

**ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ
СБОРНИК**

1966

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОМИТЕТ



Эйнштейновский сборник

1966

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
Москва 1966

УДК 082.2:Эйнштейн

Ответственные редакторы

И. Е. ТАММ, Б. Г. КУЗНЕЦОВ

Составитель

У. И. ФРАНКФУРТ

2-3-2
153-65 фмл

СОДЕРЖАНИЕ

ОТ РЕДАКЦИИ	6
А. ЭЙНШТЕЙН	
ВЛИЯНИЕ МАКСВЕЛЛА НА РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ФИЗИЧЕСКОЙ РЕАЛЬНОСТИ	7
А. ЭЙНШТЕЙН	
ОБЩИЙ ЯЗЫК НАУКИ	17
А. ЭЙНШТЕЙН	
ПАМЯТИ КАРЛА ШВАРЦШИЛЬДА	15
Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, И. Д. НОВИКОВ	
ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И АСТРОФИЗИКА .	18
Б. Г. КУЗНЕЦОВ	
ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТЬ И ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ	121
Д. ХОЛТОН	
К ГЕНЕЗИСУ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ	177
М.-А. ТОННЕЛА	
ОБНОВЛЕНИЕ ПОНЯТИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ФИЗИКЕ ЭЙНШТЕЙНА	195
М. Д. КЛЕЙН	
ЭЙНШТЕЙН И ДУАЛИЗМ ВОЛНЫ-ЧАСТИЦЫ	212
М. Д. КЛЕЙН	
ПЕРВАЯ РАБОТА ЭЙНШТЕЙНА ПО КВАНТАМ	259
А. Г. БАРАНОВ	
О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПРОВЕРКЕ ПОСТУЛАТОВ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ	284
У. И. ФРАНКФУРТ, А. М. ФРЕНК	
ЭЙНШТЕЙН КАК ИСТОРИК НАУКИ	298
Г. И. НААН	
ПРОБЛЕМЫ И ТЕНДЕНЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КОСМОЛОГИИ	339

О Т Р Е Д А К Ц И И

Эйнштейновский сборник 1966 г. — первый из числа подготавливаемых ежегодных изданий подобного типа — выходит в свет после того, как Академия наук СССР, вместе с другими научными учреждениями всего мира, отметила 10-летие со дня смерти А. Эйнштейна, 60-летие специальной теории относительности, и в год, когда будет отмечаться 50-летие общей теории относительности.

Памятные даты совпадают по времени с большим и весьма важным для современной науки и культуры ростом интереса широких научных кругов к жизни и творчеству А. Эйнштейна, к содержанию его работ и к судьбе его идей. Об этом свидетельствует непрерывное возрастание числа статей в периодической печати и монографий, посвященных теории относительности. Для физиков-теоретиков повышенный интерес к идеям А. Эйнштейна связан с существенными достижениями и, может быть, не менее существенными неразрешенными пока затруднениями квантовой электродинамики и теории элементарных частиц, а также с новейшим развитием астрофизики и релятивистской космологии. По-видимому, переход к экспериментальному изучению частиц с более высокими энергиями намного увеличит интерес к самым общим и фундаментальным физическим проблемам, к принципу относительности, к его связи с исходными принципами квантовой механики, к релятивистской квантовой физике.

Поэтому не следует ограничивать содержание изданий Эйнштейновского комитета Академии наук СССР и, в частности, содержание Эйнштейновских сборников лишь публикацией работ Эйнштейна, их комментированием и анализом непосредственно содержащихся в них идей. Да этого, пожалуй, и нельзя было бы сделать: слишком тесно связаны идеи Эйнштейна с новыми тенденциями теоретической мысли, особенно в ядерной физике, астрофизике, квантовой электродинамике и в теории элементарных частиц. Таким образом, наряду с неопубликованными или малоизвестными статьями и письмами Эйнштейна и воспоминаниями, в Эйнштейновских сборниках будут печататься исследования и обзоры по наиболее общим и фундаментальным проблемам современной теоретической физики в целом.



ВЛИЯНИЕ МАКСВЕЛЛА НА РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ФИЗИЧЕСКОЙ РЕАЛЬНОСТИ¹

Вера в существование внешнего мира, независимого от воспринимающего субъекта, лежит в основе всего естествознания. Так как чувственные восприятия дают только косвенные сведения об этом внешнем мире, или «физической реальности», последняя может быть познана нами только спекулятивным путем. Отсюда вытекает, что наши представления о физической реальности никогда не могут быть окончательными. Мы всегда должны быть готовы менять эти представления, т. е. аксиоматическую основу физики, для того чтобы логически наиболее совершенным путем объяснить результаты наблюдений. Обзор развития физики показывает, что эта аксиоматическая основа действительно претерпевала со временем глубокие изменения.

После основания теоретической физики Ньютоном наиболее значительное изменение ее аксиоматической основы было вызвано исследованием электромагнитных явлений Фарадеем и Максвеллом. Попытаемся уточнить этот вопрос, рассматривая его развитие как до этих исследований, так и после них.

Согласно системе Ньютона, физическая реальность характеризуется понятиями пространства, времени, материальной точки, силы (или эквивалентным ей взаимодействием материальных точек). По Ньютону, физические явления нужно рассматривать как подчиняющиеся определенным законам движения материальной точки в пространстве. Материальная точка является единственным

¹ К столетию со дня рождения Максвелла (J. C. Maxwell. A Commemoration Volume. Cambridge, 1931). Перевод А. М. Френка.

представителем реальности, поскольку она изменчива. К понятию материальной точки безусловно привели наблюдаемые тела; материальную точку можно себе представить подобной лишенному признаков протяженности, формы, пространственной ориентации, всех «внутренних» свойств, сохранившему лишь инерцию и трансляцию, движущемуся телу, к которому добавляется лишь понятие силы. Материальные тела, которые психологически вызвали образование понятия «материальная точка», со своей стороны сами должны были теперь рассматриваться как системы материальных точек. Необходимо отметить, что по своей сущности эта теоретическая система является атомистической и механистической. Все события рассматривались чисто механически, т. е. как происходящие по закону Ньютона простые движения материальных точек.

Самым уязвимым местом теоретической системы, отвлекаясь от обсуждающихся вновь в последнее время трудностях понятия «абсолютного пространства», было главным образом учение о свете. В соответствии со своей теорией Ньютон считал, что свет тоже состоит из материальных точек. Уже тогда со всей остротой возникала проблема: что происходит с материальными точками, образующими свет, при его поглощении? Кроме того, не удовлетворял тот факт, что для описания света и весомой материи необходимо было ввести в рассмотрение материальные точки совершенно различного рода. К ним позже добавились частицы третьего рода — электрические, с совершенно другими основными свойствами. Наконец, слабость всей системы заключается в абсолютно произвольном гипотетическом выборе сил, определяющих происходящие явления. И все-таки эта концепция реальности дала многое. Как случилось, что почувствовалась необходимость ее оставить?

Чтобы придать своей системе математическую форму, Ньютон был вынужден ввести понятие производной и представить законы движения в виде обыкновенных дифференциальных уравнений. Это был, возможно, крупнейший мыслимый шаг, который суждено было сделать кому-нибудь человеку. Дифференциальные уравнения в частных производных здесь не нужны, и Ньютон ими методически и не пользовался. Но эти уравнения были необходимы для формулировки механики деформируемых тел:

это было связано с тем, что вначале в таких задачах не играло роли, каким образом тела построены из материальных точек.

Дифференциальное уравнение в частных производных вошло в теоретическую физику в качестве служанки, но постепенно оно стало госпожой. Это началось в XIX в., когда утвердилась волновая теория света. Свет в пустом пространстве рассматривался как колебательный процесс в эфире, и должно было казаться бесполезным считать и эфир конгломератом материальных точек. Здесь впервые дифференциальные уравнения в частных производных выступили в физике как естественное выражение элементарного процесса. Континуальное поле вошло в одну из областей теоретической физики как представитель физической реальности наряду с материальной точкой. Этот дуализм не исчез до сих пор, как это ни должно казаться мешающим каждому систематическому уму.

Хотя после этого представление о физической реальности перестало быть чисто атомистическим, оно оставалось механистическим. Вновь и вновь пытались все происходящие события интерпретировать как движения инертной массы, ибо другой трактовки просто нельзя было себе представить. И тут наступил великий перелом, который во все времена будут связывать с именами Фарадея, Максвелла и Герца. Львиная доля в этой революции принадлежит Максвеллу. Он показал, что все известное тогда о свете и электромагнитных явлениях может быть изложено с помощью его хорошо известной двойной системы дифференциальных уравнений в частных производных, куда электрическое и магнитное поля входили как зависимые переменные. Правда, Максвелл пытался обосновать или оправдать эти уравнения с помощью мысленных механических построений. Он использовал одновременно несколько таких построений, и ни одно из них не считал истинным, так что существенными оказались лишь уравнения и фигурирующие в них элементарные, не сводимые к другим сущностям, силы поля. К концу XIX в. концепция об электромагнитном поле, как несводимой сущности, стала уже всеобщей, и серьезные физики перестали верить в правомочность или возможность механического обоснования уравнений Максвелла. Наоборот, вскоре стали даже пытаться истолковывать материальные точки и их инерцию с точки зрения теории поля при помощи

уравнений Максвелла. Но эти попытки, конечно, не увенчались успехом.

Если отвлечься от отдельных значительных результатов, полученных Максвеллом на протяжении всей его жизни в важных областях физики, и направить все внимание на те изменения, которые из-за них претерпело воззрение на природу физической реальности, то можно сказать, что до Максвелла физическая реальность, поскольку она выражает явления в природе, мыслилась как материальные точки, изменения которых состоят только в движениях, регулируемых дифференциальными уравнениями в частных производных. После Максвелла физическая реальность мыслится выраженной необъяснимыми, с механической точки зрения, континуальными полями, подчиняющимися дифференциальным уравнениям в частных производных. Это изменение представления о реальности является наиболее глубоким и плодотворным из всех, которые знала физика после Ньютона. Но нужно признать, что полная реализация идей этой программы еще никоим образом не удалась. Установленные с тех пор и добившиеся успеха физические теории являются скорее компромиссом между обеими программами. Именно из-за своего компромиссного характера эти системы носили на себе печать недолговечности и логического несовершенства, несмотря на то что в отдельности каждая из них добивалась значительного прогресса.

В первую очередь следует назвать созданную Лоренцом электронную теорию, в которой поле и электрические частицы одновременно выступают в качестве равноправных элементов реальности. За ней последовали специальная и общая теории относительности, которые (хотя они полностью основаны на представлениях теории поля) не смогли избежать введения материальных точек и обыкновенных дифференциальных уравнений.

Последним, добившимся больших успехов, творением теоретической физики является квантовая механика. В своей основе она принципиально отклоняется от обеих программ, которые мы кратко назовем программами Ньютона и Максвелла. Ибо фигурирующие в ее законах величины не претендуют на выражение самой физической реальности; они дают только вероятности наступления какой-либо рассматриваемой физической реальности. Дирак, которому, по моему мнению, мы обязаны наиболее

логически удовлетворительным изложением этой теории, справедливо указывает, что, например, должно быть нелегко так теоретически описывать фотон, чтобы это описание содержало достаточное основание для суждения о том, пройдет ли фотон через поставленный на его пути под углом поляризатор или нет.

Я все-таки склонен думать, что физики недолго будут ограничиваться таким косвенным описанием реальности, даже если удастся удовлетворительным образом согласовать эту теорию с постулатом общей относительности. Тогда, вероятно, снова нужно будет вернуться к попытке реализации программы, которую мы можем, собственно, назвать программой Максвелла: описание реальности полями, удовлетворяющими дифференциальным уравнениям, не содержащим сингулярностей.



ОБЩИЙ ЯЗЫК НАУКИ¹

При формировании языка первый шаг состоит в установлении связи между знаками, передаваемыми с помощью звука (или как-то иначе), и чувственными впечатлениями. Весьма вероятно, что все животные, находясь в сообществе, достигли этого примитивного способа сообщения, по крайней мере, до известной степени. Более высокий уровень развития достигается тогда, когда введены и поняты дальнейшие знаки, устанавливающие соотношения между теми знаками, которые обозначают чувственные впечатления. На этой стадии становится уже возможной передача ряда несколько более сложных впечатлений; мы можем сказать, что язык зародился. Чтобы язык стал общепонятным, должны существовать, с одной стороны, правила, касающиеся соотношения между знаками, и, с другой стороны, устойчивое соответствие между знаками и впечатлениями. В детстве индивидуумы, связанные одним и тем же языком, усваивают эти правила и соотношения в основном интуицией. Когда человек становится сознательным, возникают правила, касающиеся соотношений между знаками, так называемая грамматика языка.

На ранней стадии развития слова непосредственно могут соответствовать впечатлениям. Но на более высокой стадии эта непосредственная связь исчезает, в том смысле, что определенные слова выражают соотношение к восприятиям, только если они употребляются совместно с другими словами (например, такие слова, как «есть», «или», «вещь»). Тогда к восприятиям относятся скорее группы слов, чем отдельные слова. Когда язык благодаря этому становится частично независимым от фона впечатлений, он приобретает большую внутреннюю связь.

¹ The Common Language of Science. Advancement of Science, II, № 5, 109. Перевод А. М. Френка.

Только на этой более развитой стадии, когда чаще пользуются так называемыми абстрактными понятиями, язык становится инструментом мышления в истинном смысле слова. Но именно благодаря такому развитию язык становится опасным источником ошибок и обманов. Все зависит от того, в какой мере слова и сочетания слов соответствуют миру впечатлений.

Что приводит к такой тесной связи между языком и мышлением? Не осуществимо ли мышление без использования языка, т. е. нет ли понятий и сочетаний понятий, для которых на ум не приходят слова? Не бился ли каждый из нас над поисками слов, несмотря на то что связь между «вещами» была вполне ясной?

Мы могли бы быть склонны приписывать акту мышления полную независимость от языка, если бы индивидуум образовывал или был бы в состоянии образовывать свои представления, не пользуясь словами из своего окружения. Но умственный образ индивидуума и формирование его представлений в большой степени зависят от языка. Это позволяет нам понять, в какой мере общность языка означает общность склада ума. В этом смысле мышление и язык взаимосвязаны.

Чем отличается язык науки от языка в обыденном смысле слова? Чем объяснить, что язык науки интернационален? То, чего наука стремится достигнуть, — это предельная точность и ясность понятий как в их взаимосвязи, так и по отношению к данным чувств. Возьмем в качестве примера язык евклидовой геометрии и алгебры. Они оперируют небольшим числом независимых друг от друга понятий, собственно символов, таких как целое число, прямая линия, точка, а также знаками, указывающими основные операции, т. е. связи между основными понятиями. Это — основа для построения всех остальных утверждений и определения всех остальных понятий. Связь между понятиями и утверждениями, с одной стороны, и данными чувств, с другой стороны, устанавливается с помощью расчетов и измерений, выполнение которых достаточно хорошо определено.

Наднациональный характер понятий и научного языка вызван тем фактом, что они создавались лучшими умами всех стран и всех времен. В одиночестве и, в конечном итоге, все-таки совместными усилиями они создали духовные орудия для технических революций, преобразивших

жизнь человечества в последние века. Их система понятий служила гидом в путаном хаосе восприятий, так что мы научились делать правильные общие выводы из частных наблюдений.

Какие надежды и страхи для человечества содержит в себе научный метод? (Я не думаю, что такая постановка вопроса правильна). То, что может в руках человека производить это орудие, зависит полностью от характера целей, которые ставит себе человечество. Раз эти цели существуют, научный метод дает способы их достижения. Но сами цели не могут быть им созданы. Научный метод никуда не привел бы, он даже не зародился бы без страстного стремления к ясному пониманию вещей.

Совершенство методов и неясность целей — вот что, по моему мнению, характеризует наше время. Если мы искренне и страстно желаем сохранения талантов всех людей, их благосостояния и свободного развития, мы не должны отказываться от способов, дающих возможность приблизиться к нашей цели. Даже если только небольшая часть человечества будет прилагать усилия для достижения этих целей, ее превосходство станет в конце концов очевидным.



ПАМЯТИ КАРЛА ШВАРЦШИЛЬДА¹

11 мая сего года смерть вырвала из наших рядов в возрасте всего 42 лет Карла Шварцшильда. Ранняя кончина этого высокоодаренного и разностороннего человека является тяжелой утратой не только для нашей корпорации, но и для всех друзей астрономической и физической науки.

Что особенно изумляет в теоретических работах Шварцшильда — это свободное владение математическими методами исследования и та легкость, с которой он разгадывал наиболее существенное в астрономических или физических вопросах. Такое, как у него, сочетание выдающихся математических познаний с тонким чувством реальности и гибкостью мышления встречается редко. Поэтому ему удалось проделать ценные теоретические работы в различных областях, от которых математические трудности отпугивали других. Психической пружиной его неутомимого теоретического творчества было, как мне кажется, не столько стремление к познанию скрытых взаимозависимостей в природе, сколько удовлетворение от открытия тонких математических систем мышления. Поэтому понятно, почему его первые теоретические работы относятся к области небесной механики — отрасли науки, основы которой казались наиболее прочно установленными. Из них упомяну работу о периодических решениях задачи трех тел и работу по созданной Пуанкаре теории равновесия вращающейся жидкости.

К важнейшим астрономическим достижениям Шварцшильда относятся его исследования по звездной статисти-

¹ Речь на заседании Прусской академии наук 29 июня 1916 г. (Sitzungsberichte der Preussischen Academie der Wissenschaften, 1916, Teil. 1, 768—770). Перевод А. М. Френка.

ке, т. е. той науки, которая с помощью статистической обработки наблюдений над яркостью, скоростью и спектральными типами неподвижных звезд пытается раскрыть строение тех могущественных небесных систем, к которым относится и наше Солнце. В этой области астрономия ему обязана углублением и дальнейшим развитием соотношений, открытых Кэптеином.

Свои глубокие теоретико-физические познания он поставил на службу теории Солнца. Здесь мы ему обязаны исследованиями о механическом равновесии в солнечной атмосфере и о процессах, обуславливающих излучение света Солнцем. Нужно вспомнить его изящное теоретическое исследование по давлению света на маленькие шары; в нем дано точное обоснование разработанной Аррениусом теории кометных хвостов. Это теоретико-физическое исследование восходит еще к астрономической постановке задачи, но представляется, что оно направило интересы Шварцшильда к чисто физическим вопросам. Мы обязаны ему интересными работами по основам электродинамики. Позже, в последние годы жизни, он содействовал становлению новой теории гравитации; ему первому удалось на основе этой теории дать точные расчеты гравитационных полей. Уже в последние месяцы жизни, когда коварная болезнь подорвала его силы, ему удалось провести одно тонкое исследование по квантовой теории.

К выдающимся теоретическим творениям принадлежат еще его работы по геометрической оптике; в них он усовершенствовал теорию погрешностей оптических приборов, играющую важную роль в астрономии. Этими результатами он добыл себе вечную славу в деле усовершенствования технических средств астрономии.

Теоретические работы Шварцшильда сопровождали его постоянную службу в качестве астронома-практика. С двадцатичетырехлетнего возраста он непрерывно работал в обсерваториях: в 1896—1899 гг. — ассистент в Вене, в 1901—1909 гг. — директор Геттингенской обсерватории, с 1909 г. — директор Потсдамского астрофизического института. Большое число работ свидетельствует о его деятельности в качестве наблюдателя и руководителя астрономических наблюдений. Но в еще большей мере он послужил своей науке открытием новых методов наблюдения, придуманных его живым умом. Важным и для экспериментальной физики оказался открытый им, а потому

названный его именем закон почернения фотографических пластинок.

Благодаря этому он сделал возможным применение фотографического метода для целей фотометрии. У него возникла гениальная идея использования для фотометрических измерений внефокусных снимков; только после этого открытия наряду с визуальной стала жизнеспособной и фотографическая фотометрия.

С 1912 г. этот скромный человек стал членом нашей академии, отчеты о заседаниях которой он за короткое оставшееся до смерти время обогатил ценными статьями. Теперь его призвал неотвратимый рок, но его труды будут и дальше плодотворно и живительно действовать в науке, которой он посвятил все свои силы.

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И АСТРОФИЗИКА

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Судьба общей теории относительности (ОТО) поистине драматична. Грандиозная по своему замыслу, необычайно единая и стройная, поразительный продукт индивидуального творчества гения, эта теория до последнего времени с трудом находит себе область применения к реально наблюдаемым явлениям. Это вопиющее противоречие между вкладом ОТО в гигантскую ломку физического мировоззрения XIX в. и повседневной практической значимостью ОТО предопределило личную драму последних 30 лет жизни Альберта Эйнштейна.

Среди физиков известна печальная шутка о том, что Эйнштейн «почил в Бозе» в 1924 г. Пожалуй, современный читатель нуждается в разъяснении смысла этого выражения: до революции о царях выражались «почил в Бозе», т. е. «умер примиренный с Богом». Эйнштейн в 1924 г. опубликовал работу [55], обобщающую идею индийского физика Бозе о получении формул теории равновесного излучения за счет новой формулировки статистической механики для световых квантов с учетом их неразличимости. Так возникла статистика Бозе — Эйнштейна, применимая не только к квантам, но и к «бозонам», обладающим массой, ядрам гелия, π -мезонам, атомам гелия. Подобно тому как работа Эйнштейна об индуцированном излучении содержала в зародыше лазеры, так работы Бозе и Эйнштейна лежат в основе теории сверхтекучести и сверхпроводимости. Но это были последние работы Эйнштейна, связанные с земной, конкретной физикой; именно уход от нее после формулировки статистики Бозе и выражен предельно кратко и грубо словами «почил в Бозе».

В течение последующих 30 лет Эйнштейн занимался ОТО, пытаясь создать так называемую единую теорию поля. Начало этого периода было многообещающим.

Из ньютоновской теории можно вычислить гравитационное поле масс, движение которых задано произвольным образом; уравнения движения существуют отдельно от уравнений поля.

Структура ОТО такова, что уравнения гравитационного поля, т. е. уравнения кривизны пространства — времени, в силу своих геометрических свойств совместимы только с таким движением масс, создающих эту кривизну, которое удовлетворяет уравнениям сохранения энергии и импульса. Отсюда следует, что уравнения кривизны, вызванной некими массами, требуют, чтобы эти массы двигались в согласии с уравнениями движения, другими словами, уравнения гравитационного поля содержат в себе уравнения движения. Этот важный результат был получен Эйнштейном и его сотрудниками Громмером, Гофманом, Инфельдом. Он относится к точечным массам, взаимодействующим лишь гравитационно. В. А. Фок и Н. И. Петрова, рассматривая тела конечных размеров, для которых нет сингулярностей поля, получили сходные результаты (см. библиографию в [56]). Эти результаты относятся к обычному веществу.

Другой важный случай — электромагнитное поле. Оно создает в пустоте определенную плотность энергии, количество движения, связанное с потоком энергии, и натяжения, аналогичные давлению жидкости или газа. Итак, электромагнитное поле создает тензор энергии — импульса, являющийся источником гравитационного поля. Как показал Райнич (в последние годы в этом направлении работал и Уилер [57], там же см. библиографию), уравнения ОТО, в которых источником являются энергия, импульс и напряжение электромагнитного поля, позволяют почти точно воспроизвести электрическое и магнитное поля по заданной метрике пространства, т. е. по полю тяготения, созданному электромагнитным полем. Из ОТО следует, что в таком случае электромагнитные поля должны удовлетворять уравнениям Максвелла.

Таким образом, уравнения движения Ньютона и уравнения Максвелла оказались следствиями ОТО! Не является ли вся физика следствием ОТО? Не удивительно, что такая перспектива заворожала многих физиков и

первого среди них — Эйнштейна. Но дальше первых успехов, о которых сказано выше, дело так и не сдвинулось.

Чтобы понять общую причину неудачи дальнейших попыток в этом направлении, не нужно быть специалистом в области ОТО — важнее следить за тенденциями всей остальной физики. Причина лежит в множестве и разнообразии частиц и полей в природе. При наличии в пространстве разных частиц и полей одновременно — электронов, барионов, нейтрино, электромагнитного поля и поля ядерных сил — очевидно, что тензор энергии-импульса (который входит в уравнения ОТО) абсолютно недостаточен для полной характеристики такой системы и, тем более, для получения уравнений, описывающих взаимные превращения различных видов частиц.

Далекое научное прогнозы — трудное и неблагодарное занятие. Их можно сравнить с прогнозом погоды на много лет вперед. Будет ли в процессе развития физики «элементарных» частиц и полей достигнуто такое единство, когда возродится идея единой теории поля в ОТО?

Стремление к единству, к уменьшению числа независимых частиц и полей, несомненно, существует. В настоящее время огромное и все растущее число сильно взаимодействующих частиц (так называемых адронов — барионов и мезонов, включая странные частицы и резонансы) удалось классифицировать, положив в основу три фундаментальные частицы. Модель кварков, сменившая модель Сакаги, замечательно объяснила симметрию среди адронов. Однако нельзя забывать два обстоятельства: 1) конкретная теория трех фундаментальных частиц, несомненно, будет квантовой, 2) успех современного направления связан с мудрым самоограничением совокупностью адронов (сильно взаимодействующих частиц); электроны, нейтрино, электромагнитные кванты целиком лежат за пределами теории. Именно отсутствие такого самоограничения погубило попытку Гейзенберга описать одновременно и адроны, и электромагнитное поле, и лептоны уравнением для одного поля¹. Во всяком случае ясно, что мы еще очень далеки от условий, когда можно было бы надеяться на плодотворную работу над единой теорией поля в ОТО. Единая теория представлялась более заманчивой 30—40 лет назад лишь потому, что мы мало знали о реальном мире частиц и полей.

¹ По крайней мере, в раннем варианте 1956 г.

