C1, № 2 | 24700 ± 500 | 2,8 | 7,2 | 3,1 | 3,2 | 6,1 | 3,3 | 2,3 |

Буквами обозначены следующие измеренные величины отношений интенсивностей линий: A = (56796,6 + 5686,2 + 5676,0)/5666,6; B = (5679,6 + 5686,2 + 5676,0)/5710,8; C = 4630,5/4601,5; D = 4630,5/4607,2; E = 4630,5/4613,9; F = 4630,5/4621,4; G = 4630,5/4643,1.

¹ Из работы [41].

² Теоретически вычисленное отношение gf [22].

³ Измеренное отношение gf [28].

большую часть времени, в течение которого эти мультиплеты экспонируются на пленке. Исходя из рассчитанных коэффициентов поглощения для NII 4630,5 Å и из измеренной оптической толщины, Юман и Орвил определили, что эффективный диаметр, внутри которого находятся излучающие атомы NII, должен быть менее миллиметров.

Поскольку канал молнии оптически тонок для интересующих нас линий NII и энергетические уровни, которые приводят к появлению этих линий, населены согласно статистике Больцмана в течение интервалов времени ~0,1 мкс (разд. 5.3), из (5.7) можно рассчитать температуру молнии. Такие расчеты из интегрированных по времени спектров производятся в предположении, что темпе-

ратура возвратного удара постоянна во времени и в поперечном сечении канала. Поскольку это не так, то рассчитанная температура будет представлять некоторую среднюю величину. Прюэйт [41] рассчитал эту среднюю температуру, которую он назвал температурой возбуждения, для девяти различных импульсов, используя модификацию уравнения (5.7) для пяти мультиплетов NII. Эти данные включены в табл. 5.2. Интервал средних температур заключен между 24 200 и 28 400 К.

Хотя нельзя определить ошибку, которая порождается предположением, что свойства канала однородны по его радиусу, все же можно оценить ошибку, которая возникает потому, что температура возвратного удара предполагается постоянной во времени. Юман [51] проинтегрировал уравнение (5.6) с помощью ЭВМ для двух мультиплетов NII (4041 и 3995 Å) в предположении различного характера изменения температуры со временем. Отношение интегральных интенсивностей мультиплетов сравнивалось с измеренным отношением подбором пиковой температуры для данного характера изменения температуры от времени. Установлено, что если средняя температура была около 24 000 К, то пиковая температура отличалась от средней не более чем на 10%. Этот результат вполне разумен, поскольку в интересующем нас температурном интервале интенсивность линий NII быстро возрастает с температурой, поднимая таким образом среднюю температуру до пиковой. Этот метод анализа справедлив только для пиковых температур ниже 30 000 К. Дополнительные сведения относительно расчета пиковой температуры представлены ниже в этом разделе. Следует отметить, что температура молнии может достигать очень высоких значений на очень короткое время, при этом интенсивность линии на интегрированном по времени спектре не выйдет за пределы возможных измерений; таким образом, пиковая температура в действительности означает наивысшую температуру канала возвратного удара, которая сохраняется в течение нескольких микросекунд или более.

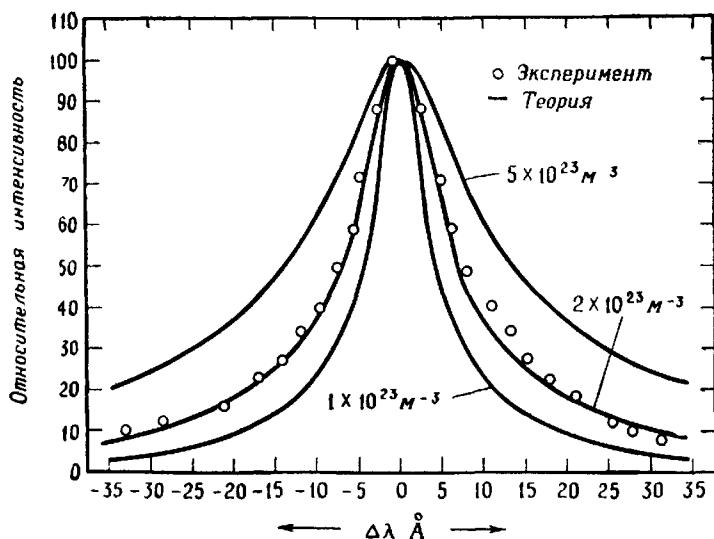
После определения температуры возвратного удара для оценки электронной концентрации, давления, степени ионизации и других свойств канала можно применить

методику, использующую уравнения Саха. Юман и др. [55, 56] проанализировали три возвратных удара, температура которых, как установил Прюэйт, была около 24 000 К. Предполагалось, что рассматриваемые спектральные линии OI, NI и NII излучаются преимущественно при температурах около 24 000 К. Предполагалось также, что канал оптически тонок, в нем существует ЛТР и свойства канала однородны по его сечению. Рассчитанная концентрация электронов была порядка $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Основная неопределенность в анализе связана с предположением, что исследуемые спектральные линии излучаются преимущественно при температурах около 24 000 К. Хотя вполне естественно ожидать, что интенсивность линий OI, NI и NII максимальна около 24 000 К, линии OI и NI будут давать больший вклад в интегрированный по времени спектр при температурах ниже 24 000 К, чем линии NII. Поскольку интересно знать свойства возвратного удара при температурах около 24 000 К, полученных из анализа линий NII, измеренную интенсивность излучения линий OI и NI при температурах ниже 24 000 К следует вычесть из общей интенсивности излучения OI и NI. Переоценка вклада OI и NI в интенсивность при температуре 24 000 К приводит к переоценке концентрации электронов в канале при этой температуре. Таким образом, величина $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ может рассматриваться как верхний предел концентрации электронов в канале. Дополнительные ошибки могут возникнуть, если линии NII излучаются преимущественно из горячей центральной части канала, в то время как линии NI и OI — из более холодной части канала.

Если известны температура и концентрации частиц в канале молнии, то можно рассчитать электронную проводимость канала. Юман [52] оценил проводимость канала для импульсов молнии, анализированных Юманом и др. [55], в $1,8 \cdot 10^4 \text{ Си/м}$. Для температур выше $\sim 13\,000 \text{ К}$ проводимость канала изменяется пропорционально $T^{3/2}$ и обратно пропорционально $\ln n_e$. Таким образом, в высокотемпературном интервале проводимость канала относительно нечувствительна к температуре и электронной концентрации. Отсюда следует, что проводимость канала молнии во время высокотемпературной

фазы разряда молнии должна быть между 10^4 и $2 \cdot 10^4$ Си/м.

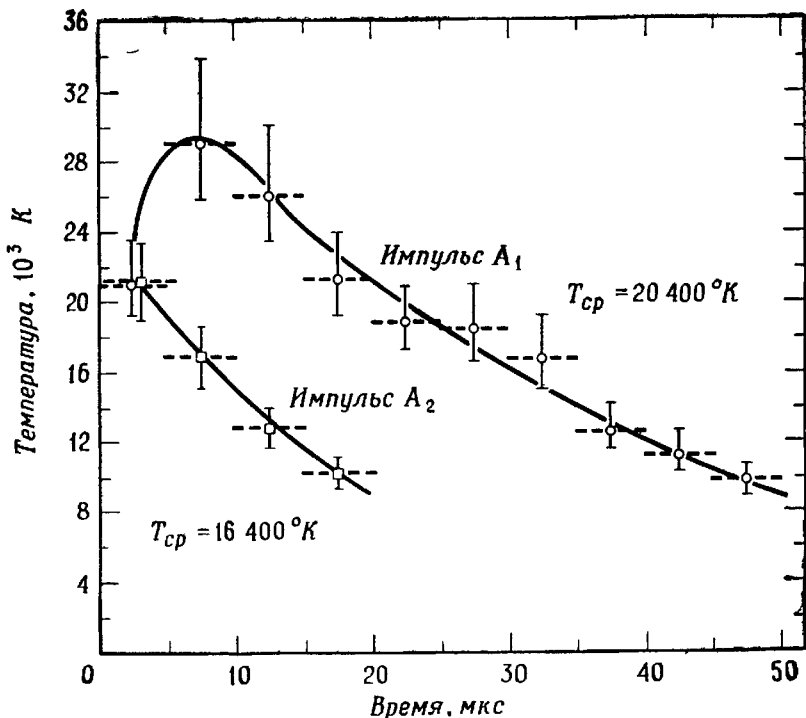
Электронная концентрация была определена исходя из проинтегрированных по времени спектров при сравнении штарковских профилей $H\alpha$ с теорией [53]. На рис. 5.9 показан пример такого сравнения. Для трех возвратных



Р и с . 5.9. Сравнение измеренного и рассчитанных профилей линии $H\alpha$ в импульсе молнии A_1 . Теоретические профили даны для трех концентраций электронов при 20 000 К. Блестящее совпадение теории и эксперимента является случайным, так как возможны различные экспериментальные ошибки [53].

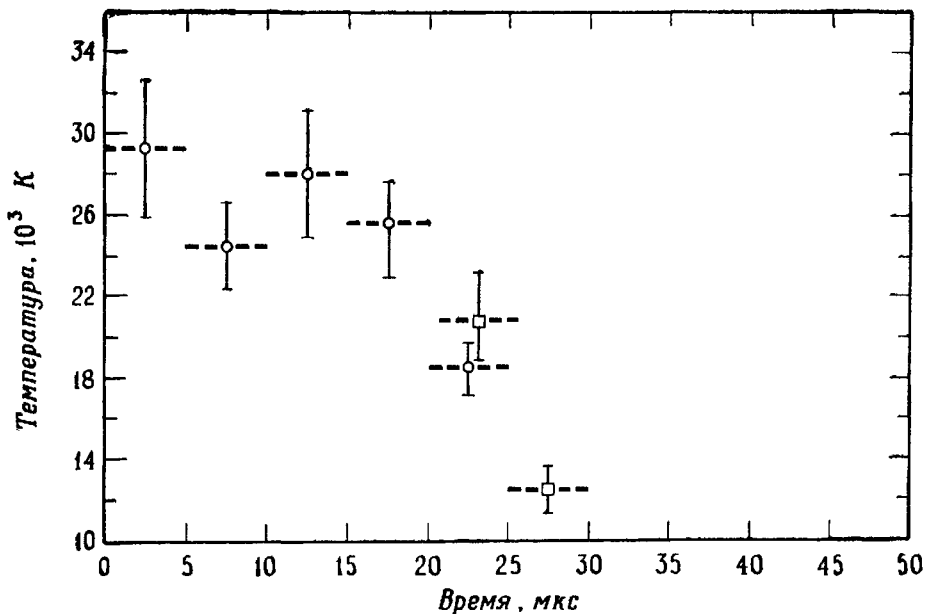
ударов были найдены электронные концентрации в интервале от $1 \cdot 10^{23}$ до $5 \cdot 10^{23}$ м⁻³. Расчеты, выполненные в предположении ЛТР, согласно Дрелишек [2], показали, что концентрация электронов в азотной плазме при атмосферном давлении лежит в интервале $(1-2) \cdot 10^{23}$ м⁻³. Поскольку штарковские профили сильно зависят от концентрации электронов и слабо от температуры, не следовало бы ожидать, что профили линий $H\alpha$, излучаемых каналом молнии, значительно изменятся за время от момента, когда канал достигнет давления, близкого к атмосферному, до момента, когда температура в канале упадет до ~ 13 000 К.

Таким образом, электронная концентрация, определенная из штарковского уширения $H\alpha$, будет, по-види-



Р и с . 5.10а. Температура канала импульса в зависимости от времени для вспышки А. Горизонтальные пунктирные линии дают разрешение во времени, вертикальные линии — ошибке определения температуры [33, 36].

○ □ из отношения $\frac{I(5000)}{I(4630)}$.



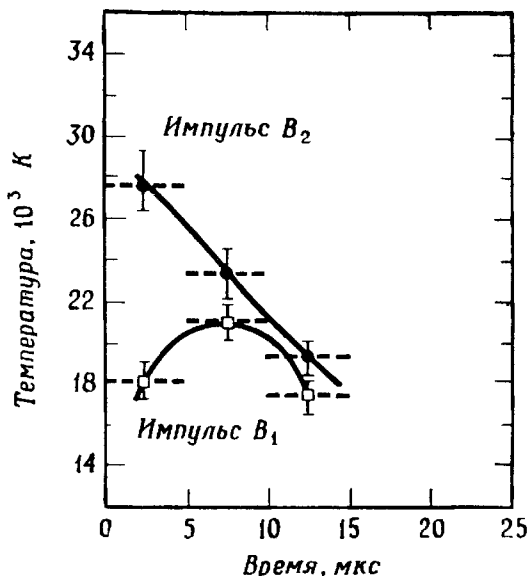
Р и с . 5.10б. Температура канала импульса в зависимости от времени для вспышки Б [33, 36].

○ из отношения $\frac{I(4041)}{I(3995)}$, □ из отношения $\frac{I(5000)}{I(4630)}$; $T_{cp} = 24\ 800\ \text{K}$ по первым 5 точкам.

Р и с . 5.10в. Температура канала импульса в зависимости от времени для вспышки В. Спектр был слабым, поэтому можно было получить только 3 точки для каждой кривой [33, 36].

● из отношения $\frac{I(4447)}{I(4630)}$, $T_{\text{ср}} = 23\ 300\ \text{К}$;

□ из отношения $\frac{I(4447)}{I(4630)}$, $T_{\text{ср}} = 19\ 500\ \text{К}$.



тому, характеризовать канал возвратного удара при атмосферном давлении и температуре выше $13\ 000\ \text{К}$. Значение электронной концентрации, найденное из интегрированного по времени спектра молнии с использованием штарковского уширения $\text{H}\alpha$, значительно более надежно, чем определенное из уравнения Саха. Некоторые данные об электронной концентрации, полученной из разрешенных во времени спектров, приведены ниже в этом разделе.

Волас [58] и Живлюк и Мандельштам [62] провели измерения по интегрированным по времени спектрам, полученным при помощи щелевых спектрометров. Волас, как упоминалось в разд. 5.4, исходя из интенсивностей в полосах N_2^+ для оптически тонкого канала, определил, что температура канала лежит в интервале $6000 - 30\ 000\ \text{К}$. Живлюк и Мандельштам измеряли относительные интенсивности в центрах нескольких спектральных линий; они предположили, что канал является оптически толстым для этих центров линий, и рассчитали, используя (5.8), что средняя температура черного тела равна $21\ 000\ \text{К}$. Спектры возвратных ударов, которые получили Живлюк и Мандельштам, по-видимому, значительно отличались от спектров Саланейва и др.

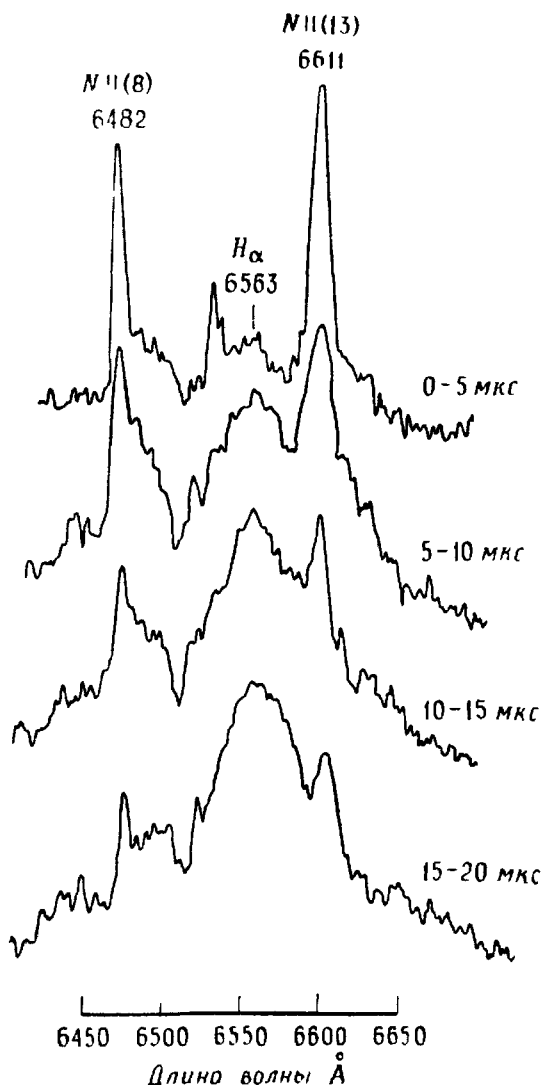
Рассмотрим результаты анализа разрешенных во времени спектров Орвила. Орвил [33, 36] определил темпе-

ратуру в зависимости от времени для десятиметровых вертикальных участков 10 каналов молнии. Для двух импульсов температура измерялась с разрешением 2 мкс, для остальных восьми — с разрешением 5 мкс. Изменение температуры молнии в зависимости от времени приведено на рис. 5.10а—5.10в. Орвил нашел, что типичные пиковые температуры заключены в интервале 28 000 — 31 000 К. Температура выше 36 000 К не отмечалась. Для двух импульсов температура достигала, по-видимому, пикового значения в первые 10 мкс; для восьми остальных импульсов (включая два импульса, которые измерялись с разрешением 2 мкс) температура была максимальна в первый период измерения и затем монотонно падала с течением времени. В одном случае Орвил [36] измерил температуру ветви главного канала. В первые 5 мкс температура ветви была около 22 000 К, в то время как температура главного канала составляла 31 000 К. Орвил сравнил свои данные со средними (интегрированными по времени) температурами, которые получил Прюэйт [41] (табл. 5.2). Он графически проинтегрировал изменение интенсивностей во времени и из этих величин нашел среднюю температуру.

Средние температуры, которые Орвил получил таким расчетом, приведены на рис. 5.10а — 5.10в. Они находятся в хорошем согласии с данными Прюэйта. Орвил подтвердил расчеты Юмана [51], что пиковая температура молнии на 10% выше средней температуры, если обе температуры определяются из отношения интенсивностей ($N_{II} 4041 \text{ \AA} / N_{II} 3995 \text{ \AA}$). Орвил показал, однако, что средняя температура более чем на 10% ниже пиковой, если при определении средней температуры используются линии N_{II} с более низким потенциалом возбуждения. Причина этого явления заключается в том, что N_{II} с низким потенциалом возбуждения при более низких температурах излучает значительно сильнее, чем N_{II} с высоким потенциалом возбуждения. Таким образом, измеренное излучение от интегрированных по времени линий с низким потенциалом возбуждения должно исходить, по-видимому, от более холодного канала, чем такое же излучение от линий с высоким потенциалом возбуждения.

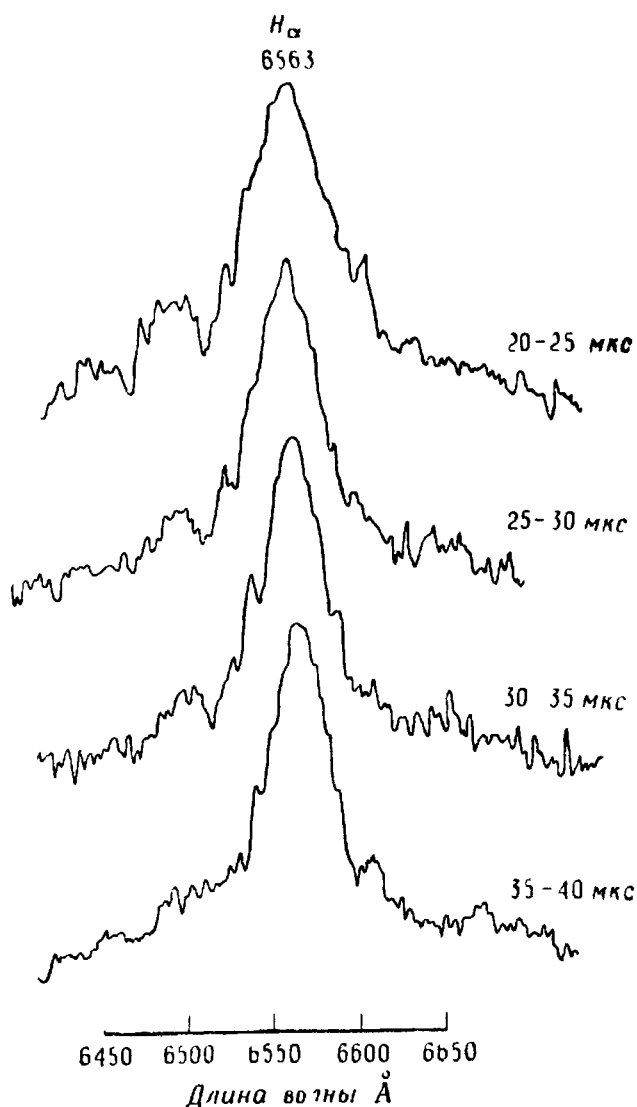
На рис. 5.11а и 5.11б (см. также рис. 5.6б) приведены некоторые микрофотометрические кривые спектра молнии в зависимости от времени для области $H\alpha$. Орвил [36] получил зависимость концентрации электронов от времени, которая представлена на рис. 5.12. Эта зависимость могла быть получена только для одного из импульсов. Как видно из рисунка, в первые 5 мкс разряда концентрация электронов имеет порядок 10^{24} м^{-3} . Примерно за 25 мкс она уменьшается до величины $(1-1,5) \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Р и с . 5.11а. Микрофотометрические кривые в области линии $H\alpha$ для интервалов времени от 0 до 20 мкс. Необозначенная линия слева от линии 6563 в интервале времени от 0 до 5 мкс — это линия $\text{NII } 6611$ от ветви главного канала. Линия $H\alpha$ от ветви также смещена влево и приводит к асимметрии в профиле линии $\text{NII } 6482$. Микрофотометрические кривые не исправлены на нелинейность пленки [36].



Ошибка в определении концентрации электронов порядка 50%. Поскольку эффективная инструментальная ширина щели прибора была около 10 Å , определение концентрации электронов ниже $1,0 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ невозможно. По-видимому, вначале интенсивность $H\alpha$ была очень низка (рис. 5.6б). Это, вероятно, связано с высокими температурой и концентрацией электронов в начальных стадиях разряда. При высокой температуре в разряде почти не остается

нейтральных атомов водорода. Высокая электронная концентрация через эффект Штарка вызывает уширение профиля линии H_{α} до $\sim 100 \text{ \AA}$. Линия с уширенным профи-

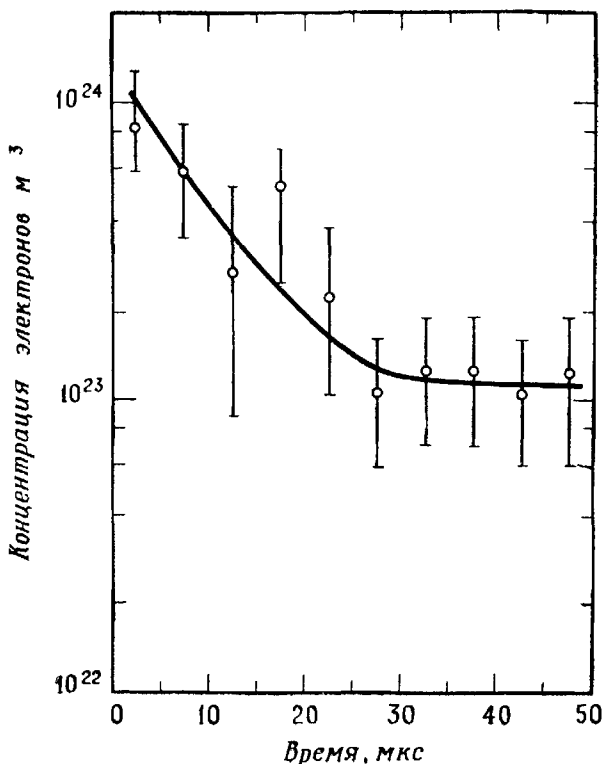


Р и с . 5.116. Микрофотометрические кривые в области линии H_{α} для интервалов времени от 20 до 40 мкс [36].

лем сливается с непрерывным фоном и затемняется близлежащими линиями.

Найденная Орвиллом концентрация электронов находится в соответствии с проведенными ранее определениями на основе интегрированных по времени спектров.

Из анализа уравнения Саха Юман и др. [55, 56] нашли, что верхний предел концентрации электронов для пиковой температуры в 24 000 К равен $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Юман и Орвил [53] из анализа интегрированных по времени профилей $\text{H}\alpha$ (рис. 5.9) нашли, что концентрация электро-



Р и с . 5.12. Концентрация электронов в зависимости от времени, рассчитанная из штарковского уширения линии $\text{H}\alpha$ [36]. Вертикальные отрезки дают ошибку в определении концентрации электронов, $n_e < 1,5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ для интервала $50 \div 140 \text{ мкс}$.

нов лежит в интервале $(1-5) \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Поскольку максимум интенсивности $\text{H}\alpha$ имеет место, когда профиль соответствует концентрации электронов около $1 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и остается относительно постоянным при высокой интенсивности в течение десятков микросекунд, не удивительно, что интегрированные по времени профили приводят к концентрации электронов порядка $1 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Интересно отметить, что изменение температуры и концентрации электронов, найденное для молнии, ана-

логично изменению температуры и концентрации электронов в пятиметровой воздушной искре, которую исследовали Орвил и др. [38]. Концентрация электронов в первые 2 мкс искрового разряда была $\sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$, а температура $\sim 34\,000 \text{ К}$. За 5 мкс электронная концентрация падала монотонно до величины $\sim 2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и в последующие 10 мкс (в течение которых еще возможно было определение концентрации электронов) оставалась постоянной. Через 15 мкс после начала искры температура канала падала до $19\,000 \text{ К}$. Таким образом, по-видимому, искра аналогична молнии, но в 3—5 раз короче во времени.

Если известно изменение температуры и электронной концентрации в канале молнии во времени и если в канале существует ЛТР как функция времени, то можно рассчитать многие характеристики канала (давление, степень ионизации, изменение концентрации частиц) в зависимости от времени. Для известной температуры и электронной концентрации эти расчеты могут быть непосредственно выполнены совместным решением системы уравнений Саха, сохранения заряда и баланса масс. Особенно важно изменение во времени давления в канале и степени ионизации. Для температуры около $30\,000 \text{ К}$ и концентрации электронов около 10^{24} м^{-3} давление в канале составляет около 10 атм; в канале на каждый атом приходится больше одного, но меньше двух электронов (некоторые атомы ионизированы дважды). Поскольку давление в канале превышает давление окружающего воздуха, канал будет расширяться до тех пор, пока давление в нем не сравняется с внешним давлением (разд. 7.6). О том, что это действительно так, свидетельствуют спектроскопические данные. Концентрация электронов $(1 \div 2) \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ показывает, что давление в канале равно атмосферному, если его температура выше $\sim 13\,000 \text{ К}$ [2]. Таким образом, для данных, приведенных на рис. 5.12, давление в канале падает до атмосферного через $10 \div 20$ мкс. При $20\,000 \text{ К}$ и концентрации электронов $\sim 2 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ в канале будет около одного электрона на атом. Данные, относящиеся к изменению давления в канале, степени ионизации и составу частиц в зависимости от времени, приведены Орвиллом в [36].

ЛИТЕРАТУРА

1. Cannon J. B., A Note on the Spectrum of Lightning, J. Roy. Astron. Soc. Can., 12, 95—97 (1918).
2. Drellishak K. S., Partition Functions and Thermodynamic Properties of High Temperature Gases, AEDC-TDR-64-22, January, 1964. (Defense Documentation Center, AD-428210.)
3. Dufay M., Spectres des éclairs, Compt. Rend., 182, 1331—1333 (1926).
4. Dufay M., Sur le spectre des éclairs dans les régions violette et ultraviolette, Compt. Rend., 225, 1079—1080 (1947).
5. Dufay M., Recherches sur les spectres des éclairs, deuxième partie: Étude du spectre dans les régions violette et ultraviolette, Ann. Geophys., 5, 255—263 (1949).
6. Dufay M., Dufay J., Spectres des éclairs photographiés au prisme objectif, Compt. Rend., 229, 838—841 (1949).
7. Dufay J., Tcheng M., Spectres des éclairs, de 3830 à 6570 Å, Compt. Rend., 228, 330—332 (1949).
8. Dufay J., Tcheng M., Recherches sur les spectres des éclairs, première partie, Étude des spectres, de 3830 à 6570 Å, au moyen de spectrographes à fente, Ann. Geophys., 5, 137—149 (1949).
9. Eriksson K. B. S., The Spectrum of the Singly-ionized Nitrogen Atom, Arkiv Fysik, 13, 303—329 (1958).
10. Fox P., The Spectrum of Lightning, Astrophys. J., 14, 294—296 (1903).
11. Gilmore F. R., Equilibrium Composition and Thermodynamic Properties of Air to 24,000° K, RAND Corp., Res. Memo RM-1543, August, 1955. (Defense Documentation Center, AD-84502, unclassified.) Thermal Radiation Phenomena, Vol. 1, The Equilibrium Thermodynamic Properties of High Temperature Air, Lockheed Missiles and Space Company, Palo Alto, California, May, 1967. Defense Documentation Center AD-654054, unclassified.)
12. Griem H. R., Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co., New York, 1964.
13. Herschel J., On the Lightning Spectrum, Proc. Roy. Soc. (London), 15, 61—62 (1868).
14. Herzberg G., Molecular Spectra and Molecular Structure, 1. Spectra of Diatomic Molecules, 2d ed., D. Van Nostrand Co., Inc., Princeton, N. J., 1950. (Русский перевод: Г. Герцберг, Спектры и строение двухатомных молекул, ИЛ, М., 1949).
15. Hilsenrath J., Klein M., Tables of Thermodynamic Properties of Air in Chemical Equilibrium Including Virial Corrections from 1500° K to 15,000° K, AEDC-TR-65-58, March, 1965. (Defense Documentation Center, AD-612301, unclassified.)
16. Hu R., The Lightning Spectra in the Visible and Ultra-violet Regions with Grating Spectrograph, Sci. Rec. (Peking), 4, 380—383 (1960).
17. Israel H., Fries G., Ein Gerät zur spektroskopischen Analyse verschiedener Blitzphasen, Optik, 13, 365—368 (1956).

18. Israel H., Wurm K., Das Blitzspektrum, Naturwiss., 52, 778—779 (1941).
19. Israel H., Wurm K., Das Spektrum der Blitz, Wiss. Arb. DMD-ZFO, 1, 48—57 (1947).
20. Jose P. D., The Infrared Spectrum of Lightning, J. Geophys. Res., 55, 39—41 (1950).
21. Kayser H., Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren, Springer-Verlag, 1939.
22. Knuckles C. F., Swensson J. W., The Spectrum of Lightning in the Region λ 6159— λ 7157, Ann. Geophys., 8, 333—334 (1952).
23. Krider E. P., The Design and Testing of a Photoelectric Photometer for Selected Lines in the Spectrum of Lightning, M. S. thesis, Department of Physics, Univ. of Arizona, Tucson, Ariz., 1965.
24. Krider E. P., Time-resolved Spectral Emissions from Individual Return Strokes in Lightning Discharges, J. Geophys. Res., 70, 2459—2460 (1965).
25. Krider E. P., Some Photoelectric Observations of Lightning, J. Geophys. Res., 71, 3095—3098 (1966).
26. Krider E. P., Dawson G. A., Uman M. A., Peak Power and Energy Dissipation in a Single-stroke Lightning Flash, J. Geophys. Res., 73, 3335—3339 (1968).
27. Larsen A., Photographing Lightning with a Moving Camera, Smithsonian Inst. Rep., 60 (pt. 1), 119—127 (1905).
28. Mastrup F., Wiese W., Experimentelle Bestimmung des Oszillatorenstärken einiger NII und OII Linien, Z. Astrophys., 44, 259—279 (1958).
29. Meinel A. B., Salanave I. E., N_2^+ Emission in Lightning, J. Atmos. Sci., 21, 157—160 (1964).
30. Meyer G., Ein Versuch, das Spektrum des Blitzes zu photographieren, Ann. Phys. Chem., 51, 415—416 (1894).
31. Moore C. E., A Multiplet Table of Astrophysical Interest, rev. ed., Contrib. Princeton Univ. Obs., № 20, 1945.
32. Nicolet M., Le spectre des éclairs, Ciell Terre, 59, 91—98 (1943).
33. Orville R. E., A Spectral Study of Lightning Strokes, Ph. D. thesis, Department of Meteorology, Univ. of Arizona, Tucson, Ariz., 1966.
34. Orville R. E., High-speed, Time resolved Spectrum of a Lightning Stroke, Science, 151, 451—452 (1966).
35. Orville R. E., Ozone Production during Thunderstorms, Measured by the Absorption of Ultraviolet Radiation from Lightning, J. Geophys. Res., 72, 3557—3562 (1967).
36. Orville R. E., A High-speed Time-resolved Spectroscopic Study of the Lightning Return Stroke, Pts. 1, 2, 3, J. Atmos. Sci., 25 (Sept. 1968).
37. Orville R. E., Uman M. A., The Optical Continuum of Lightning, J. Geophys. Res., 70, 279—282 (1965).
38. Orville R. E., Uman M. A., Sletten A. M., Tem-

- perature and Electron Density in Long Air Sparks, *J. Appl. Phys.*, **38**, 895—896 (1967).
39. Petrie W., Small R., The Near Infrared Spectrum of Lightning, *Phys. Rev.*, **84**, 1263—1264 (1951).
 40. Pickering E. C., Spectrum of Lightning, *Astrophys. J.*, **14**, 367—369 (1901).
 41. Prueitt M. L., The Excitation Temperature of Lightning, *J. Geophys. Res.*, **68**, 803—811 (1963).
 42. Salanave L. E., The Optical Spectrum of Lightning, *Science*, **134**, 1395—1399 (1961).
 43. Salanave L. E., The Ultraviolet Spectrum of Lightning: First Slitless Spectra down to 3000 Angstroms, *Trans. Amer. Geophys. Union*, **43**, 431—432 (1962).
 44. Salanave L. E., The Optical Spectrum of Lightning, *Advan. Geophys.*, **10**, 83—98 (1964).
 45. Salanave L. E., The Infrared Spectrum of Lightning, 1966 IEEE Reg. Six. Conf. Record, 1966.
 46. Salanave L. E., Orville R. E., Richards C. N., Slitless Spectra of Lightning in the Region from 3850 to 6900 Angstroms, *J. Geophys. Res.*, **67**, 1877—1884 (1962).
 47. Sampson D. H., Approximate Method for Determining When any Gas is Collision-dominated, *Astrophys. J.*, **144**, 96—102 (1966).
 48. Schuster A., On Spectra of Lightning, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **3**, 46—52 (1880).
 49. Slipher V. M., The Spectrum of Lightning, *Lowell Obs. Bull.* 79 (Flagstaff, Ariz.) 55—58 (1917).
 50. Steadworthy A., Spectrum of Lightning, *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, **8**, 345—348 (1914).
 51. Uman M. A., The Peak Temperature of Lightning, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 123—128 (1964).
 52. Uman M. A., The Conductivity of Lightning, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **26**, 1215—1219 (1964).
 53. Uman M. A., Orville R. E., Electron Density Measurement of Lightning from Stark-broadening of $H\alpha$, *J. Geophys. Res.*, **69**, 5151—5154 (1964).
 54. Uman M. A., Orville R. E., The Opacity of Lightning, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5491—5497 (1965).
 55. Uman M. A., Orville R. E., Salanave L. E., The Density, Pressure, and Particle Distribution in a Lightning Stroke near Peak Temperature, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 306—310 (1964).
 56. Uman M. A., Orville R. E., Salanave L. E., The Mass Density, Pressure, and Electron Density in Three Lightning Strokes near Peak Temperature, *J. Geophys. Res.*, **69**, 5423—5424 (1964).
 57. Vassy A., Comparasion des spectres d'étincelles de grande longueur dans l'air et du spectre de l'éclair, *Compt. Rend.*, **238**, 1831—1833 (1954).
 58. Wallace L., Note on the Spectrum of Lightning in the Region 3670 to 4280 Å, *J. Geophys. Res.*, **65**, 1211—1214 (1960).

-
59. Wallace L., The Spectrum of Lightning, *Astrophys. J.*, **139**, 994—998 (1964).
 60. Wallace L., частное сообщение, 1964.
 61. Wiese W. L., Line Broadening, in "Plasma Diagnostic Techniques", eds. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Academic Press Inc., New York, 1965, p. 265—317.
 62. Живлюк Ю. Н., Мандельштам С. Л., О температуре молнии и силе грома, *ЖЭТФ*, **40**, 483—487 (1961).

• 6 •

Гром

6.1. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК

Как уже сказано, существует два вида испарений, влажные и сухие; их комбинация (воздух) в потенции содержит оба вида. Испарения сгущаются в облака, облака утолщаются до определенного предела... Но любые сухие испарения, которые захватываются в ходе охлаждения воздуха, с силой выталкиваются после сгущения облака и при этом ударяются об окружающие облака; звук, вызываемый этим ударом, и есть то, что мы называем громом.

А р и с т о т е л ь, «Метеорологика».

Прежде всего, небеса лазурные гром сотрясает
В силу того, что, летя высоко в пространствах эфира,
Тучи сшибаются там под натиском ветров противных.

Л у к р е ц и й К а р., «О природе вещей», книга VI, перевод с латинского Ф. А. Петровского.

...Звук, который мы называем громом, является следствием того элементарного факта, что воздух, пронизываемый электрической искрой, т. е. вспышкой молнии, нагревается скачком до высокой температуры и вследствие этого значительно увеличивается в объеме. Столб газа, резко нагревающийся и расширяющийся, иногда протягивается на несколько километров, и, поскольку продолжительность вспышки не достигает даже миллионной доли секунды, источником грохота становится одновременно весь столб, хотя наблюдателю кажется, что он исходит из точки молнии, находящейся на кратчайшем расстоянии.

...Начало удара грома дает нам минимальное расстояние до молнии, а продолжительность удара грома определяет длину столба.

Г и р н, Громовые раскаты, Sci Am., 59, 201 (1888).

По мнению Аристотеля [5], гром предшествует молнии, причем молния является воспламенившимся ветром, который возникает после удара сухих испарений в облако. Лукреций [26] считал, что молния и гром возникают одновременно, причем как молния, так и гром являются резуль-

татом столкновения облаков. И Аристотель и Лукреций знали, что наблюдатель видит молнию раньше, чем слышит гром. Согласно Лукрецию, это происходит «потому, что всегда до ушей достигают медленней звуки, чем то, что дает впечатление глазу». Подобной точки зрения придерживался и Аристотель, который отметил, что «весла уже заносятся назад в то время, как звук, который они произвели, наконец достигает нас».

В 1637 г. Декарт [21] предположил, что гром возникает в результате падения высоколежащих облаков на низкие, а звук передается в результате резонансных колебаний воздуха между облаками.

Согласно Ремиларду [34], Роберт Гук (открывший закон Гука, который связывает деформацию упругих тел с величиной приложенной силы) в середине XVII в. первым предположил, что продолжительность грома вызвана различием в расстояниях между наблюдателем и отдельными участками молнии.

В 1738 г. Де Лисл [16] опубликовал результаты своих измерений интервалов времени между вспышкой и приходом первого звука, а также продолжительности грома. Эти данные воспроизведены и проанализированы Ремилардом [34]. Особенно важно наблюдение Де Лислом того факта, что гром редко слышится на расстояниях больше 25 км от места удара молнии. Объяснение этому дано Флиглем [19] и обсуждается в разд. 6.3.2.

Обзор данных по грому до середины XIX в. сделал Араго [4]. По-видимому, общепринятой в середине прошлого столетия была так называемая «вакуумная теория». Предполагалось, что разряд молнии создает вакуум на своем пути, а гром возникает в результате последующего заполнения воздухом этого вакуума. Сам Араго не придерживался этой точки зрения и считал, что правильное объяснение грома еще необходимо найти.

Во второй половине XIX — начале XX в. были опубликованы различные теории грома. Мерсон в 1870 г. [29] предположил, что «электричество, проходя от облака к облаку, или от облака к земле, разлагает воду на составляющие газы; за счет высокой температуры эти газы раскаляются и взрываются, образуя снова воду». Звук этого взрыва, по Мерсону, и является громом. Аналогичную

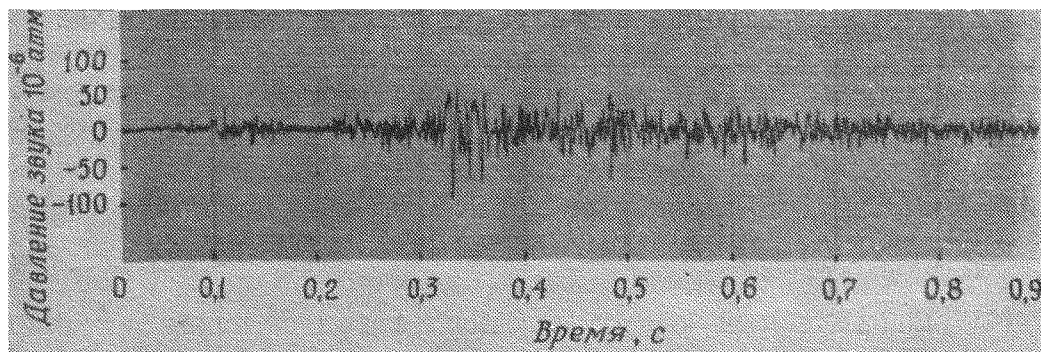
теорию выдвинул Бейтс [7]. Рейнольдс [35] высказал предположение, что гром является результатом «паровых взрывов», возникающих при нагреве разрядом молнии воды в канале разряда. Лион [27] подверг критике как теорию химического взрыва, так и теорию парового взрыва, отметив, что лабораторные искры порождают звук в атмосфере в отсутствие воды или взрывающихся газов. Теория грома Лиона аналогична теории Гирна [22], упомянутой в начале этого раздела. Объяснение Гирном механизма грома, за исключением ошибочного определения продолжительности вспышки, остается общепринятым до сегодняшнего дня.

Исторический очерк об исследовании грома можно закончить обзором работ Винемы [47—49], который интересовался преимущественно вопросом, как далеко можно услышать гром. Винема провел наблюдения почти всех доступных гроз в 1895—1916 гг. Он подтвердил вывод Де Лисла [16] о том, что обычно гром нельзя услышать дальше 25 км от разряда молнии. Однако ему удалось зарегистрировать отдельные случаи, когда гром был слышен на расстояниях до 100 км.

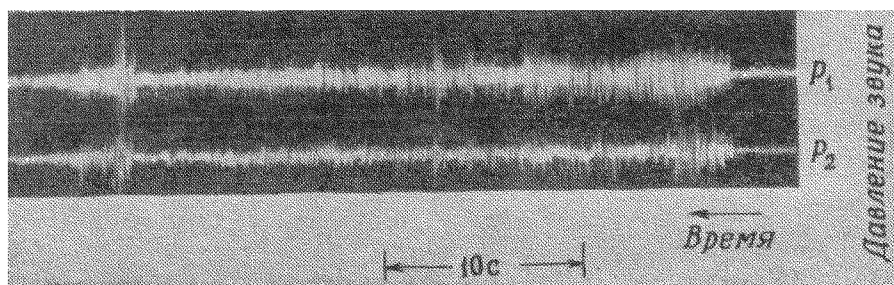
6.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Первые записи изменений давления, вызванных громом, были опубликованы Шмидтом [42]. Недавние записи этих изменений приведены на рис. 6.1а и 6.1б. Чтобы должным образом обсудить измерения давления, необходимо прежде всего рассмотреть термины: «грохот», «удар» (треск), «раскат» и «рокот», обычно используемые для описания звуковых компонентов грома. К сожалению, эти термины используются непоследовательно и в литературе, и в повседневной речи. Часто слова «грохот» и «удар» (треск) используются как синонимы, так же как «раскат» и «рокот». Грохот или удар (треск) представляют собой внезапные громкие звуки на фоне продолжительного раската или рокота. Отдельные удары обычно разделены интервалами времени продолжительностью 1 с или более. Удар иногда обозначает менее сильный и более короткий звук, чем грохот. Термин «раскат» иногда используется для описания нерегулярных изменений звука, в то время

как «рокот» используется для описания более слабых звуков большей продолжительности. В этом разделе, если не оговорено особо, мы будем использовать термин



Р и с . 6.1а. Часть изменения давления, вызванного громом [18].



Р и с . 6.1б. Полная запись грома, вызванного облачной вспышкой. Время задержки от вспышки до регистрации первого звука около 14 с. Общая продолжительность грома ~ 36 с. P_1 — регистрация микрофоном с полосой пропускания без искажений от 60 до 1250 Гц; P_2 — с полосой пропускания от 0,08 до 450 Гц. Максимальное давление грома около 10^{-5} атм.

«удар» для описания всех внезапных сильных звуков, а термин «раскат» — для описания всех остальных звуков грома.

Для регистрации изменений давления, вызванных громом, Шмидт [42] использовал два различных прибора. Первый представлял собой коробку с отверстием на одной из сторон, в которое была помещена тонкая металлическая пластинка. Пластинка могла свободно перемещаться под действием давления звука. Движение пластинки регистри-

ровалось при помощи рычагов, прикрепленных к ней. Прибор мог записывать изменение давления в интервале примерно от 0,2 до 3 Гц и был проградуирован в этом интервале для регистрации абсолютных изменений давления. Резонансная частота системы была близка к 0,4 Гц, причем амплитуда колебаний пластины уменьшалась при увеличении разности частот между данной частотой и резонансной. Второй прибор состоял из рупора, на узком конце которого помещалось копящее пламя скипидара, колебавшееся соответственно изменениям давления. Близ пламени при помощи мотора передвигалась полоска бумаги. Запись давления на бумаге была образована последовательностью закопченных и светлых мест. Используя этот прибор, Шмидт смог измерить изменения давления с частотами от 25 до свыше 100 Гц. Прибор не был проградуирован для абсолютных измерений. Следовательно, данные, полученные на «высокочастотном» приборе, нельзя было сравнивать с данными, полученными на «низкочастотном» приборе.

Шмидт записал низкочастотные изменения давления с периодом от 0,2 до 0,54 с и амплитудами до 10^{-5} атм. Самые сильные из зарегистрированных изменений давления соответствовали разрежениям. Каждому сильному разрежению предшествовало кратковременное сжатие. Шмидт отметил, что, возможно, из-за низкой чувствительности его приборов к высоким частотам сжатие было столь же сильным, как и разрежение. Инфразвуковые колебания давления, измеренные Шмидтом, соответствовали по времени слышимым ударам грома. Шмидт утверждал, что инфразвуковые изменения давления были значительно сильнее, чем изменения давления, соответствующие наиболее громким слышимым звукам (по-видимому, выстрелам пушек и т. д., поскольку давление грома в области слышимости не было известно и не измерялось Шмидтом). Используя свой несовершенный высокочастотный прибор, Шмидт установил, что наиболее распространенными были частоты в интервале от 25 до 40 и от 75 до 120 Гц.

Возможно, что интерпретация Шмидтом полученных им низкочастотных данных была ошибочной. В частности, его прибор мог регистрировать модулирующую огибающую «несущих» звуковых частот, а не истинный низ-

кочастотный компонент*, или прибор мог попадать в резонанс с последовательными пиками (ударами) огибающих модуляций. Аналогичные замечания относятся и к работе Арабаджи [1], рассматриваемой ниже.

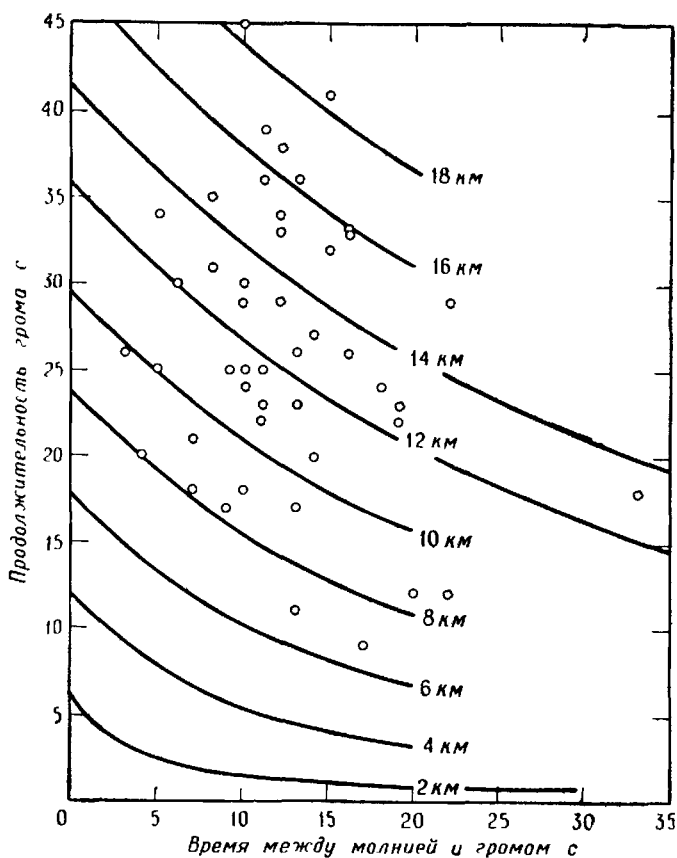
Прошло почти 40 лет после работы Шмидта, когда были опубликованы результаты последующих измерений давления грома. Арабаджи [1] разработал аппаратуру, аналогичную низкочастотному прибору Шмидта, и получил результаты, подтверждающие данные Шмидта. Согласно Арабаджи, максимальная энергия грома соответствовала частотам от 0,25 до 2 Гц, причем наиболее часто встречающаяся величина составляла 0,5 Гц. (Измерения давления на звуковых частотах не проводились.) Арабаджи сообщил, что изменения давления на низкой частоте составляли около 10^{-3} атм для разрядов, удаленных на ~ 1 км. Эта величина на два порядка больше приведенной Шмидтом. Некоторая разница могла возникнуть в результате того, что разряды, изучавшиеся Арабаджи, были относительно близкими. Согласно Шмидту, расстояние до исследовавшихся им разрядов составляло менее 5 км. По Арабаджи, наибольшими по величине (и, по-видимому, начальными) изменениями давления на низких частотах были сжатия.

В опубликованной позднее обзорной статье [2] Арабаджи сообщил, что были проведены измерения абсолютного давления с помощью микрофона на частотах до 10 кГц; гром содержит частоты от 0,25 до 500 Гц, а основная энергия грома передается на очень низких частотах. В работе [3] Арабаджи привел спектр грома в области звуковых частот с амплитудами, выраженными в произвольных единицах. Данные указаны для интервала от 64 до 2000 Гц. Максимальная амплитуда соответствует частоте 200 Гц.

В 1960 г. Ремилард [34] опубликовал диссертацию, посвященную теории грома; в 1964 г. были закончены еще две диссертации [8, 24], которые включали измерения грома.

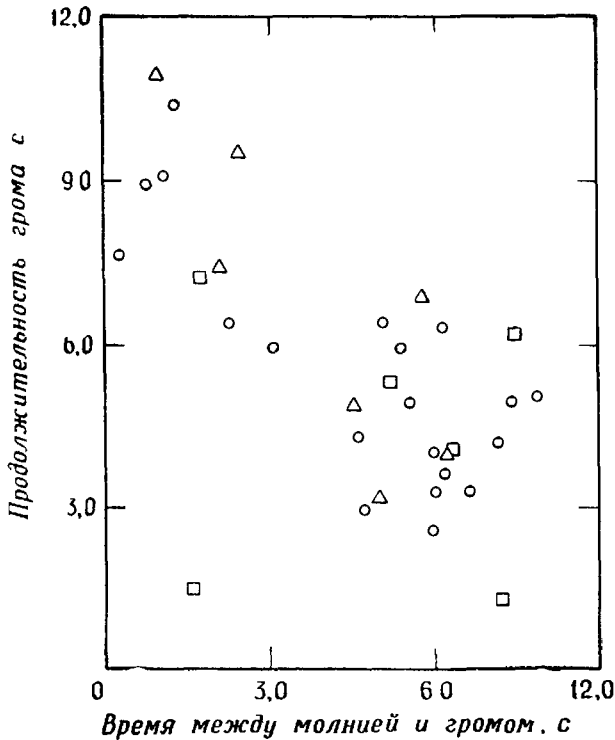
* Звуковая волна, состоящая из несущей частоты 100 Гц, промодулированной частотой 1 Гц, имеет частотный спектр, состоящий из трех дискретных частот 99, 100 и 101 Гц, т. е. несущей частоты и двух боковых, отстоящих от несущей на частоту модуляции.

Диссертация Ремиларда содержит множество фактических данных о громе и много ценных литературных ссылок. Однако теоретическое рассмотрение, сделанное Ремилардом, имеет небольшое значение, поскольку он в качестве исходной предпосылки принял, что звуковой канал испускает волны малой амплитуды. В настоящее время общепринято мнение, основанное на теории и эксперименте, что канал порождает сильную ударную волну. Ремилард проанализировал данные Де Лисла [16] об интервалах времени между вспышкой молнии и приходом грома и о продолжительности грома. Некоторые из этих данных приведены на рис. 6.2. Ремилард заключил, что измерен-



Р и с . 6.2. Связь между продолжительностью грома и интервалом времени между молнией и громом (кружки) [16]. Сплошные кривые [34] соответствуют случаю, когда продолжительность грома определялась разницей в расстояниях от наблюдателя до концов вертикального канала молнии (длиной от 2 до 18 км) при разряде молнии на землю.

ная продолжительность грома вдвое превышала расчетную для каналов обычной высоты. Иными словами, согласно анализу Ремиларда, средняя продолжительность грома должна соответствовать высоте каналов над землей в 12 км, если продолжительность звука определять раз-

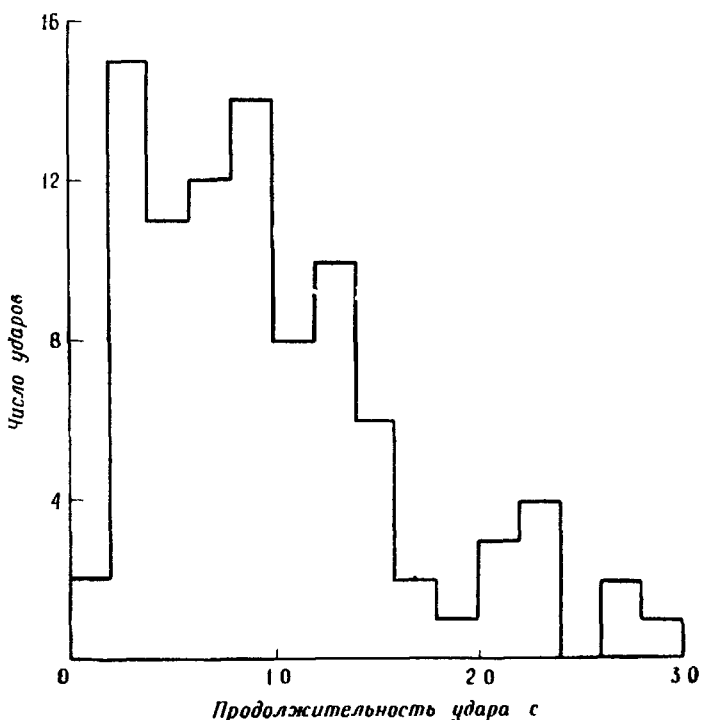


Р и с . 6.3. Общая продолжительность грома в зависимости от времени между молнией и громом [24]. △ облачные вспышки; ○ вспышки на землю; □ неидентифицированные вспышки.

ницей между временами достижения звуком наблюдателя от основания канала и от его вершины. Поэтому Ремилард предположил, что в облаке на высоте около 6 км существует слой снежной крупы, который отражает гром и увеличивает его продолжительность.

С другой стороны, Лесом [24] привел данные, показывающие, что продолжительность грома очень хорошо соответствует обычным длинам канала, и, следовательно, нет необходимости предполагать существование отражающей поверхности в облаке. Данные Лесома приведены на рис. 6.3. Из противоречащих друг другу выводов Лесома

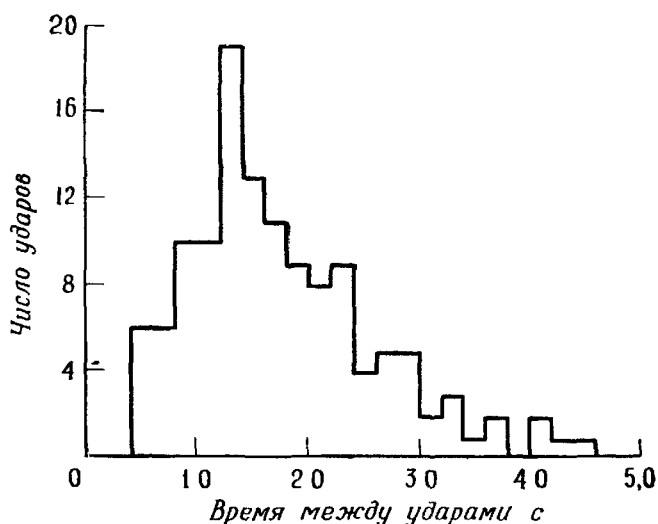
и Ремиларда предпочтение следует отдать результатам Лесома, если предположить, что Де Лисл регистрировал гром, вызванный не разрядами на землю, а внутриоблачными вертикальными разрядами, которые происходили над головой. В частности, запись грома, приведенная на рис. 6.16 вполне подобна типичным данным Де Лисла.