Единственной (до недавнего времени), но весьма важной областью применения ОТО была космология. Достаточно напомнить решения Фридмана, описывающие пространственно-однородную и изотропную Вселенную, которая по необходимости, как следствие из уравнений ОТО, должна быть нестационарной, эволюционирующей с течением времени. Открытие красного смещения спектра далеких объектов явилось замечательным подтверждением этого важнейшего предсказания теории. В. А. Амбарцумян [72] бросил недавно упрек в адрес всей основанной на ОТО космологии: он отметил, что после открытия красного смещения за 30—40 лет теория Фридмана не дала новых результатов. В этой связи надо напомнить о произведенном в 1955 г. пересмотре численного значения постоянной красного смещения (константы Хаббла), которая вместо $H = 500 \div 600 \text{ км/сек} \cdot \text{Mpc} \approx (2 \cdot 10^9 \text{ лет})^{-1}$ оказалась равной $75 \div 120 \text{ км/сек} \cdot \text{Mpc} \approx (10^{10} \text{ лет})^{-1}$.

Новые данные о величине H имеют огромное принципиальное значение. До пересмотра H существовало вопиющее противоречие между возрастом Земли (несколько миллиардов лет) и предположением о том, что вещество находилось в сверхплотном состоянии в период, отдаленный от нас в прошлое на время порядка $2 \cdot 10^9 \text{ лет}$. Это противоречие было причиной появления в 1948—1950 гг. теорий, отрицающих ОТО. С установлением новой шкалы расстояний и нового значения H исчезло противоречие, отпали и основания для отказа от ОТО. И все же упрек в малой результативности ОТО объективно справедлив, потому что перед релятивистской космологией стоят важнейшие нерешенные задачи¹.

Первой такой задачей является определение средней плотности всех форм материи, в том числе таких труднонаблюдаемых, как погасшие звезды и нейтрино; согласно ОТО, структура и топология пространства критически зависят от средней плотности материи в больших объемах пространства. Сама постановка такой грандиозной задачи — выяснение структуры нашего мира — является величайшей заслугой ОТО. Однако фактическое

¹ После сдачи рукописи в печать было сделано замечательное открытие теплового космического радионизлучения. Это открытие и его истолкование тесно связаны с теорией Фридмана и являются подтверждением ее плодотворности. В этой связи см. [116—118, 127].

наблюдательное решение этой задачи оказалось чрезвычайно трудным и до настоящего времени заметно не продвинулось. Заметим, что от значения плотности зависит и возможность некоторых обобщений решений Фридмана (с учетом космологического магнитного поля), предложенных в самое последнее время [58].

Второй задачей, в которой отстающей оказалась не наблюдательная астрономия, а теоретическая космология, является проблема образования звезд, галактик и скоплений галактик. Нерешенными являются также вопрос о том, что было до момента сверхплотного состояния (и можно ли об этом спрашивать), и вопрос о единственности самого решения Фридмана.

Наблюдательная астрономия должна наряду с величиной средней плотности дать сведения о степени однородности наблюдаемой части Вселенной и об ее изотропии в большом масштабе, в частности о наличии или отсутствии зависимости скорости расширения (величины H) от направления. В этом вопросе сейчас сделаны только первые шаги (см. [59]). Теоретическая космология должна ответить на вопрос о возможной анизотропии и неоднородности в прошлом, в период большой плотности. Хотя в этой области и получены важные результаты (см. [60—67]), вопросы, поставленные выше, остаются открытыми.

В релятивистской космологии действительно назрел кризис. Однако авторам представляется, что не отказ от ОТО и теории Фридмана, а расширение наблюдательного изучения сверхдалеких объектов, в особенности радиометодами, и углубление основанной на ОТО теории, может быть, даже с учетом квантовых явлений в сверхплотном состоянии, помогут преодолеть этот кризис.

Существует недооценка необходимости релятивистской космологии, ее идейной роли. Представим себе ньютоновеца, игнорирующего ОТО и полагающего, что за пределами, достигнутыми наиболее мощными инструментами, лежит пустота; предположим, что старое представление об островной Вселенной этот ньютоновец соединяет с современными наблюдательными данными. Простые оценки показывают, что гравитационный потенциал (нормированный на ноль на бесконечном расстоянии), в котором мы находимся, порядка $\varphi = (0,3 \div 0,5) c^2$; скорости движения далеких объектов — порядка $(0,5 \div 0,7) c$, где c — скорость света. Но наш современник, безус-

ловно, знает критическую роль скорости света в земных лабораторных опытах; сделав приведенные выше оценки, он убеждается в необходимости релятивистского обобщения ньютоновской теории тяготения. Ньютоновская теория не дает ответа на вопрос о гравитационном поле тел, движущихся со скоростью, сравнимой со скоростью света; остается неясным вопрос о скорости передачи изменения поля при изменении конфигурации тел, создающих это поле. Именно ОТО и только ОТО устраняет всякие парадоксы теории Ньютона и дает логическое основание пользоваться ньютоновской теорией тяготения в пределах солнечной системы или галактики, невзирая на взаимодействие с далекими телами.

Изложенное выше представляет собой исторический экскурс, притом не претендующий на беспристрастность. Этот обзор подводит теперь к области применения ОТО, наиболее активно развивающейся в последние годы. Речь идет о приложении ОТО к теории эволюции звезд, двойных звезд, звездных скоплений. Эта область менее грандиозна, чем космология, зато в ней больше надежд на конкретные выводы и сопоставление с наблюдениями.

До недавнего времени конкретная астрофизика обходилась без ОТО. В качестве характерных примеров можно указать на два классических труда — Чандрасекара [68] и Шварцшильда [69], где вообще ОТО даже не упоминается¹. Теория эволюции обычной звезды, масса которой фактически, как мы знаем, не превышает $\sim 100 M_{\odot}$, не требует ОТО, пока речь идет о звездах, находящихся на главной последовательности, красных гигантах, белых карликах. Создание такой теории было одним из крупнейших научных достижений XX в. Однако вопросы конечной судьбы звезд оказались тесно связанными с ОТО. В последние годы открыты небесные тела, излучающие гигантские потоки радиоволн, видимого света, космических лучей. Вновь был поставлен вопрос о возможных источниках энергии, особенно острый для таких объектов. Ядерная энергия, выделяющаяся в полном цикле превращения водорода в железо (т. е. в наименьшее энергетическое состояние), не превышает 10^{19} эрг/г, т. е. $0,01 c^2$.

¹ В предисловии А. Б. Северного к книге Чандрасекара этот недостаток исправлен. В частности, упомянутая там малоизвестная работа Каплана [21] 1949 г. предвосхитила важные результаты Чандрасекара [26] и Фаулера [27], опубликованные в 1964 г.

Между тем гравитационная энергия может дать в огромных масштабах астрономии в 10—20 раз больше энергии на единицу массы. Ясно, что в теории таких процессов необходимо пользоваться ОТО.

Затронутые выше вопросы далеко не полностью решены до настоящего времени. Материал, представленный ниже, в значительной мере носит характер решения отдельных крайне идеализированных задач и не доведен до фактического сопоставления с наблюдениями. Вместе с тем особенности, проявляющиеся в решении идеализированных задач, указывают на решающее значение эффектов ОТО в критические периоды эволюции звезд. Не только теоретическое, но и наблюдательное изучение объектов и явлений, связанных с ОТО в астрофизике, находится в зачаточном состоянии. Огромное внимание, уделяемое этим вопросам, является залогом того, что скоро астрофизика даст новые подтверждения ОТО, такие же весомые, как три классических эффекта — вращение перигелия Меркурия, изменение частоты спектральных линий в поле тяготения и отклонение лучей света полем тяготения при прохождении их вблизи солнечного диска.

§ 2. ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ ШВАРЦШИЛЬДА

Уже в самой простой задаче — в рассмотрении движения пробных частиц и света в вакууме и сильном поле тяготения, создаваемом сферическим телом, содержатся те основные особенности, которые определяют строение плотных звезд (белые карлики, нейтронные звезды), массивных звезд, а также свойства катастрофического сжатия звезды — релятивистского коллапса. Поэтому мы начнем с того, что напомним читателю свойства сильного сферического поля тяготения в вакууме.

Решение уравнений Эйнштейна для такого поля (решение Шварцшильда) [1]¹ определяет геометрические свойства пространства и темп течения времени вблизи тела, создающего поле. Оказывается, что это поле всегда постоянно (даже, если вещество центрального тела совершает радиальные движения, оставаясь сферически симметричным) и зависит только от полной энергии тела \mathcal{E} .

¹ О свойствах решения Шварцшильда см., например, в учебнике [2].

Выражение для четырехмерного интервала в поле Шварцшильда имеет вид

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) c^2 dt^2, \quad (2.1)$$

где $M = \mathcal{E}/c^2$. В выражении для ds^2 содержатся все сведения о гравитационном поле. Напомним, как пользоваться этим выражением для физических выводов. Первые три слагаемые в сумме дают взятый с обратным знаком квадрат расстояния между бесконечно близкими точками dl^2 , записанный в сферической системе координат. Неподвижный наблюдатель, находящийся вблизи массивного тела, может измерять расстояния в малой окрестности обычным способом, вводя декартовы координаты. В этих координатах $dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$. Если он выберет $dz = r d\theta$, а $dy = r \sin\theta d\varphi$, то вне поля тяготения в евклидовом пространстве $dx = dr$. Вблизи массивного тела, в поле Шварцшильда, как видно из (2.1),

$$dx = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right)^{-1/2} dr. \quad (2.2)$$

Перед dr стоит множитель, отличный от единицы, что отражает факт неевклидовости геометрии пространства. Из этого следует, например, что расстояние между двумя близкими окружностями, описанными в одной плоскости вокруг центрального тела и имеющими длины l_1 и l_2 , равно не $(l_2 - l_1)/2\pi$, а

$$\frac{l_2 - l_1}{2\pi} \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right)^{-1/2}.$$

Последнее слагаемое в (2.1) есть (помноженный на c^2) квадрат промежутка времени τ , текущего в данной точке:

$$\Delta\tau = \sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}} \Delta t. \quad (2.3)$$

Вдали от тела при $r \rightarrow \infty$ $\Delta\tau = \Delta t$. Чем ближе точка наблюдения к телу, создающему поле, тем медленнее течет время, т. е. данному промежутку времени на бесконечности соответствует все меньший промежуток $\Delta\tau^1$. При $r \rightarrow 2GM/c^2$ $\Delta\tau \rightarrow 0$.

¹ Одновременность событий устанавливается передачей световых сигналов. Передача сигнала в поле Шварцшильда рассматривается ниже.

Найдем силу тяготения F , действующую в поле Шварцшильда на пробную массу m , скорость которой невелика ($v \ll c$). Эта сила, очевидно, равна $F = m (d^2l/d\tau^2)$. Ускорение свободного падения $d^2l/d\tau^2$ для пробной частицы записывается в следующем виде:

$$\frac{d^2l}{d\tau^2} = - \frac{GM}{r^2 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{1/2}}$$

и, следовательно, сила тяготения

$$F = - \frac{GMm}{r^2 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{1/2}}. \quad (2.4)$$

Мы видим, что при $r = 2GM/c^2$ сила тяготения обращается в бесконечность. Эта особенность свидетельствует о том, что центральное тело, если оно статическое, не может иметь радиус меньше $2GM/c^2$. Используемая выше неподвижная недеформирующаяся сферическая система координат применима также только при $r > 2GM/c^2$. Этот критический радиус $r_g = 2GM/c^2$ носит название гравитационного, а сферу радиуса r_g называют сферой Шварцшильда. Заметим, что нестатическое тело может иметь размеры меньше гравитационного радиуса, однако мы сейчас не будем останавливаться на этом.

На большом по сравнению с r_g расстоянии поле Шварцшильда есть обычное поле тяготения ньютоновской теории с гравитационным потенциалом $\phi = GM/r$, выражение силы соответственно $F = -GMm/r^2$.

Гравитационный радиус Солнца 2,96 км, Земли 0,443 см. Радиусы Земли и Солнца много больше их гравитационных радиусов. Следовательно, вне Солнца, Земли и других звезд и планет гравитационное поле с огромной точностью есть поле Ньютона. Внутри вещества решение Шварцшильда неприменимо.

§ 3. ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ ВНУТРИ ЗВЕЗДЫ

Рассмотрим теперь свойства сильного поля тяготения внутри покоящегося вещества. Здесь 4-мерный интервал принято записывать в виде

$$ds^2 = - e^{\lambda(r)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) + e^{\nu(r)} c^2 dt^2. \quad (3.1)$$

Коэффициент $e^{\lambda(r)}$, описывающий отклонение геометрии от евклидовой, и коэффициент $e^{\nu(r)}$, описывающий изменение темпа течения времени, определяются распределением вещества:

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{4\pi G}{rc^2} \int_0^r \rho r^2 dr, \quad (3.2)$$

$$-v = \int_r^\infty \left[\frac{8\pi G}{c^4} (\rho c^2 + P) r e^\lambda - \frac{d\lambda}{dr} \right] dr. \quad (3.3)$$

Напомним, что ρ — плотность вещества, включающая не только сумму масс частиц единицы объема, но и их энергию движения и взаимодействия, кроме гравитационного. Коэффициенты при dr^2 в выражениях (2.1) и (3.1) в вакууме вне звезды должны совпадать. Отсюда, используя (3.2), получаем выражение для массы

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr. \quad (3.4)$$

(Здесь R — радиус звезды, при $r > R$ $\rho = 0$.)

Заметим, что вследствие неевклидового характера пространства элемент объема $dV = 4\pi e^{\lambda/2} r^2 dr \neq 4\pi r^2 dr$. В интеграле (3.4) стоит $4\pi r^2 dr$, а не dV . Это связано с влиянием энергии поля тяготения на массу тела. Из формул (3.2) и (3.3) видно, что коэффициент $e^\lambda \geq 1$, а $e^\nu < 1$ (так же, как было и вне тяготеющей массы), поэтому внутри тела отклонение геометрии от евклидовой носит тот же характер, что и за его границей, и $dV > 4\pi r^2 dr$, а время течет медленнее, чем на бесконечности.

Из формулы (3.2) следует, что $e^\lambda \rightarrow 1$, когда $r \rightarrow 0$, и метрика при этом имеет галилеев вид. Это, конечно, не означает, что пространство здесь меньше искривлено, чем в других точках. Дело в том, что мы пользуемся сферическими координатами. Условие $r \rightarrow 0$ означает, что берется малая окрестность вокруг центра, а выше уже говорилось, что в малой окрестности любой точки метрика галилеева.

В предыдущем параграфе было отмечено, что кривизна пространств имеет размерность $см^{-2}$; следовательно, эффекты, вызываемые кривизной, уменьшаются пропор-

ционально квадрату размера. Поэтому при $r \rightarrow 0$ кривизна пространства не проявляется¹ и $e^\lambda \rightarrow 1$.

В действительности гауссова средняя кривизна пространства C_G в центре звезды больше, чем в других местах. Величина C_G дается формулой (см. работу А. Л. Зельманова [3], интересующие нас выводы из этой работы имеются в [4]):

$$C_G = \frac{8}{3} \frac{\pi G \rho}{c^2}. \quad (3.5)$$

Так как в центре звезды плотность максимальна, максимально и C_G . Конечно, не надо думать, что из (3.5) следует евклидовость пространства вне звезды, где $\rho = 0$, даже вблизи ее поверхности в сильном поле. Формула (3.5) дает только среднюю кривизну пространства по всем двумерным направлениям, и эта средняя кривизна действительно равна нулю. Но как указывалось в предыдущем параграфе, вне звезды риманова кривизна пространства не равна нулю и может иметь в зависимости от двумерного направления и положительное, и отрицательное значения. В центре звезды все направления равноценны, там кривизна для любой ориентации дается формулой (3.5) и всегда положительна.

Гравитационное поле, полученное «сшиванием» решений внутри звезды и снаружи, нигде не имеет каких-либо физических особенностей типа сферы Шварцшильда и везде

$$1 \leq e^\lambda < \infty \quad \text{и} \quad 0 < e^\nu < 1.$$

§ 4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ СВЕТА ВНУТРИ СТАТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ И ВНЕ ЕЕ

Посмотрим теперь, как будут распространяться лучи света и нейтрино, движущиеся по радиусу в сферическом поле тяготения. Поскольку локально наблюдатель может ввести координаты, в которых $ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$, то, используя принцип постоянства (локального) скорости света, измеряемой локальным наблюдателем ($v_{\text{света}} =$

¹ Заметим, что существуют решения с конечной массой и $\rho = \infty$ при $r=0$. Соответственно в этих решениях бесконечна кривизна в центре и $e^\lambda \neq 1$. Этих сингулярных решений мы здесь не касаемся.

$= c$), получаем уравнение движения частицы с нулевой массой покоя (кванта) $ds = 0$. Таким образом, при $\varphi = \text{const}$ и $\theta = \text{const}$

$$\frac{dr}{dt} = ce^{\frac{\nu-\lambda}{2}}. \quad (4.1)$$

Везде внутри звезды $e^{\frac{\nu-\lambda}{2}} < 1$. Над поверхностью звезды в вакууме $e^{\frac{\nu-\lambda}{2}} = 1 - \frac{2GM}{c^2 r} < 1$, и эта величина стремится к единице при $r \rightarrow \infty$. Следовательно, например, для

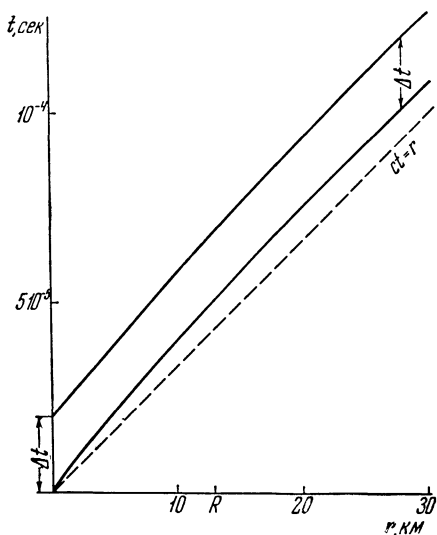


Рис. 1. Графики изменения r от t по часам далекого внешнего наблюдателя для двух нейтрино, вылетевших при $t=0$ и $t=\Delta t$ из центра звезды с массой $0,64 M_{\odot}$. R —граница звезды ($R=6,9R_g$)

нейтрино, вылетевшего из центра, изменение координаты r со временем t по часам далекого внешнего наблюдателя должно иметь вид, изображенный на рис. 1. Пунктиром показано движение нейтрино в отсутствие поля тяготения. Заметим, что в вакууме при $r \rightarrow r_g$

$$\frac{dr}{dt} = c \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) \rightarrow 0.$$

Это, очевидно, вовсе не означает, что скорость света стремится к нулю. Скорость, измеряемая находящимся рядом наблюдателем, есть не dr/dt , а $dx/d\tau$, где dx и $d\tau$ — бесконечно малое физическое расстояние и время соответственно (см. § 2). Для света всегда $dx/d\tau = c$.

Для далекого наблюдателя скорость луча света по его часам есть $\frac{dx}{dt} = c \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 r}}$, т. е. с его точки зрения луч вблизи массы движется медленнее. На этом основан предложенный в конце 1964 г. новый способ проверки ОТО [5] (см. также [119]).

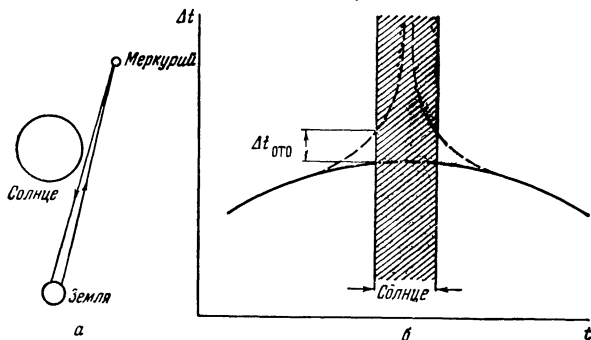


Рис. 2. Радиолокация планеты Меркурий для проверки ОТО

а — общая схема; б — изменение времени прохождения радиолокационного сигнала. Пунктиром показано изменение, соответствующее эффектам ОТО. Заштрихована ненаблюдаемая область прохождения Меркурия за Солнцем

Предлагается производить радиолокационные наблюдения прохождения Меркурия за Солнцем (рис. 2). В ньютоновской теории изменение времени распространения радиосигналов туда и обратно определяется только изменением расстояния между Землей и Меркурием и графически изображается сплошной линией на рис. 2, б. Согласно ОТО, уменьшение для далекого наблюдателя скорости сигналов вблизи Солнца приведет к добавочному изменению времени прохождения радиолуча¹, что вызовет появление добавочного подъема на графике изме-

¹ Изменяется также и траектория луча (знаменитое отклонение на $1'',75$ вблизи края солнечного диска; см. § 9), однако увеличе-

нения времени прохождения радиолокационного сигнала (рис. 2, б).

Величина добавочного изменения в оптимальном случае порядка $2 \cdot 10^{-4}$ сек и в принципе может быть измерена. Правда, здесь необходимо учитывать еще изменение скорости радиосигналов в плазме солнечной короны. Для исключения этого эффекта можно проводить измерения на разных частотах.

Как меняется энергия нейтрино и световых квантов, а следовательно, и частота соответствующих волн при движении в поле тяготения? Рассмотрим изменение частоты. Пусть излучатель на поверхности звезды произвел две вспышки с интервалом Δt . Так как e^λ и e^ν не зависят от t , то эти вспышки придут к далекому наблюдателю так же с интервалом Δt по его часам, как это изображено на рис. 1. Но интервалу Δt в сильном поле тяготения соответствует промежуток времени (напоминаем: $v = 0$, $e^{\nu/2} < 1$)

$$\Delta \tau = e^{\nu/2} \Delta t. \quad (4.2)$$

Следовательно, частота ω принятого наблюдателем сигнала, пропорциональная $1/\Delta t$, отличается от частоты испущенного сигнала $\omega_0 = 1/\Delta \tau$.

$$\omega = \omega_0 e^{\nu/2}. \quad (4.3)$$

Частота сигнала уменьшается при выходе его из поля тяготения и увеличивается при движении в обратном направлении. Соответственно этому меняется и энергия кванта $E = \hbar\omega$. Описанное явление называется гравитационным красным смещением. Для наблюдателя, находящегося на поверхности звезды, спектр испускания атомов выглядит точно так же, как и в лаборатории на Земле. Однако спектр тех же атомов звезды, наблюдаемый с Земли, сдвинут благодаря описанному явлению в красную сторону¹.

Гравитационное изменение частоты квантов демонстрирует изумительную стройность общей теории относитель-

ние времени прохождения радиосигнала благодаря изменению длины траектории есть величина более высокого порядка малости, чем эффект, указанный в тексте

¹ «Фиолетовое» смещение, вызванное у лучей, проходящих из космоса на Землю ее гравитационным полем, составляет всего $\Delta\omega/\omega \approx 10^{-9}$, и мы им пренебрегаем

льности. Действительно, описанное явление в рамках ньютоновской теории можно интерпретировать как потерю энергии квантами при выходе из поля тяготения. Но благодаря связи энергии и частоты ($E = \hbar\omega$) изменение энергии связано с изменением частоты, а последняя $\sim 1/\Delta\tau$. Таким образом, из этого факта следует изменение темпа течения времени в поле тяготения, т. е. изменение свойств пространственно-временного континуума. Отсюда уже непосредственно вытекает теория тяготения Эйнштейна с идеей кривизны пространства — времени.

Теория Эйнштейна является единственной стройной и до конца последовательной теорией тяготения, объясняющей всю совокупность наблюдательных данных.

§ 5. ДВИЖЕНИЕ ПО РАДИУСУ ПРОБНЫХ ЧАСТИЦ

Теперь обратимся к радиальному движению пробных частиц. Запишем сначала «координатную» скорость свободного падения в поле Шварцшильда, т. е. скорость изменения координаты r со временем t . Эта скорость записывается в виде

$$\frac{dr}{dt} = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) \left[1 - \frac{1 - r_g/r}{1 - r_g/r_0}\right]^{1/2} c, \quad (5.1)$$

здесь r_g — гравитационный радиус центральной массы, r_0 — расстояние, с которого начинается падение и на котором $dr/dt = 0$. На большом расстоянии (r_0 и $r \gg r_g$) формула (5.1) переходит в обычное выражение ньютоновской теории

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2GM}{r} (r_0 - r)}.$$

Выражение (5.1) представляет скорость изменения координаты r во времени по часам далекого наблюдателя. Местный неподвижный наблюдатель, находящийся рядом с падающим телом, измерит его скорость

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{dr}{dt} \frac{1}{1 - (r_g/r)} = \left[1 - \frac{1 - r_g/r}{1 - r_g/r_0}\right]^{1/2} c. \quad (5.2)$$

С приближением к гравитационному радиусу ($dx/d\tau \rightarrow c$). Совсем иначе меняется скорость dx/dt по часам дале-

кого наблюдателя. Используя формулу (5.1), находим $\frac{dx}{dt} = \frac{1}{(1 - r_g/r)^{1/2}} \frac{dr}{dt} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow r_g$. Разумеется, стремление скорости dx/dt к нулю вызвано замедлением течения времени вблизи r_g (ср. с § 4). Скорость $v = dx/d\tau$ есть величина, имеющая непосредственный физический смысл. Ее изменяет стоящий рядом наблюдатель. Именно она входит в выражение локальной энергии частицы по формуле $E = mc^2/\sqrt{1-(v/c)^2}$ и т. д. При падении частицы эта скорость, естественно, все время возрастает под действием тяготения. Скорость dx/dt , которая определяется с помощью часов далекого наблюдателя, такого непосредственного смысла не имеет. Вдали от тяготеющей массы $dx/dt = dx/d\tau$, и для падающей частицы dx/dt возрастает, но вблизи массы dx/dt уменьшается и, как мы видели выше, стремится к нулю при $r \rightarrow r_g$. Однако это уменьшение вызвано не «отталкиванием со стороны центрального тела», как неправильно пишет Мак-Витти [103, стр. 136], а указанной выше связью между временами τ и t . Интеграл

$$\Delta t = \int_{r_0}^r \left(\frac{dr}{dt}\right)^{-1} dr \quad (5.3)$$

расходится на верхнем пределе, если $r = r_g$.

Таким образом, время t падения частицы до r_g всегда бесконечно. Даже для света, время распространения которого от r_0 до r определяется интегрированием (4.1),

$$\Delta t = \frac{r_0 - r}{c} + \frac{r_g}{c} \ln \frac{r_0 - r_g}{r - r_g}. \quad (5.4)$$

Поэтому Δt , соответствующее достижению r_g , равно бесконечности, а быстрее света ничто двигаться не может.