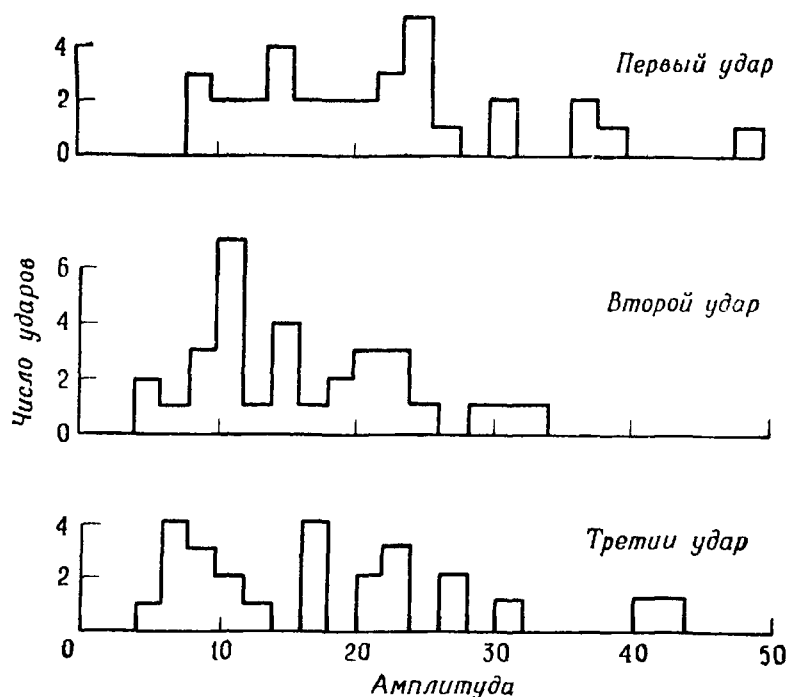
Р и с . 6.4. Гистограмма продолжительности удара [24].

Лесом [24], используя емкостной микрофон, зарегистрировал изменения давления, вызванные громом. Он установил, что почти во всех случаях перед основным раскатом существует звук слабой интенсивности (лидер грома) продолжительностью от 0,1 до 2,2 с и что обычно гром состоит из трех или четырех дискретных импульсов, или ударов, причем колебания давления в пределах каждого удара имеют частоту ~ 100 Гц. Продолжительность ударов составляла от 0,2 до 1 с (рис. 6.4), а время между импульсами (время от начала одного удара до начала следующего) обычно было от 1,2 до 1,4 с (рис. 6.5). Как видно из рис. 6.6, амплитуды ударов грома изменяются незначительно с порядковым номером удара. Лесом установил,

что начало лидера грома, как и начало ударов, соответствует сжатию. Было установлено, что гром от облачных разрядов имеет те же самые основные характеристики,



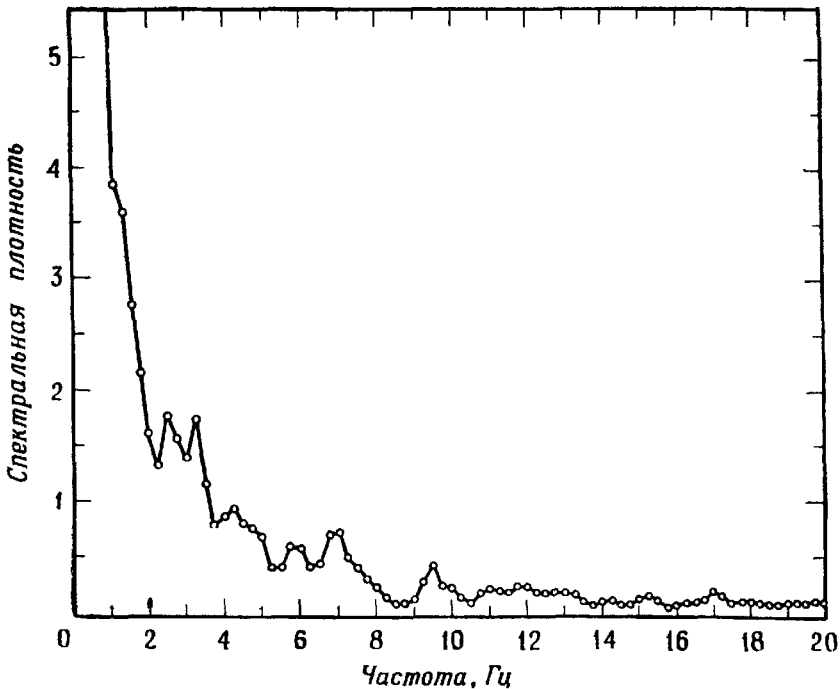
Р и с . 6.5. Гистограмма интервалов времени между началом последовательных ударов [24].



Р и с . 6.6. Гистограмма относительных амплитуд ударов грома в зависимости от номера удара [24].

что и от разрядов на землю, хотя гром от последних обычно сильнее.

Бартенду [8] (см. также [9]) для регистрации давления грома использовал микрофон, работающий по принципу проволочного термоанемометра (для инфразвуковых частот), и пьезоэлектрический микрофон с рупором (для звуковых частот). В первом микрофоне регистрируется сопротивление нагретой проволоки, которое меняется под действием изменений давления воздуха и служит мерой колебаний давления. Реакция микрофона с нагретой проволокой на изменения инфразвукового давления (сжатия или разрежения) является однонаправленной. Таким образом, этот прибор в некотором смысле действует как двухполупериодный выпрямитель в электрической цепи. Бартенду сообщил, что максимум энергии грома находится в инфразвуковой области, но не привел данных по абсолютному измерению давления в области низких частот. Согласно измерениям, проведенным с помощью пьезоэлектрического микрофона, среднее изменение давления в области слышимых частот было око-



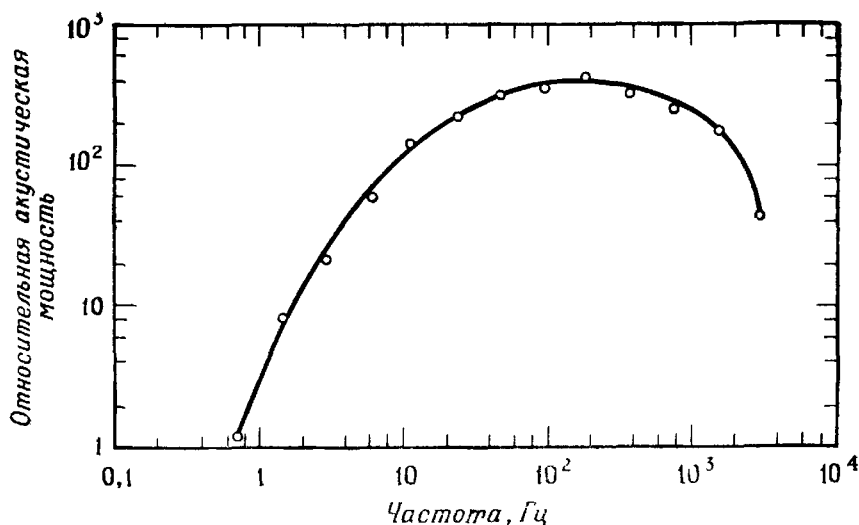
Р и с . 6.7. Состав инфразвуковых частот согласно [8]

до 10^{-5} атм, а максимальная величина составляла 10^{-4} атм. Данные, полученные с помощью микрофона с нагретой проволокой, были проанализированы по частотному спектру в интервале от 1 до 20 Гц. Типичный спектр приведен на рис. 6.7. Было установлено, что в интервале от 1 до 20 Гц интенсивность звука обычно уменьшается с ростом частоты. Главные максимумы приходятся на интервал частот от 0,75 до 6 Гц. Не ясно, каким образом при частотном анализе производилось устранение искажений, возникших в результате нелинейности микрофона с нагретой проволокой. Исследование спектра, записанного с помощью пьезоэлектрического микрофона, показало, что имеет место нерегулярное изменение спектральной плотности в 2—3 раза в интервале частот от 20 до 100 Гц.

Бартенду определил грохот как более продолжительный и более мощный звук, чем удар. Он считает, что удары часто являются составной частью рокота на последней стадии грома. Используя систему трех микрофонов, Бартенду смог определить направление и высоту различных составляющих грома. Он нашел, что первый звук обычно исходит из основания канала, что грохот исходит непосредственно из канала разряда и что последовательное грохотание является результатом действия различных (часто более высоких) частей канала. Бартенду отметил, что удары постукают с направлений, отличных от направлений прихода грохота; таким образом, удары могут быть результатом отражений или действия более высоких и более удаленных частей разряда. По данным Бартенду, исходный импульс от большей части значительных изменений давления является сжимающим, обычный гром можно услышать на расстоянии не более 25 км и, как правило, продолжительность грома составляет от 5 до 20 с.

В 1967 г. Фью и др. [18] сообщили о результатах двух независимых исследований спектра грома, проведенных в Техасе и Нью-Мексико. Система микрофонов, использованная в Техасе, имела равномерную частотную характеристику в интервале от 0,1 до 400 Гц; система в Нью-Мексико — в интервале от 0,2 Гц до 20 кГц. Измерения свидетельствуют, что избыточное давление обычно составляет 10^{-4} атм. Об измерениях энергетического спектра сообщений нет. Анализ данных, полученных в Техасе,

проводился исходя из числа пересечений кривой давления нулевого уровня. Полученные таким образом преобладающие частоты находились в интервале от 180 до 260 Гц. В Нью-Мексико данные, записанные на магнитную ленту, исследовались на анализаторе акустических спектров; выведенный таким образом спектр усредненной акустичес-



Р и с . 6.8. Акустический спектр грома, записанный на магнитной ленте, от 12 разрядов на землю и 11 внутриоблачных разрядов. Приведенные данные представляют усреднение по 23 отдельным спектрам [18].

кой мощности показан на рис. 6.8. Полученные акустические спектры всегда имели широкие пики в области 100 Гц; в то же время никаких пиков в инфразвуковой области не наблюдалось. Ни в одном случае не отмечалось, что инфразвуковые частоты несут сколько-либо существенную энергию. Этот результат находится в противоречии с данными Шмидта [42], Арабаджи [1, 2] и Бартенду [8]. Фью и др. [18] разработали теорию, объясняющую наблюдаемый широкий максимум близ частоты 200 Гц. Эта теория будет изложена в разд. 6.3.1.

Ньюман и др. [30] провели измерения давления на расстоянии 0,3 м от нескольких разрядов молнии. Результаты этих измерений приведены в конце разд. 6.3.1,

6.3. ГИПОТЕЗЫ И ТЕОРИИ

6.3.1. Ударная волна

Энергия на единицу длины, освобождающаяся в импульсе, порядка 10^5 Дж/м (разд. 7.3.3). Эта энергия тратится на диссоциацию, ионизацию, возбуждение и повышение кинетической энергии частиц канала, на излучение, а также на расширение канала. Та часть исходной энергии, которая идет на диссоциацию, ионизацию, возбуждение и повышение кинетической энергии частиц канала, а также на излучение, явно невелика (разд. 7.3.3), и потому бóльшая часть исходной энергии канала реализуется в виде энергии расширения канала. Быстро нагретый канал с очень высоким начальным давлением порождает цилиндрическую ударную волну, распространяющуюся радиально от оси канала. Ряд исследователей [25, 36—41, 44] рассчитали свойства сильных цилиндрических ударных волн и получили близкие результаты. Согласно Лину [25], радиальная часть сильной цилиндрической ударной волны описывается выражением

$$r = S \left(\frac{W}{\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2}, \quad (6.1)$$

где S — коэффициент, зависящий от свойств газа и приблизительно равный единице для воздуха, W — энергия, освобождающаяся на единицу длины (в предположении, что это происходит мгновенно), t — время и ρ_0 — плотность атмосферы. Давление, порожденное ударной волной (давление за фронтом ударной волны), равно

$$P = 0,2 \frac{W}{r^2} \text{ Н/м}^2. \quad (6.2)$$

Соотношения (6.1) и (6.2) справедливы лишь в том случае, если давление ударной волны значительно превышает давление окружающей среды. Ссылки на статьи, в которых справедливость (6.1) и (6.2) и аналогичных уравнений для сферической геометрии подтверждается экспериментально, указаны в обзоре Пайна и Роджерса [33].

Теория Лина исходит из предположения, что подводимая энергия реализуется в канале мгновенно, т. е. прежде, чем ударная волна успеет продвинуться на заметное расстояние. Дабкина [17] и Брагинский [10] рассмотрели случай немгновенной реализации исходной энергии в канале разряда. Результаты расчетов радиуса канала молнии в зависимости от времени, выполненные с использованием теории Брагинского, см. в разд. 7.3.3. Вполне вероятно, что подвод энергии к каналу молнии осуществляется достаточно быстро, чтобы (6.1) и (6.2) оказывались разумными приближениями. Для выполнения этого условия большая часть энергии в короткий отрезок канала должна вводиться прежде, чем ударная волна, созданная расширением канала из-за высокого давления, сможет оторваться от канала.

Поскольку давление на сферическом фронте в режиме сильной ударной волны уменьшается пропорционально квадрату радиуса фронта, сильная волна, достигшая определенного радиуса, перейдет в слабую, которая в свою очередь в конце концов выродится в звуковую волну. Теория для слабой цилиндрической ударной волны, на фронте которой избыточное давление составляет от 0,1 до 10 атм, отсутствует. Броне [11] провел расчеты слабой волны для сферического случая; его расчеты легко распространяются на область звуковой волны.

Согласно Фью и др. [18], величина подводимой энергии на единицу длины канала молнии определяет преобладающие частоты, присутствующие в громе*. Подводимая энергия порождает ударную волну, которая переходит в звуковую с длиной волны, как установлено Фью и др. [18], прямо пропорциональной корню квадратному из подведенной энергии на единицу длины. Частота, характеризующая звуковую волну, по порядку величины определяется отношением длины звуковой волны к скорости ее распространения. Фью и др. применили теорию цилиндрической ударной волны для описания сильной цилиндрической волны и вариант теории сферической ударной волны [11] с измененным масштабом для описания слабой

* Форма частотного спектра грома, измеренного на данном расстоянии от канала определяется также селективным поглощением в атмосфере высоких частот, как это обсуждается в разд. 6.3.2.

цилиндрической ударной волны и звуковых волн. Было установлено, что длина волны звука, возникающая при релаксации цилиндрической ударной волны, равна

$$l = 1,47 \left(\frac{W}{p} \right)^{1/2}, \quad (6.3)$$

где p — давление окружающей среды. Радиус, при котором слабая ударная волна переходит в звуковую, по-видимому, того же порядка, что и l (см. также [23]). Фью и др. [18] оценили, что максимальная вводимая в канал энергия составляет $1,7 \cdot 10^6$ Дж/м и, исходя из этого, нашли, что максимальная величина l равна 6 м, а минимальная преобладающая частота составляет 57 Гц на уровне земли. Минимальная частота звука, создаваемого каналом на высоте 6 км, из-за уменьшения давления с высотой снижается до 39 Гц. При введении в канал энергии 10^5 Дж/м преобладающая частота составляет около 200 Гц, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, приведенными в [18]. Даусон и др. [15] показали, что использование эмпирического выражения

$$f = c \left(\frac{p}{W} \right)^{1/2}, \quad (6.4)$$

где f — преобладающая частота, а c — скорость звука, приводит к хорошим результатам при описании как разряда молнии ($W \approx 10^5$ Дж/м), так и лабораторной искры длиной 4 м (для которой $W = 5 \cdot 10^3$ Дж/м и частота звуковых колебаний лежит в интервале 1350—1650 Гц). Тот факт, что теория дает разумные результаты для исходных энергий, различающихся по величине на полтора порядка, можно рассматривать как подтверждение справедливости теории.

Оценим давление, создаваемое сильной ударной волной. Из (6.2) следует, что давление за фронтом ударной волны для $W = 10^5$ Дж/м равно

$$p = \frac{0,2 \cdot 10^5}{r^2} \text{ Н/м}^2 = \frac{0,2}{r^2} \text{ атм.} \quad (6.5)$$

Таким образом, избыточное давление при радиусе 0,02 м составляет ~ 500 атм, при $r = 0,05 \sim 80$ атм и при $r = 0,14$ м

~ 10 атм. Живлюк и Мандельштам [50] использовали теорию Брагинского [10] для расчета давления ударной волны в зависимости от скорости нарастания тока в импульсе. Они установили, что для типичной скорости нарастания тока в первом импульсе 3 кА/мкс избыточное давление ударной волны при $r=0,05$ м составляет ~ 91 атм, при $r=0,5$ м $\sim 8,9$ атм и при $r=5,0$ м $\sim 0,87$ атм. Эти значения избыточного давления приближенно согласуются с величинами, полученными из ф-лы (6.5) для малых радиусов, однако теория Брагинского предсказывает более медленное уменьшение давления ударного фронта с увеличением радиуса, чем теория сильной ударной волны (для избыточных давлений выше 10 атм) или теория Фью и др.

Как уже отмечалось в разд. 5.5.2, давления в канале могут быть оценены путем спектроскопических измерений. Именно это высокое давление в канале порождает ударную волну. Полученное из спектроскопических данных значение исходного давления в канале является *усредненным* за интервал около 5 мкс. Определенная таким путем величина составляет ~ 10 атм. Однако процесс усреднения преувеличивает вклад давлений ~ 10 атм или ниже. Это происходит из-за того, что 1) линия $H\alpha$ сильно размыта и по ней трудно судить о концентрации электронов выше 10^{24} м⁻³; если такие концентрации и существуют, то они не регистрируются; 2) линии NII , используемые для оценок температуры, наиболее ярки при температурах близ 30 000 К; вследствие этого если температура канала была порядка 50 000 К в течение 0,1 мкс и 30 000 К в течение 4,9 мкс, то анализ суммарного излучения за весь интервал в 5 мкс дает значение около 30 000 К. В свете имеющихся данных об ударных волнах вполне вероятно, что начальное давление внутри канала значительно превышает 10 атм.

Единственные экспериментальные данные о давлении ударной волны на расстояниях в несколько метров от канала молнии были сообщены Ньюманом и др. [30]. Ими были искусственно вызваны разряды молнии выстреливанием тонких проволок в воздух под грозовыми облаками. Большая часть возбужденных таким способом разрядов имела относительно медленный скачок

тока (время нарастания миллисекунды) и, по-видимому, была вызвана движущимися вверх лидерами (см. разд. 2.4.2, 2.5.4 и 4.4). Для четырех разрядов максимальное избыточное давление, измеренное на расстоянии 0,3 м от искрового промежутка, через который протекал ток, составляло 1,2; 1,2; 2,0 и 0,3 атм соответственно. Поскольку скорость нарастания тока была относительно мала, можно ожидать, что измеренные избыточные звуковые давления ниже, чем избыточные давления в обычных разрядах облако — земля. Ньюман и др. [31] установили, что необходимо пересмотреть точность калибровочной эталонной воздуходувки, использованной для получения данных по избыточному давлению. Согласно теории Фью и др. [18], избыточное давление на расстоянии 0,3 м от разряда с исходной энергией 10^5 Дж/м составляет около 4 атм.

6.3.2. Звуковая волна

Как было показано в предыдущем разделе, цилиндрическая ударная волна, испускаемая возвратным ударом, ослабевает до звуковой волны на расстоянии нескольких метров от канала. Очевидно, именно эта звуковая волна, порождаемая всем каналом и видоизмененная средой, через которую она проходит, становится громом. Когда гром слышится с расстояния порядка 100 м от канала разряда, то он состоит из одного громкого удара, хотя часто сообщают, что перед ударом имеют место свистящие и щелкающие звуки малой интенсивности. Когда гром слышится с расстояния километра от канала разряда, то он обычно состоит из грохочущего шума, прерываемого рядом резких ударов. Ниже мы прежде всего рассмотрим, почему гром можно слышать только на относительно небольших расстояниях, а затем перейдем к объяснению наблюдаемых изменений давления грома, особенно происхождения преобладающей частоты грома и ударов грома.

Обычно гром нельзя услышать на расстояниях больше 25 км от канала. Отдельные сообщения о слышимости грома на больших расстояниях сделали Виенема [47—49], Брукс [13], Кейв [14], Пейдж [32] и Тальярд [45].

С другой стороны, Оулт [6], капитан исследовательского судна «Карнеги», сообщил, что гроза на озере перестает быть слышимой на расстоянии примерно 8 км.

Флигль [19] предположил, что гром не слышен далее 25 км в результате изгибания кверху звуковых лучей, вызываемого наличием градиента температуры и сдвига ветра. Поскольку скорость распространения звука пропорциональна корню квадратному из температуры, а температура обычно падает с высотой, то, согласно закону Снеллиуса, звуковые волны будут изгибаться вверх. Флигль показал, что при линейном градиенте температуры с высотой звуковые лучи, исходящие из канала и в некоторой точке становящиеся перпендикулярными к поверхности земли, описывают траектории, близкие к параболической. Для типичной скорости падения температуры 7,5 К/км звук, который зарождается на высоте 4 км, имеет максимальный интервал слышимости 25 км, если пренебречь сдвигом ветра. Иными словами, звуковые волны, распространяющиеся с высоты 4 км, становятся перпендикулярными к земной поверхности на расстоянии 25 км от канала разряда. Все звуки, возникшие на высоте ниже 4 км, не будут слышны на расстоянии 25 км; напротив, звуки, возникшие выше 4 км, будут слышны. Флигль показал, что сдвиг ветра, т. е. изменение скорости ветра с высотой, может вызвать преломление грома, которое по порядку величины близко к преломлению, вызываемому градиентом температуры. Звуковые лучи могут преломляться вверх или вниз в зависимости от соотношения направлений распространения ветра и звука. Сдвиг скорости ветра 4 м/с на 1 км может привести к траектории звукового луча, почти эквивалентной траектории, которая возникает при градиенте температуры 7,5 К/км.

Флигль предупреждает, что кроме падения температуры с высотой и сдвига ветра на слышимость грома могут влиять и другие факторы. Например, область температурной инверсии будет увеличивать интервал слышимости; особенности местности, которые мешают горизонтальному распространению критических звуковых лучей на последних нескольких километрах их пути, будут уменьшать интервал слышимости грома.

Следует полагать, что основание канала молнии является мощным источником звука, поскольку именно оно выглядит наиболее ярким на фотографиях канала. Вероятно, сильный удар грома, слышимый на расстоянии 100 м или менее от разряда молнии, порождается сильной звуковой волной от основания канала, когда же наблюдатель находится в километре от канала, то начальный громкий удар преломляется на некоторой высоте, и разряд сопровождается рокотом.

Рассмотрим теперь частоты колебаний грома. Мы видели в разд. 6.2, что существует определенная разница между результатами различных исследователей относительно преобладающей частоты (или частот), присутствующей в громах. Согласно Шмидту [42], Арабаджи [1, 2] и Бартенду [8], наибольшая энергия грома приходится на инфразвуковую область частот ~ 1 Гц, в то время как Лесом [24] и Фью и др. [18] получили, что преобладающая частота находится в районе 100 Гц. Шмидт не проводил измерений абсолютного давления грома в области слышимости, а пришел к своему выводу на основе измерений изменений давления в инфразвуковой области и сравнений их с изменениями давления от обычных источников громких звуков. Поскольку Фью и др. [18] и Бартенду [8] измерили более сильные изменения давления в звуковой области, чем Шмидт в инфразвуковой, выводы Шмидта, по-видимому, неверны. Более того, как отмечалось в разд. 6.2, имеются определенные сомнения в правильности интерпретации Шмидтом своих данных. Арабаджи [2] сообщил, что он провел измерения абсолютного давления как в инфразвуковой, так и в звуковой областях и что преобладающие частоты лежали в инфразвуковой области. Он не сообщил подробностей, подтверждающих это утверждение. Бартенду [8] привел данные относительно абсолютного давления грома в звуковой области, но не привел данных для инфразвуковой. Справедливость его утверждения, что преобладающая энергия грома приходится на инфразвуковую область, требует подтверждения. Доказательства, что изменения давления, вызванные громом, приходятся главным образом на частоты вблизи 100 Гц, получены на основании данных Лесома [24], на основании двух независимых исследо-

ваний, проведенных Фью и др. [18], и на основании теории, описанной в разд. 6.3.1. Следовательно, вполне вероятно, что преобладающая частота грома действительно находится близ 100 Гц.

Как отметили Фью и др., для того чтобы ударная волна, испускаемая каналом, создавала преобладающую частоту в 1 Гц, радиус, при котором ударная волна должна выродиться в звуковую волну, должен составлять 130 м. В этом случае начальная энергия должна составлять $\sim 5,5 \cdot 10^8$ Дж/м, что на три порядка больше, чем получено из других оценок (разд. 7.3.3).

В акустическом спектре, приведенном на рис. 6.8, заметно резкое уменьшение акустической мощности с увеличением частоты выше нескольких сотен герц. Частично, если не целиком, это уменьшение объясняется тем, что затухание звуковых волн в воздухе возрастает с повышением частоты. Например, звуковая волна с частотой 2000 Гц затухает до $\sim 0,3$ первоначальной амплитуды при прохождении 400 м в воздухе при стандартных температуре и давлении и относительной влажности от 50 до 100% [20]. Сигнал с частотой 300 Гц претерпевает аналогичное затухание при прохождении в воздухе 4 км [20]. Таким образом, следует ожидать, что измеренный акустический спектр грома содержит больше высоких частот, чем на рис. 6.8, если измерения проводятся близко к каналу разряда.

Рассмотрим теперь форму грома. Согласно Лесому [24], гром, который мы слышим на расстоянии 1 км или больше от канала разряда, начинается со звука слабой интенсивности (лидер грома) продолжительностью от 0,1 до 2,2 с. Начальная часть лидера грома создает сжатие. Основной гром состоит из трех или четырех отдельных ударов, слагающихся в рокочущий звук. Происхождение лидера грома неизвестно, однако о происхождении ударов можно сделать разумные предположения. Вероятно, удары связаны со звуком, испускаемым отрезками главного канала и его ветвями, которые приблизительно перпендикулярны к прямой, соединяющей наблюдателя с отрезками канала. Как независимо показали Брук и Мак-Крори [12] и Юман и др. [46], звук, принимаемый от отрезка канала, сильно зависит от ориентации этой части

канала относительно наблюдателя. Когда часть канала или ветви перпендикулярна к линии зрения, звук от всех точек части канала достигает наблюдателя с минимальным разделением по времени, порождая удар. Естественно считать, что ветви первого разряда должны быть мощными источниками звука, поскольку, согласно Малану и Колленсу [28], ветви могут быть ярче, чем канал над этими ветвями. Более того, интересно отметить, что наблюдается примерно то же число ударов в громе [24], что и ветвей в первом возвратном разряде [43], так что присутствие ветвей может объяснить значительную часть ударов грома.

Брук и Мак-Крори [12] и Юман и др. [46] показали, что длинный линейный участок канала создает однородный звук во всех своих частях со значительно меньшим уровнем интенсивности звука вдали от канала, чем приблизительно прямой участок канала такой же длины, но имеющий мелкую извилистость. Относительно низкая интенсивность звука в прямом участке канала является результатом интерференционных эффектов. Если пренебречь краевыми эффектами, то наблюдатель одновременно фиксирует сжатие и разрежение воздуха от близких частей участка канала; суммирование сжатий и разрежений будет приводить к ослаблению сигнала. Если же канал извилист, то такой интерференции не будет.

Когда гром слышен с очень близкого расстояния, часто сообщают, что перед основным ударом грома слышатся шипящие и щелкающие звуки. Происхождение этих звуков неизвестно. Возможно, что шипящий звук вызван коронным разрядом на земле в сильном электрическом поле, наведенном лидером, а щелкающие звуки связаны с движущимся вверх разрядом [23] (см. подробнее разд. 7.6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Арабаджи В. И., О некоторых характеристиках грома, ДАН СССР, 82, № 3, 377—378 (1952).
2. Арабаджи В. И., Некоторые характеристики электрического состояния грозовых облаков и грозовой деятельности, Уч. записки Минского гос. пед. ин-та им. А. М. Горького, Юбилейный выпуск, сер. физ.-мат., № 7, 67—85 (1957).