Итак, по часам далекого неподвижного наблюдателя время достижения r_g всегда равно бесконечности. Любое тело, под действием каких бы сил оно не находилось, может только асимптотически «прижаться» к r_g .

Каково время падения по часам, установленным на самой падающей частице? Свяжем систему отсчета с частицей. В этой системе часы не меняют положения, поэтому для них $ds = cd^*\tau$, где $^*\tau$ — показание часов. Отсюда $\Delta^*\tau = 1/c \int ds$. Но ds есть инвариантная величина,

не меняющаяся при переходе к другой системе, и ее можно вычислить в системе Шварцшильда:

$$\Delta^* \tau = \int_{r_0}^r \frac{1}{c} \sqrt{\frac{1-r_g/r}{dr/dt} - \frac{1}{1-r_g/r}} dr. \quad (5.5)$$

Используя для dr/dt выражение (5.1), видим, что (5.5) сходится при любом верхнем пределе, в том числе и при $r = r_g$. В частности, если частица падает с параболической скоростью (т. е. $dr/dt = 0$ на бесконечности), то

$$\Delta^* \tau = \frac{2}{3} \left[\frac{r_1}{c} \left(\frac{r_1}{r_g} \right)^{1/2} - \frac{r}{c} \left(\frac{r}{r_g} \right)^{1/2} \right] \quad (5.6)$$

— формула, совпадающая с формулой ньютоновской теории. Здесь r_1 — положение частицы в момент начала отсчета $\Delta^* \tau$.

Итак, время падения до гравитационного радиуса r_g по часам частицы конечно. Интервалы времени, конечные для внешнего наблюдателя, конечны по часам падающего вместе с частицей наблюдателя. Что может быть более наглядной иллюстрацией относительности понятия временной бесконечности?

Нам остается сделать только одно пояснение. С помощью выражения (5.3) мы находим $r = r(t)$, т. е. положение пробной частицы в момент t по часам далекого наблюдателя. Но это, конечно, не есть то место, где этот наблюдатель видит частицу в момент t , ибо свету надо некоторое время Δt , чтобы пройти путь от частицы до наблюдателя. Это время легко рассчитать по формуле (5.4). Обозначим время прихода света к наблюдателю через t_* :

$$t_* = t + \Delta_* t. \quad (5.7)$$

Когда частица приближается к гравитационному радиусу, $t \rightarrow \infty$ и $\Delta_* t \rightarrow \infty$, поэтому t_* и по-прежнему стремится к бесконечности. Таким образом, наблюдатель видит, что частица только асимптотически за бесконечное время приближается к гравитационному радиусу. С помощью приведенных выше выражений нетрудно получить формулу $r = r(t_*)$ для падающей частицы, т. е. тот закон, по которому наблюдатель видит приближение частицы к гравитационному радиусу. Для $r \rightarrow r_g$ асимптотический вид этой формулы такой:

$$r = r_g + (r_1 - r_g) e^{-\frac{c(t_* - t'_*)}{2r_g}}, \quad (5.8)$$

где r_1 — положение частицы в момент t'_* ,

$$(r_1 - r_g) \ll r_g.$$

Посмотрим теперь, как для внешнего наблюдателя будет меняться яркость излучателя, падающего в поле Шварцшильда. Пусть в некоторый момент падающий источник находится вблизи r_g и движется с локальной скоростью $dx/d\tau = v$ по радиусу, соединяющему центральное тело с далеким наблюдателем A ; и для сопутствующего наблюдателя, падающего вместе с источником, последний излучает изотропно с постоянной интенсивностью. Тогда плотность потока в бесконечности I_∞ будет для наблюдателя A :

$$I_\infty = \text{const} \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^2 \left[\frac{1 - v^2/c^2}{(1 + v/c)^2}\right]^2. \quad (5.9)$$

Здесь один множитель $\left(1 - \frac{r_g}{r}\right)$ описывает гравитационное красное смещение, второй множитель $\left(1 - \frac{r_g}{r}\right)$ связан с искривлением траектории лучей в поле тяготения, множитель $\left[\frac{1 - v^2/c^2}{(1 + v/c)^2}\right]$ связан с эффектом Доплера, а второй такой же множитель с абберацией. Из (5.2) следует, что

$$1 - \frac{v^2}{c^2} = 1 - \frac{r_g}{r} \frac{r_0 - r}{r_0 - r_g}$$

и при $r \rightarrow r_g$

$$I_\infty = \text{const} \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^4. \quad (5.10)$$

Закон изменения r от t_* определяется выражением (5.8). Таким образом, изменение яркости падающего источника при $r = r_g$, каким его видит далекий наблюдатель, выражается формулой

$$I_\infty = \text{const} e^{-\frac{2c}{r_g}(t_* - t'_*)}. \quad (5.11)$$

Частота принимаемой наблюдателем световой волны стремится к нулю по аналогичному закону, только модуль показателя экспоненты в 4 раза меньше.

§ 6. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ ДВИЖЕНИЯ

После выяснения основных особенностей движения вдоль радиуса перейдем к общему случаю нерадиальных траекторий. Этот вопрос давно детально проанализирован. Полная классификация движений имеется, например, в книге А. Ф. Богородского [6] (см. также [7, 8]). Анализ принципиальных вопросов устойчивости при движении по круговым орбитам дан в работе С. А. Каплана [9].

Уравнения движения в полярных координатах имеют вид (траектория плоская)

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = \frac{E^2 - 1 - 1/r - a^2/r^2 + a^2/r^3}{r^2}, \quad (6.1)$$

$$\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2 = \frac{a^2}{E^2 r^4} \left(1 - \frac{1}{r}\right). \quad (6.2)$$

Для удобства уравнения записаны через безразмерные величины. Здесь r — шварцшильдовская радиальная координата, измеренная в единицах гравитационного радиуса $r_g = 2 GM/c^2$; $dx = dr/\sqrt{1-1/r}$ — элемент радиального расстояния (см. § 2); τ — физическое время, измеряемое локальным наблюдателем в единицах r_g/c ; a — момент импульса, измеренный в единицах $mc r_g$; E — энергия, измеренная в единицах mc^2 ; m — масса покоя пробной частицы. В энергию включена масса покоя, поэтому для частицы, покоящейся на бесконечности, $E^2 = 1$. На расстояниях, больших по сравнению с гравитационным радиусом, т. е. при $r \gg 1$, и при малой по сравнению с mc^2 энергии движения $E - 1 \ll 1$, мы получаем из (6.1) уравнения кеплеровой задачи в ньютоновской теории тяготения. Действительно, при этих условиях слагаемым a^2/r^3 в (6.1) можно пренебречь $dx \approx dr$, $E^2 - 1 \approx 2(E - 1)$. В этом случае $1/r$ — потенциал тяготения, a^2/r^2 — потенциал центробежных сил. Равенство нулю числителя в (6.1) дает, очевидно, потенциальную кривую радиального движения. В ньютоновской теории такая кривая $E = E(r, a_1)$ для фиксированного a_1 имеет вид такой же, как на рис. 3. При любом a_1 кривая имеет минимум. Движение пробной частицы происходит при постоянной энергии E_1 и изображается горизонталью $E = E_1$. Частица с моментом a_1 перемещается вдоль горизонтали до соответствующей кривой поворота $E = E(r, a_1)$, затем движет-

ся в обратном направлении снова до пересечения с той же кривой и т. д., совершая финитное движение в «потенциальной яме». Так как в этом примере выбрана $E_1 < 1$, а энергия, как и в ОТО, отсчитывается от mc^2 (от единицы в наших единицах), частица не уходит в бесконечность.

Если энергия частицы $E_2 > 1$ (рис. 3), то последняя движется по гиперболе из бесконечности, достигает минимального r , соответствующего пересечению E_2 с кривой $E = E(r, a_1)$, и снова уходит в бесконечность. Так

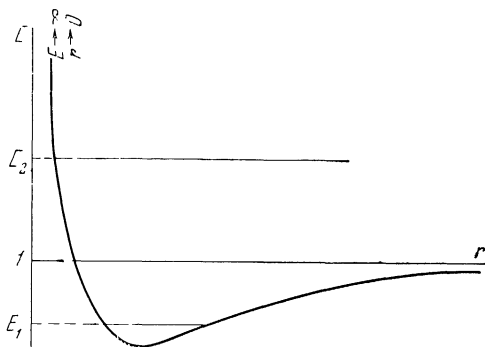


Рис 3. Потенциальная кривая радиального движения частицы в ньютоновской теории

Энергия измеряется в единицах mc^2 и включает энергию покоя частицы. E_1 — финитное движение по эллипсу в «потенциальной яме»; E_2 — движение по гиперболе. Частица приходит из бесконечности и снова уходит в бесконечность

как потенциальные кривые при $r \rightarrow 0$ стремятся к бесконечности $E \rightarrow \infty$, то при любой большой энергии частица, обогнув притягивающий центр, уйдет снова в бесконечность, разумеется, если она не натолкнется на поверхность притягивающего тела. Гравитационный захват в задаче двух точечных тел в ньютоновской теории невозможен.

Обратимся теперь к релятивистской теории, к точному уравнению (6.1). Здесь вид потенциальных кривых иной. Благодаря слагаемому a^2/r^3 потенциальная кривая не поднимается неограниченно вверх, как в ньютоновской теории, а загибается вниз, стремясь к нулю на гравитационном радиусе $r = 1$. Одна из таких кривых изображена на рис. 4. Кривая имеет и минимум и максимум.

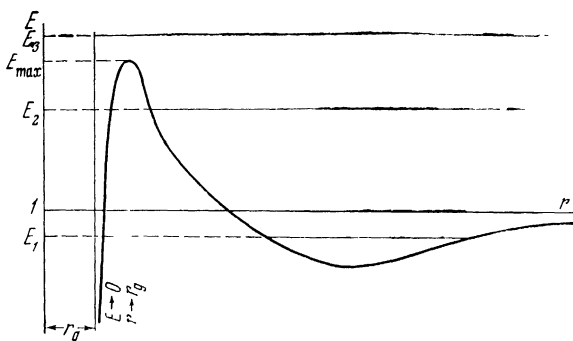


Рис. 4. Потенциальная кривая радиального движения частицы в ОТО

E_1 — финитное движение (аналог движения по эллипсу в ньютоновской теории), E_2 — частица приходит из бесконечности и снова уходит в бесконечность (аналог гиперболического движения в ньютоновской теории); E_3 — частица гравитационно захватывается

Движение пробной частицы с энергией $E_1 < 1$ в потенциальной яме (рис. 4) аналогично разобранным выше. Только, в отличие от ньютоновской теории, орбита частицы не есть замкнутая кривая (подробности см. в [6]). В ньютоновской задаче «случайно» период радиальных колебаний равен времени изменения φ на 2π , что и означает замкнутость кривой. В ОТО это не так. Знаменитое вековое смещение перигелия Меркурия на $42''$ в столетие есть проявление этой особенности.

При $1 < E_2 < E_{\max, a_1}$ (рис. 4) горизонталь $E_2 = \text{const}$ справа уходит в бесконечность, а слева упирается в кривую поворота. В этом случае частица приходит из бесконечности и уходит в бесконечность аналогично гиперболическому движению в ньютоновской теории.

Важной особенностью потенциальной кривой в поле Шварцшильда является наличие максимума. Для частицы с энергией $E_3 > E_{\max, a_1}$ горизонталь $E = E_3$ не встречает потенциальной кривой. Такая частица достигает сферы гравитационного радиуса ($r = 1$ в наших единицах) и не уходит больше в бесконечность. Происходит гравитационный захват частицы. Об этой важной особенности релятивистской теории подробнее будет сказано ниже,

Отметим еще одно любопытное обстоятельство. Если частица имеет энергию, лишь немного меньшую E_{\max} , то вблизи точки поворота график правой части выражения (6.1) подходит к нулю со сколь угодно малым наклоном, т. е. при изменении на малую величину dr частица успевает описать сколь угодно большой угол φ , а значит, вблизи r_{\min} она может сделать много оборотов, прежде чем снова уйдет в бесконечность. В этом случае вблизи r_{\min} орбита совсем не похожа на ньютоновскую гиперболу. При $E = E_{\max}$ траектория будет навиваться на окружность $r = r_{E_{\max}}$.

§ 7. КРУГОВЫЕ ОРБИТЫ

Если точка находится в экстремуме кривой $E(r, a_1) = 0$, то это означает, что $dr \equiv 0$ и частица движется по кругу $r = \text{const}$. Очевидно, что круговое движение в минимуме E устойчиво: при малом возмущении частица, получив малые изменения E и a , будет совершать финитное движение (рис. 5), соответствующее $E = E_{\min} + \delta E_1$ и новой кривой поворота $E = E(r, a_1 + \delta a_1)$. Новая траектория мало отличается от прежней окружности.

Движение по окружности $r = \text{const}$ в максимуме кривой E неустойчиво: малое возмущение заставляет частицу либо уходить в бесконечность, либо падать к гравитационному радиусу.

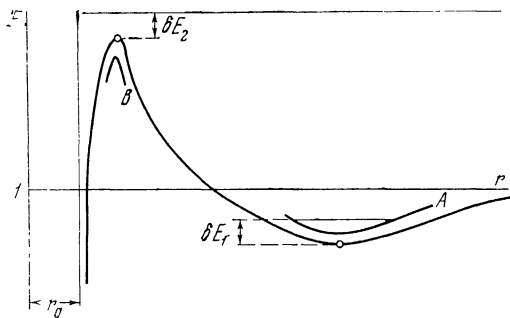


Рис. 5. Движение частиц по круговым орбитам в экстремумах потенциальной кривой

A — кривая $E = E(r, a_1 + \delta a_1)$; B — кривая $E = E(r, a_2 + \delta a_2)$. В минимуме движение устойчиво, в максимуме — неустойчиво

Мы видели, что в ньютоновской теории потенциальная кривая при любом a имеет минимум, следовательно, для любого a существует устойчивая круговая орбита. Чем меньше a , тем ближе орбита расположена к центру. Когда $a \rightarrow 0$, $r \rightarrow 0$. В эйнштейновской теории это не так. Существует минимальный радиус круговой орбиты, на которой движение устойчиво и соответственно минимальная энергия кругового движения. На это обстоятельство впервые обратил внимание С. А. Каулап [9]. Чтобы убедиться в сказанном, достаточно построить графики $E = E(r, a)$ для разных a (рис. 6).

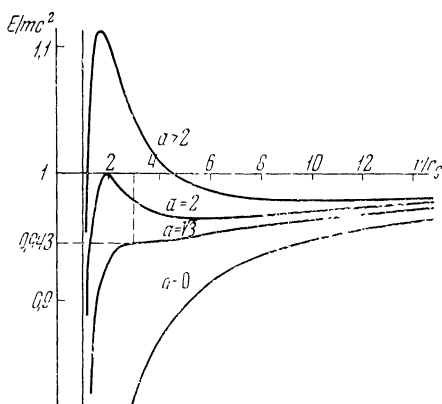


Рис. 6. Потенциальные кривые радиального движения частиц для разных значений момента a

Мы видим, что при $a < \sqrt{3}$ графики не имеют экстремумов. При $a > \sqrt{3}$ каждая кривая имеет два экстремума — минимум и максимум. Минимумы соответствуют устойчивым круговым орбитам, для них $r > 3$ и $\sqrt{8/9} < E_{\min} < 1$. Координаты максимумов при a , возрастающем от $\sqrt{3}$ до ∞ , монотонно уменьшаются от $r = 3$ до $r = 3/2$, а энергия E_{\max} увеличивается от $E_{\max} = \sqrt{8/9} \simeq 0,943$ до $E_{\max} = \infty$.

Таким образом, ближайшая к центру устойчивая круговая орбита имеет $r = 3$. Скорость движения на ней $v_{\text{круг}} =$

$\approx c/2$, соответствующая минимальная энергия $E_{\text{крит}} \approx 0,943 mc^2$.

Напомним, что для далекого наблюдателя все процессы в гравитационном поле протекают с замедлением в $\sqrt{g_{00}} = \sqrt{1 - r_g/r}$ раз (см. § 2). Этот наблюдатель видит движение частицы на критической круговой орбите с периодом $T = \frac{12\pi}{(2/3)^{1/2}} \frac{r_g}{c}$. Если на частице имеется монохроматический излучатель с частотой ω_0 , то частота света, воспринимаемая наблюдателем, определяется по формуле

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}} \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}.$$

Первый множитель после ω_0 описывает замедление времени в гравитационном поле, второй — эффект Доплера. Если частица перемещается по орбите с радиусом $r_{\text{крит}}$, плоскость которой проходит через луч зрения наблюдателя, то в момент движения к наблюдателю имеет место $\omega = \sqrt{2} \omega_0$ — фиолетовое смещение; в момент движения от наблюдателя $\omega = \sqrt{2/3} \omega_0$ — красное смещение. В случае покоящегося источника при $r_{\text{крит}} = 3r_g$ $\omega = \sqrt{2/3} \omega_0$ — наблюдается красное гравитационное смещение. Ближе к тяготеющему центру в интервале $3/2 < r < 3$ расположены неустойчивые круговые орбиты. Скорость движения по последней из них ($r = 3/2$) равна световой скорости $v = c$. Это соответствует бесконечной энергии $E = \infty$. Ближе к гравитационному радиусу (напомним, что в принятых единицах он соответствует $r = 1$) вообще нет круговых орбит (это было отмечено еще Эйнштейном).

§ 8. ДВИЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ

Отвлекаясь несколько в сторону, рассмотрим следующую задачу: проанализируем круговое движение заряженной частицы в сильном кулоновском поле. Выводы этой задачи окажутся полезными для понимания особенностей строения плотных звезд.

Заряженная частица в сильном поле будет двигаться с релятивистской скоростью. Уравнение движения заряда

e в постоянном поле E есть

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E}.$$

Подставляя в эту формулу $E = Q/r^2$ и $\mathbf{p} = m\mathbf{v}/(1-v^2/c^2)^{1/2}$, получаем для кругового движения заряда в кулоновском поле

$$\frac{mc^3}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \frac{eQ}{r}. \quad (8.1)$$

Когда $r \rightarrow 0$, $v \rightarrow c$. Перепишем (8.1), введя момент импульса $a = mvr/(1-v^2/c^2)^{1/2}$:

$$a = \frac{\text{const}}{v}.$$

Из последнего выражения видно, что при стремлении радиуса орбиты к нулю $r \rightarrow 0$ и, следовательно, $v \rightarrow c$, момент стремится не к нулю, как в нерелятивистской теории, а к конечной величине $a_{\text{min}} = \text{const}/c$.

Разумеется, сказанное останется справедливым, если мы будем рассматривать движение релятивистской час-

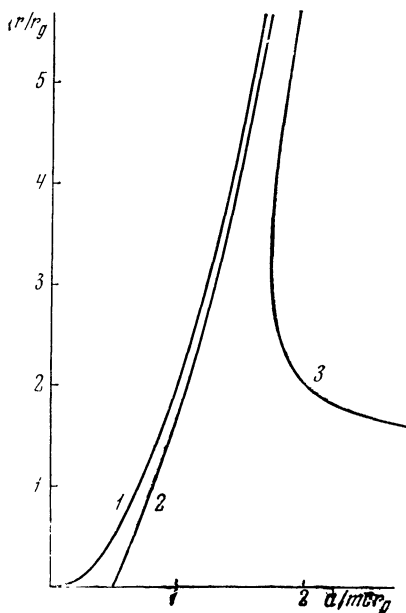


Рис. 7. Зависимость радиуса круговой орбиты r от момента a
 1 — в ньютоновской теории; 2 — в специальной теории относительности; 3 — в общей теории относительности

тицы на круговой орбите в ньютоновском поле тяготения. Такое рассмотрение, очевидно, непоследовательно, ибо там, где скорость частицы на круговой орбите становится сравнимой с c , сказываются и изменения в законе тяготения Ньютона. Однако для дальнейшего рассмотрения следует помнить, что учет только эффектов специальной теории относительности приводит к конечному моменту при нулевом радиусе орбиты.

Итак, в нерелятивистской теории есть устойчивые круговые орбиты с любым r . При $r \rightarrow 0$ момент a также стремится к нулю (рис. 7).

В непоследовательной теории, учитывающей только эффекты специальной теории относительности, круговые орбиты могут иметь любой радиус r . При $r \rightarrow 0$ момент $a \rightarrow \text{const}$ (рис. 7).

В ОТО имеется минимальный радиус устойчивой круговой орбиты r_{\min} и соответствующий ему момент a_{\min} (рис. 7).

§ 9. ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ

ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ

Разберем важный для физических приложений случай движения частицы, имеющей в бесконечности скорость v_{∞} , пренебрежимо малую по сравнению с c , и соответственно $E = 1$. Рассмотрим качественные особенности движения такой частицы при разных a . Этому движению на графике E, r (см. рис. 6) соответствует горизонталь $E = 1$. Если момент импульса в бесконечности меньше $a_{\text{крит}} = 2$, то горизонталь $E = 1$ не пересекает кривую поворота $E = E(r, a)$ и траектория частицы заканчивается на сфере Шварцшильда. При $a = a_{\text{крит}} = 2$ траектория навивается на окружность $r = 2$. Если же $a > 2$, то частица поворачивает при $r > 2$ и снова уходит в бесконечность. Когда a мало отличается от $a_{\text{крит}} = 2$, частица, прежде чем уйти в бесконечность, совершает много оборотов вблизи $r = 2$. Асимптотическая формула для числа оборотов имеет вид [10]

$$N = - \frac{\ln(a - 2)}{2^{3/2}\pi}.$$

Вернемся теперь к вопросу о гравитационном захвате. Как уже подчеркивалось, в ньютоновской теории частица, прилетающая из бесконечности, если она не ударяется о поверхность центрального тела, снова улетает в бесконечность — гравитационный захват невозможен. В эйнштейновской теории частица с моментом импульса $a \leq 2$ должна гравитационно захватываться. Безразмерное сечение захвата

$$\sigma_{\text{г}} = 4\pi \left(\frac{c}{v_{\infty}} \right)^2, \quad v_{\infty} \ll c. \quad (9.1)$$

Сравним этот захват с «геометрическим захватом» частицы тяготеющим шаром радиусом R в ньютоновской теории, т. е. сравним со случаем, когда частица вблизи периастра (ближайшей к центру точке орбиты) наталкивается на поверхность шара. В этом случае сечение захвата

$$\sigma_{\text{н}} = \pi R \frac{2GM}{v_{\infty}^2} = \pi R \left(\frac{c}{v_{\infty}} \right)^2, \quad (9.2)$$

где R — радиус шара (напомним, что σ выражено в единицах r_g^2 , а R — в единицах r_g).

Сравнивая (9.1) с (9.2), видим, что в релятивистском случае захват происходит эффективно, как и в ньютоновской теории с центральным телом радиусом $R = 4r_g$. Отметим, что в ньютоновской теории захват на шар происходит с ударом о его поверхность. В поле Шварцшильда захваченное тело, совершив конечное число оборотов по спиральной траектории, подходит к сфере Шварцшильда, асимптотически замедляя (для далекого наблюдателя) свою скорость. Такой подход растягивается на бесконечное время по часам внешнего наблюдателя. Никакого удара здесь нет. При этом траектория подходит к сфере Шварцшильда всегда перпендикулярно, по радиусу (см. (6.1), (6.2)). Поэтому все формулы в § 5, описывающие движение частицы, падающей по радиусу, будут вблизи сферы Шварцшильда асимптотически справедливы и в общем случае не нулевого момента a падающей частицы¹.

¹ Разумеется, мы все время подразумеваем, что в релятивистском случае движения центральная масса уже сколлапсировала (см. об этом в § 21) и частица не наталкивается на ее поверхность.

ДВИЖЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ И ЛУЧЕЙ СВЕТА

Рассмотрим теперь прямо противоположный случай движения частиц, которые везде и даже в бесконечности являются ультрарелятивистскими. Сюда относятся фотоны и нейтрино.

Уравнение для частицы, движущейся в поле Шварцшильда с фундаментальной скоростью c , получается из (2.1) предельным переходом $v_{\infty} \rightarrow c$, что соответствует $E \rightarrow \infty$. Замечая, что при $E \rightarrow \infty$ $(a/E) \rightarrow l$, где l — прицельное расстояние траектории в бесконечности, получаем в пределе при $E \rightarrow \infty$:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = 1 - \frac{l^2}{r^2} + \frac{l^2}{r^3}, \quad (9.3)$$

$$\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2 = \frac{l^2}{r^4} \left(1 - \frac{1}{r}\right). \quad (9.4)$$

В ньютоновской теории отсутствуют слагаемое l^2/r^3 в (9.3), множитель в круглых скобках в (9.4) и $dx \approx dr$.

В этом случае мы имеем равномерное движение по прямой.

Наличие члена l^2/r^3 приводит к тому, что луч света, проходя вблизи тяготеющей массы, отклоняется от прямолинейного движения¹. При больших l (а значит, и больших r_{\min}) это отклонение невелико; для луча, касающегося поверхности Солнца, оно составляет $1''{,}75$. Именно это предсказание Эйнштейна, блестяще подтвержденное во время полного солнечного затмения 1919 г., было одним из первых экспериментальных доказательств справедливости общей теории относительности.

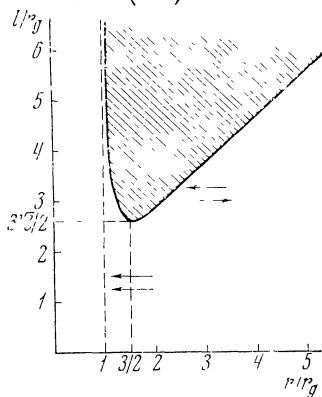


Рис. 8. Кривая поворота релятивистской частицы

l — прицельное расстояние на бесконечности. Заштрихована область, где движение невозможно. Лучи с $l < 3 \frac{\sqrt{3}}{2} r_g$ гравитационно захватываются

¹ Неевклидовость пространства также дает вклад в искривление луча.

При малых r траектория луча может сильно отличаться от прямой. Кривая поворота — зависимость r_{\min} от l изображена на рис. 8. Из этого рисунка видно, что луч (или ультррелятивистская частица), идущий из бесконечности с прицельным параметром $l \leq \frac{3\sqrt{3}}{2} = 2,6$

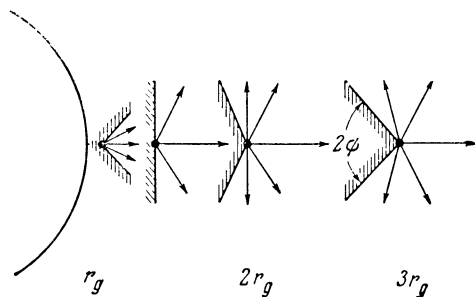


Рис. 9. Гравитационный захват излучения

Лучи, вышедшие из каждой точки внутрь заштрихованного конуса, гравитационно захватываются

(напоминаем, что все расстояния измеряются в единицах r_g), не встречает кривой поворота и, следовательно, гравитационно захватывается. В этом случае, как и в случае нерелятивистской частицы, траектория подходит к сфере Шварцшильда перпендикулярно, и вблизи предельной сферы справедливы асимптотические формулы, приведенные в § 4 для случая радиального движения. Время приближения луча к сфере Шварцшильда растягивается в бесконечность для внешнего наблюдателя.

Сечение гравитационного захвата ультррелятивистской частицы есть $\pi l_{\text{крит}}^2$ и равно $\frac{27}{4}\pi$. Следует отметить, что луч света, испущенный источником, покоящимся на радиусе r , не при любых углах выхода может уйти в бесконечность. Как показано на рис. 9, лучи, выходящие из каждой точки внутрь заштрихованного конуса, не уходят в бесконечность, а гравитационно захватываются. Формула для угла конуса ψ имеет вид

$$|\operatorname{tg} \psi| = \frac{\sqrt{1-1/r}}{\sqrt{1/r-1+4/27r^2}}. \quad (9.5)$$

§ 10. ИЗЛУЧЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Предсказание существования волн тяготения [11] является, пожалуй, одним из самых важных и интересных предсказаний общей теории относительности. Известно, что ОТО математически очень сложная теория, поэтому задачу о гравитационном излучении пока удалось решить только в случае слабого поля. Более того, высказывались даже сомнения в физической реальности результатов Эйнштейна о существовании волн тяготения [12]. Хотя подавляющее большинство физиков считает, что нет никаких оснований сомневаться в реальности гравитационных волн, окончательно вопрос может быть решен только прямым экспериментом по регистрации последних. К сожалению, это до сих пор не сделано.

Дело в том, что ввиду малости константы гравитационного взаимодействия мощность излучения обычно мала даже для астрономических масс. По этой же причине мала энергия, получаемая приемником при воздействии гравитационной волны данной мощности. Например, при движении планеты или звезды массы m вокруг звезды массы M ($M \gg m$) на расстоянии r ($r \gg r_g$) формула мощности излучения имеет вид

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0,2 \frac{c^5}{G} \left(\frac{m}{M}\right)^2 \left(\frac{r_g}{r}\right)^5. \quad (10.1)$$

Мощность излучения гравитационных волн всей солнечной системой порядка всего сотен ватт! Это примерно в 10^{24} раз меньше мощности светового излучения Солнца (световая мощность равна $L_{\odot} \approx 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/сек). Однако астрономам известны реально наблюдаемые двойные звезды, мощность гравитационного излучения которых несравненно больше. Так, по данным Крафта, Метьюса и Гринстейна [13], двойная звезда Novae WZ Sagitta имеет период обращения всего 81,5 мин. и должна излучать в виде гравитационных волн $\sim 3 \cdot 10^{29}$ эрг/сек [14].

Попытки современными методами обнаружить гравитационные волны¹, генерируемые в земных условиях, безнадежны². Но, по-видимому, имеется реальная возможность

¹ Обнаружение волны в принципе сводится к измерению разности ускорений, сообщаемых проходящей волной пробным массам, разнесенным в пространстве.

² О применении идеи когерентного излучения и лазерной техники к генерации гравитационных волн см. в [12].

обнаружения гравитационных волн, излучаемых близкими к нам короткопериодическими двойными звездами, такими как *Novae WZ Sagitta*. Следует думать, что в недалеком будущем эти волны будут открыты. (Подробный обзор современных экспериментальных возможностей в этой области см. в обзоре В. Б. Брагинского [14].)

Обратимся теперь к вопросу об излучении гравитационных волн телами, движущимися в сильном поле тяготения вблизи r_g . Как уже отмечалось, существующая теория гравитационного излучения [2, 15] применима только для процессов в слабом поле тяготения. Однако из соображений размерности ясно, что приводимые далее оценки по порядку величины должны быть верны и при движении на расстояниях, сравнимых с гравитационным радиусом центрального тела. Сделаем по этому поводу следующее замечание. Аналогично тому, как заряд, движущийся равномерно по окружности со скоростью $v \approx c$, излучает главным образом высшие гармоники, излучение гравитационных волн телом в сильном поле тяготения, когда его скорость $v \approx c$, должно иметь такие же особенности [104]. Однако в рассматриваемой задаче $v \approx c$ достигается лишь вблизи самого гравитационного радиуса, где излучение обрезается эффектами ОТО (гравитационное красное смещение, гравитационный захват излучения). При r , сколь-нибудь существенно превышающем r_g , указанные эффекты не меняют порядковых оценок.

Важной особенностью гравитационного излучения является следующее. При сближении тел под действием взаимного тяготения на расстояние порядка их гравитационных радиусов общее количество излученной энергии должно быть функцией только их масс, G и c . Из соображений размерности сразу следует, что малая константа G в формулы войти не может, и общее количество высвеченной энергии должно равняться по порядку величины произведению mc^2 , умноженному на функцию отношения масс тел m/M . Если m одного порядка с M , то можно сразу сделать вывод, что общее излучение гравитационной энергии может быть мало по сравнению с mc^2 (m — масса меньшего тела) только за счет численных безразмерных множителей [10, 16, 17]. Формулы мощности излучения см. ниже.

Посмотрим, как влияет излучение гравитационных волн на движение массы m [10]. Это излучение вызывает

появление силы, действующей на тело, что приводит к своеобразному лучистому гравитационному трению. Так как сила трения вызвана взаимодействием массы m с собственным гравитационным полем, она пропорциональна m^2 , в отличие от силы взаимодействия с внешним гравитационным полем, пропорциональной m . Таким образом, изменение движения тела вследствие излучения гравитационных волн можно рассматривать (в случае $m/M \ll 1$) как малую поправку к движению под действием силы внешнего поля.

При движении нерелятивистской частицы m , прилетающей из бесконечности, основная доля высвечиваемой энергии излучается при полете в вершине траектории, т. е. в периастре. Общее количество высвеченной энергии и характерное время высвечивания равны соответственно [10]

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{c^2 m^2}{M} \left(\frac{r_g}{r} \right)^{3,5}, \quad (10.2)$$

$$\Delta T = \frac{r^{3/2}}{(2GM)^{1/2}} \pi, \quad (10.3)$$

где r — координата периастра. Потеря энергии за счет излучения приводит к тому, что тело гравитационно захватывается массой M при значениях момента a , намного превышающих $a = 2$, при котором происходит захват пробной частицы в случае чисто механической задачи, описанной в § 9.

С учетом излучения критические значения $a_{\text{захв}}$ и $\sigma_{\text{захв}}$ зависят от параметра $x = \frac{c^2}{v_\infty^2} \frac{m}{M}$ и определяются следующим образом:

для

$$x \gg 10 \quad a_{\text{захв}} = (2x)^{1/2}, \quad \sigma_{\text{захв}} = \pi \left(\frac{c}{v_\infty} \right)^2 (2x)^{1/2};$$

для

$$x \ll 10 \quad a_{\text{захв}} = 2 + e^{-20/x}, \quad \sigma_{\text{захв}} = 4\pi \left(\frac{c}{v_\infty} \right)^2 \left(1 + e^{-20/x} \right).$$

Например, для $v \approx 10^8$ см/сек, $m/M \approx 0,1$ находим $x \approx 10^8$ и отсюда $a_{\text{захв}} \approx 10$, сечение σ в 25 раз больше, чем без учета излучения.

В результате захвата тело после пролета через периастр удаляется от M уже не в бесконечность, а на расстояние порядка $L \approx r_g/2 [m/M (r_g/r)^{3,5} - v_\infty^2/2c^2]$ и возвращается обратно. При малом v_∞ и $r \approx 3r_g$ получаем $L \approx 600r_g$. При следующем проходе через периастр тело высветит еще энергию и т. д. Вытянутость орбиты будет быстро уменьшаться¹.

Как влияет гравитационное излучение на круговое движение частицы? Этому движению соответствуют минимумы кривых на рис. 6. В результате высвечивания точка, изображающая движение, перемещается на диаграмме по минимумам кривых. Вначале при больших r эта эволюция очень медленная. Мощность излучения на круговой орбите определяется формулой (10.1). Для обычных двойных звезд потеря энергии в год составляет $\approx 10^{-12}$ их полной энергии. При небольших r потери значительно выше. Уже для некоторых реальных звезд, таких как Novae WZ Sagitta, о которой мы упоминали выше, период обращения уменьшается за год на 10^{-8} — 10^{-7} долю. Круговое движение продолжается вплоть до последней устойчивой орбиты с $r_{кр} = 3 r_g$ (см. § 7), дальше начинается падение к сфере Шварцшильда. Энергия при движении по критической окружности составляет 0,943 от энергии при обращении на большом расстоянии. Следовательно, общее количество высвеченной энергии $\Delta \mathcal{E} = 0,06 mc^2$ и не зависит от массы центрального тела. Чем меньше отношение m/M , тем больше оборотов совершает тело, прежде чем высветит энергию $\Delta \mathcal{E}$ и достигнет $r_{кр}$.

За один оборот на критической окружности высвечивается энергия $\approx 0,1 (m^2 c^2 / M)$. Далее тело по спирали падает к сфере Шварцшильда, совершая еще $\sim (M/m)^{1/3}$ оборотов. Энергия, высвечиваемая за каждый оборот, того же порядка, что и при $r_{кр} = 3r_g$. После достижения критической орбиты тело падает к сфере гравитационного радиуса, практически ничего не добавляя к уже высвеченной до этого энергии, если $m/M \ll 1$. Если $m/M \sim 1$, то число оборотов после достижения критической орбиты порядка единицы, а излученная энергия того же порядка, что и до достижения этой орбиты. Хотя здесь сила лучистого трения уже не является малой

¹ Излучение при движении по вытянутой орбите анализируется в работе Петерса и Мэтьюса [18].

поправкой к действию внешнего поля, но из соображений размерности, симметрии и соответствия с формулой для $M \gg t$ можно сразу написать приближенное выражение для высвеченной энергии, справедливое и при $t/M \sim 1$:

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{финит}} \approx \alpha \frac{c^2 m M}{m + M}, \quad (10.4)$$

где $\alpha \sim 0,06$.

Приведем еще формулу для общего количества высвеченной энергии при падении друг на друга масс с нулевым моментом (лобовое движение по прямой линии):

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{пад}} = \beta \frac{c^2 m^2 M^2}{(m + M)^3}.$$

Здесь $\beta \sim 0,02$, т. е. того же порядка, что и α . Эта формула получена из тех же соображений, что и (10.4), и применима при любом t/M .

Итак, в результате гравитационного излучения система может потерять несколько процентов энергии покоя, т. е. значительно больше, чем энергия ядерных реакций!

§ 11. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ТЕОРИИ РАВНОВЕСИЯ ЗВЕЗДЫ

Перейдем теперь непосредственно к рассмотрению гипотетических небесных тел, для которых существенны эффекты общей теории относительности, т. е. для которых эти эффекты качественно меняют ситуацию по сравнению с ньютоновской теорией. В дальнейшем мы неоднократно будем рассматривать такие гипотетические небесные тела, не найденные астрономами. Есть уверенность, что такие тела могут существовать при некоторых условиях или даже должны существовать, но они пока не обнаружены во Вселенной, может быть потому их очень трудно наблюдать. В некоторых случаях рассмотрение будет вестись специально для того, чтобы показать, каким образом ОТО приводит к невозможности существования подобных образований.

Эффекты общей теории относительности из малых поправок становятся определяющими, когда гравитационный потенциал достигает величины порядка c^2 , иными

словами, для этого необходимо, чтобы размер тела R был сравним с r_g . Казалось бы, во всех случаях, когда $R \gg r_g$, эффекты ОТО не могут качественно повлиять на строение небесного тела. Однако имеется одно очень важное исключение, касающееся звезды, находящейся на границе устойчивого равновесия, к рассмотрению которого мы и перейдем. В этом случае достаточно даже малой поправки на ОТО, чтобы нарушить устойчивость равновесия.

Напомним сначала очень кратко общую ситуацию, касающуюся равновесия и устойчивости звезды. Отыскание конфигураций (распределения плотности и давления), удовлетворяющих уравнениям гидростатического равновесия, является первой задачей в теории звезд. Эволюция, зависящая от тепловых и ядерных процессов, от потери и аккреции вещества, представляет собой последовательную смену равновесных конфигураций. Достижение предела существования таких конфигураций приводит к катастрофическим явлениям.

Условие гидростатического равновесия совпадает с условием экстремума полной энергии звезды при заданном числе сохраняющихся элементарных частиц — нуклонов¹ и заданной энтропии. Уравнение для градиента давления есть уравнение Эйлера вариационной задачи нахождения экстремума энергии, зависящей от распределения вещества, притом как в классической ньютоновской теории, так и в общей теории относительности. Поэтому естественно строить теорию равновесных конфигураций, рассматривая их энергию в зависимости от параметров. Минимум энергии соответствует устойчивому равновесию, а максимум энергии — неустойчивому; в энергетическом подходе выяснение устойчивости не требует дополнительных расчетов. Между тем непосредственное рассмотрение решения дифференциального уравнения равновесия не позволяет еще судить об устойчивости, приходится дополнительно исследовать линеаризованное уравнение малых возмущений.

Следует особенно подчеркнуть роль энтропии: она связана с термодинамическим соотношением $P = -(\partial E_1 / \partial V_1)_S$,

¹ С учетом возможности превращения нуклонов в гипероны и рождения пар, точнее следует говорить о сохранении барионного заряда или барионного числа.

где E_1 — удельная энергия, V_1 — удельный объем, S — удельная энтропия (все величины на единицу массы покоя). Именно это соотношение позволяет установить связь между энергией звезды, в которую входит E_1 , и уравнением равновесия, в которое входит давление P . Поэтому E_1 входит в теорию как функция V_1 и S , а не V_1 и температуры T .

Для иллюстрации общей ситуации будем сначала грубо характеризовать все вещество средней плотностью $\bar{\rho}$ и средней энергией на грамм вещества \bar{E}_1 .

Полная энергия звезды массы M записывается в виде

$$\mathcal{E} = \int_V E_1 \rho dV - G \int_V \frac{m \rho}{r} dV. \quad (11.1)$$

Первое слагаемое — внутренняя энергия, второе — гравитационная энергия, m — масса внутри радиуса r .

Воспользовавшись средними величинами, перепишем (11.1):

$$\mathcal{E} = \bar{E}_1 M - AG \frac{M^2}{R},$$

где постоянная A зависит от распределения плотности в звезде. Выражая R через $\bar{\rho}$, из равенства $\frac{4}{3} \pi R^3 \bar{\rho} = M$ имеем

$$\mathcal{E} = \bar{E}_1 M - BGM^{2/3} \bar{\rho}^{-1/3}. \quad (11.2)$$

Здесь B очевидным образом связано с A .

Уравнение состояния идеального газа можно записать в виде

$$E = K(S) \rho^{\gamma-1},$$

где величина $K(S)$ зависит от энтропии газа S и его химического состава, γ — показатель адиабаты: $\gamma = \partial \ln P / \partial \ln \rho$, P — давление. Напомним, что для идеального одноатомного релятивистского газа $\gamma = 5/3$.

Окончательно (11.2) можно переписать так:

$$\mathcal{E} = c_1 \bar{\rho}^{\gamma-1} - c_2 \bar{\rho}^{-1/3}, \quad (11.3)$$

где c_1 и c_2 — постоянные для фиксированной массы и фиксированной энтропии.

Если $\gamma > 4/3$, то кривая зависимости \mathcal{E} от $\bar{\rho}$ имеет минимум. Он в соответствии со сказанным в начале пара-

графа отвечает состоянию устойчивого равновесия звезды. Если $\gamma < 4/3$, то кривая $\mathcal{E}(\bar{\rho})$ не может иметь минимума и соответственно звезда не имеет устойчивого равновесного состояния. В этом случае на кривой есть максимум, отвечающий неустойчивому равновесию.

Наконец, в случае $\gamma = 4/3$ при $c_1 = c_2$ энергия звезды не зависит от средней плотности, т. е. имеет место безразличное равновесие звезды при любой плотности. Заметим что безразличное равновесие имеет место только по отношению к сжатию и расширению звезды в целом, но звезда устойчива по отношению к деформации распределения плотности в ней и к изменению формы звезды.

Подобное исследование зависимости энергии от плотности или радиуса звезды проводилось и раньше [19, 20], но рассматривалось только как грубо приближенный, педагогический или иллюстративный прием для пояснения общей ситуации. Между тем есть весьма важный случай, когда энергетический подход становится асимптотически точным. Это случай вещества, показатель адиабаты которого близок к $\gamma = 4/3$ (индекс политропы $(\gamma - 1)^{-1} = n = 3$). Хорошо известно, что в ньютоновской теории $n = 3$ есть вырожденный случай: при определенной массе энергия звезды равна нулю и не зависит от плотности, т. е. имеет место безразличное равновесие по отношению к подобному сжатию или расширению. Отклонения термодинамического уравнения состояния от соответствующего $n = 3$ (т. е. от $P = K(S) \rho^{4/3}$, $E_1 = 3K(S) \rho^{1/3}$) можно рассматривать как малые поправки. По замечанию С. А. Каплана [21], в этом случае уже малые эффекты общей теории относительности приводят к качественным изменениям картины, поэтому их также можно рассматривать как поправки к ньютоновской теории с $n = 3$, взятые в качестве нулевого приближения.

Нулевое приближение характеризуется вполне определенной формой распределения плотности, т. е. определенной зависимостью безразмерной плотности (отнесенной к центральной плотности) от безразмерной массы (массы m внутри сферы, проведенной через частицу, отнесенной к полной массе M):

$$\frac{\rho}{\rho_c} = \psi\left(\frac{m}{M}\right).$$

Функция ψ берется из известного эмденовского решения для $n = 3$ (рис. 10), остальные величины (давление, радиус и т. д.) легко выражаются через ψ [22, 23]. Все поправки как на отклонение уравнения состояния, так и на ОТО вычисляются по этому распределению и вследствие этого оказываются функциями одного параметра — центральной плотности ρ_c .

Обозначим величины поправок в уравнении состояния и поправок, связанных с ОТО, через α ; $\alpha \ll 1$, в принципе они вызывают изменение самой функции ψ того же порядка α ; однако вследствие экстремальных свойств ψ

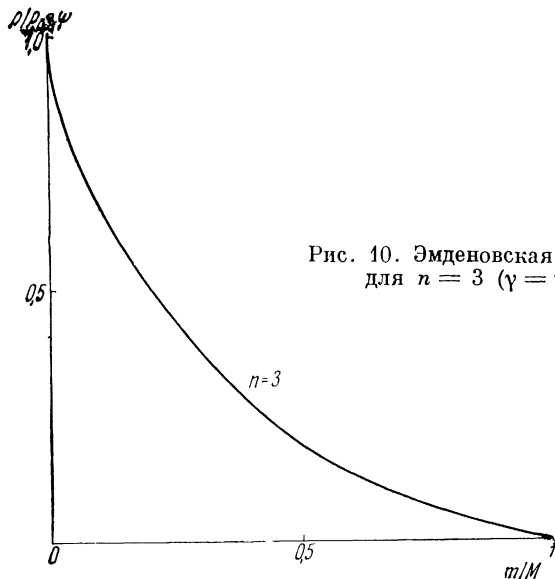


Рис. 10. Эмденовская кривая для $n = 3$ ($\gamma = 4/3$)

как решения нулевого приближения изменение ψ порядка α вызывает изменение энергии порядка α^2 , так как первая вариационная производная полной энергии по функции ψ равна нулю. Поэтому вычисление поправок с помощью невозмущенной эмденовской функции распределения ψ дает точно первый (порядка α) член разложения энергии по степеням α . В этом смысле и можно говорить об асимптотически точной (с ошибкой $\sim \alpha^2$) теории равновесия звезд с $(\gamma - 4/3) \sim \alpha$.

Теория имеет две области применения: холодные звезды, т. е. белые карлики, и горячие звезды с массой порядка $10^3 M_{\odot}$ и больше с преобладающей ролью излучения.

§ 12. БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Рассмотрим холодные звезды с вырожденным электронным газом. Фаулер [112] и Я. И. Френкель [24] обратили внимание на то, что холодная звезда может находиться в равновесии за счет упругости вырожденного газа. При большой плотности ($\rho > 10^7 \text{ г/см}^3$) электроны становятся релятивистскими и показатель адиабаты приближается к $4/3$. В 1935 г. Чандрасекар [35] показал, что без учета поправок на ОТО $\rho_c \rightarrow \infty$, если масса стремится к определенному критическому значению $M_{\text{кр}}$, зависящему от состава звезды. Позже С. А. Каплан [21] отметил, что поправки на ОТО ограничивают величину ρ_c в устойчивом равновесии определенным значением порядка $3 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ для Fe^{56} . В 1964 г., по-видимому, не зная работы Каплана, к аналогичному выводу пришел Чандрасекар

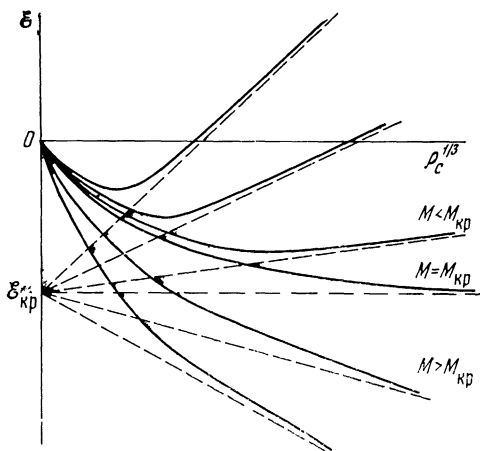


Рис. 11. Энергетические кривые для звезды из холодного идеального газа с давлением вырожденных электронов без учета ОТО и нейтронизации вещества

[26]. Предлагаемый ниже метод позволяет уточнить максимальное значение центральной плотности и соответствующее значение массы звезды и ее энергию.

Общая картина в энергетическом подходе представлена на рис. 11 (без соблюдения масштаба) без поправок на ОТО. По оси абсцисс удобно откладывать $\rho_c^{1/3}$, тогда при

больших ρ_c линии становятся прямыми. При $M > M_{кр}$ нет равновесных решений, удовлетворяющих условию $\partial \mathcal{E} / \partial \rho_c = 0$. При $M < M_{кр}$ есть одно решение: при $M \rightarrow M_{кр}$ соответствующее равновесное значение $\rho_c \rightarrow \infty$, так как кривая $\mathcal{E}(\rho_c)$ при $M = M_{кр}$ имеет горизонталь

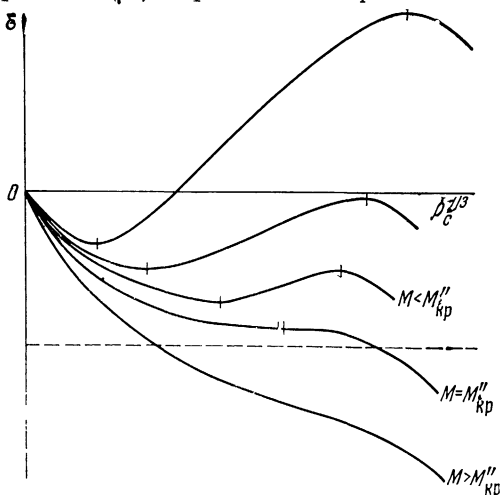


Рис. 12. Изменение энергетических кривых рис. 11 за счет эффектов ОТО или за счет нейтронизации вещества

Пунктир — прежняя критическая энергия

асимптотой. Энергия звезды при этом стремится к значению¹ (в расчете на один электрон) $\mathcal{E}_{кр} = -m_e c^2 = -5 \cdot 10^{17} / \mu_e \text{ эрг/г}$, где $\mu_e = A/Z$ — атомный вес на один электрон. Поправка в энергии на ОТО равна [54]

$$\Delta \mathcal{E}_{\text{ОТО}} = -0,93 \frac{G^2 M^{7/2} \rho_c^{3/2}}{c^2}. \quad (12.1)$$

По порядку величины $\Delta \mathcal{E}_{\text{ОТО}}$ равна произведению гравитационной энергии звезды $\sim GM^2/\bar{r}$ на отношение ее гравитационного радиуса к действительному: $\Delta \mathcal{E}_{\text{ОТО}} \approx \approx (GM^2/\bar{r})(R_g/R)$.

С учетом этой поправки кривые рис. 11 приобретают вид, показанный на рис. 12. Точки экстремумов ($\mathcal{E}' = 0$), т. е. статические решения, удовлетворяющие уравнениям

¹ Существование конечной $\mathcal{E}_{кр}$ при $\rho_c \rightarrow \infty$ отмечено в [110, 111].

равновесия, отмечены вертикальными черточками. На кривой, соответствующей $M''_{кр}$, максимум и минимум сливаются и дают перегиб при $\rho_c = \rho_c''$ (двойная черточка).