3. Арабаджи В. И., Спектр грома, Природа, № 7, 74—75 (1965).
4. Arago F., O'Euvsres complètes, notices scientifiques, tome 1, Legrand, Pomey et Crouzet Libraries, Paris, 1854.
5. Aristotle (384—322 до н.э.), Meteorologica, trans. H. P. D. Lee, Loeb Classical Library, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass., 1951, p. 223—225.
6. Ault, Thunder at Sea, Sci. Am., 218, 525 (1916).
7. Bates E. L., The Cause of Thunder Again, Sci. Am., 88, 115 (1903).
8. Bhardendu, Acoustics of Thunder, Ph. D. thesis, Physics Department, Univ. of Saskatchewan, Saskatoon, Saskatchewan, 1964.
9. Bhardendu, Currie B. W., Atmospheric Pressure Variations from Lightning Discharges, Canad. J. Phys., 41, 1929—1933 (1963).
10. Брагинский С. И., К теории развития канала искры, ЖЭТФ, 34, вып. 6, 1548—1557 (1958).
11. Brode H. L., The Blast Wave in Air Resulting from a High Temperature, High Pressure Sphere of Air, Rand. Corp. Rep., RM-1825-AEC, 1956.
12. Brook M., McStroy R., частное сообщение, 1968.
13. Brooks C. F., Another Case, Mon. Weather Rev., 48, 162 (1920).
14. Cave C. L. P., The Audibility of Thunder, Nature, 104, 132 (1919).
15. Dawson G. A., Richards C. N., Krider E. P., Uman M. A., The Acoustic Output of a Long Spark, J. Geophys. Res., 73, 815—816 (1968).
16. De L'Isle J. N., Memoires pour servir à l'histoire et au progrès de l'astronomie de la geographie et de la physique, L'Imprimerie de l'Académie des Sciences, St. Petersburg, 1738.
17. Драбкина С. И., К теории развития канала искрового разряда, ЖЭТФ, 21, вып. 4, 473—483 (1951).
18. Few A. A., Dessler A. J., Latham D. J., Brook M., A Dominant 200 Hz Peak in the Acoustic Spectrum of Thunder, J. Geophys. Res., 72, 6149—6154 (1967).
19. Fleagle R. G., The Audibility of Thunder, J. Acoust. Soc. Am., 21, 411—412 (1949).
20. Harris C. M., Absorption of Sound in Air versus Humidity and Temperature, NASA-CR-647, Columbia Univ., New York, 1967.
21. Haldane E. S., Life of René Descartes, John Murray (Publishers), Ltd., London, 1905, p. 181.
22. Hirm M., The Sound of Thunder, Sci. Am., 59, 201 (1888).
23. Kitagawa N., Discussion, in S. C. Coroniti (ed.), Problems of Atmospheric and Space Electricity, Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 350—351.
24. Latham D. J., A Study of Thunder from Close Lightning Discharges, M. S. thesis, Physics Department, New Mexico Institute of Mines and Technology, Socorro, N. M., 1964.

25. Lin, S h a o - C h i, Cylindrical Shock Waves Produced by Instantaneous Energy Release, *J. Appl. Phys.*, **25**, 54—57 (1954).
26. Lucretius T. (98—55 B. C.), *On the Nature of Things*, book VI, trans. H. A. J. Munro, *Great Books of the Western World*, William Benton, Chicago, 1952, p. 81. (Русский перевод с латинского Ф. А. Петровского: Лукреций Кар Тит, О природе вещей, книга VI, изд-во АН СССР, М., 1958, стр. 208.)
27. Lyon J. A., *The Cause of Thunder Again*, *Sci. Am.*, **88**, 191 (1903).
28. Malan D. J., Collens H., *Progressive Lightning*, Pt. 3, *The Fine Structure of Return Lightning Strokes*, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A162**, 175—203 (1937).
29. Merston R. S., *A Theory of Thunder*, *Sci. Am.*, **23**, 68 (1870).
30. Newman M. M., Stahmann J. R., Robb J. D., *Experimental Study of Triggered Natural Lightning Discharges*, Rep. DS-67-3, Project 520-002-03X, Federal Aviation Agency, Washington, D. C., March, 1967.
31. Newman M. M., Stahmann J. R., Robb J. D., Lewis E. A., Martin S. G., Zinn S. V., *Triggered Lightning Strokes at Very Close Range*, *J. Geophys. Res.*, **72**, 4761—4764 (1967).
32. Page D. E., *Distance to Which Thunder Can Be Heard*, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **25**, 366 (1944).
33. Pain H. J., Rogers E. W. E., *Shock Waves in Gases*, *Rep. Progr. Phys.*, **25**, 287—336 (1962).
34. Remillard W. J., *The Acoustics of Thunder*, *Tech. Mem. 44*, Acoustics Research Laboratory, Division of Engineering and Applied Physics, Harvard Univ., Cambridge, Mass., September, 1960.
35. Reynolds R. V., *The Cause of Thunder*, *Sci. Am.*, **88**, 41 (1903).
36. Rouse C. A., *Theoretical Analysis of the Hydrodynamic Flow in Exploding Wire Phenomena*, eds. W. G. Chace and H. K. Moore, *Exploding Wires*, Plenum Press, Inc., New York, 1959.
37. Sakurai A., *On the Propagation and Structure of the Blast Wave (1)*, *J. Phys. Soc. Japan*, **8**, 662—669 (1953).
38. Sakurai A., *On the Propagation and Structure of a Blast Wave (2)*, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**, 256—266 (1954).
39. Sakurai A., *On Exact Solution of the Blast Wave Problem*, *J. Phys. Soc. Japan*, **10**, 827—828 (1955).
40. Sakurai A., *Decrement of Blast Wave*, *J. Phys. Soc. Japan*, **10**, 1018 (1955).
41. Sakurai A., *On the Propagation of Cylindrical Shock Waves*, eds. W. G. Chace and H. K. Moore, *Exploding Wires*, Plenum Press, Inc., New York, 1959.
42. Schmidt W., *Über den Donner*, *Meteorol. Z.*, 487—498 (1914).
43. Schönlund B. F. J., Malan D. J., Collens H., *Progressive Lightning*, Pt. 2, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A152**, 595—625 (1935).
44. Swigart R. J., *Third Order Blast Wave Theory and Its Ap-*

- plication to Hypersonic Flow Past Blunt-nosed Cylinders, *J. Fluid Mech.*, 9, 613—620 (1960).
45. T a l j a a r d J. J., How Far Can Thunder Be Heard? *Weather*, 7, 245—246 (1952).
 46. U m a n M. A., M c L a i n D. K., M y e r s F., Sound from Line Sources with Application to Thunder, Westinghouse Res. Lab. Rep. 68-9E4-HIVOL-R1, 1968.
 47. V e e n e m a L. C., Die Hörweite des Gewitterdonner, *Z. angew. Meteorol., Wetter*, 127—130, 187—192, 258—262 (1917).
 48. V e e n e m a L. C., Die Hörweite des Gewitterdonner, *Z. angew. Meteorol., Wetter*, 56—68 (1918).
 49. V e e n e m a L. C., The Audibility of Thunder, *Mon. Weather Rev.*, 48, 162 (1920).
 50. Ж и в л ю к Ю. Н., М а н д е л ь ш т а м С. Л., О температуре молнии и силе грома, *ЖЭТФ*, 40, вып. 2, 483—487 (1961).

Теория процесса разряда

7.1. ВВЕДЕНИЕ

В каждом из последующих импульсов или частичных разрядов, составляющих разряд молнии, различают две стадии — за стадией движущегося вниз лидера наступает стадия движущегося вверх возвратного удара. Эти явления мы будем называть лидером и возвратным стримером, поскольку они имеют те же самые свойства, что и электрические стримеры, получаемые в лаборатории. Такой стример представляет собой проводящий шнур ионизованного газа, который увеличивается в длине за счет процессов ионизации, протекающих в электрическом поле перед его вершиной. Он электрически заряжен по всей своей длине, однако его потенциал не равен потенциалу электрода, из которого он начал развиваться, т. е. вдоль него наблюдается падение потенциала. Это падение потенциала и создает поле, которое вызывает ток по стержню стримера; этот ток заряжает вновь образовавшиеся части стримера до потенциала, необходимого для его дальнейшего развития.

Ш о н л а н д Б. Ф. Дж., Развивающаяся молния, ч. 4, Механизм разряда. Proc. Roy. Soc. (London), A164, 132—150 (1938).

Ясно, что условия для появления вспышки заключаются не в том, чтобы потенциал пробоя был достигнут во всем промежутке, а в том, чтобы возникло поле достаточной напряженности для «самораспространяющегося разряда», которое в другом месте может достигать только нескольких вольт на сантиметр... .

Такой канал может рассматриваться просто как развитие возникшего проводника, а градиент потенциала вдоль него составляет всего лишь около 10 В/см... .

Условия появления искры в неоднородном поле, по-видимому, заключаются в том, что ток в коронном разряде с электрода должен быть достаточным для перехода от тлеющего разряда к дуге, после чего лидер будет развиваться в соответствии с упомянутым выше механизмом.

Б р у к С. Е. Р., Молния и искровые разряды, Nature, 147, 805—806 (1941).

Развитие исследований молнии показало, что согласование явлений природы с результатами лабораторных экспериментов является сложной задачей. Оценки и значения, полученные путем мо-

дельных экспериментов в уменьшенном масштабе, часто неверны, но пользуются ими довольно долго.

М ю л л е р - Х и л л е б р а н д Д., Защита домов молниеотводами, исторический обзор, *J. Franklin Inst.*, 274, 34—54 (1962).

О лидерном процессе и возвратном ударе собраны многочисленные экспериментальные данные. Из этих данных получена информация об относительных интенсивностях и скоростях распространения различных явлений светимости и о связанных с ними зарядах и токах. К сожалению, физические модели по экспериментальным данным часто строились по интуиции, а не на основе детального количественного анализа. Исследования молнии характеризуются почти полным отсутствием количественных теоретических работ. Это отсутствие количественной теории до некоторой степени оправдано. Например, нет количественной теории для электрического пробоя в *неоднородных* электрических полях, хотя об этом типе пробоя в лабораторных условиях собраны значительные экспериментальные данные. Чтобы окончательно ввести в заблуждение читателя, в литературе по «теории» молнии лабораторные данные, многие из которых противоречивы, часто экстраполируют для «объяснения» явлений молнии. Общее плачевное состояние иллюстрируется различными теориями ступенчатого лидера, что будет рассматриваться в разд. 7.4. В большей части литературных источников по молнии слова *пилот-лидер* и *стример* заменяют объяснения физического смысла явлений. Но назвать еще не значит объяснить. Более того, в настоящее время различные исследователи используют эти термины для обозначения различных понятий, и общепринятое значение этих слов меняется со временем. В предыдущих главах мы не пользовались термином «пилот-лидер», а ограничились использованием только слова «стример». Попытаемся в этой главе внести ясность в сущность этих слов.

7.2. МЕХАНИЗМЫ РАЗРЯДА

7.2.1. Введение

Если к двум металлическим электродам приложена разность потенциалов, то в пространстве между электродами создается электрическое поле. Вообще, газ, в кото-

ром находятся электроды, можно рассматривать как изолятор до тех пор, пока приложенное напряжение не превысит строго определенную величину, известную как напряжение пробоя. Для плоскопараллельных электродов в воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре напряженность электрического поля, необходимая для пробоя, составляет около $3 \cdot 10^6$ В/м. Напряжение пробоя находят путем увеличения поля в межэлектродном зазоре. При одинаковом расстоянии между электродами напряжение пробоя неоднородного промежутка всегда меньше, чем однородного. Чтобы наступил пробой, в промежутке между электродами должно быть некоторое количество электронов. На практике эти электроны всегда присутствуют в результате действия космических лучей или естественной радиоактивности.

Начальные электроны ускоряются полем пробоя до энергии, достаточной, чтобы вызвать ионизацию при столкновении с атомами газа. Электроны, возникшие при ионизации, в свою очередь создают новые электроны и в результате происходит рост концентрации электронов и ионов. Процесс разряда может также зависеть от так называемых вторичных процессов, причем первичным процессом является электронно-ударная ионизация. Возможны следующие вторичные процессы: 1) вторичная электронная эмиссия на катоде за счет соударения с положительными ионами; 2) фотоэлектронная эмиссия на катоде, вызванная фотонами, испущенными газом; 3) электронная эмиссия с катода за счет попадания метастабильных атомов или ионов; 4) ионизация газа положительными ионами; 5) ионизация газа фотонами, испущенными газом. Число свободных электронов может уменьшаться за счет захвата нейтральными атомами и молекулами, рекомбинации с ионами и диффузии. Для знакомства с различными видами взаимодействий частиц читатель отсылается к работам [34, 43, 45]. Основная физическая задача заключается в том, чтобы дать количественное описание изменений концентраций электронов и ионов в разрядном промежутке в зависимости от координат и времени на основе процессов взаимодействия, которые происходят в промежутке и на электродах.

7.2.2. Явления разряда в отсутствие заметного пространственного заряда

Рассмотрим процесс ионизации в однородном поле между плоско-параллельными электродами до того, как пространственный заряд начнет искажать приложенное поле. Положим, что n_0 электронов испускаются в единицу времени с катода при $x=0$. Эти электроны перемещаются в однородном электрическом поле E и создают дополнительные электроны за счет ионизации при столкновениях. Пусть α — число новых электронов, создаваемых на 1 см пути электрона. Коэффициент α называется первым ионизационным коэффициентом Таунсенда, или коэффициентом первичной ионизации электронов. Для простоты пренебрежем процессами, в результате которых электроны пропадают. Тогда n_x электронов на пути dx генерируют за счет ионизации $\alpha n_x dx$ новых электронов, так что

$$dn_x = \alpha n_x dx. \quad (7.1)$$

Решением уравнения (7.1) является соотношение

$$n_x = n_0 e^{\alpha x}, \quad (7.2)$$

т. е. наблюдается экспоненциальный рост числа электронов. Группа электронов, возникающая в результате ударной ионизации, вызванной несколькими первичными электронами, находившимися в одном и том же месте в пространстве, называется *лавиной*. Можно показать [65], что

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right), \quad (7.3)$$

где p — давление газа при постоянной температуре. Для функции α/p при больших величинах E/p Таунсенд получил простое выражение

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (7.4)$$

где A и B — константы для рассматриваемого газа. Контаретос [27] дал аналитическое приближение для отноше-

ния α/p в воздухе при комнатной температуре и отношении E/p от 10^2 до 10^5 В/м·мм рт. ст. Для воздуха при комнатной температуре $\alpha/p \approx 6$ для $E/p \approx 5 \cdot 10^3$, $\alpha/p \approx \approx 50$ для $E/p \approx 10^4$ и $\alpha/p \approx 500$ (м·мм рт. ст.)⁻¹ для $E/p \approx \approx 3,5 \cdot 10^4$ В/м·мм рт. ст. Для отношения E/p в интервале от $3 \cdot 10^3$ до 10^4 В/м·мм рт. ст. скорость дрейфа электронов в воздухе при комнатной температуре меняется от 10^5 до $3 \cdot 10^5$ м/с [13, 57]. До сих пор только n_0 электронов в единицу времени покидали катод. Они могли быть результатом фотоэлектронной эмиссии, вызванной внешним источником света. Катод может испускать дополнительные электроны, вызванные вторичными процессами, как упоминалось в разд. 7.2.1. (Мы пренебрегли вторичными процессами в газе, хотя они и могут быть легко включены в анализ.) Положим

n'_0 — общее число электронов, испускаемых с катода в единицу времени,

n''_0 — число электронов, испускаемых с катода в единицу времени в результате вторичных процессов;

тогда

$$n'_0 = n_0 + n''_0. \quad (7.5)$$

Если n_x электронов при прохождении пути dx в результате вторичных эффектов вызывают эмиссию $\omega n_x dx$ электронов с катода, то в установившемся состоянии

$$n''_0 = \int_0^d \omega n'_0 \exp \alpha x dx = \frac{\omega}{\alpha} n'_0 [(\exp \alpha d) - 1], \quad (7.6)$$

где d — координата анода по оси x . Комбинируя (7.5) и (7.6), получим

$$n'_0 = n_0 + \frac{\omega}{\alpha} n'_0 [(\exp \alpha d) - 1], \quad (7.7)$$

или

$$n_0 = n'_0 \left\{ 1 - \frac{\omega}{\alpha} [(\exp \alpha d) - 1] \right\}. \quad (7.8)$$

Общее число электронов на аноде равно $n_d = n_0 \exp \alpha d$, так что

$$n_d = \frac{n_0 \exp \alpha d}{1 - \frac{\omega}{\alpha} [(\exp \alpha d) - 1]} . \quad (7.9)$$

Выражение (7.9) справедливо для стационарного состояния. Поскольку электрический ток на аноде создается электронами и стационарный ток должен быть непрерывным в межэлектродном промежутке, выражение (7.9) пропорционально току разряда. Это делает возможным экспериментальную проверку справедливости изложенной выше теории. Такие эксперименты обычно включают измерения стационарного тока в межэлектродном промежутке в зависимости от размера этого промежутка при постоянном отношении E/p и сравнение этих данных с теоретическими, полученными из уравнений, аналогичных (7.9), а также измерение нарастания тока в межэлектродном промежутке со временем (теорию нарастания тока мы не рассматривали; см., например, [52]).

Даже если (7.9) справедливо только в отсутствие искажения поля пространственным зарядом и полный электрический пробой не протекает без таких искажений, из выражения (7.9) можно получить однозначный критерий пробоя. Критерий пробоя Таунсенда можно сформулировать так: пробой происходит, если знаменатель в (7.9) становится равным нулю, т. е

$$1 - \frac{\omega}{\alpha} [(\exp \alpha d) - 1] = 0. \quad (7.10)$$

Для данного межэлектродного промежутка и давления газа должна быть такая напряженность электрического поля и, следовательно, статический потенциал пробоя, при котором справедливо уравнение (7.10). Оно эквивалентно условию, что каждый электрон, вылетевший из катода и достигший анода, будет замещен за счет вторичных процессов новым выбитым из катода электроном. С точки зрения теории управления это будет механизм с положительной обратной связью (регенерация вышедших с катода электронов), приводящий к неустойчивому со-

стоянию, которое кончается пробоем. Достаточно весьма небольшого увеличения напряжения сверх статического потенциала пробоя, чтобы привести к пробую и, следовательно, критерий самоподдерживающегося разряда является по существу критерием пробоя.

Для более детального рассмотрения процессов ионизации в однородных межэлектродных промежутках, а также различных вторичных процессов читатель отсылается к работам [29—31, 34, 57]. В этих работах показано, что для всех рассмотренных вторичных процессов критерий пробоя, данный уравнением (7.10), остается по существу неизменным.

7.2.3. Явления разряда в присутствии пространственного заряда

Теория ионизации в однородном электрическом поле, данная в разд. 7.2.2, справедлива, пока электрическое поле, созданное электронами и ионами, находящимися в разряде, мало по сравнению с внешним полем. Однако для возникновения пробоя необходимы большие поля, вызванные пространственным зарядом. Эти поля играют важную роль в создании областей с высокой проводимостью между катодом и анодом, которые характеризуют пробой во всем разрядном промежутке.

Рассмотрим явления, вызванные наличием пространственного заряда в зазоре с плоско-параллельными электродами при приложении к ним ступенчатого напряжения. Рейзер [57] установил, что существуют два механизма пробоя.

1. Относительно медленный механизм, нестационарная теория которого является модификацией теории, изложенной в разд. 7.2.2 с учетом искажения полей, вызванных пространственным зарядом. В медленном механизме (который Рейзер назвал генерационным, или таунсендовским, механизмом) межэлектродный промежуток, прежде чем произойдет пробой, пересекает множество последовательных электронных лавин.

2. Быстрый механизм, в котором первая лавина развивается непосредственно в канале высокой проводимости за счет образования стримера. Идея стримера была разви-

та в 30-х годах независимо Лебом [39] и Рейзером [57]. Они определили стример как нитевидный разряд с сильными полями, вызванными пространственным зарядом, на конце и перед концом нити. Предполагается, что эти поля усиливают ионизацию за счет столкновений и фотоионизацию на конце нити, что приводит к удлинению нити. Фотоионизация играет важную роль в механизме стримера и, как полагают, является неотъемлемой частью положительных стримеров, распространяющихся по направлению к катоду.

Вопрос о том, действительно ли существуют два различных механизма пробоя в однородном межэлектродном промежутке, является спорным. По мнению некоторых исследователей [74, 75], механизм стримера является просто разновидностью генерационного, или таунсендовского, механизма, и наблюдаемые характеристики «стримера» являются главным образом следствием ионизации за счет столкновений в полях, искаженных пространственным зарядом, а фотоионизация в газе не играет существенной роли.

Были опубликованы [8, 23, 24, 47, 48, 74, 75] расчеты роста ионизации в условиях искажения поля пространственным зарядом. Недавно Вагнер [72, 73] опубликовал результаты экспериментального исследования стримера пробоя в промежутке с плоско-параллельными электродами.

Электрические поля, которые приводят к разряду молнии, чрезвычайно неоднородны. Они сильны у основания облака и слабы у земли. Поскольку пробой должен начинаться в области с высокой напряженностью поля, то разряд молнии на землю должен распространяться из области с высокой напряженностью поля в область с низкой напряженностью.

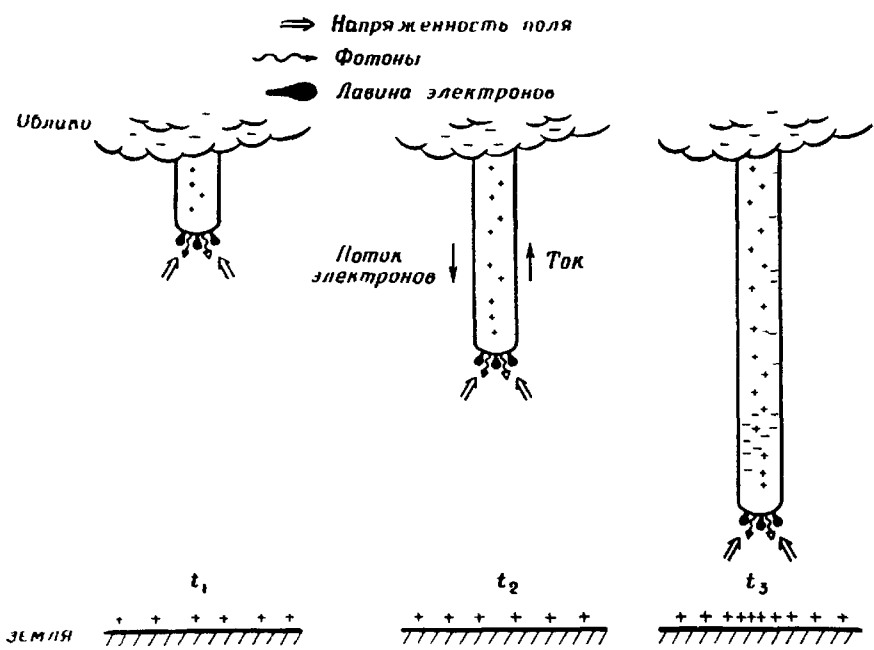
Пробой в неоднородном межэлектродном промежутке обычно описывается на основе модели стримера. Подробности о пробое в таком промежутке даны у Леба [36, 37]. Обычно разряд начинается с распространения светящихся импульсов ионизации от электрода с высокой напряженностью поля в область с низкой напряженностью. Эти начальные импульсы были названы Лебом [36] *первичными стримерами*. В результате действия многочисленных первич-

ных стримеров в пространстве между электродами распространяется относительно узкий светящийся канал. Этот светящийся канал был назван Лебом [36] *вторичным стримером*. После того как вторичный стример соединит электроды, от электрода с низкой напряженностью поля к электроду с высокой напряженностью распространяется возвратный удар, переводя канал разряда в состояние высокой проводимости. В большей части старой литературы по пробое в неоднородном межэлектродном промежутке упоминаются только вторичный стример и возвратный удар.

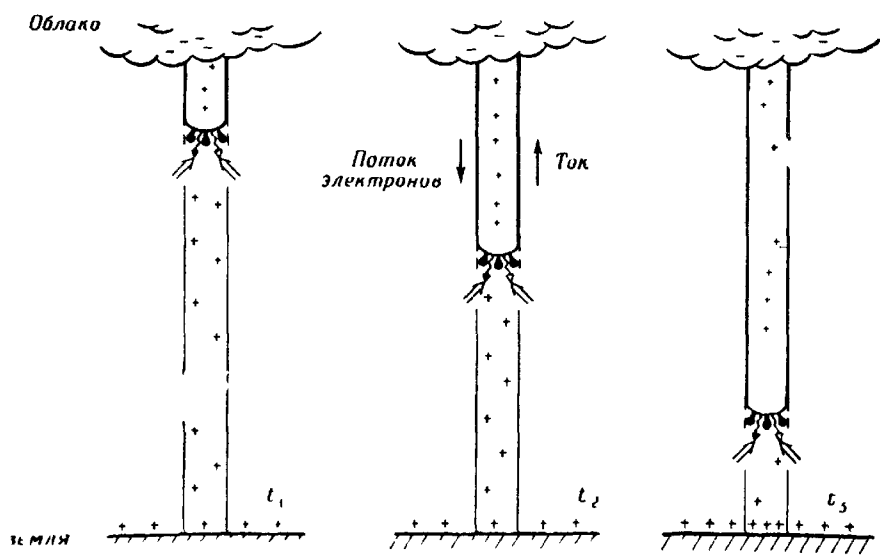
Если рассматривать вторичный стример как хороший проводник, то он должен быть самораспространяющимся, поскольку он несет потенциал одного из электродов и, следовательно, имеет высокую напряженность электрического поля у вершины. Такой механизм стримера может качественно объяснить распространение разряда в область с низкой напряженностью поля. Однако физические детали процесса остаются неясными.

На рис. 7.1а — 7.1в схематически показано, каким образом механизм, аналогичный стримеру, может объяснить распространение первых лидеров, стреловидных лидеров и возвратных ударов молнии. Скорости распространения лидеров молнии и возвратных ударов, очевидно, больше скорости дрейфа электронов у вершин распространяющихся разрядов. Крейвс и Леб [7] первыми отметили такое положение для лидеров и предложили физическое объяснение. В полях с высокой напряженностью перед вершиной лидера число свободных электронов быстро увеличивается за счет ионизации при столкновениях. Если на расстоянии d перед вершиной лидера напряженность поля высока, то разряд продвинется на это расстояние, как только концентрация электронов перед вершиной лидера будет настолько велика, что возникнет достаточный ток, в результате чего увеличится заряд вершины лидера. Расчеты показали, что теория приводит к разумным результатам. Методика расчета [7] вполне приемлема, но величины, выбранные для некоторых физических параметров, вероятно, ошибочны.

На основе этой теории Шонланд [59] предложил аналитическое выражение для скорости распространения фрон-

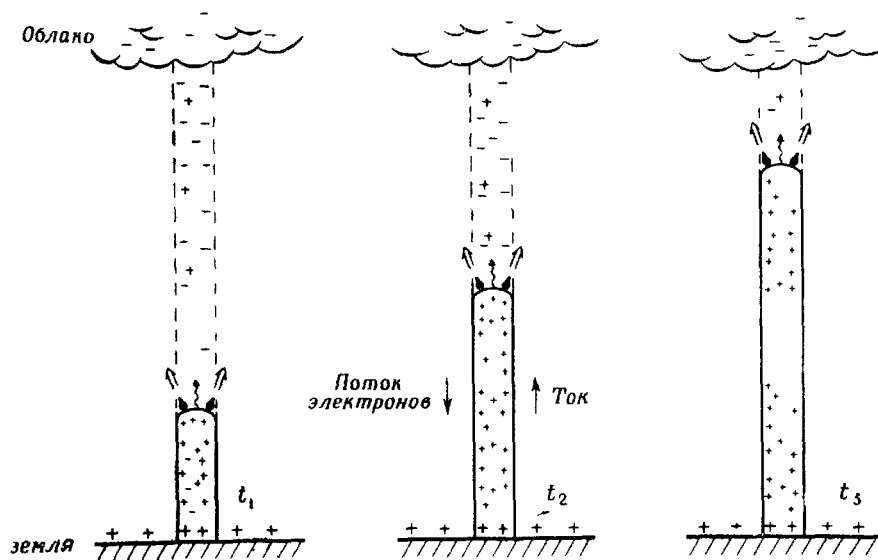


Р и с . 7.1а. Диаграмма, иллюстрирующая общие черты стримерного механизма в приложении к лидеру молнии в неионизованном воздухе в отсутствие ступенчатого процесса. Времена $t_3 > t_2 > t_1$.