Для ρ_c'' получается следующее выражение:

$$\rho_c'' = 3,75 \frac{m_p \mu_e}{m_e} (\rho_0 \mu_e),$$

где m_p — масса протона, m_e — масса электрона, так что $m_p \mu_e / m_e$ есть отношение полной массы вещества к массе электронов. Величина $\rho_0 \mu_e$ есть плотность, при которой

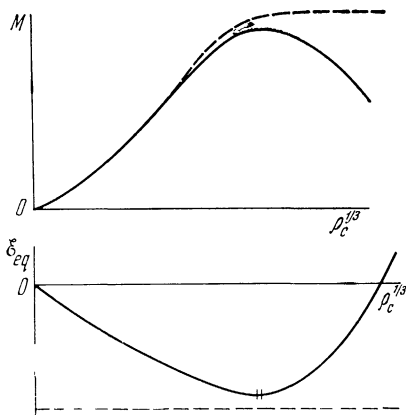


Рис. 13. Зависимость энергии холодной равновесной звезды и ее массы от центральной плотности ρ_c

Пунктиром в верхней части рисунка показан ход кривой $M = M(\rho_c)$ при учете только давления вырожденного электроного газа и без учета нейтронизации вещества и эффектов ОТО (кривая Чандрасекара). При $\rho \rightarrow \infty$ для этой кривой масса стремится к чандрасекаровскому пределу. Этому пределу соответствует энергия, показанная пунктиром на нижней части рисунка

импульс электронов на границе Ферми достигает значения $m_e c$, т. е. происходит переход от нерелятивистского к релятивистскому электронному газу; численно $\rho_0 = 0,985 \cdot 10^6$ г/см³. Таким образом, при $\mu_e = 56/26 = 2,15$ (для железа) $\rho_c'' = 3,13 \cdot 10^{10}$ г/см³, $E_F = 25 m_e c^2 = 12,5 Mэв$, соответствующий радиус звезды равен приблизительно 1000 км, а шварцшильдовский гравитационный радиус звезды — 3,6 км.

На рис. 13 изображено геометрическое место экстремумов, т. е. энергия равновесных конфигураций в зависимости от плотности. Различные точки кривой соответствуют различным массам звезды с разным числом нуклонов. Минимум E_e совпадает с перегибом кривой $E(\rho_c, M)$. В верхней части рисунка построена кривая массы

звезды; по оси ординат отложена масса, для которой равновесие достигается при значении центральной плотности, отложенной на абсциссе. В соответствии с тем, что на рис. 12 при одном значении M кривая может иметь два экстремума, кривая $M(\rho_c)$ проходит через максимум, благодаря чему горизонталь $M = \text{const}$ пересекает ее дважды. Максимум $M(\rho_c)$ достигается при том же значении $\rho_c = \rho_c''$, при котором имеет место перегиб кривой $\varepsilon(\rho_c, M)$. Максимум разделяет область устойчивости и неустойчивости.

С точки зрения общей теории относительности величина, которую мы до сих пор называли массой, есть сумма масс покоя составляющих ее частиц. Масса, определяющая гравитационное поле звезды, очевидно, равна $M' = M + \frac{\mathcal{E}}{c^2}$.

Так как значение плотности, при котором достигается максимум M , соответствует минимуму \mathcal{E} , то при этой же плотности масса M' также максимальна.

Все эти качественные выводы носят общий характер: они справедливы не только там, где малы отклонения от $n = 3$ и малы эффекты ОТО, но и в общем случае. Можно убедиться, например, что они относятся и к решению Оппенгеймера и Волкова для вырожденного нейтронного газа (см. § 17).

Рассмотрим медленную эволюцию холодной звезды за счет аккреции массы. После достижения критического состояния увеличение массы приводит к кривым (рис. 12) без равновесных конфигураций. Физически при этом будет происходить катастрофическое сжатие, которое может прекратиться лишь при плотности порядка ядерной. Переход в новое состояние (нейтронную звезду) сопровождается появлением ударной волны.

В изложенном методе выводы относительно устойчивости получились попутно, без теории малых возмущений.

Все сказанное о равновесии справедливо не только для газа из сталкивающихся частиц, но и для газа, между частицами которого нет никакого взаимодействия, кроме гравитационного. Возьмем любое стационарное изотермическое решение для звезды, состоящей из идеального одноатомного газа, и «выключим» столкновения между частицами¹. Очевидно, в каждой точке среднее

¹ Изотермичность требуется ввиду того, что после «выключения» столкновений теплопроводность становится бесконечной (см. § 20).

распределение вещества, его энергия не изменяются, ибо при столкновениях происходит только обмен энергиями и импульсами частиц. Интегральные характеристики системы не изменяются при «выключении» столкновений. Теперь каждая частица совершает финитное движение в общем гравитационном поле всех остальных частиц, орбита ее не обязательно является замкнутой кривой.

Выше обращалось внимание на качественно разные особенности финитного движения частиц при учете эффектов теории относительности и без них. В § 8 было указано, что при учете только эффектов специальной теории относительности радиус орбиты частицы может при конечном моменте стремиться к нулю. Это соответствует тому, что в теории равновесия звезды учет только релятивизации электронов приводит к нулевому радиусу звезды (соответственно $\rho \rightarrow \infty$) при стремлении массы к чандрасекаровскому пределу. Учет эффектов ОТО приводит к конечному минимальному радиусу устойчивой круговой орбиты пробной частицы. Аналогично в теории белых карликов учет эффектов ОТО приводит к минимально возможному размеру для звезды из газа, давление которого определяется вырожденными электронами.

Конечно, эффекты теории относительности здесь являются малыми поправками, а при движении пробной частицы они качественно меняют картину только тогда, когда становятся порядка единицы. Однако это не меняет существа дела, ибо, как мы уже подчеркивали, без поправок на ОТО звезда уже находится на границе устойчивости, поэтому указанная аналогия здесь имеет место. Точно такая же картина, как показано далее в § 17, наблюдается в теории сверхплотных нейтронных звезд, где эффекты ОТО уже порядка единицы.

Чандрасекар [26] придает принципиальное значение существованию максимальной ρ_c и соответствующего минимального радиуса белого карлика $R'' = 1000$ км; он считает этот вывод единственным и однозначным подтверждением ОТО вне области слабых полей. Надо отметить, однако, что паллиативная теория с ньютоновским тяготением в плоском пространстве, но с учетом веса энергии привела бы качественно к тому же результату, и количественно также отличается незначительно. Тот факт, что энергия весит, доказан на опыте Этвешем и Дике. С другой стороны, что более важно, еще до достижения ρ_c воз-

никает возможность превращения ядер под действием быстрых электронов, на краю Ферми-распределения. Поэтому и без учета ОТО есть другая причина, ограничивающая увеличение ρ_c и уменьшение R при подходе к критической массе при R того же порядка (подробнее об этом см. § 16).

§ 13. ГОРЯЧИЕ ЗВЕЗДЫ БОЛЬШОЙ МАССЫ

Известно, что если масса звезды значительно больше $100M_\odot$, энергия и давление излучения превышают энергию и давление плазмы, ядер и электронов в тепловом равновесии. Теория больших звезд в последнее время была развита Фаулером [27]. Мы воспользуемся здесь энергетическим подходом (сравнение с методом Фаулера дано в обзоре [54]).

В нулевом приближении пренебрегаем энергией и давлением плазмы, учитывая только энергию света в единице объема, равную σT^4 ; энергия на единицу массы равна $E_1 = \frac{\sigma T^4}{\rho}$. Давление соответственно равно $1/3\sigma T^4$. Плотность ρ в нулевом приближении целиком определяется массой покоя ядер и электронов. Воспользуемся ньютоновской теорией тяготения. При этом удельная (на грамм) энтропия $S = 4/3 \frac{\sigma T^3}{\rho}$, откуда

$$T = \left(\frac{3}{4} \frac{S}{\sigma} \right)^{1/3} \rho^{1/3}; \quad P = 3^{1/3} 4^{-1/3} \sigma^{-1/3} S^{4/3} \rho^{4/3};$$

$$E_1 = 3^{4/3} 4^{-4/3} \sigma^{-1/3} S^{4/3} \rho^{1/3}.$$

При постоянной энтропии $P \sim \rho^{4/3}$, т. е. показатель адиабаты $\gamma = 4/3$. В этом приближении при заданной массе звезды безразличное равновесие имеет место при одном определенном значении энтропии

$$S_{eq} = 78,5 \cdot 10^6 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2}. \quad (13.1)$$

Кроме того, полная энергия звезды тождественно равна нулю, а температура (в градусах) и плотность связаны соотношением

$$T_{eq} = 1,97 \cdot 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/6} \rho_c^{1/3} \quad (13.2)$$

или в удобных единицах $T_9 = T/10^9$, т. е. в миллиардах градусов,

$$T_{9\text{ eq}} \approx 0,02 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/6} \rho_c^{1/3}. \quad (13.3)$$

При S , близком к S_{eq} , имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= 2,3 \cdot 10^{40} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{7/6} \rho_c^{1/3} (S - S_{\text{eq}}) = \\ &= 1,16 \cdot 10^{33} T_c \left(\frac{M}{M_\odot} \right) (S - S_{\text{eq}}). \end{aligned} \quad (13.4)$$

Благодаря связи между ρ_c и T_c (см. (13.2), (13.3)), удобно использовать T_c в качестве параметра, характеризующего конфигурацию.

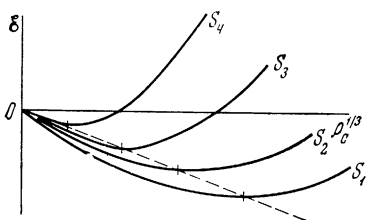


Рис. 14. Зависимость энергии горячей звезды фиксированной массы от $\rho_c^{1/3}$ при разных значениях энтропии ($S_4 > S_3 > S_2 > S_1$)

Пунктирная прямая — геометрическое место минимумов (положений равновесия). Во внутренней энергии учитывается только энергия света и плазмы. Без эффектов ОТО

Теперь учтем изменение уравнения состояния, связанное с учетом энергии и давления ядер и электронов. Для различных значений энтропии получим серию кривых, показанных на рис. 14. Все эти кривые относятся к одному значению массы покоя ядер или к одному значению барионного числа звезды, а энтропия играет роль параметра. Энергия при данной плотности монотонно возрастает с ростом энтропии. Равновесные состояния — суть минимумы кривых $\mathcal{E}(\rho_c)$ — отмечены черточками. Пунктирная линия есть геометрическое место минимумов $\mathcal{E}_{\text{eq}}(\rho_c)$. В данном случае кривые получаются одна из другой преобразованием подобия, а пунктирная линия оказывается прямой и полная энергия записывается в виде

$$\mathcal{E}_{\text{eq}} = -2,84 \cdot 10^{48} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{7/6} \frac{\rho_c^{1/3}}{\bar{\mu}}.$$

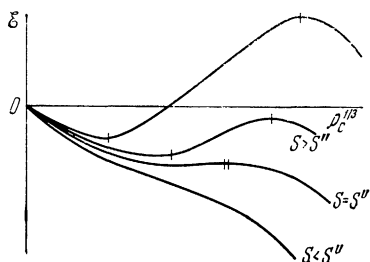
Подставляя выражение $\rho_c = \rho_c(T_c)$, получаем

$$\mathcal{E}_{\text{eq}} = -1,44 \cdot 10^{41} T_c \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \frac{1}{\bar{\mu}}.$$

§ 14. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ ОТО И РОЖДЕНИЯ ПАР В ТЕОРИИ ЗВЕЗД БОЛЬШОЙ МАССЫ

При температуре, приближающейся (в энергетических единицах) к энергии покоя электронов, $kT \sim m_e c^2$, в термодинамическом равновесии присутствуют позитроны, получающиеся за счет рождения пар e^+ , e^- . При постоянной температуре рождение пар увеличивает энергию вещества, но при постоянной энтропии рождение пар уменьшает энергию. Качественно это ясно уже из общего принципа: состояние термодинамического равновесия отвечает максимуму энтропии при данной энергии, или, что то же, минимуму энергии при данной энтропии. Если есть состояние *плазма + свет* без пар с определенной

Рис. 15. Изменение энергетических кривых рис. 14 при учете рождения пар e^+ , e^- (для $M < 10^4 M_\odot$) или эффектов ОТО (для $M > 10^4 M_\odot$)



энергией при данной энтропии, то переход к полностью равновесному состоянию, включающему пары, может только уменьшить энергию при той же энтропии (формулы см. ниже). Вклад пар в энергию, отрицательный по знаку, резко возрастает по абсолютной величине с ростом температуры. При учете пар кривые рис. 14 перестраиваются, получается картина, показанная на рис. 15, качественно напоминающая рис. 12 для холодных белых карликов.

Сделаем замечание о решениях, соответствующих положительной энергии звезды. На рис. 15 они соответствуют максимумам в области $\mathcal{E} > 0$. Их появление связано с тем, что учет поправки на рождение пар привел к появлению экстремума (максимума) там, где его раньше не было, но энергия, конечно, и без поправки была положительной. Такие решения, очевидно, неустойчивы¹, и энергетически

В принципе возможны состояния с положительной энергией, устойчивые относительно малых возмущений, т. е. отделенные энергетическим барьером от рассеивания [113,121]. В данном случае такой устойчивости нет.

возможно полное рассеивание в пространстве вещества, слагавшего звезду с положительной энергией. Первоначально такие решения были обнаружены в задаче Оппенгеймера и Волкова [44] об идеальном вырожденном газе (см. § 17). В этом случае появление их связано с эффектами ОТО. Однако при учете пар e^+ и e^- , т. е. в случае неидеального газа, такие решения получаются и без учета эффектов ОТО, так что их отнюдь нельзя считать специфическими следствиями кривизны пространства и других характерных черт ОТО. Мы еще вернемся к этому вопросу в § 17 и 20.

Кривая $\mathcal{E}_{eq}(\rho_c)$ показана на рис. 16, минимум ее соответствует горизонтальному перегибу (т. е. слиянию максимума и минимума) на кривой $\mathcal{E}(S, \rho_c)$ и отмечен на рис. 15 и 16 двойной черточкой.

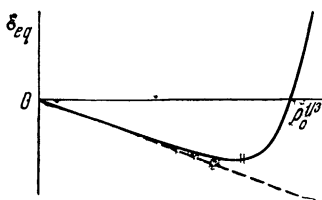


Рис. 16. Энергия равновесной горячей звезды фиксированной массы как функция центральной плотности

Пунктиром показана равновесная энергия при учете только энергии плазмы и света, без учета рождения пар e^+ , e^- и эффектов ОТО

Поправки в уравнении состояния, связанные с диссоциацией ядер, например $Fe^{56} \rightarrow 13\alpha + 4n$ [70], требуют, как правило, более высокой температуры по сравнению с рождением пар (подробные расчеты см. в [122]). Поправка в энергию горячей звезды большой массы, связанная с эффектами ОТО, выражается той же формулой, что и в случае белых карликов:

$$\Delta\mathcal{E}_{ото} = -0,93 \frac{G^2 M^{7/3} \rho_c^{2/3}}{c^2}.$$

Знак этой поправки и характер ее влияния на общую картину такие же, как для пар.

Таким образом, есть две причины, обуславливающие переход от зависимости на рис. 14 к зависимости на рис. 15. Оказывается, что в зависимости от того, какова масса звезды, имеет место только, как правило, одна из причин¹: при массе меньше $10^4 M_\odot$ только пары, при массе больше $10^5 M_\odot$ только ОТО. При каждом значении

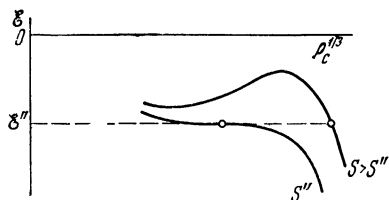
¹ Такое резкое разделение есть следствие резкой зависимости равновесного количества пар от температуры.

массы наиболее характерным является критическое состояние, соответствующее минимуму $\mathcal{E}_{eq}(\rho_c)$, или, что то же, горизонтальному перегибу $\mathcal{E}(S, \rho_c)$, — состояние, отмеченное двумя черточками на рис. 15.

Кривые $\mathcal{E}(S, \rho_c)$ были построены, как показано выше, путем подстановки выражений удельной энергии единицы массы $E_1(S, \rho)$ в общие формулы для полной энергии звезды с распределением плотности нулевого приближения (эмденовские кривые, $n = 3$). Фаулер [27] строит кривую $\mathcal{E}_{eq}(\rho_c)$, пользуясь другим методом (сравнение обоих методов см. в обзоре [54]).

Без учета ядерных реакций и потерь массы эволюция звезды заключается в том, что у нее при излучении света и нейтрино постепенно уменьшаются энтропия и энергия. При этом точка, изображающая состояние звезды, движется вниз по кривой $\mathcal{E}_{eq}(\rho_c)$ и достигает минимума. Это

Рис. 17. Возрастание энтропии звезды при коллапсе за счет возникновения ударных волн переводит звезду с кривой S'' на ниспадающую ветвь кривой $S > S''$, т. е. не возвращает звезду к устойчивости



соответствует переходу звезды в состояние, в котором уравнения гидростатического равновесия не имеют решений. Происходит катастрофическое сжатие со скоростью, определяемой уравнениями гидродинамики; далее скатывание точки вниз идет по кривой, не имеющей максимумов и минимумов (см. рис. 15, кривые ниже кривой S''). В ходе такого сжатия энтропию можно считать практически постоянной, если ядерные реакции протекают приблизительно с такой же скоростью, как в случае равновесного состояния. Отвод энергии не успевает заметно уменьшить энтропию.

Заметим, что при постоянной энергии рост энтропии за счет внутренних ударных волн, вязкости и т. п. не может остановить сжатия после достижения звездой критического состояния. Как видно из рис. 17, точки, соответствующие состоянию с критической энергией \mathcal{E}'' и увеличенной энтропией, обязательно лежат на той ветви кривой $\mathcal{E}(\rho_c, S)$, на которой идет неудержимое сжатие. Точно так же выброс части массы не может остановить сжатия после достижения критического состояния, учитывая, что выброшенная масса

должна обладать положительной энергией, иначе она не могла бы преодолеть гравитационное поле звезды и уйти в бесконечность. Выброс массы только уменьшает отрицательную энергию звезды, и последняя уже не может из критического состояния перейти в состояние устойчивого равновесия. Сжатие может быть остановлено двумя причинами. Во-первых, за счет быстрых при высокой температуре экзотермических ядерных реакций; при этом легко может произойти полное выделение такого количества тепла, которое уничтожит звезду целиком. Этот вопрос должен исследоваться отдельно путем численного интегрирования уравнений движения вместе с уравнениями ядерных реакций. Однако такой путь исключен для звезды, состоящей из железа, поскольку в этом случае вся возможная ядерная энергия уже выделилась. Во-вторых, за счет мощных сил отталкивания барионов, которые возникают при плотности, больше ядерной, и соответствуют загибу кривой $\mathcal{E}(S, \rho_c)$ вверх (см. § 17). Однако следует иметь в виду, что при большой массе эффекты ОТО из поправок превратятся в решающий фактор задолго до достижения ядерной плотности.

Гравитационное самозамыкание с уходом звезды под шварцшильдовский гравитационный радиус достигается при

$$\bar{\rho} = 2 \cdot 10^{16} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} \text{г/см}^3.$$

Ядерная плотность достигается до самозамыкания лишь при $M/M_{\odot} < 10$, т. е. вне области, к которой относится наш метод. Только при $M \cong M_{\odot}$ отталкивание барионов может остановить сжатие звезды до самозамыкания. Но при самозамыкании эффекты ОТО столь сильны, что никакое отталкивание, никакое изменение состояния уже не могут остановить сжатие (см. § 21).

Перечислим основные результаты, полученные в § 11—14, при рассмотрении состояния звезд, когда показатель адиабаты близок к $4/3$ (отклонения γ от $4/3$ и эффекты ОТО принимались как поправки).

1. Определена зависимость энергии звезды от центральной плотности; минимумы кривой этой зависимости представляют собой устойчивые равновесные состояния, максимумы — неустойчивые состояния.

2. Поправки, связанные с переходом от ньютоновской теории к общей теории относительности, уменьшают энер-

гию данного распределения вещества при данной энтропии и плотности. Наглядно показано, как эти поправки приводят к появлению неустойчивых решений с положительной энергией.

3. Граница существования устойчивых состояний соответствует минимуму на кривой зависимости энергии равновесного состояния от плотности.

§ 15. РАВНОВЕСИЕ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ С $\gamma = 4/3$

Для нахождения равновесия исследуем энергию вращающейся звезды и найдем ее экстремум. Эффекты ОТО считаем малыми, поэтому рассмотрим сначала условие равновесия в ньютоновской теории, а затем учтем поправки на ОТО. Считаем, что плотность вещества распределена во вращающейся звезде по подобным эллипсоидам вращения¹.

Энергию вращающейся звезды можно записать в виде

$$\mathcal{E} = -k_1 GM^{5/3} \rho_c^{1/3} g(\lambda) + k_2 Mb \rho_c^{1/3} + k_3 K^2 \lambda M^{-5/3} \rho_c^{2/3}.$$

Здесь первое и второе слагаемые — гравитационная и тепловая энергии соответственно, третье — энергия вращения. Множители $g(\lambda)$ и λ учитывают изменение гравитационной энергии и энергии вращения соответственно вследствие сплюснутости звезды при вращении; K — момент вращения; $k_1 = 0,64$; $k_2 = 1,75$; $k_3 = 1,25$.

Уже из самого вида выражения для \mathcal{E} следует, что энергия вращения зависит от плотности ρ_c , как энергия газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$, т. е. способствует устойчивости при определенной плотности.

Обозначим через $b_0 = 0,364 GM^{1/3}$ значение b , которое соответствует безразличному равновесию звезды при отсутствии вращения, так что (см. § 12)

$$k_1 GM^{5/3} \rho_c^{1/3} = k_2 b_0 M \rho_c^{1/3}.$$

Введем безразмерные величины $b/b_0 = h$ и $\rho/\rho_0 = r$, где ρ_0 — характерная плотность, составленная из G , M и K :

$$\rho_0 = \frac{G^3 M^{10}}{K^6}.$$

¹ Полуоси a , a , c ; меньшая ($c < a$) направлена по оси вращения; $\lambda = c/(a^2c)^{1/3} < 1$.

Выражение для энергии теперь переписется в виде

$$\mathcal{E} = \frac{G^2 M^5}{K^2} \left\{ r^{1/2} [-k_1 g(\lambda) + k_2 0,364h] + k_3 \lambda r^{2/3} \right\}. \quad (15.1)$$

Обозначим фигурную скобку через A . Множитель перед скобкой составлен из заданных констант. Для нахождения экстремума \mathcal{E} варьируются λ и r . Величина h , определяемая энтропией, также задана. В процессе эволюции звезды она медленно меняется. Условия равновесия экстремума \mathcal{E} имеют вид $\partial A/\partial r = 0$, $\partial A/\partial \lambda = 0$. С помощью этих двух соотношений выражаем λ и r через h . Решение существует лишь при $h < 1$, что вполне естественно. Если $h > 1$, то энтропия столь велика, что уже без вращения данная масса неудержимо разлетается; ясно, что вращение не способно изменить этот результат. При $h < 1$ без вращения газ неудержимо сжимается. В этом случае вращение останавливает сжатие. Уменьшение h сопровождается увеличением плотности и увеличением сплюснутости, характеризуемой величиной $1 - \lambda$. При любых $h < 1$ существует формальное решение задачи, в которой принудительно было задано, что поверхности постоянной плотности суть подобные эллипсоиды; при этом $h \rightarrow 0$ дает $\lambda \rightarrow 0$, $r \rightarrow \infty$, т. е. решение, соответствующее плоскому диску. Это решение, как известно, неустойчиво: диск разбивается на сгустки размером порядка толщины диска.

Если рассматривать уменьшение h , то при определенном h следует ожидать неустойчивость по отношению к превращению эллипсоида вращения в трехосный эллипсоид, как это имеет место для несжимаемой жидкости. Зависимость гравитационной энергии и энергии вращения от формы звезды выделена в множитель (факторизация), поэтому и при любом показателе адиабаты неустойчивость возникает при том же γ , что и в несжимаемой жидкости. Однако, как мы сейчас увидим, решение теряет смысл задолго до этого момента, еще при малой сплюснутости, когда h и соответственно λ близки к единице. В этом случае при $1 - \lambda \ll 1$ имеют место соотношения

$$g(\lambda) = 1 - \frac{(1 - \lambda)^2}{5}, \quad 1 - \lambda = \frac{5}{4}(1 - h),$$

$$r = \left(\frac{k_3^{-1}}{1 - h} \right)^3,$$

а средняя плотность

$$\bar{\rho} = \text{const} \frac{G^3 M^{10}}{K^6} \frac{1}{(1-h)^3} . \quad (15.2)$$

Для газа, в отличие от несжимаемой жидкости, характерно распределение плотности, спадающее от центра к поверхности. При данной массе и данной средней плотности радиус газового шара больше, чем радиус шара из несжимаемой жидкости. При этом на поверхности в случае газа меньше гравитационное поле и в то же время при данном моменте вращения больше центробежная сила. Поэтому в случае газового шара условие срыва вещества с экватора достигается гораздо раньше, чем в жидкости, т. е. при относительно малой деформации.

Найдем условие срыва для эмденовского решения с $n = 3$. Используем метод последовательных приближений: найдем условие срыва, задавшись определенной $\bar{\rho}$ и пренебрегая деформацией, т. е. рассматривая вращение шара и определяя его момент вращения. Потом найдем h и γ , соответствующие принятой плотности и заданному моменту.

Запишем условие равенства центробежной силы и силы тяготения на экваторе

$$\omega^2 R = \frac{GM}{R^2} ,$$

где ω — угловая скорость. Отсюда после вычислений находим для критического состояния $1 - \lambda = 0,05$; $h = 0,96$. Так как получилось, что λ очень близко к единице, то постфактум оправдан и метод последовательных приближений, использованный выше.

В критическом состоянии при равенстве центробежной силы и силы притяжения звезда мало отличается от шара и очень далека от диска. В критическом состоянии вещество на экваторе перестает падать к центру, даже если его не поддерживает давление изнутри, но вместе с тем энергии вещества недостаточно для того, чтобы оно могло улететь в бесконечность.

Общие соображения размерности и теории подобия, безусловно, остаются в силе и тогда, когда перестает «работать» конкретная эллипсоидная модель. Поэтому есть **полная уверенность** в правильности общей формулы (15.2), согласно которой при заданной массе и энтропии

плотность звезды пропорциональна K^{-6} , а форма зависит только от соотношения массы и энтропии и не зависит от момента. В частности, критическое условие начала истечения газа также не зависит от момента. Есть определенное критическое значение энтропии (при данной массе), которому соответствует начало истечения вещества. Но при этом не существует гидростатического решения. Подчеркнем еще раз, что этот своеобразный результат относится специально к веществу с показателем $\gamma = 4/3$.

Ориентировочные мажорирующие оценки показывают, что в ходе уменьшения энтропии условие истечения достигается раньше, чем условие потери устойчивости формы с образованием трехосного эллипсоида.

Нужно особенно подчеркнуть, что вращение стабилизирует звезду с $\gamma = 4/3$ и обуславливает появление определенной равновесной плотности (зависящей от энтропии) еще при сохранении почти сферической формы. Наглядно можно представить, что невращающаяся звезда с $\gamma = 4/3$ находится в безразличном равновесии (при $b = b_0$) или неограниченно сжимается (при $b < b_0$), сохраняя сферическую форму. Однако даже при безразличном равновесии, т. е. при отсутствии упругости по отношению к изменению радиуса, звезда имеет конечную упругость по отношению к изменению формы: тепловая энергия Q не зависит от формы, а гравитационная энергия U с отклонением от сферичности увеличивается, зависимость U от формы практически одинакова при разных показателях адиабаты.

На первый взгляд вращение может препятствовать лишь сжатию по экватору, но не препятствует коллапсу по оси. В действительности упругость формы приводит к тому, что задержка сжатия экватора косвенно вызывает и задержку сжатия полюсов. Это связано с тем, что при сжатии в диск гравитационная сила у полюса стремится к константе (в отличие от случая сжатия шара в точку), в то время как сила, обусловленная градиентом давления при любом положительном γ (в зависимости $P = \text{const } \rho^\gamma$), стремится к бесконечности, когда толщина диска стремится к нулю. Эта сила неизбежно уравнивает гравитацию и останавливает сжатие по оси.

Условие истечения, как видно, достигается при небольшом отступлении от сферичности. До начала истечения эволюция происходит со скоростью, зависящей от ско-

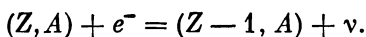
рости изменения энтропии, система проходит серию равновесных состояний. Анализ этой стадии легко проводится как в § 13. В качестве первого приближения подставляем в уравнение энергии $\lambda = 1$, $g(\lambda) = 1$. Любопытно, что добавочный член зависит от плотности точно так же, как поправка на ОТО, но имеет противоположный знак и при определенном значении момента точно компенсирует эту поправку. По порядку величины условие компенсации имеет вид

$$v_{\text{окр}} c = v_{\text{параб}}^2 = GM/R.$$

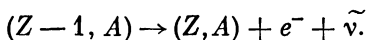
Когда вращение пересиливает ОТО, медленная эволюция продолжается до достижения условий истечения. Анализ дальнейшей стадии еще не проделан, для этого необходимо будет выяснить кинетику обмена моментом вращения между различными слоями звезды.

§ 16. НЕЙТРОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ

В § 12 было отмечено, что, помимо эффектов ОТО, причиной, ограничивающей максимальную плотность белых карликов, является начинающийся при некоторой плотности обратный β -процесс между стабильными ядрами и электронами, находящимися на краю Ферми-распределения:



Нейтрино свободно уходят из звезды. Изолированное ядро $(Z - 1, A)$ неустойчиво, оно испытывает β -распад:



Однако в звезде при рассматриваемой плотности этот процесс идти не может, так как ядра погружены в вырожденный электронный газ и все ячейки фазового пространства, соответствующие импульсу рождающегося электрона, уже заняты — электрон родиться не может.

Обратный β -процесс ведет к уменьшению общего числа электронов на грамм вещества и увеличению числа нейтронов в ядрах. Этот процесс называют нейтронизацией. Возможность образования нейтронных конфигураций была

Критическая плотность начала нейтронизации и потери устойчивости за счет эффектов ОТО

Элемент	Энергия нейтронизации (без энергии покоя электрона), $M\text{эв}$	Критическая плотность нейтронизации, г.см^{-3}	Максимальная центральная плотность звезды за счет ОТО, г.см^{-3}
${}^{26}\text{Fe}^{56} \rightarrow {}^{25}\text{Mn}^{56}$	3,7	$11,5 \cdot 10^8$	$3,13 \cdot 10^{10}$
${}^{16}\text{S}^{32} \rightarrow {}^{15}\text{P}^{32}$	1,7	$1,45 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^{14}\text{Si}^{28} \rightarrow {}^{13}\text{Al}^{28}$	4,6	$1,9 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^{12}\text{Mg}^{24} \rightarrow {}^{11}\text{Na}^{24}$	5,5	$3,2 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^{10}\text{Ne}^{20} \rightarrow {}^9\text{F}^{20}$	7,0	$6,2 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^8\text{O}^{16} \rightarrow {}^7\text{N}^{16}$	10,6	$1,9 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^6\text{C}^{12} \rightarrow {}^5\text{B}^{12}$	13,6	$4 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^2\text{He}^4 \rightarrow {}^1\text{H}^3 + \nu n^1$	20,6	$1,3 \cdot 10^{11}$	$2,7 \cdot 10^{10}$
${}^2\text{He}^3 \rightarrow {}^1\text{H}^3$	0,018	$2,8 \cdot 10^4$	$1,52 \cdot 10^{10}$

указана в работах [28—30] и рассчитана Л. Д. Ландау [31]. Плотность, соответствующая началу нейтронизации, зависит от химического изотопного состава вещества.

Табл. 1 дает представление о критической плотности, соответствующей началу нейтронизации для ряда элементов. Напомним, что мы рассматриваем плазму при нулевой энтропии $S = 0$. Для сравнения в таблице приведены критические значения (определяемые эффектами ОТО) максимальной центральной плотности звезды, состоящей целиком из данного химического элемента (см. § 12).

Как правило, $\rho_{\text{нейтр}} < \rho_{\text{ото}}$, и, таким образом, предел плотности белых карликов не зависит от эффектов ОТО. Именно нейтронизация вызывает загиб кривых $E(\rho, M)$ вниз и является причиной перехода от графиков рис. 11 к графикам рис. 12. Исключение представляет только He^4 [32]¹. Однако легкие ядра в звездах с большой плотностью существовать не будут. Это связано с тем, что подобные плотности достигаются только на конечных стадиях

¹ Следует особо отметить низкий потенциал нейтронизации He^3 .

эволюции, когда легкие ядра в процессе термоядерной реакции, идущей на более ранних этапах эволюции, уже превратились в тяжелые. По расчетам Е. И. Эпика [33], белые карлики с $M > 0,5 M_{\odot}$ должны состоять главным образом из элементов среднего атомного веса ($A \approx 24$).

Проследим, как будет меняться уравнение состояния холодного вещества с ростом плотности выше $\rho_{\text{нейтр}}$.

Уменьшение числа электронов в процессе нейтронизации задерживает рост энергии и при $\rho > \rho_{\text{крит}}$ γ становится меньше $4/3$. Нейтронизация делает ядра неустойчивыми и в конце концов приводит к их развалу. При $\rho > 10^{12} \text{ г/см}^3$ давление (так же как и плотность) в основном определяется вырожденным нейтронным газом. Если бы нейтроны не взаимодействовали между собой, то этот газ был бы идеальным и, пока газ еще нерелятивистский, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$ (и всегда $\gamma > 4/3$). Однако известно, что между нейтронами существуют ядерные силы притяжения, и хотя эти силы недостаточны для образования ядер, состоящих из нейтронов, все же они вносят отрицательный вклад в энергию и γ по-прежнему меньше $4/3$.

При малых расстояниях между барионами силы притяжения должны смениться силами отталкивания, которые вносят положительный вклад в давление и поэтому при $\rho \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ γ вновь становится более $4/3$. Согласно А. Камерону [34], при $\rho \geq 10^{12}$ уравнение состояния имеет вид

$$E = 8,0 \cdot 10^9 \rho^{3/2} + 9,8 \cdot 10^{-6} \rho^{5/2} - 1,4 \cdot 10^5 \rho.$$

Здесь второе слагаемое учитывает силы отталкивания, а третье — силы притяжения между барионами.

При еще больших плотностях ($\rho > 10^{15} \text{ г/см}^3$) в веществе должны появиться гипероны¹, которые стабильны в данных условиях (см. работы [35—37]), однако мы пока не можем

¹ Еще при ядерной плотности $\rho \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ в веществе появляются Σ^- -гипероны. Их стабильность обеспечивается наличием вырожденных электронов. В обычных условиях в ядре, находящемся в центре атома, гиперонов быть не может, так как электроны лишь в среднем в объеме атома компенсируют заряд ядра, и плотность электронов в ядре, даже для тяжелых элементов, в миллион раз меньше, чем плотность электронов при появлении стабильных Σ^- -гиперонов в звездном веществе.

определенно говорить о точном виде уравнения состояния для этой области¹.

При большой плотности нужно различать полную плотность массы ρ (включающую плотность энергии) и плотность массы покоя барионов $\rho' = n m$, где n — плотность барионов в см^{-3} .

В течение долгого времени без доказательства принимали, что давление должно быть меньше или равно $1/3$ плотности энергии [38]. Это получается в двух случаях: при рассмотрении свободных невзаимодействующих частиц (причем для ультрарелятивистских частиц в пределе $P = 1/3 \rho c^2$) и при рассмотрении электромагнитного поля и частиц, взаимодействующих через электромагнитное поле. Однако в работе [39] был построен конкретный пример взаимодействия частиц с полем тяжелых нейтральных векторных мезонов; релятивистски инвариантная теория привела к выражению для давления $P \rightarrow \rho c^2 = E$ при $\rho \rightarrow \infty$. Заметим, что при $P = 1/3 \rho c^2$ скорость звука $v_{\text{зв}} = c/\sqrt{3}$; в новом варианте при $P \rightarrow \rho c^2$ $v_{\text{зв}} \rightarrow c$, что является эстетически более удовлетворительным. Во всяком случае предположение, что всегда и везде $P \leq \rho c^2/3$, перешло в разряд предрассудков; в течение четырех лет после опубликования работы [39] против нее не появилось возражений (см. также [37, 40])².

В 1964 г. появилась работа Д. А. Киржница и В. Л. Поляченко [41], в которой высказывается предположение, что, возможно, $v_{\text{зв}} > c$. Более того, в этой работе конструируется пример барионов, локально взаимодействующих с псевдоскалярным мезонным полем, в котором, по мнению автора, реализуется такой случай. Общие соображения позволяют утверждать, что в этом примере содержится ошибка: в самом деле, уравнения поля мезонов вне источников имеют скорость распространения сигналов c , а система из покоящихся точечных барионов

¹ Несмотря на рождение новых частиц, неизменной величиной всегда является барионный заряд n ; к числу барионов относятся и гипероны.

² В самое последнее время появилась заметка [123], автор которой утверждает, что в действительности $P < \rho c^2$. Вопрос остается открытым, однако ясно, что ответ требует конкретного анализа и из общих принципов не следует $P \leq \frac{1}{3} \rho c^2$, как это предполагали раньше.

(как в [41]), взаимодействующих через мезоны, никоим образом не дает скорость сигнала больше c .

Различные показатели степени в зависимости $P = \rho(n)$ соответствуют разным отношениям P/ρ в той области, где $\rho \gg \rho' = nm$: при $P = 1/3 \rho c^2$ $P \sim \rho \sim n^{1/3}$, при $P = \rho c^2$ $P \sim \rho \sim n^2$.

§ 17. БАРИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

При высоких плотностях порядка ядерной между барионами возникают мощные силы отталкивания, которые обуславливают загиб кривых $\mathcal{E}(\rho_c, M)$ вверх (рис. 18).

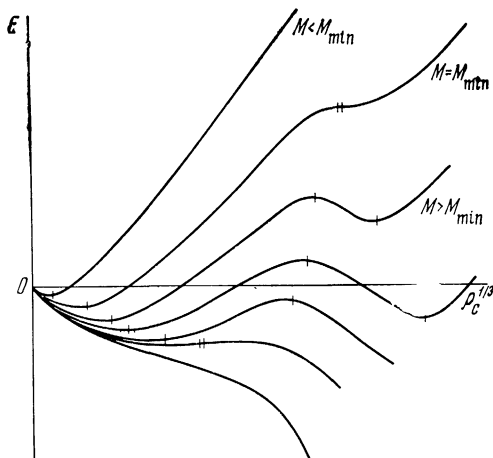


Рис. 18. Энергетические кривые для холодной звезды, построенные с учетом упругости ядерной жидкости

На кривых, которым соответствует M больше некоторого M_{\min} , появляются вторичные минимумы, отвечающие устойчивым звездным конфигурациям. Такие звезды обычно называют нейтронными. Амбарцумян и Саакян [35] отмечают наличие гиперонов в равновесии при высокой плотности и называют звезды «гиперонными». Мы будем называть их барионными, учитывая присутствие в веществе, помимо нейтронов, других барионов.

Кривые $\mathcal{E}(\rho_c, M)$, имеющие вторичные минимумы, ограничены сверху кривой, которой соответствует минимальная масса $M_{\min} \approx 0,05 M_{\odot}$. Для меньших масс рав-

новесных конфигураций при большой плотности не существует. Расчет с приближенным уравнением состояния показывает, что для малых масс вторичные минимумы лежат в области положительной энергии. Они соответствуют устойчивым метастабильным состояниям. В § 14 уже обращалось внимание на то, что равновесные состояния с положительной энергией возникают для звезд из неидеального газа без каких-либо эффектов общей теории относительности, и в этом нет ничего странного и необычного. Здесь

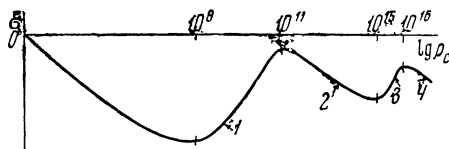


Рис. 19. Типичная энергетическая кривая для шара фиксированной массы

Изменение хода кривой при разных плотностях ρ_c определяется упругостью вырожденных электронов (1), нейтронизацией вещества (2), упругостью ядерной жидкости (3), эффектами ОТО (4)

мы видим, что также практически без всякого вмешательства ОТО могут возникнуть и устойчивые относительно малых возмущений метастабильные состояния с положительной энергией (об этом см. [121]).

С дальнейшим ростом плотности определяющими уже становятся эффекты ОТО, которые снова «загибают» кривые $\mathcal{E}(\rho_c, M)$ вниз (рис. 19), что ведет, как показано в § 12 (для меньших плотностей), к появлению перегиба (а затем максимума) на кривых $\mathcal{E}(\rho_c, M)$ и соответственно к появлению вторичного максимума на кривой $M = M(\rho_c)$ (см. рис. 21).

Остановимся несколько подробнее на причинах появления вторичного максимума на кривой $M = M(\rho_c)$. Первая причина вскользь упомянута в § 12 и кратко выражается словами «энергия весит». Уравнение равновесия в теории Эйнштейна для сферического поля имеет вид

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{dv}{dr} (P + \rho c^2), \quad (17.1)$$

где метрика записывается в виде, указанном в § 3 (см. формулы (3.1) — (3.3)); ρ — плотность массы, P — давление. В приближении слабого поля $v/2 = \Phi/c^2$, где Φ —

ньютоновский потенциал. Учитывая, что в этом случае $\rho c^2 \gg P$, получаем формулу равновесия в ньютоновской теории

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM(r)\rho}{r^2}.$$

Из выражения (17.1) видно, что в уравнение равновесия входят плотность массы ρ и давление P . При больших

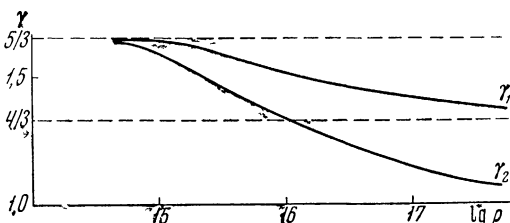


Рис. 20. Зависимость γ_1 и γ_2 от плотности ρ для идеального холодного газа нейтронов

плотностях вещества главный вклад в плотность энергии (а следовательно, и в плотность массы) вносит уже не энергия покоя частиц, а энергия их движения и взаимодействия. Обозначим плотность барионов через n , а показателем адиабаты γ_1 назовем $d \ln P / d \ln n$. Определенная таким образом γ_1 для вырожденного газа всегда больше $4/3$ и в принципе для отталкивающихся частиц может достичь значения $\gamma_1 = 2$ [39]. Однако в уравнение равновесия входит не n , а плотность массы ρ и давление P . В силу отмеченного выше обстоятельства асимптотический вид уравнения состояния $P \sim \rho$, поэтому эффективная $\gamma_2 = d \ln P / \ln \rho$ становится меньше $4/3$ и в пределе $\gamma_2 \rightarrow 1$.

На рис. 20 представлены зависимости γ_1 и γ_2 от плотности ρ для идеального газа нейтронов. Замена $\gamma_2 > 4/3$ на $\gamma_2 < 4/3$, как показано в предыдущих параграфах, ведет к появлению максимума $M(\rho_c)$. Таким образом, учет «веса энергии» уже в теории с ньютоновским законом тяготения в плоском евклидовом пространстве приводит к появлению максимума на кривой $M(\rho_c)$ (см. [42, 43]).

Другая причина состоит в том, что в эйнштейновской теории при больших Φ меняется закон тяготения и пространство перестает быть евклидовым, о чем подробно говорилось в § 2 и 3.

Оба рассмотренных эффекта одного порядка и действуют в одну сторону. Численно как малые поправки они рассмотрены в упоминавшейся уже работе С. А. Каплана [21].

Первые численные расчеты строения сверхплотных звезд были проделаны в классической работе Оппенгеймера и Волкова [44] в 1939 г. с использованием уравнения состояния идеального Ферми-газа (вырожденный нейтронный газ). Данные их расчетов приведены на рис. 21; $M_{\max} = 0,72 M_{\odot}$. Однако при подобных плотностях уравнение состояния идеального газа является только грубым приближением (см. § 16). Последние работы Камерона [34], В. А. Амбарцумяна и Г. С. Саакяна [36], Г. С. Саакяна и Ю. Л. Вартамяна [45], Инмана [109] с уравнением состояния реального газа дают значение $M_{\max} = (1,6 \div 2) M_{\odot}$.

На рис. 21 приведена кривая $M = M(\rho_c)$ по данным Г. С. Саакяна и Ю. Л. Вартамяна [45]; она охватывает и область плотностей, соответствующих белым карликам, и область барионных звезд. В расчетах этих авторов учтено изменение уравнения состояния при переходе от плотных

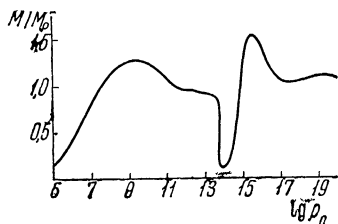


Рис. 21. Зависимость массы холодной звезды от центральной плотности ρ_c

недр звезды к ее оболочке. Любопытно, что в области больших плотностей за максимумом $M = M(\rho_c)$ там, где уже не могут находиться реальные равновесные холодные звезды, полная масса равновесной звезды, как показали Н. А. Дмитриев и С. А. Холин [46], испытывает периодическую затухающую зависимость от ρ_c , когда $\rho_c \rightarrow \infty$ (см. рис. 23).

Мы будем называть максимум массы для звезд при $\rho \approx \approx 10^{15} \text{ г/см}^3$ *ОВ-максимумом* (Оппенгеймер, Волков) и обозначать $M_{\max}^{\text{ОВ}}$ (чандрасекаровский максимум имеет место при ρ порядка 10^9 г/см^3). На поверхности звезды с $M = M_{\max}^{\text{ОВ}}$ e^{ν} принимает минимально возможное для поверхности

звезд значение. Минимальное значение $(e^{\nu/2})_{\min} \approx 0,7$. Следовательно, максимальное гравитационное красное смещение, которое можно в принципе наблюдать в спектре звезды, есть

$$(\omega/\omega_0)_{\text{фот}} = (e^{-\nu/2})_{\min} \approx 1,4. \quad (17.2)$$

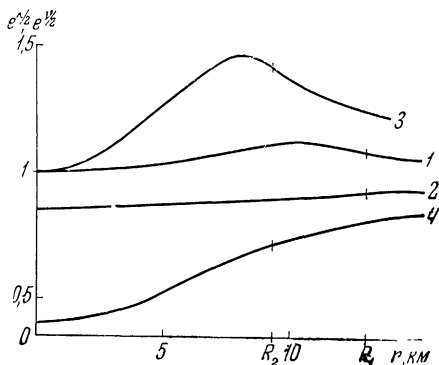
Источники нейтрино расположены в центре звезды. Гравитационное красное смещение для нейтрино определяется значением e^{ν} в центре. У рассматриваемой звезды $(e^{\nu/2})_{\min,0} \approx 0,4$. Следовательно, для нейтрино максимальное гравитационное изменение частоты

$$(\omega/\omega_0)_{\text{нейтр}} = (e^{-\nu/2})_{\min,0} \approx 2,5. \quad (17.3)$$

На рис. 22 изображены графики $e^{\lambda/2}$ и $e^{\nu/2}$ для двух звезд с $\rho_c = 5,5 \cdot 10^{14}$ и $3,6 \cdot 10^{15}$ г/см³ и с массами соответственно 0,64 и 1,55 M_{\odot} . График $e^{\lambda/2}$ характеризует отклонение геометрии пространства от евклидовой

Рис. 22. Зависимость $e^{\lambda/2}$ и $e^{\nu/2}$ от r для звезд с $M_1 = 0,64 M_{\odot}$ и $M_2 = 1,55 M_{\odot}$

1 — $e^{\lambda/2}_{M_1}$; 2 — $e^{\nu/2}_{M_1}$; 3 — $e^{\lambda/2}_{M_2}$; 4 — $e^{\nu/2}_{M_2}$. Радиусы R_1 и R_2 соответствуют поверхности звезд



вблизи звезды и внутри ее. Координатный радиус для этих звезд $R = r_{\text{пов}} = \sqrt{s/4\pi}$ (где s — площадь поверхности звезды) равен соответственно 13 и 9,3 км. Расстояние от центра

$$\tilde{R} = \int_0^{r_{\text{пов}}} e^{\lambda/2} dr$$

равно соответственно 13,8 и 11,5 км.

Величина $e^{v/2}$, как уже отмечалось, аналогична ньютоновскому потенциалу. Она непосредственно показывает замедление темпа течения времени по сравнению с течением времени на бесконечности. В отличие от $e^{\lambda/2}$, значение $e^{v/2}$ не стремится к единице в центре звезды. Разумеется, это связано с условием нормировки: мы выбирали временную координату t так, чтобы она на бесконечности все время совпадала с показаниями часов наблюдателя, поэтому $(e^{v/2})_{\infty} = 1$, а $e^{v/2}$ в центре звезды во столько раз меньше $(e^{v/2})_{\infty}$, во сколько раз темп течения времени в центре меньше, чем на бесконечности.

§ 18. ДЕФЕКТ МАССЫ

Запишем выражение полной энергии звезды E для того случая, когда плотности малы и применима теория Ньютона:

$$E = E_0 + T + \Omega.$$

Мы включили в это выражение энергию покоя нуклонов, составляющих звезду, $E_0 = Nmc^2$. Здесь T — энергия дви-

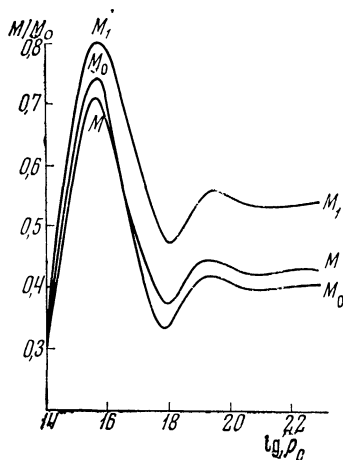


Рис. 23. Зависимость M , M_0 и M_1 от ρ_c для холодного идеального Ферми-газа нейтронов

жения и взаимодействия нуклонов, Ω — потенциальная энергия взаимного тяготения. Последнее слагаемое отрицательно. Обозначим $E_0 + T = E_1$. В релятивистской

области имеем соответственно

$$E = Mc^2 = 4\pi c^2 \int_0^R \rho r^2 dr, \quad (18.1)$$

$$E_0 = M_0 c^2 = c^2 \int_V m n dV = N m c^2, \quad (18.2)$$

$$E_1 = M_1 c^2 = c^2 \int_V \rho dV, \quad (18.3)$$

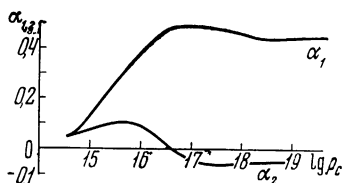
где элемент объема $dV = 4\pi e^{\lambda/2} r^2 dr$.

На рис. 23 приведены графики M , M_0 и M_1 как функции от ρ_c .

Вычисления сделаны для случая идеального вырожденного нейтронного газа [46]. Напомним, что плотность массы ρ , измеренная локально, включает не только массу покоя, но и внутреннюю энергию движения нуклонов и энергию взаимодействия (кроме гравитационного!) частиц в 1 см^3 . Полная масса звезды M не равна сумме масс элементов ее объема M_1 , и так как $e^{\lambda/2} \geq 1$, то $M < M_1$.

Разность $\Delta_1 M = M_1 - M$ назовем полным гравитационным дефектом массы. Происхождение $\Delta_1 M$ очевидно: объединяя элементы массы $dm = \rho \cdot dV$ (имеющие заданную плотность ρ) в звезду, мы должны учесть энергию гравитационного взаимодействия между этими элементами.

Рис. 24. Дефект массы. Зависимость α_1 и α_2 от плотности ρ_c в центре звезды



Эта энергия связи (не учитываемая в (18.3), в отличие от (18.1)) и соответствующая ей масса — отрицательны, поэтому $\Delta_1 M > 0$. В ньютоновском приближении $c^2 \Delta_1 M = -\Omega$. Отношение $\alpha_1 = \Delta_1 M / M$ называют коэффициентом гравитационной упаковки, он характеризует отношение гравитационной энергии к полной. На рис. 24 приведена зависимость α_1 от ρ_c для звезд, состоящих из реального газа,

согласно работе [45]. Для малых ρ_c α_1 мало и стремится к нулю при $\rho_c \rightarrow 0$. Для наиболее плотных конфигураций $\alpha_1 \approx 0,5$.