Р и с . 7.1б. Диаграмма, иллюстрирующая общие черты стримерного механизма в приложении к стреловидному лидеру. Обозначения те же, что на рис. 7.1а.

та волны v_w . Ход рассуждений при выводе этого выражения следующий. Предположим, что концентрация электронов во фронте волны перед тем, как пройдет ударная ионизация равна n_i и фронт волны сильного электрического поля распространяется на расстояние d . Шонланд предполо-



Р и с . 7.1в. Диаграмма, иллюстрирующая общие черты стримерного механизма в применении к возвратному удару. Отметим, что весь ток переносится электронами, так как подвижность положительных ионов низка. Обозначения те же, что на рис. 7.1а.

жил в качестве «наиболее простой из возможных гипотез», что время t , необходимое для продвижения фронта волны на расстояние d , равно времени, которое необходимо, чтобы каждый исходный электрон прошел среднее расстояние между электродами. Это время равно $1/n_i^{1/3} v_e$, где v_e — скорость дрейфа электронов, и тогда скорость волнового фронта равна

$$v_w = \frac{d}{t} = n_i^{1/3} v_e d. \quad (7.11)$$

Таким образом, скорость распространения v_w зависит от начальной концентрации электронов и от напряженности электрического поля, связанного с фронтом волны, причем поле фронта волны определяется как v_e , так и d . Выражение Шонланда ошибочно по идее, как это мы увидим в разд. 7.5.

Выведем, на основе теории Крейвса — Леба скорость распространения волны. Пусть n_f — конечная концентрация электронов после прохождения волной расстояния d , равного мощности фронта волны. Тогда эта концентрация, возникающая в результате многочисленных электронных лавин внутри d , равна

$$n_f = n_i \exp(\alpha v_e t), \quad (7.12)$$

где длина каждой лавины $v_e t$ должна быть меньше d . Поскольку время t , необходимое для продвижения фронта волны на расстояние d , равно $t = d/v_w$, то скорость распространения волны равна

$$v_w = \frac{\alpha v_e d}{\ln(n_f / n_i)}. \quad (7.13)$$

Согласно Лебу [36], если стример развивается в неионизированном воздухе, то n_i — концентрация фотоэлектронов, созданных внутри d фотонами, излученными с фронта волны. Скорость продвижения фронта волны весьма слабо зависит от отношения начальной концентрации электронов к конечной. Мы будем рассматривать применение (7.13) в разд. 7.5.

Вин [76] сделал следующее справедливое замечание относительно выражений (7.11) и (7.13) для скорости распространения волны.

В обе формулы входит размер фронта волны d , величина которого обычно неизвестна и который нет необходимости знать, поскольку он, вероятно, зависит от более фундаментальных величин — напряжения, диаметра канала, исходной концентрации электронов, давления и свойств газа. То же самое можно сказать и о величине n_f . Формула Крейвса — Леба привлекательна тем, что она зависит от коэффициента Таунсенда α , величина которого изменчива. К сожалению, ни одна из формул не введена в завершенную или рабочую теорию.

7.3. ПРИБЛИЖЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

7.3.1. Некоторые соотношения из электростатики

Выведем в этом разделе некоторые аналитические выражения, которые могут быть использованы для приближенных расчетов величины облачных зарядов, диамет-

ра лидера и разности потенциалов между облаком и землей. На основе этих выражений в следующих двух разделах получим численные данные. Основным источником материалов, опубликованных в этом разделе, является работа [56].

Интеграл уравнения Максвелла

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v, \quad (7.14)$$

где $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ — индукция и ρ_v — плотность электрического заряда, равен

$$\oint \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} dA = Q, \quad (7.15)$$

где \mathbf{n} — нормаль к замкнутой поверхности A , по которой берется интеграл, и Q — полный заряд, окруженный поверхностью A . Выражение (7.15) применимо для распределения заряда со сферической или цилиндрической симметрией.

Рассмотрим сферически симметричный заряд общей величины Q внутри воображаемой сферы радиуса a . Поскольку для предполагаемого распределения заряда вектор \mathbf{D} направлен по радиусу от центра сферы, левую часть (7.15) можно проинтегрировать при $r \geq a$ по воображаемой сферической поверхности

$$D 4\pi r^2 = Q \quad (7.16)$$

или

$$E = \frac{Q}{4\pi \epsilon_0 r^2}, \quad r \geq a, \quad (7.17)$$

т. е. приходим к соотношению (3.1). Если заряд внутри сферы распределен равномерно с плотностью $Q/4/3\pi a^3$ Кл/м³, то (7.15) для $r \leq a$ приобретает вид

$$D 4\pi r^2 = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi a^3} \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (7.18)$$

или

$$E = \frac{Qr}{4\pi a^3}, \quad r \leq a. \quad (7.19)$$

Рассмотрим цилиндрически симметричный заряд с плотностью ρ на единицу длины внутри воображаемой цилиндрической поверхности радиуса a . Напряженность электрического поля при $r \geq a$ из (7.15) будет

$$E = \frac{\rho}{2\pi \varepsilon_0 r}, \quad r \geq a. \quad (7.20)$$

Разность потенциалов V между двумя точками b и c в электростатическом поле равна

$$V = - \int_b^c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}, \quad (7.21)$$

где l — путь, по которому берется интеграл. Разность потенциалов между двумя точками r_b и r_c в поле со сферической симметрией для $r \geq a$, найденная из (7.17) и (7.21), равна

$$V = \frac{Q}{4\pi \varepsilon_0} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r_b} \right). \quad (7.22)$$

Разность потенциалов между поверхностью $r=a$ и центром однородно распределенного заряда со сферической симметрией равна

$$V = - \int_a^0 \frac{Qr}{4\pi \varepsilon_0 a^3} dr = \frac{Q}{8\pi \varepsilon_0 a}. \quad (7.23)$$

7.3.2. Размеры облачного заряда и радиус лидера

В области N грозового облака сосредоточен отрицательный заряд, который в обычной вспышке молнии облако — земля стекает на землю. Ради упрощения расчетов предположим, что N -заряд изолирован от всех других зарядов, сферически симметричен и заключен в сфере радиуса a . Оценим величину этого радиуса. Поле максимальной напряженности создается сферическим зарядом, как это

видно из (7.17) и (7.19), при $r=a$. Напряженность этого поля не должна превышать напряженность поля пробоя $3 \cdot 10^6$ В/м для сухого воздуха при атмосферном давлении. Предположим, что N -заряд равен 40 Кл и поле при $r=d$ меньше $3 \cdot 10^6$ В/м. Тогда из (7.17) найдем, что $a \geq 350$ м. Из-за уменьшения давления с высотой поле, вызывающее пробой, будет раза в два меньше, чем при атмосферном давлении. Кроме того, поле пробоя может быть раза в три меньше из-за присутствия капель воды в облаке [40, 11]. Таким образом, можно ожидать, что эффективный радиус N -заряда будет ~ 2 км. Этот результат находится в хорошем соответствии с моделью облачного заряда, представленной на рис. 1.2 и 3.3. Следует отметить, что вспышка молнии может менее чем за секунду вывести из облака значительную долю N -заряда, даже если этот заряд занимает относительно большой объем.

Анализ, подобный тому, что дан в предыдущем разделе, можно применить для определения минимального радиуса лидера. Приемлемая величина заряда на единицу длины ступенчатого лидера составляет 10^{-3} Кл/м (разд. 3.7.2). Полагая, что электрическое поле на поверхности лидера меньше поля пробоя ($3 \cdot 10^6$ В/м), найдем из соотношения (7.20), что минимальный радиус ступенчатого лидера равен 6 м. Эффективный радиус объема, внутри которого заключен заряд ступенчатого лидера, не определяется путем фотографирования, так как наличие заряда еще не обеспечивает светимости. Шонланд [60] сообщил, что радиусы светимости ступенчатых лидеров заключены в интервале от 0,5 до 5 м (разд. 2.3.2). Более того, Брук [2] сообщил, что светящиеся ступени не имеют видимых деталей, характер которых зависит от радиуса, и что фотографии ступеней, по-видимому, получались, когда объектив был не в фокусе, хотя возможно это и не так; изображения были размыты. Заряд, переносимый стреловидными лидерами, вероятно, раз в пять меньше заряда, переносимого ступенчатыми лидерами (разд. 3.7.3). Таким образом, на основе модели изолированного заряда минимальный эффективный радиус стреловидного лидера составляет около 1 м. О фотографическом определении радиуса стреловидного лидера в печати, по-видимому, не сообщалось.

7.3.3. Разность потенциалов облако—земля и энергия молнии

Оценим разность потенциалов между основанием N -заряда и землей, пренебрегая при этом возможным присутствием p -заряда и считая, что основание N -заряда находится на высоте 3 км. Максимальную величину разности потенциалов можно получить, предполагая, что для пробы сухого воздуха при атмосферном давлении во всем промежутке между облаком и землей необходимо поле, равное $3 \cdot 10^6$ В/м, хотя это конечно, не справедливо для существенно неоднородного межэлектродного промежутка. Использование (7.21) приводит к максимальной разности потенциалов между облаком и землей порядка 10^{10} В. Минимальную величину поля можно получить, предполагая, что величина поля, наблюдаемая на земле вблизи грозового облака, сохраняется вплоть до облака (где в действительности поля должны становиться намного больше). Используя обычно наблюдаемую у земли величину поля около 10^4 В/м, получим, что минимальная разность потенциалов между облаком и землей составляет около $3 \cdot 10^7$ В. Действительная разность потенциалов должна лежать между этими величинами.

Можно рассчитать действительную разность потенциалов между облаком и землей, задавая модель распределения заряда в грозовом облаке и используя выражения для электрического поля и разности потенциалов, данные в предыдущем разделе. Чтобы оценить порядок величин, определим сначала потенциал изолированного сферического заряда в 40 Кл с радиусом 1 км. Из уравнения (7.22) найдем, что разность потенциалов между поверхностью сферы и бесконечностью составляет $\sim 4 \cdot 10^8$ В. Разность потенциалов между поверхностью сферы и точкой, удаленной от нее на 3 км, равна $3 \cdot 10^8$ В. Разность потенциалов между поверхностью заряженной сферы и ее центром составляет около $2 \cdot 10^8$ В. Таким образом, заряд, характер которого приблизительно соответствует N - или P -областям облака, создает разность потенциалов порядка 10^8 В на расстоянии нескольких километров. Если воспользоваться моделью облачного заряда, представленной на рис. 1.2 и 3.3 (исключая p -заряд), можно точно

определить разность потенциалов между землей и любой точкой над ней. Для вертикального направления непосредственно под зарядом разность потенциалов между землей и точкой, находящейся на высоте 3 км, равна $1,1 \cdot 10^8$ В. Эта величина ненамного отличается от величины, полученной для изолированного заряда сферической формы, так как одна из заряженных областей, а именно область N -заряда, обеспечивает все электрическое поле под облаком. Итак, разность потенциалов между основанием облака и землей имеет, вероятно, порядок 10^8 В.

Энергия, накопленная грозовым облаком и рассеиваемая каналом молнии, составляет $\sim QV$, или $\sim 4 \cdot 10^9$ Дж. Энергия, рассеиваемая в одиночном импульсе молнии, в котором переносится на землю 5 Кл, равна $\sim 5 \cdot 10^8$ Дж. Если длина молнии составляет 5 км, то энергия, рассеиваемая единицей длины канала, будет равна 10^5 Дж/м. Эта величина хорошо согласуется с величинами исходной энергии молнии, полученными из акустических (разд. 6.3.1) и спектроскопических измерений (разд. 5.5.1). Если большая часть исходной энергии в 10^5 Дж/м рассеивается, скажем, за 10 мкс, то эффективная исходная мощность за это время составит около 10^{10} Вт/м. Измерения энергии излучения канала показывают, что нижний предел пиковой исходной мощности равен $7,8 \cdot 10^8$ Вт/м (разд. 5.5.1). Для исходной мощности в 10^{10} Вт/м и тока в 10^4 А необходимо электрическое поле в канале 10^6 В/м. Высокие электрические поля вдоль канала (вероятно, порядка 10^7 В/м; см. расчеты в разд. 7.5) обеспечиваются в первый момент волновым фронтом возвратного удара, который проходит несколько метров по каналу за 0,1 мкс и имеет протяженность около метра.

На основе лабораторных экспериментов [64] полагают, что в начальных стадиях перехода от искрового разряда к дуговому (во время ударно-волновой фазы) канал разряда характеризуется относительно высокими электрическими полями (вероятно, между 10^4 и 10^5 В/м). Со временем канал молнии становится похожим на стационарный дуговой разряд в воздухе. Дуговой канал в воздухе, по которому течет ток 10^4 А, имеет напряженность электри-

ческого поля около 10^3 В/м [22] и, следовательно, рассеивает мощность 10^7 Вт/м. Этот уровень рассеяния может поддерживаться многие миллисекунды за счет начальной энергии. В действительности ток молнии через 100 мкс обычно становится меньше 10^4 А, а общая продолжительность тока составляет несколько миллисекунд. Отсюда видно, что исходная энергия импульса молнии 10^5 Дж/м, которая была рассчитана, является приемлемой величиной, на основании которой можно объяснить высокие электрические поля волнового фронта возвратного удара и стадию расширения канала, так же как и рассеяние мощности во время фазы дугового разряда. Следует отметить, что начальная энергия должна рассеиваться при движении лидера к земле. Если лидером расходуется даже половина энергии, то это мало влияет на проведенные выше приближенные расчеты.

Начальная энергия канала возвратного удара идет на диссоциацию, ионизацию, возбуждение и увеличение кинетической энергии частиц канала, а также на энергию расширения канала и излучение. Можно оценить энергию, передаваемую частицам канала. Предположим, что канал лидера содержит в первый момент 10^{24} частиц на 1 м³ (что соответствует температуре около 3000 К и атмосферному давлению) и сразу же после прохождения волнового фронта возвратного удара все частицы внутри канала радиусом 2 см становятся однократно ионизированными; температура при этом равняется 30 000 К. Тогда на 1 м³ будет приходиться около 10^{21} частиц. Если энергия, переданная каждой частице, составит около 15 эВ ($2,4 \cdot 10^{-18}$ Дж), то общая энергия, накопленная частицами, будет около 10^3 Дж/м, или 1% начальной энергии. Кридер и др. [28] показали, что энергия излучения в интервале длин волн от 4000 до 11 000 Å для одноимпульсной вспышки доходит до 870 Дж/м, что составляет около 0,4% начальной энергии. Энергия импульса, излучаемая в интервале частот от 1 кГц до 100 МГц, оцененная на основании данных Хорнера [21], составляет менее 10 Дж/м. Несмотря на то что большое количество энергии излучается в интервале длин волн короче 4000 Å и в инфракрасной области, ясно, что значительная часть исходной энергии должна идти на расширение канала. Это под-

тверждается хорошим согласием между рассчитанными и измеренными частотами грома (разд. 6.3.1 и 6.3.2). Отметим, что расширение канала должно совершаться за счет высокого давления в канале, и, следовательно, начальная температура канала должна быть много выше 30 000 К (см. разд. 6.3.1).

7.4. ТЕОРИИ СТУПЕНЧАТОГО ЛИДЕРА

7.4.1. Экспериментальные данные

Любая теория, описывающая ступенчатый лидер, неизбежно должна учитывать (и предсказывать) следующие наблюдаемые характеристики ступенчатого лидера. 1) Минимальная средняя скорость отрицательно заряженного, движущегося вниз ступенчатого лидера составляет около $1 \cdot 10^5$ м/с (табл. 2.1). 2) Интервал времени между ступенями относительно постоянен, и в общем случае за длинными интервалами следуют ступени большей длины (разд. 2.3.2). 3) Длина ступеней лидеров высоко над землей порядка 50 м; интервалы времени между ступенями порядка 50 мкс (разд. 2.3.2). 4) Свечение ступени продолжается в течение 1 мкс или менее (разд. 2.3.2). 5) Изменение электростатического поля, вызванное ступенчатым лидером, относительно монотонно, что объясняется тем, что ступенчатый лидер не переносит значительного заряда (разд. 3.7.2). 6) Оценка порядка величины заряда, переносимого ступенчатым лидером, дает 5 Кл. Для переноса заряда такой величины за десятки миллисекунд требуется средний ток порядка 100 А (разд. 3.7.2). 7) Ток движущихся вверх ступенчатых лидеров обычно составляет от 20 до нескольких сотен ампер и относительно равномерен (разд. 4.4). 8) Движущиеся как вверх, так и вниз лидеры могут быть ступенчатыми. Положительно заряженные лидеры являются более непрерывными по своей природе (разд. 2.5.4). Были получены фотографии движущихся вверх отрицательно заряженных ступенчатых лидеров, у которых наблюдался слабый коронарный разряд, простиравшийся примерно на длину ступени перед яркой ступенью лидера. По-видимому, светимость короны развивается не между ступенями, а скорее

появляется одновременно с возникновением за ней яркой ступени. Светимость короны, определенная по ее изображению на пленке, длится менее 5 мкс, времени разрешения использованной камеры (разд. 2.5.4).

7.4.2. Две первоначальные теории ступенчатого лидера

Две первоначальные и, вероятно, до сих пор еще наиболее признанные теории ступенчатого лидера предложены Шонландом [59—61] и Бруком [4, 5]. Согласно модели Шонланда, лидер состоит из канала с однородными свойствами по поперечному сечению, радиус которого около 1 м. С другой стороны, согласно Бруку, канал лидера состоит из центрального ядра (дугового разряда) небольшого радиуса, окруженного оболочкой из коронного разряда. Теперь подробно рассмотрим эти теории.

Шонланд [59] считает, что наблюдаемый минимум средней скорости ступенчатого лидера и почти постоянное отношение длины ступени к интервалу времени между ступенями являются достаточным основанием для постулирования существования *пилота-лидера* или *пилота-стримера*. Шонланд определил пилот-лидер как «истинный отрицательный стример в неионизированном воздухе, который непрерывно движется вниз перед ступенчатым стримером со скоростью, равной эффективной скорости этого стримера». Минимальная наблюдаемая эффективная скорость ступенчатого лидера $1 \cdot 10^5$ м/с была отождествлена с минимальной скоростью продвигающегося пилота. Поскольку скорость пилота не может быть меньше скорости перемещения электронов у его вершины и электрическое поле у вершины пилота должно быть порядка 10^6 В/м или больше, минимальная скорость пилота порядка $1 \cdot 10^5$ м/с является вполне реальной. (Согласно [13], для отношения E/ρ в интервале от $31 \cdot 10^3$ до 10^4 В/м · мм рт. ст. скорость перемещения электронов в воздухе составляет от 1 до $3 \cdot 10^5$ м/с.) Дальнейшим подтверждением идеи [60] пилота-лидера явился тот факт, что ступенчатый процесс не приводит к заметным изменениям электростатических полей и, следовательно, он не является ответственным за сведение к земле отрицательного заряда (разд. 3.7.2). Измерения непрерывных токов

в движущихся вверх отрицательно заряженных лидерах подтверждают это заключение (разд. 4.4).

Согласно Шонланду [60], средний радиус как пилота-лидера, так и ступенчатого лидера равен 2,5 м; средний ток ступенчатого лидера, полученный как показано в разд. 3.7.2, наиболее часто составляет 320 А. Шонланд представил ряд доказательств, что заряд канала содержится внутри цилиндра с радиусом 2,5 м, что по существу эквивалентно расчетам радиуса лидера, приведенным в разд. 7.3.2. Используя эти значения радиуса и тока, он нашел, что плотность тока в пилоте-лидере составляет 16 А/м^2 и одинакова по сечению канала. Для этой плотности тока и предполагаемого электрического поля $6 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ концентрация электронов составляет $1,8 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$.

Шонланд предложил [59—61] качественные объяснения механизма ступенчатого движения лидера, полагая, что пилот-лидер развивается по направлению к земле с видимой ритмичной прерывистостью. Другими словами, пилот подготавливает путь для ступенчатого процесса. Для объяснения образования ступеней привлекаются такие понятия, как пространственный заряд, рекомбинация, захват электронов и процессы ионизации. Правда, это мало что дает, поскольку физика этих явлений запутана и неточна. Тем не менее ясно [62], что пилот не сможет продвигаться вперед до тех пор, пока канал за ним не сможет проводить ток, чтобы питать его. Таким образом, функция ступенчатого процесса состоит в том, чтобы сообщить каналу подходящую проводимость.

Как видно, весьма немного известно о деталях ступенчатого процесса. Различные оценки, в том числе и оценка Шонланда, тока в ступени приводят к величине порядка 1 кА. Подробности этих оценок рассматривались в разд. 3.7.2.

В 1962 г. Шонланд [62] заявил, что канал ступенчатого лидера должен иметь в центре тонкое проводящее ядро, подобное электрической дуге, и по этому ядру течет ток лидера. Ядро окружено заряженной лидером оболочкой из коронного разряда радиусом в несколько метров.

Выражение «пилот-лидер» было введено Шонландом [59] для обозначения движущегося вниз ионизированного цилиндра с радиусом порядка метра, который распро-

странялся в неионизированном воздухе. Ранее Шонланд [59] предполагал, что движение пилота должно быть равномерным. В дальнейшем он высказал мнение [60], что пилот останавливается во время ступенчатого процесса. В длинной искре, как предполагает Шонланд [62], может быть несколько вариантов пилот-процесса. Очевидно, что пилот, на который ссылается Шонланд в связи с длинной искрой, является первичным стримером Леба [36, 37], в то время как лидер в длинной искре является вторичным стримером. Наиболее разумным определением пилота-лидера в молнии является «сумма всех процессов, предшествующих ярким ступеням». Чтобы не было неопределенности в понятиях, слово «пилот» следует использовать более осторожно.

Рассмотрим теорию ступенчатого лидера Брука [4, 5]. Его представления о канале лидера, впервые высказанные в 1941 г., аналогичны точке зрения, недавно изложенной Шонландом [62] (см. разд. 7.6), за исключением того, что Брук придавал большое значение радиально направленному току короны. Брук считал, что канал дуги в центре ступенчатого лидера имеет достаточную проводимость и центр лидера находится под потенциалом относительно земли около 10^8 В. Радиальные токи короны возникают из-за высокой разности потенциалов между ядром и окружающим воздухом; эти токи играют важную роль в определении свойств лидера, так же как и в управлении ступенчатым процессом. Согласно Бруку, область впереди канала лидера в результате высокого напряжения в вершине лидера находится в состоянии коронного или тлеющего разряда. (Брук [5] отождествил этот тлеющий разряд с пилотом-лидером Шонланда.) Ток, требуемый для поддержания токов короны в тлеющем разряде, увеличивается с увеличением длины тлеющего разряда. Согласно Бруку, в том случае, если ток тлеющего разряда станет больше 1 А, произойдет резкий переход от тлеющего разряда к дуговому. Удлинившаяся в результате перехода в дуговой режим часть канала выглядит как светящаяся ступень. Если возникли условия для дугового разряда, канал не будет возвращаться к тлеющему разряду, даже если ток уменьшается в результате переходных процессов значительно ниже 1А.

С точки зрения Брука, ток, протекающий в ядре дуги канала ступенчатого лидера, уменьшается с увеличением расстояния от источника канала, поскольку ток, протекающий через данное поперечное сечение канала, идет как на радикальные токи короны, так и на дальнейшее распространение канала. Используя характеристики коронного разряда, экстраполированные из лабораторных экспериментов, Брук [5] рассчитал ожидаемые токи из источника канала и длину ступени движущихся вверх лидеров. Полученные им величины длины ступени согласуются с результатами исследований на Эмпайр стейт билдинг, но рассчитанный ток, порядка 5000 А, по-видимому, слишком велик.

Целесообразно далее сделать некоторые замечания относительно теорий Шонланда и Брука. По общему мнению, для того чтобы канал лидера проводил токи порядка сотен ампер или больше, он должен иметь в центре ядро высокой проводимости, аналогичное лабораторной дуге. На фотографиях ступенчатых лидеров такого дугового ядра не выявлено. Чтобы объяснить снижаемый лидером заряд, дуговое ядро должно быть окружено отрицательным зарядом радиусом около 1 м. Будут ли значительны радиальные токи короны или нет, зависит от протяженности и свойств пространственных зарядов, которые должны нести токи короны [53]. Этот вопрос остается нерешенным. Шонланд, так же как и Брук, предполагает, что перед последней ступенью лидера существует непрерывно развивающийся, слабо светящийся коронный разряд. Непрерывное развитие разряда необходимо для того, чтобы объяснить непрерывное изменение электрического поля, вызываемое лидером, и непрерывные токи лидера. По-видимому, пульсирующую корону, появляющуюся впереди последней ступени лидера и одновременно с ней (разд. 2.5.4), будет трудно объяснить на основе любой из этих теорий.

7.4.3. Другие теории ступенчатых лидеров

Теории ступенчатого лидера были предложены также Комельковым [25, 26], Вагнером и Хилеменом [70, 71], Грискомом [17] и Лебом [38]. Все эти авторы, за исклю-

чением последнего, считали, что канал лидера состоит из проводящего ядра небольшого диаметра и оболочки из коронного разряда. Леб [38] предположил, что ступенчатый лидер состоит из невидимого (слабо светящегося) канала пилота-лидера, который аналогичен по характеристикам пилоту Шонланда и образуется за счет наложения различных явлений стримера и бегущей волны.

Комельков [25, 26] предположил, что головка лидера питается током из термически ионизованного ядра канала с напряженностью поля внутри ядра около $6 \cdot 10^3$ В/м и плотностью тока 10^7 А/м². Коронный разряд, состоящий из слабо светящегося стримера, создается вокруг и впереди головки в поле от $6 \cdot 10^5$ до 10^6 В/м. Остановка короны и развитие дуги приписываются физическим процессам, вызываемым падением напряжения на головке дуги. Как и в теории Шонланда, физика явления неясна, так что никаких деталей представленная теория не объясняет.

Вагнер и Хилемен [70, 71] предложили строение канала лидера, которое очень близко к модели Комелькова. Они заявили, что ступени лидера «образуются попеременным продвижением центрального канала и окружающей его коронной оболочки; действительный переход от свечения к дуге соответствует теории Брука». При этом следует учесть, что область короны перед вершиной ядра — дуги поддерживается многочисленными волокнистыми каналами. Ток у основания каждого из этих каналов увеличивается с увеличением длины канала. Когда в одном из этих волокон разовьется достаточный ток, он переходит в дугу, накоротко замыкает другие волокна и становится ступенью лидера. Приводится ряд ценных числовых расчетов плотности заряда, потенциала и напряженности электрического поля внутри и вокруг их модели лидера.

Гриском [17] представил теорию ступенчатого лидера, которую он назвал «предударной» теорией. Согласно этой теории, головка лидера представляет собой гигантский луковицеобразный объемный заряд, во много раз больший по диаметру, чем цилиндрическая оболочка заряда вокруг дугового ядра канала лидера. Головка лидера содержит непропорционально большой заряд по сравне-

нию с аналогичной длиной собственно канала лидера. Гриском предсказывает, что передача заряда головки лидера на заземленный объект будет приводить к кратковременному предударному току большой амплитуды, предшествующему току действительного возвратного удара. Согласно предударной теории, ступень лидера зарождается в случайной точке поверхности луковичеобразной головки лидера и развивается обратно к каналу лидера.

При образовании новой ступени луковичеобразная корона головки сплющивается, а ее заряд перетекает в ступень. Когда головка лидера сплющивается, из конца новой ступени лидера начинает расти новая головка лидера. Критическое рассмотрение предударной теории дано Вагнером [69].

Леб [38] предложил теорию ступенчатого лидера, основанную на исследованиях [72] электрического пробоя в воздухе. С точки зрения Леба, несветящаяся ступень образуется положительными и отрицательными лидерами, испускаемыми, соответственно, к земле и к облакам из пилота Шонланда, причем пилот создается предыдущими стримерами. Каждый из двух стримеров проходит около половины длины ступени, когда движущийся вверх стример зарождается на ионизированной волне, которая увлекает вниз новую ступень. Последняя волна освещает ступень.

Созданный таким образом канал имеет, согласно Лебу, концентрацию электронов 10^{16} м^{-3} или более. Возбужденные молекулы в канале высвечиваются за 10^{-7} с, после чего канал становится темным, но еще имеет высокую концентрацию электронов. Проводимость канала выше ступени поддерживается за счет различных бегущих волн, связанных с образованием ступени. Канал лидера, имеющий вначале радиус порядка 1 м, медленно сжимается под действием последовательно проходящих волн в проводящем ядре. Таким образом, когда лидер достигает земли, для распространения возвратного удара подготовлен относительно узкий канал высокой проводимости, хотя начальный радиус ступени был значительно больше.

7.4.4. Зарождение ступенчатого лидера

Многие исследователи полагают [6, 32, 38, 42], что разряд молнии облако — земля начинается с местного разряда между p -и N -областями облака. Этот p - N -разряд делает N -заряд подвижным и снижает его ближе к земле (как побочный результат нейтрализации более низко расположенного и меньшего p -заряда). Экспериментальные данные относительно p - N -разряда [6] рассмотрены в разд. 3.7.2. На основе этих данных можно предположить, что p - N -разряд также часто начинается из области p -заряда, как и из области N -заряда; вслед за начальной стадией пробоя наступает вторая стадия, во время которой канал заряжается отрицательно. Наиболее подробные физические (теоретические) объяснения процесса зарождения ступенчатого лидера даны Лебом [38]. Леб считает, что небольшой объем положительно заряженных дождевых капель диаметром порядка нескольких сот метров (p -заряд) внезапно переносится вверх по направлению к N -заряду, поперечное сечение которого составляет несколько квадратных километров. На вершине положительного p -заряда создаются электрические поля от $7 \cdot 10^5$ до 10^6 В/м. Дождевые капли в области p -заряда удлиняются и создают коронные стримеры, направленные вверх к N -заряду. Леб рассчитал форму и объем облака, который связывается стримерами, и время, которое необходимо p - N -разряду, если он начался, чтобы направить ступенчатый лидер вниз из основания облака.

7.5. ТЕОРИИ СТРЕЛОВИДНОГО ЛИДЕРА

Стреловидный лидер проходит по ионизированному следу, оставленному предыдущим импульсом, расстояние от облака до земли примерно за 1 мс и переносит на землю заряд около 1 Кл. Отсюда следует, что ток, который должен течь в канале стреловидного лидера, составляет порядка 1 кА. Длина светящейся стрелы, которая проходит к земле, около 50 м. Радиус, внутри которого содержится заряд стреловидного лидера, согласно расчетам, приведенным в разд. 7.3.2, порядка 1 м. Стреловидные лидеры, проходящие каналы предыдущих

импульсов после длительного интервала между импульсами, имеют меньшие скорости распространения, чем стреловидные лидеры, зарождающиеся после короткого интервала между импульсами (см. табл. 2.5 и рис. 2.10). Свойства стреловидного лидера были рассмотрены в разд. 2.3.3 и 3.7.3.

Основные особенности распространения стреловидного лидера можно объяснить с точки зрения теории стримера. Схема распространения стреловидного лидера дана на рис. 7.16. Величина концентрации электронов перед головкой стреловидного лидера неизвестна. В разд. 7.7 будет показано, что концентрация электронов составляет 10^{13} — 10^{19} м⁻³. Можно ожидать, что скорость стреловидного лидера убывает с уменьшением начальной концентрации электронов, так что стреловидный лидер после длительного интервала между импульсами становится более медленным [63]. Дополнительными факторами, которые могут влиять на скорость распространения стреловидного лидера, являются концентрация тяжелых частиц в канале и радиус канала. Эти факторы будут рассмотрены в разд. 7.7.

Интересно применить соотношения (7.11) и (7.13) для случая стреловидных лидеров. Согласно Шонланду [61], стреловидный лидер с радиусом головки 0,1 м и потенциалом 10^7 В может вызвать сильную ионизацию на расстоянии примерно 0,3 м перед головкой (на это требуется заряд 10^{-4} Кл, содержащийся в сферической головке с радиусом 0,1 м). На расстоянии 0,15 м электрическое поле достигает $7,2 \cdot 10^6$ В/м, а скорость перемещения электронов при условии, что давление в канале равно атмосферному, а температура канала около 300 К, составляет $1,6 \cdot 10^5$ м/с. Если температура канала выше 300 К, что вполне вероятно, и давление равно атмосферному, то скорость перемещения электронов будет выше найденной. Разумной величиной для α является $4 \cdot 10^4$ м⁻¹ для приведенных выше значений напряженности электрических полей. Из соотношения (7.11) можно рассчитать n_i для типичного стреловидного лидера, поскольку скорость его известна, а другие необходимые данные приведены выше. Для этих условий Шонланд [61] нашел, что при скорости стреловидного лидера $4,8 \cdot 10^7$ м/с

концентрация электронов составляет 10^9 м^{-3} . Формула Шонланда (7.11) подвергалась критике с двух точек зрения. Во-первых, нет физических оснований для использованного в выводе формулы предположения, что время, за которое волновой фронт проходит расстояние d , равно среднему времени между столкновениями. Во-вторых, для начальных концентраций электронов больших 10^{12} м^{-3} формула предсказывает скорости больше скорости света.

Формулу Леба (7.13) можно использовать для определения скорости распространения стреловидного лидера, если выбрано отношение n_f/n_i . Предположим, что $\ln(n_f/n_i) \approx 10$; т. е. $n_f/n_i \approx 10^5$. Тогда для напряженности электрического поля $7,2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$, $d = 0,3 \text{ м}$, $\alpha = 4 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$ и $v_e = 3 \cdot 10^5 \text{ м/с}$, получается скорость волнового фронта около $3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$. Общая разность потенциалов на волновом фронте составляет около $2 \cdot 10^6 \text{ В}$. Для приведенных выше параметров скорость стреловидного лидера равна скорости света. Меньшая величина напряженности электрического поля приведет к уменьшению α , d и v_e и, следовательно, даст реальную величину скорости стреловидных лидеров. Тогда, по-видимому, согласно формуле Леба (7.13), волновой фронт стреловидного лидера может распространяться при умеренных напряженностях электрического поля. Расчеты, аналогичные приведенным выше, были выполнены Лебом [33] для случая возвратного удара.

Из сказанного следует, что протяженность электрического поля волнового фронта стреловидного лидера меньше, чем 1 м. Это сильное поле ответственно за светимость стреловидного лидера. Согласно Шонланду [59], поле волнового фронта вызывает светимость канала, которая видима, пока существуют наиболее важные атомные или молекулярные возбужденные состояния, ответственные за светимость. Для стреловидного лидера, распространяющегося со скоростью 10^7 м/с , наблюдаемая длина светящейся стрелы составляет около 50 м. Таким образом, эффективное время существования τ возбужденных состояний, ответственных за светимость, должно быть $5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Большинство спектральных линий, наблюдаемых в спектрах дугового и искрового разряда в

воздухе, существуют от 10^{-6} до 10^{-8} с. Например, $\tau = 1,36 \cdot 10^{-6}$ с для OI 4368 Å, $\tau = 4,46 \cdot 10^{-7}$ с для NI 4935 Å, $\tau = 9,5 \cdot 10^{-9}$ с для NII 3995 Å [67]. Измерение спектральных характеристик светимости стреловидного лидера могло бы послужить проверкой предположения Шонланда о том, что длина стрелы определяется временем существования возбужденного состояния. До сих пор не было получено ни одного спектра стреловидного лидера. В случае, если важные спектральные линии в спектре стреловидного лидера существуют много меньше 10^{-6} с, то, вероятно, продолжительность светимости может быть объяснена на основе модели рассеяния тепла (см. разд. 7.7). Значит, можно считать канал стреловидного лидера нагретым полем волнового фронта, так что канал будет излучать свет, характерный для некоторой повышенной температуры, пока эта температура не снизится из-за потери энергии в результате теплопроводности, конвекции и излучения.

Некоторые свойства стреловидных лидеров были воспроизведены в лабораторных условиях Вином [76]. Он подводил импульсы напряжения к погасшим каналам искры в воздухе длиной 0,1 м и при этом воспроизводил волны светимости, которые пересекали погасшие каналы. Волны распространялись медленнее, если искровые каналы бездействовали большие промежутки времени.

7.6. ТЕОРИИ ВОЗВРАТНОГО УДАРА

Возвратный удар молнии рассматривался в многочисленных разделах этой книги. Особую важность представляет обсуждение фотографий возвратного удара в разд. 2.3.4 и 2.3.5, изменения электрических полей в результате возвратного удара в разд. 3.7.4, токов возвратного удара в разд. 4.3 и спектроскопии возвратного удара в разд. 5.5.2. Рассмотрим последовательно физические явления, происходящие в возвратном ударе.

Когда отрицательно заряженный лидер молнии приближается к земле, между лидером и землей создается электрическое поле высокой напряженности. Следовательно, возможно, что с земли или с какого-либо острого объек-

та начнет развиваться разряд, движущийся вверх. Такой движущийся вверх разряд встретит отрицательный лидер в некоторой точке над землей и эта точка будет началом возвратного удара. По-видимому, существование положительно заряженных, движущихся вверх разрядов вполне вероятно, если учесть тот факт, что положительные «стримерные» разряды могут зарождаться в лаборатории при более низких полях, чем отрицательные разряды. Более того, лабораторные исследования показали, что электрический пробой между отрицательно заряженным стержнем и положительно заряженной плоскостью происходит в виде нитевидного разряда, который исходит из стержня по направлению к плоскости и встречает вблизи нее другой нитевидный разряд, возникающий на плоскости. Прямые наблюдения движущегося вверх разряда в молнии весьма ограничены. Голд [16] представил фотографии двух близких разрядов молнии, полученных с помощью покадровой камеры, на которых можно различить вероятную точку встречи движущегося вверх разряда и движущегося вниз лидера. По-видимому, длина одного из движущихся вверх разрядов была около 15, а другого около 30 м. Голд [15] воспроизвел и обсудил фотографию, полученную Маланом при помощи камеры Бойса, на которой показан разряд, движущийся вверх с земли и встречающийся в 50 м от уровня земли с движущимся вниз ступенчатым лидером. Голд ссылается на две статьи, в которых приведены полученные с помощью покадровых камер фотографии движущихся вверх разрядов длиной несколько метров над уровнем земли. Доказательства существования движущихся вверх разрядов длиной от 20 до 70 м в импульсах молнии на башни представлены в разд. 2.5.4. Естественно предположить, что электрические поля с напряженностью у земли между 10^6 и $3 \cdot 10^6$ В/м могут вызвать движущийся вверх разряд. Напряженность электрического поля у земли в зависимости от высоты движущегося вниз лидера можно рассчитать, если задать величину заряда и его распределение в лидере. Голд [14, 15] использовал модель распределения заряда, в которой предполагалось, что заряд в канале лидера уменьшается экспоненциально с высотой (расстояние спада 1 км) от максимума у головки лидера.

Напряженность поля в 10^6 В/м достаточна, чтобы начался движущийся вверх разряд с ровной поверхности земли. Голд нашел, что для общего заряда в канале 1 Кл возникает поле у земли, равное 10^6 В/м, когда вершина лидера находится в 17 м от поверхности земли. Для заряда канала в 4 Кл поле будет равно 10^6 В/м при расстоянии до головки лидера 60 м. Вероятно, нужны более слабые поля, чтобы начался движущийся вверх разряд с неровных проводников, таких, как громоотвод, телевизионная антенна или мачта линии передачи.

Ударяет ли лидер молнии в землю (как стреловидный лидер) или встречается с разрядом, несущим потенциал земли вверх, отрицательно заряженный лидер с потенциалом вершины порядка $10^7 \div 10^8$ В по отношению к земле приводит к короткому замыканию. Затем потенциал земли распространяется по каналу. Граница распространения электрического поля между уровнем потенциала земли и потенциала канала выше этого уровня является волновым фронтом возвратного удара. Вероятно, возвратный удар распространяется так, как это показано на рис. 7.1в. Характеристики его распространения аналогичны характеристикам стреловидного лидера, поскольку он также распространяется в ранее ионизированной области. Скорость его распространения была рассчитана Лебом [33] с использованием теории, представленной в разд. 7.5 для стреловидного лидера. С другой стороны, возвратный удар является положительным разрядом, в то время как стреловидный лидер заряжен отрицательно. Но хотя возвратный удар и заряжен положительно, существенного движения положительных ионов внутри канала при распространении возвратного удара не наблюдается из-за их низкой подвижности. Практически все электричество переносится электронами. Чтобы волновой фронт возвратного удара становился положительным, электроны должны удаляться из области, где в процессе ионизации создается равное количество отрицательных электронов и положительных ионов. Поток электронов на землю, как это показано на рис. 7.1в, и составляет «положительный» ток возвратного удара, измеряемый у земли.

Как отмечено в разд. 2.3.4 и 2.3.5, скорость первого возвратного удара уменьшается по мере его продвижения

вверх, в то время как скорость распространения последующих возвратных ударов относительно постоянна. Более того, возвратные удары распространяются быстрее и светятся ярче вдоль ветвей, чем вдоль частей главного канала, которые они проходят одновременно с ветвями.

Для объяснения этого явления Шонланд [59] предположил, что волновой фронт возвратного удара распространяется медленнее в более старой части канала и скорость возвратного удара зависит от концентрации электронов, которая уменьшается со временем в канале лидера. Разница между моментом зарождения канала ступенчатого лидера и временем, когда возвратный удар достигнет точки зарождения, составляет ~ 10 мс, в то время как для стреловидного лидера это время ~ 1 мс. Более того, когда возвратный удар проходит вдоль ветви, на своем пути он встречает образованные позже участки канала лидера. Высокая скорость распространения возвратного удара по ветви и его повышенная яркость могут быть результатом присутствия большего отрицательного заряда в ветвях, чем в главном канале. Следует также отметить, что концентрация тяжелых частиц в лидере и радиус лидера изменяются со временем, и эти изменения могут повлиять на скорость распространения возвратного удара. Обсуждение влияния этих факторов для случая распространения стреловидного лидера дано в разд. 7.7.

Если канал лидера состоит из проводящего ядра в виде дугового разряда, окруженного оболочкой из коронного разряда, то можно ожидать, что возвратный удар распространяется по этому проводящему дуговому ядру. Возникает вопрос, каким образом заряд короны переходит в канал возвратного удара, радиус которого будет, вероятно, порядка нескольких сантиметров. Вагнер и Хилемен [70] предположили, что нитевидные разряды могут выступать из ядра в корону и эффективное время переноса заряда в результате этих разрядов должно измеряться микросекундами. Таким образом, Вагнер и Хилемен предвидят быстрое уничтожение заряда короны. Против этой точки зрения говорил тот факт, что заряд, переносимый на землю во время распространения возвратного удара, составляет только часть заряда лидера. С другой стороны, Пирс и Вормель [55] предположили, что уничтожение

оболочки короны происходит за время порядка миллисекунд (разд. 3.7.4). С их точки зрения, ядро связано с потенциалом земли, в то время как оболочка короны по существу находится под потенциалом облака, вызывая радиальный ток короны с пиковой величиной около 10^3 А и продолжительностью порядка миллисекунд. Расчеты тока короны, который ожидается согласно этой модели, были выполнены Пирсом [54] и Рао и Баттачарой [58]. Ток тлеющего разряда короны может быть использован для объяснения R_c -изменения поля.

Согласно наблюдениям, радиус светимости ступенчатого лидера может быть порядка метров или более, а радиус возвратного удара по крайней мере на порядок меньше и составляет, вероятно, только несколько сантиметров. Большинство авторов [61, 41] приписывают быстрое уменьшение радиуса светимости магнитному пинч-эффекту. Полагают, что ток возвратного удара протекает сначала по каналу радиусом ~ 1 м, а затем сжимается. То, что это маловероятно, становится ясно при подстановке соответствующих величин в простые формулы квазиравновесного пинч-эффекта [66]. Для магнитного давления в канале с радиусом 1 м, превышающего, скажем, 1 атм (уравновешивающего или превышающего давление внутри канала возвратного удара, вызванное ионизацией и повышением температуры), ток, протекающий внутри этого канала, должен превышать 10^6 А, что является неестественно высокой величиной. Магнитное давление на поверхность канала изменяется пропорционально квадрату тока и обратно пропорционально квадрату радиуса канала. Более вероятное объяснение кажущегося уничтожения канала лидера заключается в том, что яркость короны падает, когда потенциал ядра становится близким к потенциалу земли. С этой точки зрения наблюдается только видимость уничтожения канала, которая определяется по изменению светимости короны. Как ток лидера, так и ток возвратного удара протекают в относительно узком канале. Альтернативная точка зрения на уничтожение канала лидера выражена Лебом [38] и представлена в разд. 7.4.3.

Волновой фронт возвратного удара проходит несколько метров канала лидера за 0,1 мкс. Рассмотрим физичес-

кие явления, протекающие на этом коротком участке канала молнии. Мы предполагаем, что канал лидера имеет проводящее ядро, по которому проходит возвратный удар. Ядро лидера находится, вероятно, в равновесии с окружающим его воздухом и, таким образом, находится примерно при атмосферном давлении. Прежде чем тяжелые атомы или ионы газов могут заметно переместиться, возвратный удар сообщает ядру лидера (или тому, что осталось от ядра) значительную энергию. Следовательно, температура ядра возрастает. Давление в ядре (или в канале возвратного удара) также должно расти, поскольку плотность ядра не может существенно измениться. Концентрация частиц в ядре увеличивается в результате ионизации и диссоциации. Если температура ядра увеличивается на порядок, скажем, с 3000 до 30 000 К, давление будет возрастать до величины, превышающей 10 атм. Возможно, что в этот момент магнитный пинч-эффект может стать важным. В канале радиусом 1 см должен протекать ток $8 \cdot 10^4$ А, прежде чем магнитное давление превысит внутреннее давление канала в 10 атм; в канале радиусом 0,1 см ток должен превышать $8 \cdot 10^3$ А. Будем считать, что влияние магнитного поля незначительно. Поскольку давление внутри канала превышает давление окружающего воздуха, канал будет расширяться. Это расширение, очевидно, будет происходить со сверхзвуковой скоростью и, следовательно, создаст резкую цилиндрическую ударную волну, превращающуюся в итоге в гром (разд. 6.3.1 и 6.3.2). Фаза ударной волны расширения канала продолжается от 5 до 10 мкс. При распространении ударной волны плотность газа в токопроводящем канале за ней уменьшается, и в последней фазе ударной волны, как это мы видели в разд. 5.5.2, температура канала составляет около 30 000 К. Некоторые предположения относительно электрического поля и рассеяния мощности в канале молнии во время фазы ударной волны приведены в разд. 7.3.3. Доказательства справедливости модели канала молнии, описанной выше, получены из спектроскопического измерения давления в молнии и в длинных воздушных искрах (разд. 5.5.2 и [51]), из измерений грома (разд. 6.3.1), из многочисленных лабораторных измерений расширения канала искры [12, 19, 20, 50] и из теоретических рассмотрений [1, 9].

После фазы ударной волны расширение канала завершается, высокотемпературный канал с низкой плотностью приходит за микросекунды или за несколько десятков микросекунд в состояние с давлением, приблизительно равным давлению окружающего воздуха [64]. По результатам экспериментов [12] можно предположить, что за это время плотность тока устанавливается на уровне 10^7 А/м², что примерно на два порядка выше плотности тока в свободно горящей в воздухе дуге. Канал медленно расширяется, и плотность тока медленно падает до величины, характерной для стабильного дугового разряда [64]. Электрическое поле и рассеяние мощности во время дуговой фазы рассмотрены в разд. 7.3.3.

Можно получить приблизительное представление об изменении радиуса канала со временем из экспериментов [12, 50] и из теории [1]. Типичный ток молнии, измеренный на земле, достигает максимума в 10 000—20 000 А за время около 1 мкс и спадает до половины величины примерно за 40 мкс. Неясно, аналогичен ли ток возвратного удара над землей в области волнового фронта току, измеренному на земле, но мы будем предполагать, что это так. Нориндер и Карстен измеряли радиус канала разряда с большим периодом колебаний, ток возрастал до максимальной величины в 10 000 А за 4 мкс (четверть периода). Начальный радиус светимости был весьма мал. При максимальном токе он увеличился до $\sim 0,5$ см, а при первом обращении тока в нуль (8 мкс) до $\sim 0,75$ см. Флауерс установил, что искра без осцилляций, в которой достигался максимальный ток в 20 000 А за 3,3 мкс, имела в это время радиус 0,65 см. Теория Брагинского [1], которая связывает радиус с током, дает результаты, очень близкие к экспериментальным данным во время фазы ударной волны, если предположить, что проводимость канала постоянна и равна $1,5 \cdot 10^4$ Си/м (см. разд. 5.5.2), а коэффициент Брагинского $\xi = 4,5$ [18]. Типичный ток молнии, только что описанный, должен характеризоваться радиусом около 1 см через 10 мкс после прохождения волнового фронта возвратного удара. Радиус светимости канала достигнет примерно 2 см, когда ток упадет до половины максимального значения. (Величина 2 см получается при экстраполяции данных [12, 50].) Интерес-

но сравнить постулированные радиусы молнии с радиусами, определенными из прямых измерений молнии (разд. 2.5.2). Некоторые замечания к таким измерениям даны Лебом [34]. Дополнительные доказательства, что радиус канала имеет порядок сантиметров, даны в следующем разделе и в приложении Г.

7.7. КАНАЛ МОЛНИИ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ

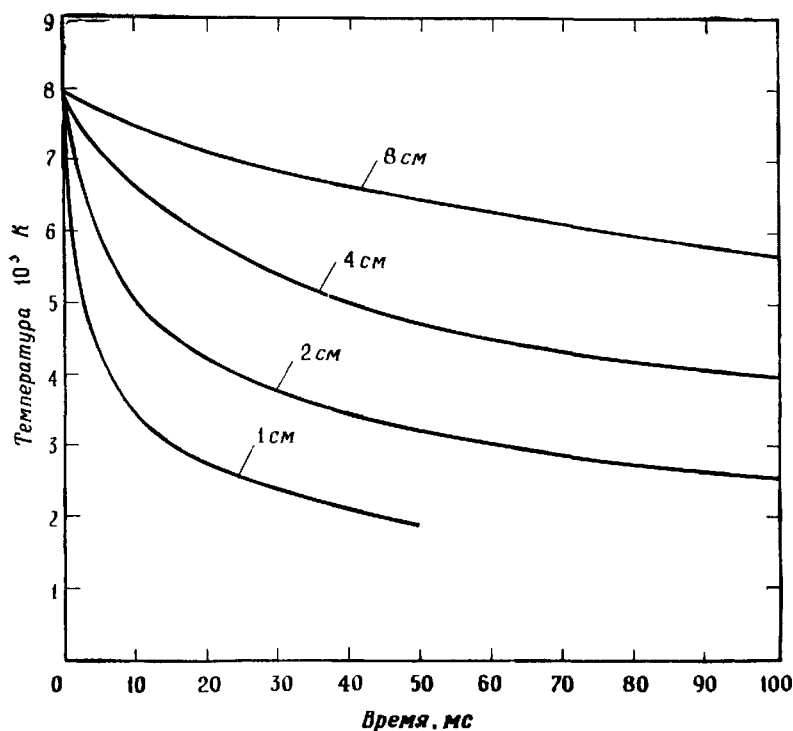
В разд. 3.7.5 (см. также разд. 3.8) были рассмотрены известные данные относительно J - и K -процессов, протекающих в облаке между импульсами. В настоящем разделе мы рассмотрим, что происходит в канале между основанием облака и землей в интервале между импульсами. Особенно желательно знать, почему импульсы во вспышке обычно следуют по одному и тому же каналу, даже если фотографически темный канал не светится в течение 100 мс между импульсами.

Тот факт, что большинство зарегистрированных вспышек на Эмпайр стейт билдинг имели непрерывный ток между максимумами тока, привел некоторых исследователей [46] к убеждению, что этот непрерывный ток является неперемнным условием многоимпульсных вспышек. Конечно, с физической точки зрения естественно ожидать, что в состарившемся канале должна поддерживаться некоторая степень ионизации, если последующие импульсы следуют по тому же каналу. По-видимому, большинство простых механизмов, поддерживающих эту ионизацию, будет связано с этим слабым током между импульсами. Брук и др. [3] обсудили эту возможность и пришли к выводу, что по каналу между импульсами может протекать ток порядка 10 А и его нельзя выявить фотографическим методом или методом измерения электрического поля. С другой стороны, Мак-Кан [44] на основе прямых измерений токов молнии установил, что в 21 случае из 24 многоимпульсных вспышек ток между импульсами падал ниже 0,1 А. Леб [38] выдвинул альтернативный механизм для поддержания проводимости канала между импульсами. Он предположил, что не вызывающие свечения ионизирующие волны, связанные с

К-изменением поля, проходят по каналу между импульсами, и тем самым поддерживается его проводимость.

Расчеты [68] показывают, что нет необходимости ни в каком механизме, поддерживающем проводимость канала молнии между импульсами. В отсутствие подвода энергии в канал температура канала будет уменьшаться достаточно медленно, так что проводимость канала, достаточная для зарождения и распространения стреловидного лидера, будет существовать после обычного интервала между импульсами. Уменьшение температуры канала рассматривается как проблема передачи тепла. Энергия канала должна рассеяться прежде, чем упадет его температура. Температура канала определяет степень ионизации и, следовательно, проводимость. Установлено, что скорость охлаждения невелика в интервале между импульсами для каналов с радиусом порядка сантиметров.

На рис. 7.2 приведена температура в центре канала в зависимости от времени для каналов с несколькими ис-



Р и с . 7.2. Спад температуры в центре каналов с радиусами 1, 2, 4 и 8 см. Первоначально температура в центре равна 8000 К [68].

ходными радиусами в предположении, что температура канала при прекращении тока составляла 8000 К. Установлено, что данный исходный радиус сохраняется приблизительно постоянным во время типичного межимпульсного интервала. Большие каналы остывают медленней из-за большего отношения объема к поверхности. Объем является мерой накопленной энергии, а поверхность является мерой скорости, с которой тепло может отводиться из канала. При 4000 К сухой воздух является проводником с проводимостью 1 Си/м и концентрацией электронов 10^{19} м^{-3} , при 2000 К сухой воздух является по существу изолятором с проводимостью 10^{-6} Си/м и концентрацией электронов 10^{13} м^{-3} [77]. Таким образом, по видимому, в интервале от 2000 до 4000 К канал находится в состоянии, подготовленном для прохождения стреловидного лидера, поскольку в этом интервале температур канал находится в переходном состоянии от проводника к изолятору и, кроме того, каналы с радиусами от 1 до 2 см охлаждаются до этих температур за время типичного интервала между импульсами. Радиус канала, полученный таким образом, находится в хорошем соответствии с другими оценками радиуса канала возвратного удара (разд. 7.6 и 2.5.2).

На свойства стреловидного лидера влияют свойства уже не действующего канала возвратного удара. Важнейшими свойствами старого канала являются его проводимость, радиус и концентрация тяжелых частиц. Проводимость канала и концентрация тяжелых частиц являются, вероятно, факторами, определяющими свойства стреловидного лидера, поскольку радиус канала мало изменяется со временем. Оценки того, как проводимость канала (концентрация электронов) может влиять на скорость распространения стреловидного лидера, были даны в разд. 7.5.