Разность $\Delta_2 M = M_0 - M = Nm - M$ называется неполным или просто дефектом массы. Энергия, соответствующая $\Delta_2 M$, есть как раз та энергия, которая выделяется при образовании из первоначально разреженного диффузного вещества плотной звезды. Из физики этого процесса ясно, что для устойчивой стационарной звезды, возникшей из диффузного вещества, $\Delta_2 M > 0$ ¹.

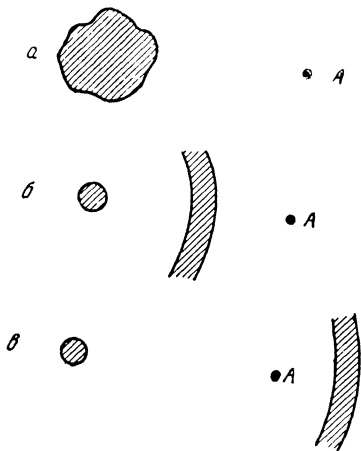


Рис. 25. Изменение массы вещества при образовании плотной звезды (A — наблюдатель)

a — диффузное вещество до сжатия в звезду; b — вещество сжалось; высвеченная энергия еще не прошла мимо наблюдателя; последний не обнаруживает уменьшения массы тела; $в$ — волна прошла мимо наблюдателя; он отмечает уменьшение массы тела на ΔM

В ньютоновском приближении $c^2 \Delta_2 M = -(T + \Omega)$. Отношение $\alpha_2 = \Delta_2 M / M_0$ показывает долю энергии, выделившейся при образовании звезды. График $\alpha_2(\rho_c)$, вычисленный для звезд из реального газа по данным [45], изображен на рис. 24. Для больших плотностей α_2 становится отрицательным. Об этом см. § 19.

¹ Здесь мы рассматриваем дефект массы только для статических конфигураций. Если отказаться от требования статичности, то полная масса M заданного числа нуклонов в принципе может быть сколь угодно мала (см. § 22). В частности, M для замкнутой космологической модели равна нулю (см., например, [47]). Особенно интересны свойства ΔM для так называемых полузамкнутых миров [48, 49].

Гравитационный дефект массы иногда неправильно называют экранировкой тяготения. Такое название не отражает сути дела, потому что рассматриваемое явление совсем непохоже на действие экрана. Действительно, соединяя, например, две частицы, мы получаем массу системы меньше суммы масс частиц, но, во-первых, это ослабление тяготения не имеет какой-либо направленности (что должно быть, если вторая частица являлась бы действительно экраном), во-вторых, любые силы связи обладают тем же свойством уменьшать суммарную массу частиц, и гравитация в этом отношении не является исключением. Масса дейтона меньше суммы масс протона и нейтрона, но мы, конечно, не станем на этом основании говорить, что нейтрон гравитационно экранирует протон.

При соединении частиц в связанную систему энергия, равная дефекту массы, высвечивается либо в виде квантов, либо нейтрино, либо гравитационных волн и т. п. Далекий наблюдатель обнаружит дефект массы (уменьшение массы) не в момент соединения частиц, а после того как высвеченная энергия пройдет мимо него (рис. 25). До этого момента любые трансформации энергии никак не сказываются на измеряемой наблюдателем массе звезды (разумеется, благодаря закону сохранения энергии).

§ 19. УСТОЙЧИВОСТЬ БАРИОННЫХ ЗВЕЗД

Устойчивое равновесие означает минимум энергии звезды при данной энтропии и числе частиц. Однако изложенная в § 11 теория устойчивости, в которой энергия рассматривалась как функция одного параметра ρ_c (или T_c), является асимптотически точной только в области применимости ньютоновской теории, когда $\gamma \rightarrow 4/3$ и поправки на ОТО малы.

Мы здесь приведем другое доказательство [19], справедливое и в релятивистской области.

Прежде всего рассмотрим, как меняется масса равновесной звезды при добавлении к ней одной частицы, приносимой на радиус r из бесконечности, где ее энергия равнялась mc^2 .

Иными словами, найдем dM/dN . Энергия такой частицы, свободно падающей в поле тяготения до ра-

диуса r , достигнет величины ¹

$$\varepsilon = mc^2 e^{\frac{v(r)}{2}}. \quad (19.1)$$

Энергия $\varepsilon(r) - \mu(r)$, где $\mu(r)$ — химический потенциал частиц холодной звезды, высвечивается, например γ -квантами. Вследствие потери энергии γ -квантов из-за гравитационного красного смещения (см. § 4) в бесконечность уходит энергия

$$\Delta E = (\varepsilon - \mu) e^{v/2}. \quad (19.2)$$

С другой стороны, из уравнения равновесия следует для холодной звезды [45, 50]

$$\mu(r) e^{v(r)/2} = \text{const} = mc^2 e^{v(R)/2}. \quad (19.3)$$

Из (10.1) — (10.3) имеем

$$\frac{dM}{dN} = m e^{v(R)/2} = \text{const}.$$

Изменение M не зависит от того, в какое место равновесной звезды добавлена частица (в отличие от ошибочного утверждения Уилера [51]!). Заметим, что в силу (10.2) и (10.3) всегда

$$\frac{dM}{dN} < m. \quad (19.4)$$

Независимость dM/dN от места, в которое добавлена частица, означает, что если мы зададим возмущение распределения частиц $\delta n(r)$, не меняя их полного числа, т. е. так, что $\delta N = 0$, то в первом порядке и $\delta M = 0$, т. е. $\left. \frac{\delta M}{\delta n} \right|_{N = \text{const}} = 0$. Это как раз означает, что состояние равновесия соответствует экстремуму массы, т. е. экстремуму

¹ Энергия измеряется локальным наблюдателем и не включает потенциальную энергию частицы в поле тяготения. Полная энергия частицы не меняется при падении (излучение гравитационных волн не учитывается, так как оно стремится к нулю при $m/M \rightarrow 0$, т. е. при рассмотрении пробной частицы малой массы).

полной энергии системы (что вполне естественно). Если этот экстремум является минимумом, то это показывает устойчивость состояния.

Рассмотрим участок кривой $M = M(\rho_c)$, близкий к экстремуму $M_{\text{экстр}}$ (см. рис. 21). Из выражения (10.4) следует, что при том же значении $\rho_c = \rho_{\text{крит}}$, при котором имеет место экстремум $M(\rho_c)$, достигается экстремум $N(\rho_c)$. Следовательно, слева и справа от $\rho_{\text{крит}}$ можно выбрать две различные стационарные звездные модели с разными ρ_c (ρ_{c1}, ρ_{c2}), но с одинаковым N . Тогда решение для одной из этих моделей можно представить как возмущенное другое решение

$$\rho_2(r) = \rho_1(r) + \delta\rho. \quad (19.5)$$

В самом общем случае решение для малых возмущений можно разложить в ряд по собственным функциям линеаризованной задачи, в котором зависимость i -й гармоники от времени дается выражением

$$\delta\rho_i = \varphi_i(r) e^{\omega_i t}.$$

Для нашего частного возмущения $\delta\rho$, переводящего стационарное решение ρ_1 в стационарное же решение ρ_2 , $\delta\rho$ не зависит от времени. Следовательно, необходимо, чтобы $\omega_1 = 0^1$. Таким образом, в экстремуме кривой $M(\rho_c)$ $\omega_1 = \omega_1^2 = 0$. Случай с $\omega_1^2 = 0$ — на границе между $\omega_1^2 < 0$, где ω_1 — мнимое, и $\omega_1^2 > 0$, где ω_1 — вещественное. Если все $\omega_i^2 < 0$, то решение устойчиво, появление положительного значения ω_1^2 означает возникновение неустойчивости. Эти соображения одинаково применимы как для модели звезды, построенной с учетом общей теории относительности, так и для нерелятивистского случая. Подчеркнем, что пока мы везде рассматривали только малые возмущения.

Рассмотрим теперь устойчивость холодных звезд. В работе [19], исходя из принципа минимума энергии для устойчивой звезды, показано, что в нерелятивистской области точным критерием устойчивости является непересечение функций распределения плотности по звезде для двух звезд близкой массы. Отсюда следует, что на участке кривой $M(\rho_c)$, где $dM/d\rho_c < 0$, все равновесные модели заве-

¹ Метод, которым мы здесь воспользовались, систематически развивался в работе [52].

домо неустойчивы. В области белых карликов ($\rho_c < < 10^{10} \text{ г/см}^3 \rangle dM/d\rho_c > 0$) и звезды устойчивы (см. § 12). Здесь все $\omega_i^2 < 0$. Переход через чандрасекаровский максимум означает потерю устойчивости звезды по отношению к сжатию в целом (см. § 12 и 15), т. е. в первой гармонике здесь ω_1^2 становится положительным. Все остальные $\omega_i^2 < 0$, и звезда обладает конечной упругостью по отношению к изменению формы и распределения плотности вещества. В минимуме кривой $M(\rho_c)$ при $\rho_c \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$ устойчивость звезды восстанавливается, здесь ω_1^2 опять меняет знак, и интуитивно ясно, что по-прежнему все $\omega_i^2 < 0$. В *OB*-максимуме ω_1^2 снова становится положительной [107]. Как показал анализ Н. А. Дмитриева и С. А. Холина [46], вскоре за *OB*-максимумом функции распределения плотности по массе звезды для звезд близкой массы начинают много раз пересекаться. Аналогично ньютоновской теории это должно означать неустойчивость; и не только ω_1^2 , но и более высокие гармоники становятся положительными. Поэтому, хотя при $\rho_c \rightarrow \infty$ мы проходим через неограниченное число максимумов и минимумов, где знаки некоторых гармоник должны меняться, все равно всегда имеются в решении $\omega_i^2 > 0$, и решения неустойчивы. Таким образом, за *OB*-максимумом все решения неустойчивы (этот вопрос четко и наглядно изложен в книге Уилера и его сотрудников [113]).

§ 20. О РЕШЕНИЯХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ

В этом параграфе мы снова возвращаемся к вопросу о положительной энергии равновесной звезды. В релятивистской теории, где масса и энергия звезды есть только разное выражение одного и того же свойства, положительность энергии означает, что $\Delta_2 M < 0$.

Для устойчивых звезд, возникающих из диффузного вещества, гравитационный дефект массы $\Delta_2 M > 0$. Однако в общем случае нельзя высказать определенного утверждения о знаке

$$\Delta_2 M = 4\pi \int_0^R (mne^{\lambda/2} - \rho) r^2 dr$$

в равновесной конфигурации, ибо, с одной стороны, $nt < \rho$ благодаря энергии движения и взаимодействия нуклонов¹, с другой стороны, $e^{\lambda/2} \geq 1$. Вопрос о знаке $\Delta_2 M$ должен решаться конкретным расчетом моделей звезд.

Модели с отрицательным значением $\Delta_2 M$ заведомо не могут возникать путем конденсации диффузного вещества. В принципе не исключена возможность осуществления такого состояния за счет выделения ядерной энергии: энергетически возможно осуществление состояния, энергия которого меньше энергии разреженного водорода, но больше энергии разреженных разлетевшихся в бесконечность паров железа. В таком состоянии тело, очевидно, неустойчиво в том смысле, что оно может взорваться и целиком разлететься. Однако чтобы судить о возможности существования подобного тела, необходимо исследовать его устойчивость относительно малых возмущений.

Образование тела с положительной энергией в ходе эволюции звезды представляется маловероятным и искусственным. Но тело в состоянии, неустойчивом относительно малых возмущений, следует считать вообще неспособным к существованию. Интерес к состояниям с положительной энергией, притом в сугубо релятивистской области, при плотности, во много раз больше ядерной [71], в последнее время связан с концепцией В. А. Амбарцумяна [73], согласно которой эволюция идет от сверхплотного состояния к диффузному. Состояния с положительной энергией способны взрываться и переходить из плотного состояния в диффузное. Однако равновесные состояния с положительной энергией существуют лишь с массой не более $(2 \div 3)M_{\odot}$ и не имеют отношения к грандиозным взрывам ядер галактик и сверхзвезд. (Мы подробно останавливаемся на этом вопросе только потому, что он часто обсуждается в литературе.)

Рассмотрим зависимость массы звезды M от числа нуклонов в ней. Во-первых, ясно, что эта кривая выходит из нуля: $N = 0, M = 0$. Кроме того, в § 19 мы показали, что $(dM/dN) < m$. Отсюда, на первый взгляд, следует, что всегда $M < Nm$ и $\Delta_2 M > 0$. Однако это не так. Кривые $M(\rho_c)$ и $N(\rho_c)$ проходят через максимум при одном и том

¹ Строго говоря, m есть масса покоя, приходящаяся на один нуклон в состоянии с наименьшей энергией при $p = 0$, т. е. конкретно $1/56$ массы атома Fe^{56} .

же значении $\rho_{\text{крит}}$, а dM/dN везде конечна и не имеет особенностей (см. § 19). Отсюда следует, что зависимость M от N будет иметь точку возврата, соответствующую общему максимуму M, N . Эта зависимость, построенная по данным

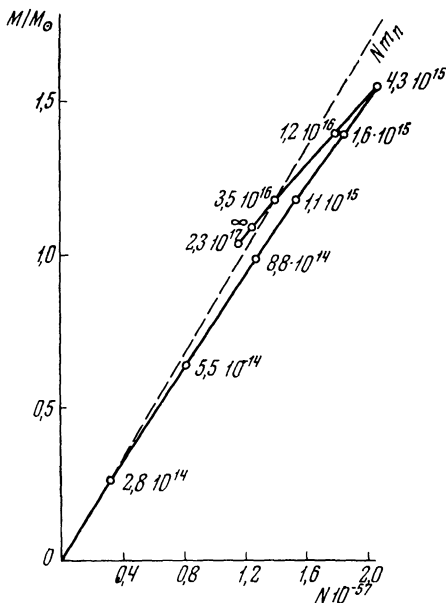


Рис. 26. Зависимость массы холодной звезды от полного числа нуклонов N

Рядом с кружочками указана плотность звезды в центре. Пунктирная линия $M = Nm_n$

[45], для сверхплотных конфигураций, изображена на рис. 26. Везде на кривой $(dM/dN) < m$, но имеется участок, где $Nm > M$ и $\Delta_2 M < 0$. Разумеется, эти конфигурации неустойчивы, и малые возмущения заставляют звезду сжиматься или расширяться. При разлете массы звезды вещество будет иметь на бесконечности отличную от нуля кинетическую энергию.

Физическая причина того, что $\Delta_2 M < 0$, состоит в следующем. При очень большой плотности энергия движения и отталкивания барионов существенно больше их энергии покоя $\rho > mn$. Поэтому, несмотря на то что учет отрицательной энергии гравитационного поля несколько снижает это различие, все же

$$\Delta_2 M = 4\pi \int_V (mn - \rho e^{-\lambda/2}) dV < 0.$$

Учет отрицательной энергии гравитации описывается $e^{-\frac{\lambda}{2}}$.

Из рис. 26 видно существование для уравнений состояния реального газа решений с $\Delta_2 M < 0$. На рис. 23 кривые M_0 и M для идеального газа пересекаются, т. е. и в этом случае $\Delta_2 M < 0$ при $\rho_c \gtrsim 5 \cdot 10^{16}$.

Методический интерес представляет тот факт, что для идеального газа неравенство $\Delta_2 M < 0$ возможно только в релятивистской теории, но не в ньютоновском приближении. Действительно, в ньютоновской теории для звезды из нерелятивистского максвелловского или Ферми-газа справедлива теорема вириала

$$T = -\frac{1}{2} \Omega.$$

С другой стороны, в ньютоновском приближении (см. § 18)

$$c^2 \Delta_2 M = -(T + \Omega).$$

Следовательно,

$$c^2 \Delta_2 M = -\frac{1}{2} \Omega > 0. \quad (20.1)$$

В релятивистской теории теорема вириала уже неприменима и там возможны неустойчивые решения с $\Delta_2 M < 0$.

В § 12 отмечалось, что предположение о том, что конфигурация состоит из газа, частицы которого сталкиваются, необязательно. В изотермической конфигурации можно «выключить» столкновения¹, и свойства конфигурации в целом сохранятся. Каждая частица теперь совершает финитное движение в общем поле тяготения всех остальных частиц, полная энергия ее (сохраняющаяся при движении на орбите) меньше mc^2 , в соответствии с чем частица не может уйти в бесконечность².

Если рассматриваемое состояние получено после «выключения» столкновений из стационарного решения для

¹ В результате длина пробега и теплопроводность станут бесконечными; заметим, что в ОТО при этом постоянна по звезде не локально измеренная температура T , а произведение $T \sqrt{g_{00}}$. Вырожденный Ферми-газ соответствует $T = 0$ (подробнее см. [74]).

² Процесс испарения отдельных частиц мы здесь пока не рассматриваем.

холодного идеального Ферми-газа с $\Delta_2 M < 0$, то, следовательно, и здесь будет $\Delta_2 M < 0$. Таким образом, хотя полная энергия каждой частицы меньше mc^2 , полная энергия всей системы больше Nmc^2 . Качественно возможность этого легко понять, если вспомнить, что в ньютоновской теории энергия одной частицы

$$E_i = mc^2 + T_i + \Omega_i.$$

Однако энергия всей системы равна

$$E = N (mc^2 + \bar{T}_i + 1/2 \bar{\Omega}_i).$$

Существенным здесь является коэффициент $1/2$ (в третьем члене), необходимый для того, чтобы не учитывать дважды каждое попарное взаимодействие. Так как $\Omega_i < 0$, то

$$E = \sum_i E_i - \frac{1}{2} \sum_i \Omega_i > \sum_i E_i.$$

Поэтому и возможно решение с $E > Nmc^2$ при $E_i < mc^2$. Конечно, для этого необходимо нарушение теоремы вириала, так как ее выполнение приводит к неравенству (11.1).

§ 21. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КОЛЛАПС

Анализ равновесных решений для холодных звезд показывает, что благодаря ОТО при массе, большей $\sim 1,6 M_\odot$, таких решений вообще нет. Значит, если звезда с массой $M > 1,6 M_\odot$ исчерпывает запасы ядерного топлива и при этом не теряет значительной доли своей массы, то после остывания звезды конечной стадией эволюции должно быть неограниченное релятивистское сжатие.

В § 14 мы коротко останавливались на качественной картине медленной эволюции остывающей звезды. На графике $\mathcal{E}(\rho^{1/2})$ (см. рис. 15) изображающая точка движется по минимумам энергетических кривых вплоть до точки перегиба. Дальше начинается катастрофическое сжатие. Если правее перегиба энергетическая кривая с фиксированной энтропией, соответствующей перегибу, не поднимается выше точки срыва, то сжатие будет происходить неограниченно, поверхность звезды будет при-

ближаться к сфере Шварцшильда. Такое сжатие называют релятивистским коллапсом.

Использованный в § 20 метод «выключения» столкновений указывает наличие критического состояния — «срыва» — и для системы частиц, взаимодействующих только гравитационно. Примером подобной модели может явиться звездная система. Анализ эволюции такой системы [74] показывает, что медленное испарение звезд и системы, излучение гравитационных волн, образование двойных и кратных звезд при взаимных сближениях, наконец, прямое столкновение звезд приводят к уменьшению энергии системы. Это соответствует «охлаждению» конфигурации, что подводит ее в конце концов к критическому состоянию, после чего начинается релятивистский коллапс. Мы не будем здесь останавливаться на деталях, отсылая интересующихся к работе [74] и обзору [54].

Вернемся к коллапсу звезды. Скорость, с которой начинается коллапс в самой точке срыва, определяется скоростью медленной эволюции звезды, т. е. скоростью, с которой она подходит к критической точке. Однако после сколь-нибудь заметного отхода от состояния равновесия силы тяготения уже на конечную величину превышают силы давления и ускорение сжатия составляет конечную долю ускорения свободного падения. Таким образом, очень быстро после «срыва» звезда сжимается практически с ускорением свободного падения, и силы давления не играют существенной роли в динамике коллапса. Эти соображения подтверждаются конкретным машинным расчетом М. А. Подурца релятивистского сжатия звезды с противодавлением [75] (см. также [76]).

Из сказанного следует, что в самом грубом приближении при анализе динамики коллапса звезды в целом мы можем пренебречь эффектами давления и положить $P = 0$. Такой коллапс рассмотрен в классической работе Оппенгеймера и Снайдера [77] и работе Толмена [78].

Рассмотрим поверхность коллапсирующей звезды. В процессе сжатия масса M не меняется, и поэтому при $P = 0$ частица на поверхности просто падает под действием тяготения массы M . Следовательно, чтобы выяснить характер коллапса, достаточно рассмотреть свободное падение пробной частицы в поле массы M . В § 5 было

показано, что внешний наблюдатель *видит* приближение падающей частицы к гравитационному радиусу по закону

$$r = r_g + (r_1 - r_g) e^{-\frac{c(t_* - t'_*)}{2r_g}}, \quad (21.1)$$

а яркость падающего источника ослабевает по закону

$$I = \text{const } e^{-\frac{2c}{r_g}(t_* - t'_*)}. \quad (21.2)$$

Следовательно, поверхность коллапсирующей звезды приближается к r_g в течение бесконечно долгого времени по часам внешнего наблюдателя в соответствии с законом (21.1).

Формула (21.2) изменения яркости непосредственно применима только к центральной точке видимого диска сжимающейся звезды. Для всего диска выводы сделать гораздо сложнее, так как необходимо рассматривать лучи, движущиеся под большим углом к радиусу, а пути таких лучей вблизи звезды весьма сложны. Анализ этого вопроса показывает [79], что для светимости всей звезды L имеется формула, аналогичная (21.2), но с несколько иным показателем экспоненты:

$$L = \text{const } e^{-\frac{4c}{3\sqrt{3} r_g}(t_* - t'_*)}, \quad (21.3)$$

где r_g — гравитационный радиус звезды.

Любое излучение может покинуть звезду только в случае, если оно пересекает поверхность звезды до момента достижения ею сферы Шварцшильда. Для каждой точки с лагранжевой координатой R_* существует момент собственного времени ${}^*\tau(R_*)$, в который должно выйти излучение, последним покидающее звезду. Кривую ${}^*\tau(R_*)$ можно назвать линией «последнего вдоха». Очевидно, это есть нулевая мировая геодезическая, пересекающая поверхность звезды в момент ${}^*\tau$, когда последняя пересекает сферу Шварцшильда.

Рассмотрим простейший случай: сжатие однородного пылевого шара с массой M с параболической скоростью. Этот случай замечателен тем, что однородное вещество в ходе сжатия остается однородным, а сама плотность зависит от времени по закону $\rho = \frac{1}{6} \pi G ({}^*\tau_0 - {}^*\tau)^2$, где ${}^*\tau_0$ — момент времени, когда весь шар сжимается в точку.

Выражение $\rho(*\tau)$ не зависит от начального радиуса шара. В этом случае уравнение линии «последнего вдоха» есть

$$*\tau^{1/3} - *\tau_1^{1/3} \left(\frac{r_g}{r_1} \right)^{1/3} = \frac{r_1}{3*\tau_1^{2/3}} (R - 1). \quad (21.4)$$

Здесь r_1 — радиус поверхности шара в момент $*\tau_1$, R — лагранжева координата. Для поверхности $R = 1$ принято $*\tau_0 = 0$.

Выше при анализе изменения яркости сжимающейся звезды рассматривались источники, расположенные на поверхности. Ясно, что источники нейтрино будут в центре сжимающейся звезды. Зная закон сжатия, нетрудно рассчитать мощность источников, после чего можно, воспользовавшись понятием линии «последнего вдоха», определить закон затухания нейтринного излучения (он оказывается аналогичен (21.3)) и общую потерю массы за счет нейтринных потерь [54, 80, 81]. Последняя величина определяется энергией нейтрино, покинувших звезду до пересечения ее поверхностью сферы Шварцшильда. Для звезд с массой $M = (10^5 \div 10^8) M_\odot$ нейтринные потери оказываются ничтожными. В табл. 2 приводится потеря массы по данным [81] (см. также более поздние расчеты излучения нейтрино [124, 125]).

Масса коллапсирующей звезды не может сильно уменьшаться за счет излучения энергии, и большая часть гравитационной энергии не излучается в виде света или частиц, а превращается в кинетическую энергию сжимающегося тела.

Для звезд средней и малой массы расчет сложнее, так как достигаются высокие температуры и надо учитывать охлаждение звезды уходящими нейтрино. Грубые оценки для этих масс также даны в табл. 2 по данным [54].

Из сказанного можно сделать следующие выводы.

Далекий наблюдатель видит, что катастрофически коллапсирующая звезда, когда ее размеры еще много больше R_g , сжимается с гидродинамической скоростью, т. е. очень быстро. При $R - R_g \sim R_g$, хотя сама звезда продолжает стремительно сжиматься, за конечное собственное время достигает R_g и продолжает дальше сжиматься, для внешнего наблюдателя благодаря рассмотренным выше эффектам ее видимое сжатие резко замедляется, и по закону (21.1) ее радиус стремится к R_g . Средняя

плотность звезды стремится при этом к

$$\rho_{\max} = 2 \cdot 10^{16} (M_{\odot}/M)^2 \text{ г/см}^3. \quad (21.5)$$

Светимость звезды резко падает, несмотря на то что вблизи момента, когда $R = R_g$, фотоны продолжают рождаться в звезде почти в одном и том же темпе (в действительности даже в возрастающем темпе). Благодаря гравитационному красному смещению и другим, указанным в § 5, эффектам светимость падает по закону (21.3). Характерное время затухания порядка R_g/c . Для объектов разной массы это время приведено в табл. 2.