Концентрация тяжелых частиц при температуре около 3000 К и атмосферном давлении примерно на порядок меньше, чем вне канала. В присутствии сильных электрических полей скорости ионизации и скорости заряженных частиц определяются концентрацией тяжелых частиц. Для данного электрического поля, создаваемого стреловидным лидером, меньшая величина концентрации тяжелых ча-

СТИЦ в канале по отношению к области вне канала, может облегчить прохождение стреловидного лидера по каналу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брагинский С. И., К истории развития канала искры, ЖЭТФ, 34, вып. 6, 1548—1557 (1958).
2. Brook M., частное сообщение, 1967.
3. Brook M., Kitagawa N., Workman E. J., Quantitative Study of Strokes and Continuing Currents in Lightning Discharges to Ground, J. Geophys. Res., 67, 649—659 (1962).
4. Bruce C. E. R., The Lightning and Spark Discharges, Nature, 147, 805—806 (1941).
5. Bruce C. E. R., The Initiation of Long Electrical Discharges, Proc. Roy. Soc. (London), A183, 228—242 (1944).
6. Clarence N. D., Malan D. J., Preliminary Discharge Processes in Lightning Flashes to Ground, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 83, 161—172 (1957).
7. Cravath A. M., Loeb L. B., The Mechanism of the High Velocity of Propagation of Lightning Discharges, Physics (now. J. Appl. Phys.), 6, 125—127 (1935).
8. Davies A. J., Evans C. J., Llewellyn-Jones F., Electrical Breakdown of Gases: The Spatio-temporal Growth of Ionization in Fields Distorted by Space Charge, Proc. Roy. Soc. (London), A281, 164—183 (1964).
9. Драбкина С. И., К теории развития канала искрового разряда, ЖЭТФ, 21, вып. 4, 473—483 (1951).
10. Dutton J., Haydon S. C., Llewellyn-Jones F., Photo-ionization and the Electrical Breakdown of Gases, Proc. Roy. Soc. (London), A218, 206—223 (1953).
11. English W. M., Corona from Water Drops, Phys. Rev., 74, 179—189 (1948).
12. Flowers J. W., The Channel of the Spark Discharge, Phys. Rev., 64, 225—235 (1943).
13. Frommhold L., Über verzögerte Elektronen in Elektronenlawinen, insbesondere in Sauerstoff und Luft, durch Bildung und Zerfall negativer Ionen (O^-), Fortschr. Phys., 12, 597—643 (1964).
14. Golde R. H., The Frequency of Occurrence and the Distribution of Lightning Flashes to Transmission Lines, Trans. AIEE, 64, 902—910 (1945).
15. Golde R. H., Occurrence of Upward Streamers in Lightning Discharges, Nature, 160, 395—396 (1947).
16. Golde R. H., The Lightning Conductor, J. Franklin Inst., 283, 451—477 (1967).
17. Griscorn S. B., The Prestrike Theory and Other Effects in the Lightning Stroke, Trans. AIEE, 77 (pt. 3), 919—933 (1958).
18. Hanlon J., частное сообщение, 1964.
19. Higham J. B., Meek J. M., The Expansion of Gaseous

- Spark Channels, Proc. Phys. Soc. (London), **B63**, 649—661 (1950).
20. Higham J. B., Meek J. M., Voltage Gradients in Long Gaseous Spark Channels, Proc. Phys. Soc. (London), **B63**, 633—648 (1950).
 21. Horner F., Radio Noise from Thunderstorms, in J. A. Saxton (ed.), Advances in Radio Research, vol. 2, Acad. Press, Inc., New York, 1964, p. 121—204.
 22. King L. A., The Voltage Gradient of the Free Burning Arc in Air of Nitrogen, Proc. Intern. Conf. Ionization Phenomena Gases, 5th, Munich, 1961, North Holland Publ. Co., Amsterdam, 1962, p. 871—877.
 23. Köhrmann W., Der Stromanstieg einer Townsend-entladung unter dem Einfluss Raumladung, Z. Naturforsch., **19a**, 245—253 (1964).
 24. Köhrmann W., Die zeitliche Entwicklung der Townsend-entladung bis zum Durchschlag, Z. Naturforsch., **19a**, 926 (1964).
 25. Комельков В. С., Структура и параметры лидерного разряда, Изв. АН СССР, отд. техн. наук, № 8, 955—966 (1947).
 26. Комельков В. С., Развитие электрического разряда в длинных промежутках, Изв. АН СССР, отд. техн. наук, № 6, 851—865 (1950).
 27. Kontaratos A. N., On the Functional Dependence of Townsend's First Ionization Coefficient, Appl. Sci. Res., Sect. B, **12**, 27—32 (1965).
 28. Krider E. P., Dawson G. A., Uman M. A., Peak Power and Energy Dissipation in a Single-stroke Lightning Flash, J. Geophys. Res., **73**, 3335—3339 (1968).
 29. Little P. F., Secondary Effects, Handbuch der Physik, Bd. 21, Springer-Verlag, 1956, S. 574—663.
 30. Llewellyn-Jones F., Ionization and Breakdown in Gases, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957.
 31. Llewellyn-Jones F., Ionization Avalanches and Breakdown, Methuen and Co., Ltd., London, 1967.
 32. Loeb L. B., Experimental Contributions to the Knowledge of Charge Generation, in H. R. Byers (ed.), Thunderstorm Electricity, Univ. Chicago Press, Chicago, 1953, p. 150—192.
 33. Loeb L. B., The Positive Streamer Spark in Air in Relation to the Lightning Stroke, in H. G. Houghton (ed.), Atmospheric Exploration, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1958, p. 46—75.
 34. Loeb L. B., Basic Processes of Gaseous Electronics, Univ. California Press, Berkeley, Calif., 1961.
 35. Loeb L. B., Discussion of Paper by M. A. Uman, The Diameter of Lightning, J. Geophys. Res., **69**, 587—589 (1964).
 36. Loeb L. B., Ionizing Waves of Potential Gradient, Science, **148**, 1417—1426 (1965).
 37. Loeb L. B., Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms, Univ. California Press, Berkeley, Calif., 1965.
 38. Loeb L. B., The Mechanisms of Stepped and Dart Leaders in Cloud-to-ground Lightning Strokes, J. Geophys. Res., **71**, 4711—4721 (1966).

39. L o e b L. B., M e e k J. M., The Mechanism of the Electric Spark, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1941.
40. M a c k y W. A., Some Investigations on the Deformation and Breaking of Water Drops in Strong Electric Fields, Proc. Roy Soc. (London), A133, 565—587 (1931).
41. M a l a n D. J., Physics of Lightning, The English Univ. Press Ltd., London, 1963.
42. M a l a n D. J., S c h o n l a n d B. F. J., The Distribution of Electricity in Thunderclouds, Proc. Roy. Soc. (London), A209, 158—177 (1951).
43. M a s s e y H. S. W., B u r h o p E. H. S., Electronic and Ionic Impact Phenomena, Oxford Univ. Press, London, 1952.
44. M c C a n n G. D., The Measurement of Lightning Currents in Direct Strokes, Trans. AIEE, 63, 1157—1164 (1944).
45. M c D a n i e l E. W., Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1964.
46. M c E a c h r o n K. B., Wave Shapes of Successive Lightning Current Peaks, Elec. World, 56—59 (January 10, 1940).
47. M i y o s h i Y., Theoretical Analysis of Buildup of Current in Transient Townsend Discharge, Phys. Rev., 103, 169 — 1618 (1956).
48. M i y o s h i Y., Development of Space Charge and Growth of Ionization in the Transient Townsend Discharge, Phys. Rev., 117, 355—365 (1960).
49. M ü l l e r - H i l l e b r a n d D., The Protection of Houses by Lightning Conductors — A Historical Review, J. Franklin Inst., 274, 34—54 (1962).
50. N o r i n d e r H., K a r s t e n O., Experimental Investigations of Resistance and Power within Artificial Lightning Current Paths, Arkiv Mat., 36, 1—48 (1948).
51. O r v i l l e R. E., U m a n M. A., S l e t t e n A. M., Temperature and Electron Density in Long Air Sparks, J. Appl. Phys., 38, 895—896 (1967).
52. P h e l p s A. V., Role of Molecular Ions, Metastable Molecules, and Resonance Radiation in the Breakdown of Rare Gases, Phys. Rev., 117, 619—632 (1960).
53. P i e r c e E. T., The Development of Lightning Discharges, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 81, 229—240 (1955).
54. P i e r c e E. T., Some Topics in Atmospheric Electricity, *in* L. G. Smith (ed.), Recent Advances in Atmospheric Electricity, Pergamon Press, New York, 1956, p. 5—16.
55. P i e r c e E. T., W o r m e l l T. W., Field Changes due to Lightning Discharges, *in* Thunderstorm Electricity, Univ. Chicago Press, Chicago, 1953, p. 251—266.
56. P l o n s e y R., C o l l i n R. E., Principles and Applications of Electromagnetic Fields, McGraw-Hill Book Co., New York, 1964.
57. R a e t h e r H., Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, Washington, D. C., 1964.
58. R a o M., B h a t t a c h a r y a H., Lateral Corona Currents from the Return Stroke Channel and the Slow Field Change af-

- ter the Return Stroke in a Lightning Discharge, *J. Geophys. Res.*, **71**, 2811—2814 (1966).
59. Sch on l a n d B. F. J., Progressive Lightning, Pt. 4, The Discharge Mechanism, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A164**, 132—150 (1938).
 60. Sch on l a n d B. F. J., The Pilot Streamer in Lightning and the Long Spark, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A220**, 25—38 (1953).
 61. Sch on l a n d B. F. J., The Lightning Discharge, *Handbuch der Physik*, Bd. 22, Springer-Verlag, 1956, S. 576—628.
 62. Sch on l a n d B. F. J., Lightning and the Long Electric Spark, *Advan. Sci.*, November, 1962, p. 306—313.
 63. Sch on l a n d B. F. J., M a l a n d J., C o l l e n s H., Progressive Lightning, Pt. 2, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A152**, 595—625 (1935).
 64. S o m e r v i l l e J. M., The Electric Arc, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1959, p. 101—119.
 65. T o w n s e n d J. S., Electrons in Gases, Hutchinson and Co. (Publishers), Ltd., London, 1947.
 66. U m a n M. A., Introduction to Plasma Physics, McGraw-Hill Book Co., New York, 1964, p. 184—193.
 67. U m a n M. A., O r v i l l e R. E., S a l a n a v e L. E., The Density, Pressure and Particle Distribution in a Lightning Stroke near Peak Temperature, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 306—310 (1964).
 68. U m a n M. A., V o s h a l l R. E., Time-interval between Lightning Strokes and the Initiation of Dart Leaders, *J. Geophys. Res.*, **73**, 497—506 (1968).
 69. W a g n e r C. F., Lightning and Transmission Lines, *J. Franklin Inst.*, **283**, 558—594 (1967).
 70. W a g n e r C. F., H i l e m a n A. R., The Lightning Stroke, *Trans. AIEE*, **77** (pt. 3), 229—242 (1958).
 71. W a g n e r C. F., H i l e m a n A. R., The Lightning Stroke (2), *Trans. AIEE*, **80** (pt. 3), 622—642 (1961).
 72. W a g n e r K. H., Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Plasmakanal, untersucht mit Bildverstärker und Wischverschluss, *Z. Phys.*, **189**, 465—515 (1966).
 73. W a g n e r K. H., Vorstadium des Funkens, untersucht mit dem Bildverstärker, *Z. Phys.*, **204**, 177—197 (1967).
 74. W a r d A. L., Calculations of Electrical Breakdown in Air at Near-atmospheric Pressure, *Phys. Rev.*, **138**, A1357—A1362 (1965).
 75. W a r d A. L., The Purported Transition from Avalanche to Streamer Breakdown, *Physics*, **1**, 215—217 (1965).
 76. W i n n W. P., A Laboratory Analog to the Dart Leader and Return Stroke of Lightning, *J. Geophys. Res.*, **70**, 3265—3270 (1965).
 77. Y o s J. M., Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen, and Air to 30,000°K, Tech. Mem. RAD-TM-63-7, Avco Corporation, Wilmington, Massachusetts, March 22, 1963. (Available from Defense Documentation Center as AD 435053.)

Приложение А.

Возможности дальнейших исследований молнии

Большинство проведенных измерений разряда молнии может быть отнесено к одной из пяти основных категорий: 1) фотографические измерения (гл. 2); 2) измерения электрических и магнитных полей (гл. 3); 3) измерения тока молнии (гл. 4); 4) спектроскопические измерения (гл. 5) и 5) акустические измерения (гл. 6). В каждой из этих областей необходимо получение большего количества данных и лучшего качества. Ниже даны конкретные предложения по дальнейшему исследованию молнии. Ссылки на литературу, цитируемую в приложении, приведены в библиографии к соответствующим главам.

1. *Фотографические измерения* (гл. 2). Снимки молнии на фотопленке должны быть дополнены получением изображений молнии при помощи фотоэлементов, электронно-оптических преобразователей и усилителей изображения, вследствие чего будут превзойдены чувствительность и время разрешения, достигнутые в ранее проведенных работах. Целесообразно получить данные по абсолютной величине светового излучения из каналов ступенчатого лидера, стреловидного лидера и возвратного удара за общее время продолжительности этих разрядов. Наиболее ценными должны быть измерения светимости ступеней ступенчатого лидера и распространения свечения, связанного с M -компонентами. Необходимо большее количество фотографических данных о движущихся вниз лидерах, несущих положительный заряд, как и о движущихся вверх лидерах, переносящих заряд обоих знаков.

2. Измерения электрического и магнитного полей (гл. 3). Необходимы дальнейшие измерения изменений полей, связанных со ступенчатым лидером, а также анализ этих измерений. Отправной точкой для этих исследований будут детальные исследования изменения поля перед импульсом, проведенные Кларенсом и Маланом [14] и обозначенные ими через B , I и L (разд. 3.7.2).

Среди исследователей имеются разногласия как относительно наблюдаемых изменений полей между импульсами, так и относительно их интерпретации (разд. 3.7.5). Например, Малан [49] сообщил, что в ЮАР было зарегистрировано медленное отрицательное изменение поля в промежутке между импульсами на расстояниях от 25 до 100 км. Другие исследователи не сообщали о медленных отрицательных изменениях поля между импульсами, наблюдавшимися на значительных расстояниях. Здесь необходимы дальнейшие измерения. Результаты измерения электрического поля при внутриоблачном разряде, полученные различными исследователями, противоречивы (разд. 3.8). В первой работе в этой области Воркман и др. [91] показали, что облачные разряды были практически горизонтальными. Позднее Рейнольдс и Нейл [67] сообщили, что облачные разряды обычно наклонены к вертикали примерно на 45° и сопровождаются изменениями момента заряда на ~ 10 Кл·км. Аналогичные изменения момента нашли Тамура и др. [82]. С другой стороны, большая часть исследований изменения поля, вызванного облачным разрядом, свидетельствует, что изменение момента составляет около 100 Кл·км [61, 62, 90, 94]. Большинство исследователей согласны с тем, что при облачных разрядах центр положительного заряда обычно расположен над центром отрицательного заряда. Смит [78] установил, что обычно отрицательный заряд поднимается во время разряда. Такаги [80] и Огава и Брук [60] считают, что обычно снижается положительный заряд. Имеются другие многочисленные и противоречащие друг другу данные относительно облачного разряда, и нет сомнений, что необходимы дополнительные данные.

Измерения магнитных полей разрядов были проведены Хатакиямой [22], Мисом и Эвансом [54] и Вильямсом и Бруком [87] (разд. 3.9). Вильямс и Брук [87] привели

данные о непрерывных токах и токах ступенчатых лидеров, полученные с помощью измерения магнитных полей. Дополнительные измерения этого типа были бы весьма желательны. Из магнитных измерений Мис и Эванс [54] получили значения заряда, переносимого за вспышку, которые примерно на порядок больше величин, обычно выводимых из данных по изменению электрического поля. Было бы весьма желательно разрешение этого явного противоречия.

При расчетах энергии электрических и магнитных полей, излучаемой при различных молниевых процессах, почти всегда используется дипольное приближение (разд. 3.4). Желательна проверка справедливости этого приближения, особенно в случае применения к движению заряда внутри облака (K -изменение) [3] и к явлениям ступенчатого лидера [26, 70].

Дополнительные радиолокационные исследования внутриоблачных молниевых процессов, аналогичные проведенным Хьюитом [24], могут дать необходимую информацию об облачных разрядах и о процессах, протекающих в облаке в период между импульсами облако — земля.

Для определения свойств импульсов необходимо проанализировать радиационные поля молнии.

3. *Измерения электрического тока* (гл. 4). Весьма точные осциллографические данные, полученные недавно Бергером и др. [4] в Швейцарии, значительно расширили наши знания о токах молнии. Нужны более детальные данные о токах импульса и их временах нарастания.

Требуется большее количество статистических данных о непрерывных межимпульсных токах. Важно не путать непрерывные межимпульсные токи с токами, вызванными направленными вверх разрядами. Последние были первоначально названы «непрерывными токами» Хагенгусом и Андерсоном [16], которые собрали статистические данные относительно этих токов.

Протекают ли слабые токи в канале молнии между импульсами в отсутствие непрерывных токов? Мак-Кан [21] сообщил, что в большинстве исследованных им многоимпульсных вспышек ток в канале между импульсами падал ниже 0,1 А. Бергер [4] отметил, что ток между

импульсами составлял менее 1 А. Были бы ценными данные, подтверждающие эти результаты.

Токи лидеров обычно оценивают по перемещению заряда и времени движения заряда, которые получаются путем регистрации изменений электрического поля. Токи движущихся вверх лидеров были зарегистрированы Бергером и Фогельзангером [5]; Вильямс и Брук [39] по измерениям магнитного поля определили токи для нескольких движущихся вниз ступенчатых лидеров. Необходимо большее количество данных о токах в движущихся вниз и вверх ступенчатых лидерах и в стреловидных лидерах.

Почти все определения изменений тока молнии во времени, за исключением работы Нориндера и др. [27], проведены близ поверхности земли и соответствуют току, текущему у основания канала молнии. Далеко не очевидно, что ток в канале молнии на произвольной высоте над землей должен быть одинаков или хотя бы близок к току, измеренному на уровне земли (разд. 4.1). Конечно, имело бы смысл изучить волновую форму тока молнии для точек в канале, находящихся выше контакта канала с землей. Вероятно, подходящая теория возвратного удара дала бы возможность рассчитать ток в канале.

По-видимому, не было проведено никаких исследований токов, связанных с M -компонентами; такие исследования были бы весьма интересны.

4. *Спектроскопические измерения* (гл. 5). Спектроскопические исследования возвратного удара молнии облако—земля с разрешением по длинам волн около 10 \AA недавно дали возможность получить значения температуры в разряде и другие характеристики с разрешением от 2 до 5 мкс [33, 34, 36]. Было бы весьма желательно получить аналогичную информацию с большим разрешением во времени и по длинам волн. Лучшее разрешение по времени позволило бы детальнее определить изменение температуры и более точно определить максимальную температуру. Лучшее разрешение по длинам волн дало бы возможность точнее оценить непрозрачность канала, а также найти концентрацию электронов по измерениям штарковского уширения некоторых линий ионизированного

азота. Данные, соответствующие измерениям в видимой области спектра, следует получить в интервале спектра молнии, расширенном, насколько это возможно, в ультрафиолетовую и инфракрасную области. Еще нужнее получить спектроскопические данные, которые коррелировались бы с данными об изменениях электрического тока и электрического поля. Такие сведения позволили бы установить соответствие между термодинамическими характеристиками канала (скажем, температурой) и электрическими (током и переносимым зарядом).

Важно получить спектры ступенчатого и стреловидного лидеров, что необходимо для построения реалистических теорий лидеров. О получении первого спектра ступенчатого лидера см. приложение Г.

Для получения разрешенных по времени спектральных данных спектрометр должен быть объединен с регистрирующим прибором. В большинстве спектроскопических исследований молнии, осуществленных с разверткой по времени, регистрация производилась на фотографическую пленку, которая двигалась с высокой скоростью. Лучшее время разрешения и чувствительность можно получить при регистрации спектра с помощью электронно-оптического преобразователя или усилителя изображения. Кроме того, для исследования некоторых спектральных характеристик с хорошим разрешением по времени и в интервале светимости, охватывающем много порядков, можно воспользоваться системами фотоумножителей.

5. *Акустические измерения* (гл. 6). Теория грома, данная Фью и др. [18], должна быть проверена дополнительными экспериментами. В частности, необходимо провести акустические измерения по возможности ближе к каналу молнии, а также исследовать частотный спектр удаленного грома. Необходима проверка инфразвукового спектра, опубликованного Бартенду [8] (рис. 6.7). Имело бы смысл определить, существует ли разница между акустическими спектрами облачных разрядов и разрядов на землю. Такая информация могла бы дать возможность теоретической оценки отношения исходных энергий облачного разряда и разряда на землю.

Нужно выполнить коррелированные измерения продолжительности грома и длины канала молнии для того,

чтобы определить, вызвана ли продолжительность грома разницей во времени, за которую звук достигает наблюдателя с противоположных концов канала, как это вытекает из данных Лесома [24], или продолжительность грома больше, чем это следует из обычной длины канала, как показал Ремилард [34].

Понадобятся трехмикрофонные акустические измерения и коррелированные стереофотографии, чтобы идентифицировать те характеристики канала молнии, которые ответственны за удары и грохот, и подтвердить или отвергнуть гипотезы об их происхождении, описанные в разд. 6.3.2.

Приложение Б.

Четочная молния

Четочная, или цепочечная, молния (bead lightning; *éclair en chapelet*; *Perlschnurblitz*) является хорошо документированным визуальными наблюдениями явлением, при котором канал молнии к земле разбивается (или кажется разбитым) на светящиеся фрагменты, длина которых, как обычно сообщают, составляет несколько десятков метров. По-видимому, эти «четки» существуют значительно дольше, чем канал обычного разряда облако — земля.

Четочная молния появляется относительно редко, и, по-видимому, ни одной надежной фотографии этого явления в литературе не опубликовано. Более того, не ясно, что можно ожидать при регистрации четочного эффекта с использованием покадровой камеры. Если канал сначала был непрерывным, а затем разбивается на части, то зарегистрированное на пленке изображение будет представлять собой наложение непрерывного канала и четок.

Четки появятся на фотографии только в том случае, если излучение четок, к которому чувствительна пленка, составляет хотя бы небольшую часть излучения света из канала перед образованием четок и если пленка не передержана. Фотографии, полученные при помощи покадровой камеры, которые могут быть снимками четочной молнии, были опубликованы Шеминцки и Вульфом [3] и Маттиасом и Бухсбаумом [2]. Ни в одном случае зарегистрированные на снимке явления наблюдатели не видели. В обоих случаях области между четками темные. На фотографии Шеминцки и Вульфа видны 73 четки,

длиной около 10 м каждая, сосредоточенные вдоль черного канала. Происхождение черного канала неизвестно.

На фотографии Маттиаса и Бухсбаума видны три четки разной длины в верхней части фотографии с невидимым каналом вниз, к земле. Высокоскоростная съемка, проведенная ВМФ США, при ударе молнии в столб воды, возникший в результате глубоководного взрыва [1, 7], показывает на последних кадрах каждого из трех импульсов, что канал был разбит на светлые и темные участки, по несколько метров длины каждый. К сожалению, ни Брук и др. [1], ни Янг [7] не привели фотографий, показывающих четочный эффект.

Были предложены различные теории четочной молнии; некоторые из них мы рассмотрим ниже.

1. Визуальная регистрация четочной молнии целиком зависит от места наблюдения за частью канала. Если канал молнии направлен к наблюдателю или от него, то наблюдатель будет охватывать взглядом большую часть длины канала, чем в том случае, когда канал перпендикулярен к линии его зрения. Большая наблюдаемая длина канала воспринимается глазом как обычный канал с повышенной яркостью. Чтобы вызвать эффект четочной молнии, канал должен периодически смещаться к наблюдателю или уходить от него.

2. Четочная молния является результатом периодического перекрывания обычного канала облако—земля облаками или дождем.

3. Четочная молния является результатом неустойчивости канала из-за пинч-эффекта, в результате которого канал, проводящий ток, деформируется в цепочку «сосисок» с сильным свечением «пережатых» областей, где высока плотность тока и концентрация частиц [4]. Как отмечено в разд. 7.6, возможно, что имеет место магнитный пинч-эффект, если ток молнии достаточно высок, а радиус канала мал. Например, по каналу радиуса 1 см должен протекать ток $8 \cdot 10^4$ А, прежде чем магнитное давление на поверхности канала превысит 10 атм. Для канала радиуса 0,1 см ток должен превышать $8 \cdot 10^3$ А. Неясно, возникают ли когда-нибудь в молнии условия, приводящие к пинч-эффекту.

Чтобы получить серию четок за счет пинч-эффекта, какой-то фактор должен обусловить в канале периодичность изменения с высотой. Возможно, эта периодичность является просто игрой случая.

4. Четочная молния представляет собой ряд сферических дуговых разрядов, формирующихся в «отработанном» канале за счет возрождения в нем тока [5]. Расчеты, описывающие один из таких сферических дуговых разрядов (шаровая молния?), проведены Юманом и Хелстромом [5]. Каждый сферический дуговой разряд образуется за счет стягивания рассеянного тока облако — земля в области высокой температуры и высокой проводимости — своеобразный тип термического пинч-эффекта, действующего в пространстве. Локализованный ток и связанное с этим поглощение энергии поддерживает дуговой разряд.

5. Четочная молния вызвана большим временем свечения участков канала молнии, имеющих необычно большой радиус [6]. Как обсуждалось в разд. 7.7 (см. также рис. 7.2), каналы больших радиусов охлаждаются дольше, чем малых. В первом приближении время охлаждения пропорционально квадрату радиуса. Если радиус канала молнии по какой-либо причине модулирован с высотой, то при прекращении свечения канала он будет выглядеть как цепочка четок. Вероятно, эта модуляция возникает случайно, когда канал состоит из большого числа узлов и изгибов.

Для объяснения большого времени жизни четок можно использовать теории, для которых существенно протекание тока совместно с длительными непрерывными токами. Возможно, длительное существование четок является следствием инерции зрения, а не свойством канала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brook M., Armstrong G., Winder R. P. H., Vonnegut B., Moore C. B., Artificial Initiation of Lightning Discharges, *J. Geophys. Res.*, 66, 3967—3969 (1961).
2. Matthias B. T., Buchsbaum S. J., Pinched Lightning, *Nature*, 194, 327 (1962).
3. Scheminzky F., Wolf F., Photographie eines Perlschnur-

- blitzes, *Silzber. Akad. Wiss. Wien Abt. IIA*, 156, № 1—2, 1—8 (1948).
4. U m a n M. A., Bead Lightning and the Pinch Effect, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 24, 43—45 (1962).
 5. U m a n M. A., H e l s t r o m C. W., A Theory of Ball Lightning, *J. Geophys. Res.*, 71, 1975—1984 (1966).
 6. U m a n M. A., V o s h a l l R. E., Time Interval between Lightning Strokes and the Initiation of Dart Leaders, *J. Geophys. Res.*, 73, 497—506 (1968).
 7. Y o u n g G. A., A Lightning Strike of an Underwater Explosion Plume, U. S. Naval Ordnance Lab., NOLTR 61-43, March, 1962.

Приложение В.

Шаровая молния

Шаровая молния (ball lightning; boules defeu или foudre spherique; Kugelblitz)— название подвижных светящихся шаров, которые наблюдались во время гроз. Типичная шаровая молния имеет размеры с апельсин или грейпфрут и время ее жизни равно нескольким секундам. Обзоры сообщений очевидцев шаровой молнии были опубликованы Брандом [2], Родевальдом [18], Дьюаном [6], Сильбергом [20], Мак-Налли [13] и Рейли [17]. Визуальное явление часто сопровождается звуком, запахом; нередко оно оставляет после себя повреждения, и, следовательно, трудно отрицать реальность этого явления (как это делает Хамфрейс [8]). В письме к издателю лондонской «Дейли мейл» Моррис [14] описал необычный случай, когда шаровая молния вызвала кипение воды в кадке.

Во время грозы я увидел, как с неба упал красный раскаленный шар. Он направился к нашему дому, оборвал телефонный провод, сжег оконную раму и упал в кадку с водой.

Через несколько минут вода в кадке закипела, но когда она остыла достаточно для того, чтобы я мог внимательно осмотреть кадку, мне ничего не удалось найти.

Фотографии шаровой молнии были опубликованы Дженсенем [10], Куном [12], Вольфом [24], Давыдовым [4], Дженингсом [9] и Мюллер-Хиллебрандом [15].

Сообщалось, что явление, весьма подобное (если не идентичное) шаровой молнии, имело место в подводной

лодке в результате сильноточного разряда на рубильнике (около 150 000 А постоянного тока от источника напряжением 260 В) [19]. Кроме того, автор получил ряд сообщений о явлениях, подобных шаровой молнии, которые случайно возникали в высоковольтной электротехнической аппаратуре.

Обычно считают, что шаровая молния — редкое явление. Однако Райли [17] сообщает следующее:

Персоналом Льюисовского исследовательского центра НАСА были проведены обследования с целью получения информации о появлении шаровой молнии. Сравнение частоты наблюдения шаровых молний с частотой наблюдения мест ударов обычных молний показало, что шаровая молния не является особенно редким явлением. В противоположность широко распространенному представлению, частота появления шаровой молнии может быть близка к частоте обычных разрядов облако — земля.

Иногда путают шаровую молнию и огни св. Эльма. Огни св. Эльма представляют собой разряд с заостренного проводящего объекта в сильном электрическом поле. Подобно шаровой молнии, огни св. Эльма могут принимать сферическую форму. В отличие от шаровой молнии огни св. Эльма постоянно остаются на проводнике, хотя и могут смещаться вдоль него. Кроме того, время жизни огней св. Эльма гораздо больше, чем обычной шаровой молнии.

Из опубликованных наблюдений шаровых молний можно составить перечень характеристик шаровой молнии.

1. *Появление.* Большинство наблюдений шаровой молнии сделано во время гроз. Большая часть (но не все) шаровых молний, вызванных грозой, появляется почти одновременно с разрядом облако—земля. Эти шаровые молнии возникают в нескольких метрах от земли. Сообщалось, что иногда шаровые молнии появлялись около земли и в отсутствие разряда молнии. Шаровые молнии также наблюдались висящими в воздухе высоко над землей или падающими из облака на землю.

2. *Внешний вид.* Шаровые молнии обычно имеют сферическую форму, хотя есть сообщения и о других формах.

Диаметр их составляет от 10 до 20 см; имеются данные о диаметрах от 1 до 100 см. Шаровые молнии бывают разного цвета, причем чаще всего встречаются красный, оранжевый и желтый цвета. Как правило, шаровые молнии не слишком яркие, но их можно четко различать при дневном свете. Сообщают, что шаровые молнии сохраняют относительно постоянными яркость и размер за время существования, хотя не являются необычными шаровые молнии с изменяющимися яркостью и размерами.

3. *Время жизни.* Обычно оно составляет менее 5 с. Согласно опубликованным данным, время жизни небольшой части шаровых молний превышало минуту.

4. *Движение.* Шаровые молнии обычно перемещаются горизонтально со скоростью несколько метров в секунду. Они могут также оставаться неподвижными в воздухе или опускаться от облака к земле. Они редко поднимаются вверх, как это было бы, если бы шаровая молния представляла собой раскаленные «пузыри» воздуха при атмосферном давлении, на которые действует только сила тяжести. Во многих сообщениях описываются шаровые молнии, которые, по-видимому, вращались или поворачивались при перемещении. Иногда сообщают, что шаровые молнии отскакивают от твердых предметов, например от земли.

5. *Тепло, звук и запах.* Наблюдатели шаровой молнии лишь изредка сообщают об ощущении тепла. Однако существуют описания шаровых молний, которые зажигали сараи и расплавляли провода. Мак-Налли приводит одно из сообщений, в котором описывается шаровая молния, нагревшая кадку с водой с шумом, «как если бы бросили в воду раскаленный докрасна кусок железа». Иногда шаровые молнии издают шипящий звук. Многие наблюдатели отмечают характерный запах, сопровождающий шаровую молнию. Запах обычно описывается как острый и неприятный, напоминающий озон, горящую серу или окись азота.

6. *Притяжение к предметам и ограждениям.* Часто сообщают, что шаровые молнии притягиваются к металлическим предметам, например проволочным ограждениям или телефонным проводам. Притянувшись, они обычно перемещаются вдоль этих предметов. Все или не-

которые из этих наблюдений можно отнести к огням св. Эльма. Шаровые молнии часто проникают внутрь домов через сетки от насекомых или дымоходы. Согласно некоторым сообщениям, иногда они проникают в дом через оконные стекла. Сообщалось также, что они образуются и в зданиях, иногда из телефонных аппаратов. Шаровые молнии могут появляться и в цельнометаллических ограждениях, например внутри самолета [23].

7. *Исчезновение.* Шаровые молнии распадаются двумя способами: бесшумно или со взрывом. Распад со взрывом происходит быстро и сопровождается громким звуком. Бесшумный распад может происходить как быстро, так и медленно. Большая часть шаровых молний распадается быстро. Иногда сообщают, что после распада шаровой молнии остается туман или какие-то остатки. Изредка наблюдалось, что шаровая молния разбивалась на две или больше шаровых молний меньших размеров.

8. *Типы.* Может быть не один тип шаровой молнии. Например, шаровая молния, которая притянулась к проводнику, может отличаться от свободно плавающей шаровой молнии; шаровая молния, которая появляется на уровне земли, может отличаться от шаровой молнии, которая висит высоко в воздухе, или от шаровой молнии, которая падает из облака.

Рассмотрим кратко теории, которые были предложены для «объяснения» шаровой молнии. К сожалению, ни одна теория шаровой молнии не может объяснить как ее подвижность, так и тот факт, что молния не поднимается. В итоге, несмотря на многочисленные теоретические модели, предложенные для объяснения этого явления, причины, вызывающие образование шаровой молнии, остаются неизвестными. Все теории шаровой молнии распадаются на два основных класса: теории, в которых источник энергии молнии находится вне ее (шаровая молния с внешним источником энергии), и теории, согласно которым энергия молнии накоплена внутри самого шара (шаровая молния с внутренним источником энергии). Рассмотрим сначала модели с внутренним источником. Этот класс моделей разбивается на шесть подклассов.

1) Шаровая молния представляет собой газ или воздух, обладающий необычными свойствами. Предполага-

лось, что шаровая молния — это медленно горящий газ; излучение за счет медленной рекомбинации неизвестных ионов; излучение долгоживущих частиц воздуха, находящихся в метастабильных состояниях, или частиц, которым передается энергия метастабильных частиц; химическая реакция, в которой принимают участие пыль, копоть, и т. д.

2) Шаровая молния представляет собой шар горячего воздуха при атмосферном давлении. Юман и Лаук [23], используя теорию, рассмотренную в разд. 7.7, рассчитали временные и пространственные характеристики изолированного шара горячего воздуха. Было установлено, что для шара диаметром 20 см скорость охлаждения при температуре 3000 К составляет около 1000 К/с и что радиус сферы остается практически постоянным в ходе охлаждения. К сожалению, сравнительно небольшая скорость охлаждения не обеспечивает относительно постоянной яркости шара.

3) Шаровая молния — это плазма очень высокой плотности (концентрация электронов 10^{25} м^{-3}), которая проявляет квантовомеханические свойства, характеризующие твердое состояние [16].

4) Шаровая молния представляет собой одну из конфигураций замкнутых кольцевых токов, сдерживаемых своим собственным полем. Финкельштейн и Рубинштейн [7] показали, что плазма, сдерживаемая таким образом, в нормальных условиях не может возникнуть в воздухе.

5) Шаровая молния представляет собой воздушный вихрь (подобный кольцам табачного дыма), что обеспечивает удержание светящихся газов.

6) Шаровая молния — это поле микроволнового излучения, заключенного в тонкую сферическую плазменную оболочку [5].

Рассмотрим теперь теории шаровой молнии, в которых снабжение энергией шаровой молнии происходит за счет внешних источников. Предложено три типа источников энергии: а) высокочастотное (сотни мегагерц) электромагнитное поле, б) постоянный ток от облака к земле и в) сфокусированные частицы космического излучения.

1) Черилло [3] и Капица [11] предположили, что сфокусированная высокочастотная энергия от грозового облака может создать и поддерживать шаровую молнию. Однако электрические поля высокой напряженности, необходимые для этого механизма, никогда не наблюда-

лись в грозовых облаках. 2) Финкельштейн и Рубинштейн [7] и Юман и Хелстром [22] предположили, что постоянный ток, протекающий из облака на землю, будет сжиматься в поперечном сечении в области с высокой проводимостью и что увеличение подводимой энергии из-за сжатия тока будет поддерживать молнию. Эта теория не может объяснить появление шаровой молнии внутри строений, особенно внутри металлических сооружений. 3) Арабаджи [1] предположил, что частицы космических лучей могут фокусироваться электрическими полями грозового облака таким образом, что создают разряд в воздухе в одной точке пространства.

Литература, посвященная шаровой молнии, весьма обширна, и, отдавая должное предмету, следовало бы написать отдельную книгу. В этом приложении не было сделано даже попытки добиться завершенности. Для читателя, который хочет более подробно ознакомиться с шаровой молнией, ссылки, приведенные в этом приложении, будут хорошим исходным материалом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арабаджи В. И., К теории явлений атмосферного электричества, Уч. записки Минского гос. пед. ин-та им. А. М. Горького, сер. физ.-мат., № 5, 79—98 (1956).
2. Grand W., Der Kugelblitz, Grand, Hamburg, 1923.
3. Cerrillo M., Sobre las posibles interpretaciones electromagneticas del fenomeno de las centellas, Comision Impulsora Coordinadora Invest. Cient., Mexico, Ann., 1, 151—178 (1943).
4. Давыдов Б. В., Редкая фотография шаровой молнии, Природа, № 1, 96—97 (вклейка) (1958).
5. Dawson G. A., Jones R. C., Ball Lightning as a Radiation Bubble, Fourth International Conference on the Universal Aspects of Atmospheric Electricity, Tokyo, Japan, May, 1968.
6. Dewan E. M., Eyewitness Accounts of Kugelblitz, Microwave Physics Laboratory, Air Force Cambridge Res. Lab., CRD-125, March, 1964.
7. Finkelstein D., Rubinstein J., Ball Lightning, Phys. Rev., 135, A390—A396 (1964).
8. Humphreys W. J., Ball Lightning, Proc. Am. Phil. Soc., 76, 613—626 (1936).
9. Jennings R. C., Path of a Thunderbolt, New Scientist, 13, № 270, 156 (January 18, 1962).
10. Jensen J. C., Ball Lightning, Physics (now J. Appl. Phys.), 4, 372—374 (1933).

11. Капица П. Л., О природе шаровой молнии, ДАН СССР, 101, № 2, 245—248 (1955).
12. K u h n E., Ein Kugelblitz auf einer Moment-Aufnahme?, Naturwiss., 38, 518—519 (1951).
13. M c N a l l y, R a n d J., Preliminary Report on Ball Lightning, Oak Ridge Natl. Lab., ORNL-3938, UC-34-Phys., May, 1966.
14. M o r r i s W., A Thunderstorm Mystery, Daily Mail of London, Nov. 5, 1936.
15. M ü l l e r - H i l l e b r a n d D., Zur Frage des Kugelblitz, Elektrie, 17, 211—214 (1963).
16. N e u g e b a u e r T., Zu dem Problem des Kugelblitzes, Z. Phys., 106, 474—484 (1937).
17. R a y l e W. D., Ball Lightning Characteristics, NASA Technical Note D-3188, January, 1966.
18. R o d e w a l d M., Kugelblitzbeobachtungen, Z. Meteorol., 8, 27—29 (1954).
19. S i l b e r g P. A., Ball Lightning and Plasmoids, J. Geophys. Res., 67, 4941—4942 (1962).
20. S i l b e r g P. A., A Review of Ball Lightning, in "Problems of Atmospheric and Space Electricity, in S. C. Coronti (ed.), Amer. Elsevier Publ. Co., New York, 1965, p. 436—454. (Русский перевод: Проблемы электричества атмосферы, Гидрометеоиздат, Л., 1969, стр. 303—322.)
21. U m a n M. A., Some Comments on Ball Lightning, J. Atmos. Terr. Phys., 30, 1245—1246 (1968).
22. U m a n M. A., H e l s t r o m C. W., A Theory of Ball Lightning, J. Geophys. Res., 71, 1975—1984 (1966).
23. U m a n M. A., L o w k e J. J., in the paper by M. A. Uman, Decaying Lightning Channels, Bead Lightning and Ball Lightning Fourth International Conference on the Universal Aspects of Atmospheric Electricity, Tokyo, Japan, May, 1968.
24. W o l f F., Interessante Aufnahme eines Kugelblitz, Naturwiss., 43, 415—417 (1956).

Приложение Г.

Новые исследования

Далее кратко рассматриваются данные, полученные слишком поздно, чтобы их можно было включить в основной текст книги.

Мак-Керас [8], работающий в Австралии, сравнил характеристики изменений полей, вызванных разрядами облако—земля и внутриоблачными разрядами. Он отметил, что пульсирующие разряды (R -изменения в разрядах на земле и K -изменения в облачных разрядах) происходят чаще и вызывают большие изменения поля при разрядах на землю, чем при облачных разрядах. Было установлено, что импульсные разряды происходят примерно в 88% разрядов на землю и примерно в 35% облачных разрядов. Неимпульсные разряды (медленное изменение электрических полей) имеют место примерно в 58% разрядов на землю и в 96% облачных разрядов. Характерно меньшее количество импульсных разрядов в верхней части грозового облака, чем у основания облака. Наблюдались разряды облако — земля, переносящие положительный заряд на землю.

Орвил [10] получил первый спектр ступенчатого лидера. Удалось выделить часть канала лидера длиной 2 м. Спектрограф был направлен на определенную высоту над уровнем земли. После начала продвижения ступенчатого лидера к земле до появления движущегося вверх возвратного разряда было зарегистрировано 7 относительно дискретных световых импульсов с интервалами от 30 до 40 мкс. Два первых зарегистрированных дискретных импульса, очевидно, вызваны частями двух последовательных вершин (ступеней) лидера. Спектры этих импуль-

сов характеризуются сильным излучением NII и умеренным излучением H α . Была рассчитана температура головки лидера; она лежит в интервале от 20 000 до 35 000 К. Выше головки лидера излучение NII становится слабее, а излучение H α во время светового импульса усиливается. Между световыми импульсами было зарегистрировано слабое излучение H α . Из сравнения структуры линий NII, полученных с помощью бесщелевого спектрографа, было установлено, что диаметр области, из которой исходит излучение NII, менее 0,35 м, но более точных оценок получить не удалось.

Конер [2] сообщил об измерениях распределения энергии в спектре в интервале от 3900 до 6900 Å для семи разрядов молнии; при помощи одновременного измерения электрического поля он нашел исходную энергию для тех же импульсов. Полученные значения заключены в интервале от 59 до 2000 Дж/м, причем пять из семи значений энергии лежат в интервале между 220 и 570 Дж/м. Эти числа находятся в хорошем согласии с величиной 870 Дж/м, полученной Кридером и др. ([26] в гл. 5) в интервале длин волн от 4000 до 11 000 Å для одноимпульсной вспышки молнии (разд. 5.5.1 и 7.3.3); следует указать, что в данные Конера была внесена существенная поправка на прохождение света через дождь. Средняя величина отношения энергии излучения к исходной энергии, полученная Конером, составляла 0,007, причем для семи импульсов она изменялась от 0,011 до 0,0026. Соответствующее отношение, полученное Кридером и др., равняется 0,004.

Хилл [4] исследовал извилистость каналов 13 вспышек молнии. Он пришел к выводу, что изменение направления отдельных частей канала носит случайный характер (гауссово распределение) и что средняя абсолютная величина изменения направления приблизительно постоянна от вспышки к вспышке. Для исследованных длин отрезков (примерно между 5 и 70 м) и общей проанализированной длины каналов (от 1 до 4,3 км) средняя абсолютная величина изменения направления канала составляла 16°.

Джонс и др. [6] рассмотрели модель ударной волны разряда молнии. Их результаты по существу аналогичны результатам Фью и др. (разд. 6.3.1). Однако Джонс и др.

получили отличную от использованной Фью и др. функциональную форму для избыточного давления в области слабой волны. Джонс [5] сравнил оба подхода и полученные численные значения. Для случая, в котором расчеты Фью и др. привели к минимальной частоте грома, равной 57 Гц, Джонс [5], используя теорию [6], получил величину 33 Гц. Разница между этими двумя значениями не влияет на вывод, изложенный в разд. 6.3.2, а именно, что преобладающие частоты в громах не являются инфразвуковыми.

В 1968 г. Фью завершил докторскую диссертацию, озаглавленную «Гром».

Бартенду [1] опубликовал краткое изложение своей докторской диссертации по вопросам грома (гл. 6).

Р. Джонс [7] предположил, что магнитные силы, возникающие в результате протекания тока молнии, уравновешивают избыточное давление, стремящееся расширить канал (разд. 7.6), и вывел формулу для радиуса канала, при котором наступает указанное равновесие (более подробный вывод этого соотношения см. в [11]). Для тока в 12 кА и концентрации электронов в канале 10^{25} м^{-3} при 23 000 К (давление порядка 100 атм) радиус, согласно расчетам Джонса, составляет 0,15 см. Неясно, как отмечено в разд. 7.6, будет ли канал иметь достаточно малый радиус, чтобы возник магнитный пинч-эффект. Джонс вычислил радиус канала, исходя из размеров оплавлений проводников, произведенных ударом молнии. Как отмечалось в разд. 2.5.2, любые расчеты радиуса канала по электродным эффектам нельзя считать реальными.

Этцель [9] теоретически рассчитал диаметр возвратного удара в момент времени сразу после наступления максимума тока. Он использовал две модели возвратного разряда: 1) модель резонансного контура с сосредоточенными параметрами, в которой индуктивность и сопротивление обусловлены возвратным разрядом и являются функциями проводимости возвратного разряда, его диаметра и длины; 2) модель линии передачи заряда. В обоих случаях спадание тока после максимального значения происходило с постоянной затухания, определяемой отношением сопротивления канала на единицу длины к индуктивности канала на единицу длины. Эта постоянная в первом при-

ближении является для данной проводимости канала функцией только диаметра канала. Используя разумные значения проводимости канала молнии, Этцель нашел, что диаметры первых возвратных ударов лежат в интервале от 1 до 4 см, в то время как диаметры последующих возвратных ударов — в интервале от 0,2 до 0,5 см. Установлено, что диаметры последующих возвратных ударов должны быть меньше, так как эксперименты свидетельствуют о более быстром спадании тока [уравнение (4.1) и гл. 4 и последующее обсуждение]; наблюдаемое быстрое спадание тока требует (при данной проводимости) меньших диаметров канала молнии.

Чтобы молния зажгла объект, ток молнии должен воздействовать в течение достаточного промежутка времени. Бытует мнение, что именно непрерывный ток большой продолжительности поджигает воспламеняющиеся предметы, например деревья. Многочисленные лабораторные эксперименты показали, что токи порядка 10 кА и выше продолжительностью порядка 10 мкс не вызывают зажигания древесины. Первые доказательства того факта, что непрерывные токи в действительности вызывают загорание леса, были представлены Фукеем и др. [3]. На основании измерений электрического поля они нашли, что в 7 разрядах молнии, которые привели к зажиганию деревьев, содержался по крайней мере один период непрерывного тока продолжительностью более 40 мс. Те же авторы сообщили, что в 856 разрядах облако — земля, наблюдавшихся в 1965 и 1966 гг., около половины содержали фазу непрерывного тока. Эти результаты находятся в хорошем согласии с данными Китагава и др. и Брука и др. [7, 22] в гл. 2.

Декабрьский выпуск *Monthly Weather Review* 1967 г. (т. 95, № 12) посвящен явлениям атмосферного электричества. Особый интерес представляют статьи Леба «Вклад в механизмы удара молнии» и Фитцджеральда «Вероятность инициирования молнии самолетом в некоторых грозовых облаках» и ряд других статей по процессам в грозовых облаках.

12—18 мая 1968 г. в Токио состоялась четвертая международная конференция по общим вопросам атмосферного электричества. Труды этой конференции опубликованы

под редакцией Коронити. Особый интерес представляют обзорные статьи Этцеля и Цайерса «Радиоизлучение близких молний», Орвила «Характеристики возвратного удара молнии, разрешенные во времени» и Чуруми, Икеды и Киношиты «Некоторые результаты измерения тока молний в Японии».

ЛИТЕРАТУРА

1. B h a r t e n d u, A Study of Atmospheric Pressure Variations from Lightning Discharges, *Canad. J. Phys.*, **46**, 269—281 (1968).
2. C o n n e r T. R., The 1965 ARPA-AEC Joint Lightning Study at Los Alamos, Vol. 1, The Lightning Spectrum, Charge Transfer in Lightning, Efficiency of Conversion of Electrical Energy into Visible Radiation, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3754, Dec. 5, 1967.
3. F u q u a y D. M., B a u g h m a n R. G., T a y l o r A. R., H a w e R. G., Characteristics of Seven Lightning Discharges that Caused Forest Fires, *J. Geophys. Res.*, **72**, 6371—6373 (1967).
4. H i l l R. D., Analysis of Irregular Paths of Lightning Channels, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1897—1906 (1968).
5. J o n e s D. L., Comments on "A Dominant 200-Hertz Peak in the Acoustic Spectrum of Thunder", *J. Geophys. Res.*, **73**, 000—000 (1968).
6. J o n e s D. L., G o y e r G., P l o o s t e r M., Shock Wave from a Lightning Discharge, *J. Geophys. Res.*, **73**, 3121—3127 (1968).
7. J o n e s R. C., Return Stroke Core Diameter, *J. Geophys. Res.*, **73**, 809—814 (1968).
8. M a c k e r r a s D., A Comparison of Discharge Processes in Cloud and Ground Lightning Flashes, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1175—1183 (1968).
9. O e t z e l G. N., Computation of the Diameter of a Lightning Return Stroke, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1889—1896 (1968).
10. O r v i l l e R. E., The Spectrum of the Lightning Stepped-Leader, Annual Meeting, American Geophysical Union, April 8—11, 1968, Washington, D. C.; Spectrum of the Lightning Stepped-Leader, *J. Geophys. Res.* (June, 1968).
11. U m a n M. A., Introduction to Plasma Physics, McGraw-Hill Book Co., New York, 1964, p. 184—189.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----------|
| Предисловие к русскому изданию | 5 |
| Предисловие | 8 |
| I. Введение | 11 |
| 1.1. Молния и грозовые облака | 11 |
| 1.2. Ступенчатый лидер | 16 |
| 1.3. Возвратный удар | 19 |
| 1.4. Стреловидный лидер | 20 |
| 1.5. Еще о разрядах и вспышках | 21 |
| 1.6. Внутриоблачные разряды | 22 |
| 1.7. Импульсы, несущие положительный заряд к земле | 23 |
| 1.8. Импульсы с лидерами, развивающимися вверх | 23 |
| 1.9. Другие типы молний | 24 |
| Литература | 25 |
| 2. Фотографирование молний | 27 |
| 2.1. Ранние исследования | 27 |
| 2.2. Камера Бойса | 28 |
| 2.3. Исследования в ЮАР | 32 |
| 2.3.1. Введение | 32 |
| 2.3.2. Ступенчатый лидер | 34 |
| 2.3.3. Стреловидный и стреловидно-ступенчатый лидеры | 39 |
| 2.3.4. Первые возвратные удары | 42 |
| 2.3.5. Последующие возвратные удары | 43 |
| 2.3.6. Световые компоненты, связанные с ответвлениями, и М-компоненты | 44 |
| 2.3.7. Разное | 45 |
| 2.4. Фотографирование молнии в США (1933—1949 гг.) | 47 |
| 2.4.1. Введение | 47 |
| 2.4.2. Исследования на Эмпайр стейт билдинг | 47 |
| 2.4.3. Исследования в Питсфилде | 50 |
| 2.5. Последние исследования | 52 |

| | |
|---|------------|
| 2.5.1. Введение | 52 |
| 2.5.2. Фотографии молний в Аризоне | 52 |
| 2.5.3. Фотографирование молний в Нью-Мексико | 54 |
| 2.5.4. Фотографирование молний в Швейцарии | 58 |
| Литература | 65 |
| 3. Измерения электрического и магнитного полей | 69 |
| 3.1. Введение | 69 |
| 3.2. Электростатика | 69 |
| 3.3. Магнитостатика | 83 |
| 3.4. Электромагнетизм | 85 |
| 3.5. Аппаратура для измерения полей | 88 |
| 3.5.1. Электронные измерения напряженности электрического поля | 88 |
| 3.5.2. Полемер, или электростатический флюксметр | 90 |
| 3.5.3. Разнообразные методы измерения электрического поля | 91 |
| 3.5.4. Измерения магнитного поля | 93 |
| 3.6. Ранние измерения электрического поля; дипольная модель облака | 94 |
| 3.7. Изменение электростатического поля; обусловленное молнией облако — земля | 100 |
| 3.7.1. Введение | 100 |
| 3.7.2. Ступенчатый лидер | 103 |
| 3.7.3. Стреловидный лидер | 111 |
| 3.7.4. Возвратный удар | 116 |
| 3.7.5. Процессы, протекающие между импульсами | 119 |
| 3.7.6. Разряды, переносящие положительный заряд к земле | 128 |
| 3.8. Изменение электростатического поля, обусловленное облачными разрядами | 130 |
| 3.9. Магнитостатические поля молнии | 138 |
| 3.10. Радиационные поля молнии | 141 |
| Литература | 147 |
| 4. Измерения тока | 154 |
| 4.1. Введение | 154 |
| 4.2. Методы измерений | 156 |
| 4.2.1. Приборы, использующие фигуры Лихтенберга | 156 |
| 4.2.2. Приборы с использованием намагничивающихся материалов | 158 |
| 4.2.3. Безиндуктивный шунт и осциллограф | 161 |
| 4.2.4. Рамочная антенна и осциллограф | 163 |
| 4.2.5. Другие методы измерения | 165 |
| 4.3. Ток в разрядах молнии облако — земля | 165 |

| | |
|--|------------|
| 4.4. Разряды, вызванные движущимися вверх лидерами | 178 |
| 4.5. Другие измерения тока | 179 |
| Литература | 180 |
| 5. Спектроскопия молнии | 183 |
| 5.1. Исторические сведения | 183 |
| 5.2. Экспериментальные методики | 185 |
| 5.2.1. Щелевой спектрограф | 185 |
| 5.2.2. Бесщелевой спектрограф | 192 |
| 5.2.3. Количественные измерения спектра на фотопленках | 197 |
| 5.2.4. Спектроскопия с использованием фотоэлектрических детекторов | 198 |
| 5.3. Теория | 200 |
| 5.4. Спектроскопия молнии, 1940—1960 гг. | 208 |
| 5.5. Спектроскопические исследования молнии после 1960 г. | 212 |
| 5.5.1. Введение | 212 |
| 5.5.2. Свойства возвратного удара | 218 |
| Литература | 231 |
| 6. Гром | 235 |
| 6.1. Исторический очерк | 235 |
| 6.2. Экспериментальные данные | 237 |
| 6.3. Гипотезы и теории | 248 |
| 6.3.1. Ударная волна | 248 |
| 6.3.2. Звуковая волна | 252 |
| Литература | 256 |
| 7. Теория процесса разряда | 260 |
| 7.1. Введение | 260 |
| 7.2. Механизмы разряда | 261 |
| 7.2.1. Введение | 261 |
| 7.2.2. Явления разряда в отсутствие заметного пространственного заряда | 263 |
| 7.2.3. Явления разряда в присутствии пространственного заряда | 266 |
| 7.3. Приближенные расчеты | 271 |
| 7.3.1. Некоторые соотношения из электростатики | 271 |
| 7.3.2. Размеры облачного заряда и радиус лидера | 273 |
| 7.3.3. Разность потенциалов облако — земля и энергия молнии | 275 |
| 7.4. Теории ступенчатого лидера | 278 |
| 7.4.1. Экспериментальные данные | 278 |

| | |
|--|-----|
| 7.4.2. Две первоначальные теории ступенчатого лидера | 279 |
| 7.4.3. Другие теории ступенчатых лидеров | 282 |
| 7.4.4. Зарождение ступенчатого лидера | 285 |
| 7.5. Теории стреловидного лидера | 285 |
| 7.6. Теории возвратного удара | 288 |
| 7.7. Канал молнии между импульсами | 295 |
| Литература | 298 |
| | |
| Приложение А. Возможности дальнейших исследований молнии | 302 |
| | |
| Приложение Б. Четочная молния | 308 |
| Литература | 310 |
| | |
| Приложение В. Шаровая молния | 312 |
| Литература | 317 |
| | |
| Приложение Г. Новые исследования | 319 |
| Литература | 323 |

М. Юман

МОЛНИЯ

Редактор *Э. А. Медушевская*
Художник *В. А. Медников*
Художественный редактор *В. М. Варлашин*
Технический редактор *Э. И. Резник*
Корректор *О. К. Румянцева*

Сдано в набор 20/X 1971 г. Подписано к печати
27/III 1972 г. Бумага кн. журн. 84×108/32 = 5,13
бум. л. 17,22 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 16.61.
Изд. № 27/6188. Цена 1р. 86 к. Зак. 732.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ярославский полиграфкомбинат Главполиграфпро-
ма Комитета по печати при Совете Министров
СССР. Ярославль, ул. Свободы, 97