Таблица 2

Время затухания излучения и потеря массы коллапсирующей звездой за счет нейтринного излучения

M/M_{\odot}	R_g , км	$t = R_g/c$, сек	$\Delta M/M$
1,6	4,8	$1,6 \cdot 10^{-5}$	—
10	30	10^{-4}	0,05
10^2	$3 \cdot 10^2$	10^{-4}	0,1
10^5	$3 \cdot 10^5$	1	$2,5 \cdot 10^{-3}$
10^8	$3 \cdot 10^8$	10^3	10^{-12}

Таким образом, для внешнего наблюдателя звезда почти мгновенно перестает излучать. Внешний наблюдатель никогда не узнает, что случилось со звездой, когда ее радиус стал меньше гравитационного. Рассмотренное явление носит название гравитационного самозамыкания. Никакое излучение уже не уходит от звезды. Однако звезда, конечно, не исчезает бесследно из нашего мира. При коллапсе не меняются ее масса M и ее статическое гравитационное поле. Такая «потухшая» звезда взаимодействует с окружающими телами своим полем тяготения (чрезвычайно сильным вблизи ее гравитационного радиуса)¹.

Мы нашли конечное состояние звезды с массой больше критической $M > M_{\max}^{\text{OB}}$. Это состояние, катастрофически

¹ Пока речь шла о невращающихся звездах, роль вращения будет рассмотрена в § 23, 26.

Гравитационные поля коллапсировавшей звезды можно обнаружить, если эта звезда входит в состав двойной звезды [126].

нестационарное для самой звезды, является стационарным в указанном выше смысле для внешнего наблюдателя.

Так разрешается «парадокс больших масс», возникший благодаря работам Оппенгеймера и его сотрудников [44] и обсуждающийся в литературе (см. работу Уилера [57] и обзор Чиу [82]). На первый взгляд этот парадокс весьма неприятен. Действительно, остывающая звезда с массой $M > M_{\max}^{\text{OB}}$ неограниченно сжимается (никакого предела сжатия нет!), а что дальше? Уилеру эти трудности кажутся настолько существенными, что он предполагает [57], что в большой массе «лишняя» часть нуклонов аннигилирует при сжатии, превращаясь в излучение, покидающее звезду, так что масса всегда меньше критической. Это предположение является отказом от фундаментального закона физики — закона сохранения барионного заряда, причем для больших масс критическая плотность, при которой должен происходить этот процесс, очень умеренна. Например, при $M = 10^8 M_{\odot}$ (есть основания считать, что так называемые сверхзвезды имеют подобные массы) по формуле (21.5) имеем $\rho_{\text{кр}} = 2 \text{ г/см}^3$. Невелики также и температуры, достигаемые при сжатии до критических размеров. При этих ничем не примечательных условиях заведомо не может происходить ничего фантастического. Единственно необычно большим является поле тяготения, но, согласно принципу эквивалентности, само поле тяготения локально не меняет законов, управляющих физическими процессами.

С нашей точки зрения никакого парадокса для внешнего наблюдателя нет. Для такого наблюдателя коллапс «останавливается» при $R = R_g$, и нет необходимости в придумывании фантастических нарушений надежно установленных законов физики.

§ 22. КОНЕЧНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ И КОЛЛАПС МАЛОЙ МАССЫ

Для звезд из холодного Ферми-газа, имеющих число нуклонов $N < N_{\max}$, отвечающее *OB*-максимуму, всегда существует одно или несколько статических решений, устойчивых по отношению к малым возмущениям. Среди них есть решение с наименьшей полной энергией. Оно устойчиво к малым возмущениям. Статических решений с тем

же N , но меньшей полной энергией (меньшей M) не существует. Значит ли это, что отсюда следует вывод: нельзя так перегруппировать нуклоны (не изменяя их числа!), чтобы получившаяся конфигурация (заведомо нестатическая) имела полную энергию (а значит, и массу M) меньше исходной. Далее мы покажем, что такой вывод был бы неверен и что минимум энергии, отвечающий стационарному состоянию, есть только локальный минимум.

Сжимая массу внешним давлением, можно в принципе подвести ее размеры так близко к гравитационному радиусу¹, что силы тяготения, стремящиеся при этом к бесконечности, превысят силы давления (которые возрастают пропорционально ρ), заставят ее дальше сжиматься самостоятельно — коллапсировать.

Из сказанного, казалось бы, следует вывод, что коллапс малой массы хотя и возможен, но он отделен от состояния равновесия гигантским энергетическим барьером. Мы покажем, что и этот вывод неверен. Энергетический барьер в данном случае может быть как угодно мал.

Начнем с доказательства последнего утверждения. Чем меньше исходная масса, тем, естественно, меньше надо затратить энергии, чтобы заставить ее коллапсировать. Заметим, что плотность, до которой предварительно надо сжать вещество, с уменьшением массы возрастает: $\rho = = 2 \cdot 10^{16} (M_{\odot}/M)^2$. Пусть имеется холодная конфигурация в равновесии. Сожмем ее малую центральную часть, заставляя эту часть коллапсировать достаточно быстро. Тогда слои, лежащие на границе с коллапсирующим ядром, потеряют опору снизу и начнут проваливаться к центру, вовлекая в это падение все более наружные слои. Внутренние слои, согласно свойству релятивистского коллапса, будут падать вечно, по часам внешнего наблюдателя, никогда не обретая опоры снизу. Следовательно, не останутся и внешние слои. Таким образом, вся звезда будет вовлечена в сжатие — будет коллапсировать.

Чем меньше область первоначально сжатого ядра, тем меньше нужно затратить энергии, для того чтобы заставить всю звезду сжиматься из устойчивого состояния.

Итак, мы доказали, что энергетический барьер, отделяющий коллапс от равновесия, бесконечно мал². Однако

¹ Так как при сжатии мы сообщаем энергию, то масса вещества возрастает.

² Теория тяготения Эйнштейна — некантовая теория, поэтому можно, исходя из соображений размерности, указать границу ее

возмущения, переводящие звезду в коллапс, отнюдь не малы, сжатие ядра до начала его коллапса тем больше, чем меньше требуемая энергия. Например, можно заставить звезду с массой, равной солнечной, коллапсировать, сжав в ее центре ядро с массой, равной массе Земли. Но чтобы заставить такое ядро коллапсировать, его надо сжать до плотности

$$\rho = 2 \cdot 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M_{\oplus}} \right)^2 = 2 \cdot 10^{27} \text{ г/см}^3,$$

где M_{\oplus} — масса Земли. Естественно, что подобные «флуктуации» возникнуть не могут. Конечно, в линеаризованной теории малых возмущений мы подобной возможности перехода в коллапс обнаружить не могли.

Покажем теперь, что всегда можно так сложить заданное число нуклонов N , что полная их энергия будет сколь угодно мала, т. е. масса M , измеренная внешним наблюдателем, будет сколь угодно малой [83]. Для краткости считаем, что холодная звезда состоит из идеального Ферми-газа. Пусть задано число барионов N . Будем укладывать их достаточно плотно, так что справедливо выражение для ультрарелятивистского газа

$$\rho = \frac{3}{4} \hbar (3\pi^2)^{1/3} \frac{1}{c} n^{4/3}. \quad (22.1)$$

Для M и N имеем формулы для покоящейся материи

$$M = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr, \quad (22.2)$$

$$N = 4\pi \int_0^R n(r) e^{\lambda/2} r^2 dr. \quad (22.3)$$

применимости [57]. С помощью постоянных \hbar , G и c можно получить величину размерности длины $L^* = (\hbar G/c^3)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33}$ см.

В меньших масштабах существенными должны стать квантовые флуктуации метрики. Следовательно, масса, имеющая гравитационный радиус $r_g = L^*$, — это наименьшая масса, которую мы еще можем сжать до размеров r_g , не обращаясь к квантовой теории. Она равна $m = 10^{-5}$ г и определяет нижнюю границу рассматриваемого барьера, если эта граница зависит от квантовых эффектов.

Зададим распределение:

$$\rho = a/r, \quad r < R \quad \text{и} \quad \rho = 0, \quad r > R, \quad (22.4)$$

где a — произвольная константа.

Используя формулы (22.1)—(22.4), получаем

$$M = \text{const } N^{2/3} \cdot a^{1/2} \left(1 - a \frac{8\pi G}{c^2}\right)^{1/3}. \quad (22.5)$$

Распределение (22.4) имеет особенности: $\rho \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$; т разрывно при $r = R$. Легко убедиться, что всегда можно так сгладить особенности, что соотношение (22.5) изменится сколь угодно мало. В таком распределении нигде нет особенностей — ни в метрике, ни в плотности.

Из выражения (22.5) следует, что при любом заданном N масса $M \rightarrow 0$, если $a \rightarrow (c^2/8\pi G^2)$; это и требовалось доказать. Разумеется, полученная конфигурация нестатическая, ведь ее масса близка к нулю и заведомо меньше статической при данном N . Сложенные так нуклоны в начальный момент покоятся, но ускорение отлично от нуля, и они будут коллапсировать.

Мы видим, что в принципе можно было бы сделать машину, которая создает конфигурации с дефектом массы, сколь угодно близким к M_0 . В этой машине из вещества выделяется энергия, почти равная $M_0 c^2$, что несравненно больше ядерной энергии, равной $0,01 M_0 c^2$. Конечно, создание такой машины для работы с массами много меньше $M_{\text{max}}^{\text{OB}}$ — невозможная задача, так как пришлось бы сжимать вещество до фантастических плотностей.

Для массы, близкой к пределу OB , соответствующие плотности отнюдь не фантастичны, и переход в коллапс возможен, например, при проходе по инерции через устойчивое состояние в процессе гидродинамического сжатия звезды с $M \approx 1,5 M_{\odot}$, «сорвавшейся» в районе чандрасекаровского максимума.

§ 23. КОЛЛАПС ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ

Как будет коллапсировать вращающаяся звезда? В классической теории, как мы видели в § 15, даже малый момент препятствует неограниченному сжатию. Это соответствует тому, что в ньютоновской теории пробная частица с любым малым моментом может двигаться вокруг тяготею-

щего центра по устойчивой круговой орбите. Поэтому частица на экваторе вращающейся звезды при определенном радиусе даже без поддержки давления вещества снизу не будет сваливаться к центру за счет центробежной силы.

Иное положение в релятивистской теории. Мы видели в § 7, что для момента $a < \sqrt{3}$ не существует финитного движения, нет круговых орбит. Как заметили Хойль, Фаулер и Бербеджи [84] (см. также [85, 86]), это должно приводить к тому, что малый момент вращения звезды не может препятствовать релятивистскому коллапсу. Однако такое качественное рассуждение еще не дает точного ответа на вопрос и нуждается в уточнении.

До сих пор мы рассматривали только сферическое гравитационное поле, создаваемое сферическим телом. Напомним, что в теории Эйнштейна, в отличие от ньютоновской теории, поле тяготения зависит не только от распределения масс, но и от их движения. В теории Ньютона поле вращающегося шара и поле неподвижного шара совершенно одинаковы. В релятивистском случае это не так. Когда поле везде можно считать слабым, $\varphi \ll c^2$; влияние вращения тела на его поле тяготения было установлено еще Лензе и Тирингом [87] (вывод см. в учебнике [2]). Оно сводится к тому, что в вакууме вблизи тяготеющего вращающегося тела на пробную частицу действует сила Кориолиса. Можно говорить об аналогии с магнитным полем вращающегося заряда. Местная инерциальная система отсчета поворачивается относительно далеких звезд с угловой скоростью

$$|\Omega| = \frac{GK}{c^2 r^3} (3 \cos^2 \theta + 1)^{1/2}, \quad (23.1)$$

где K — полный момент тела, θ — полярный угол. Это означает, что инерциальный компас (система гироскопов), который вдали от движущихся масс указывает на одни и те же далекие звезды, будет вблизи вращающегося тела поворачиваться с указанной угловой скоростью, меняя ориентацию относительно далеких звезд.

Скорость прецессии инерциального компаса у полюса вращающейся звезды ($\theta = 0$) в 2 раза больше, чем у экватора ($\theta = \pi/2$). При этом у полюса прецессия происходит в ту же сторону, что и вращение звезды, а у экватора — в противоположную сторону.

Для однородного шара, вращающегося с частотой ω ,

формула (23.1) может быть переписана в следующем виде:

$$|\Omega| = \frac{r_g}{5r} (3 \cos^2 \theta + 1)^{1/2} |\omega|. \quad (23.2)$$

Отсюда видно, что вблизи обычных звезд и планет прецессия ничтожно мала (хотя в принципе измерима!). Так, у поверхности Солнца $\Omega_{\odot} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ сек}^{-1}$, у поверхности Земли $\Omega_{\oplus} \approx -0,1 \text{ угл.сек/год}$ — на экваторе и $\approx 0,2 \text{ угл.сек/год}$ — на полюсе (за положительное направление выбрано направление вращения тела).

В сильном поле тяготения, когда r_g/r не мало, но вращение еще можно считать слабым ($K/cm \ll r_g$), формула для Ω , как показано в работе [89], приобретает следующий вид:

$$\Omega = \frac{GK}{c^2 r^3} \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1/2} \left[4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \left(1 + \frac{r_g}{2r}\right)^2 \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (23.3)$$

Заметим, что для нейтронной звезды, рассчитанной Г. С. Саакяном и Ю. Л. Бартамяном [45], с $M = 1,55 M_{\odot}$, $R = 9,3 \text{ км}$ и моментом $K \approx 0,01 \cdot cm R_g$ получаем у поверхности $\Omega = 50 \text{ сек}^{-1}$.

Рассмотрим теперь сжимающуюся звезду. Известно, что внешнее поле сжимающейся сферической невращающейся звезды такое же, как и у устойчивой с той же массой. Это понятно, так как внешнее поле в сферическом случае зависит только от массы, а она сохраняется в процессе сжатия неизменной.

Из формулы (23.3) видно, что влияние вращения звезды на внешнее поле зависит только от полного момента K . Момент, так же как и масса, есть величина сохраняющаяся. Поэтому неудивителен вывод, строго доказанный в [89], что в процессе сжатия слабо вращающейся звезды (подчиняющейся законам вращения твердого тела) ее внешнее поле остается неизменным (в линейных по K/cm членах).

Рассмотрение движения пробных частиц и света в таком поле приводит к заключению, что свойства движения качественно те же, как и в случае поля Шварцшильда. Для внешнего наблюдателя частица с прицельным параметром меньше критического гравитационно захватывается и по спирали, совершив конечное число оборотов, подходит асимптотически при $t \rightarrow \infty$ к особой поверхности Шварцшильда $g_{00} = 0$. То же имеет место и для лучей света.

Из приведенных соображений можно понять, как будет происходить коллапс вращающейся звезды. Если рассматривать сжимающийся и слабо вращающийся пылевой шар без давления, то движение, например, частицы на экваторе шара есть просто движение пробной частицы в поле вращающегося шара. Мы говорили, что для внешнего наблюдателя это движение обладает качественно теми же свойствами, что и в поле Шварцшильда: частица с малым первоначальным моментом не может совершать финитное круговое движение, падает к центру и асимптотически подходит к особой поверхности. Следовательно, коллапс вращающегося шара для далекого наблюдателя качественно протекает так же, как и невращающегося. Учет давления не меняет вывода. Здесь также характерны гравитационное самозамыкание и стремление к предельной картине «застывшей» звезды, как это подробно описано выше. Подчеркнем, что в пределе при $t \rightarrow \infty$ наблюдатель видит застывшую звезду невращающейся. Во внешнем поле гравитации члены, обязанные моменту K , сохраняются и неизменно проявляются. Кажущееся противоречие разрешается следующим образом. Можно сказать, что момент эффективно создается массой m , вращающейся со скоростью v_0 на экваторе сжимающейся звезды: $K \approx m v_0 R$. При коллапсе $R \rightarrow r_g$, а скорость v_0 для внешнего наблюдателя, как уже отмечалось, стремится к нулю благодаря эффекту замедления времени в поле тяготения — «застыванию» всех процессов на звезде. Но скорость сжатия v_r для локального наблюдателя при $R \rightarrow R_g$ стремится к скорости света. Поэтому масса $m = m_0 / \sqrt{1 - v_r^2/c^2}$ стремится к бесконечности, а произведение $m v_0 R = K$ остается постоянным.

В связи с этим заметим, что магнитный момент коллапсирующей звезды (если он имеется), в отличие от механического момента, затухает [105]. Это объясняется тем, что магнитный момент связан с током $I \approx e v_0$. Скорость v_0 движения зарядов e стремится к нулю при коллапсе, но e (в отличие от массы) не изменяется, и $I \rightarrow 0$.

Таким образом, несмотря на то, что гравитационное поле вращающейся звезды отличается от поля Шварцшильда, ее коллапс качественно протекает так же, как и у невращающейся звезды. Звезда асимптотически «подходит» к «застывшему» состоянию [89]. До «застывания» она успевает совершить конечное число оборотов.

§ 24. АНАЛОГ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ

Отмеченная в предыдущем параграфе аналогия поля вращающегося гравитирующего шара с электрическим и магнитным полями вращающегося заряженного шара простирается еще глубже. Рассмотрим влияние изменения гравитационного поля, создаваемого вращением, на спектр, излучаемый атомами на поверхности тела и наблюдаемый приемником, находящимся вдали от тела [88].

Компоненты гравитационного поля, аналогичные магнитному полю, вызывают изменения спектра, подобные эффекту Зеемана.

Линия, испущенная атомом с частотой ω_0 на полюсе и принятая далеким наблюдателем над полюсом, расщепляется на две компоненты с противоположной круговой поляризацией и с частотами $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$.

В отличие от классического магнитного эффекта Зеемана гравитационный эффект является универсальным, расщепление не зависит от конкретных свойств системы, испускающей свет, оно одинаково для атома и молекулы в оптическом и в радиодиапазоне.

Для доказательства рассмотрим линейный осциллятор на полюсе. Представим себе, что он скреплен с идеальным гироскопом¹ и в центральном поле сил все время колеблется в плоскости, в которой лежит ось гироскопа. С точки зрения наблюдателя, находящегося на полюсе, осциллятор испускает плоскополяризованную волну, которую можно рассматривать как суперпозицию двух волн, поляризованных по кругу в разные стороны с равной частотой. Но относительно далекого наблюдателя ось гироскопа поворачивается со скоростью Ω , следовательно, с той же скоростью поворачивается и плоскость поляризации. Линейно поляризованный свет с поворачивающейся плоскостью поляризации, очевидно, представляет собой суперпозицию двух волн, поляризованных по кругу, но с различными частотами $\omega_0 \pm \Omega$.

Таким образом, мы доказали, что свет, испущенный зарядом, колеблющимся в центральном поле сил на полюсе

¹ Ось гироскопа лежит в горизонтальной плоскости и перпендикулярна линии центр тела — полюс — наблюдатель, т. е. направлению луча.

се вращающегося тела, воспринимается далеким наблюдателем как совокупность лучей с круговой поляризацией, расщепленных по частоте. В силу принципа соответствия между квантовой теорией и классической механикой очевидно, что этот результат останется справедливым для любой атомной системы. На поверхности нейтронной звезды эффект в принципе может достичь наблюдаемой величины. В самом деле, при массе порядка M_{\odot} радиус звезды порядка 10 км ; максимальная скорость вращения звезды ω , соответствующая параболической скорости на экваторе, порядка $\sim 10^4 \text{ сек}^{-1}$. При этом (с учетом распределения плотности) достигается $\Omega \sim 10^2 \text{ сек}^{-1}$. Для радиолинии 21 см , $\omega_0 = 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ такое расщепление ($10^{10} \pm \pm 10^2$) могло бы наблюдаться при современной точности. Однако в действительности наблюдение, вероятно, ненадежно, так как поверхность нейтронной звезды ничтожна и соответственно ничтожна мощность излучения в длинноволновом диапазоне; кроме того, существуют другие причины уширения и смещения линий. На полюсе и на экваторе рассмотренный эффект имеет разные знаки.

Независимо от эксперимента принципиальные соображения о существовании гравитационного эффекта Зеемана могут быть интересны с точки зрения углубления аналогии между магнитным полем и соответствующими членами в релятивистской теории тяготения (ОТО).

Альтернативное описание явления заключается в том, что право- и левополяризованные по кругу кванты испытывают различное красное смещение в поле тяготения. Таким образом, это частный случай влияния момента вращения частицы (кванта) на движение частицы в гравитационном поле.

Из симметрии задачи ясно, что это различие целиком связано с вращением тела, создающего поле тяготения.

Изменение частоты кванта, равное Ω , не зависит от ω_0 и происходит в основном на пути порядка $1/2$ или $1/3$ радиуса тела; на Земле оно составляет примерно $2,5 \cdot 10^{-15} \text{ герц}$ на $(2 \div 3) \cdot 10^8 \text{ см}$, т. е. 10^{-23} герц/см . Это изменение можно сравнить с измеренным Паундом и Ребкой красным смещением всех квантов (правых и левых) в основном статическом поле Земли: $\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dx} = \frac{g}{c^2} = 10^{-18} \text{ 1/см}$.

Для квантов с энергией 14 кэв , частота которых $4 \cdot 10^{18} \text{ герц}$, изменение частоты равно 4 герц/см и влияние спина

(круговой поляризации) жестких квантов неизмеримо мало. Для протона влияние направления спина на его вес, связанное с вращением Земли, порядка 10^{-28} веса протона.

§ 25. КОЛЛАПС НЕСФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА

Вращение тела приводит к его сплюснутости, т. е. к нарушению сферичности. Возмущения внешнего поля, связанные с этими отклонениями от сферичности, есть величины второго порядка малости, по сравнению с возмущениями от самого вращения, и ими можно пренебречь. Но как будет протекать коллапс тела, несферичность которого связана не с вращением, а например, с несимметричным распределением масс?

Эта задача для малых отклонений от сферичности решена в работе [89]. Мы здесь не будем приводить точного доказательства несколько неожиданного результата этого исследования. Приведем только качественные соображения, позволяющие уяснить суть дела.

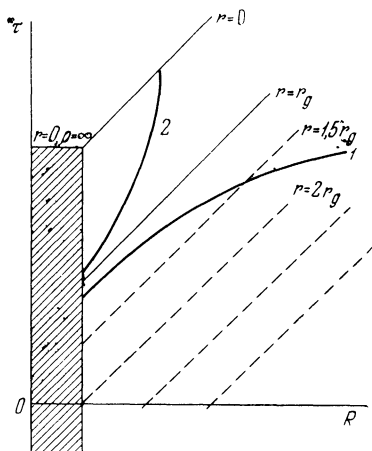
Рассмотрим сначала сжатие однородного пылевого сферического облака радиусом R . Для далекого наблюдателя, как неоднократно говорилось, картина сжатия стремится к «застыванию» при $R \rightarrow r_g$ и плотности пыли $\rho_g = 2 \cdot 10^{16} (M_\odot/M)^2 \text{ г/см}^3$. Наблюдатель, находящийся на поверхности сжимающего облака, за конечное собственное время достигает $R = r_g$. Для него сжатие вовсе не «застывает», а продолжается дальше, уже внутри сферы Шварцшильда, в так называемой T -области [49, 90]. Плотность вещества шара при $R = r_g$ и большой массе ничем не примечательна, например для $M = 10^8 M_\odot$ $\rho_g = 2 \text{ г/см}^3$. После пересечения поверхностью шара гравитационного радиуса лучи света от нее, как видно из рис. 27, уходят внутрь от поверхности Шварцшильда и никогда ее не пересекают, никогда не идут к внешнему наблюдателю.

Если в шаре вначале были небольшие возмущения плотности и скорости вещества, то при сжатии они будут усиливаться, что подробно исследовано в работе Е. М. Лифшица [60, 61]. Однако в момент $R = r_g$ возмущения еще не успевают значительно вырасти, так как этот момент для вещества шара ничем не примечателен и плотность далека от бесконечности.

Итак, поверхность шара в системе сопутствующего наблюдателя пересекает сферу $R = r_g$, когда возмущения в веществе и возмущения самого поля вокруг шара еще малы. Затем возмущения в шаре нарастают, но благодаря гравитационному самозамыканию это уже никак не сказывается на области пространства — времени вблизи поверхности Шварцшильда и во внешней области далекого

Рис. 27. Коллапс шара в сопутствующей системе отсчета

* τ — собственное время; R — л-гранжова координата; $r = 0$ — истинная особенность; $r = r_g$ — поверхность Шварцшильда; пунктиры — мировые линии неподвижных точек в системе Шварцшильда. 1 и 2 — мировые линии лучей света. Заштрихована область с веществом



наблюдателя. Читатель, склонный поверить в это без пояснений, может пропустить следующий абзац.

Дело в том, что возмущения гравитационного поля от шара распространяются со световой скоростью. Но из рис. 27 видно, что траектории лучей, вышедших из шара в T -области, не приближаются к поверхности Шварцшильда. Большие возмущения по характеристикам (лучам) не приходят в эту область. Это значит, что возмущения в вакууме вблизи поверхности Шварцшильда всегда малы и свойства этой поверхности остаются неизменными. В частности, через нее к внешнему наблюдателю никогда не приходят никакое излучение, никакая информация. Следовательно, и при наличии возмущений в шаре для внешнего наблюдателя доступен только конечный интервал эволюции шара, возмущений в нем и в окружающем поле до момента, когда $R = r_g$.

Теперь ясно, что внешнее поле пыли для далекого наблюдателя должно при $t \rightarrow \infty$ стремиться к стационарности, все $(\partial/\partial t) \rightarrow 0$. В самом деле, в его системе отсчета

возмущения, возникшие до достижения поверхностью шара r_g , должны, как и гравитационные волны, рассеяться в пространстве, а новые возмущения из-под сферы Шварцшильда поступать не могут.

Итак, предельное поле сжимающегося невращающегося тела с малыми отклонениями от сферичности при $t \rightarrow \infty$ стационарно.

Любопытнейший факт заключается в том, что если поправки к полю Шварцшильда на квадрупольный и высшие моменты не зависят от времени и везде малы (вплоть до гравитационного радиуса), то они тождественно равны нулю¹. Это было отмечено еще Редже и Уилером [91]. Следовательно, во внешнем поле сжимающегося тела поправки на мультипольные моменты обязаны при $t \rightarrow \infty$ стремиться к нулю. Квадрупольный и высшие моменты внешнего поля тела на релятивистской стадии, как показывает расчет [89], затухают по закону $\sim t^{-1}$.

Даже если тело в целом не вращается, то при сжатии его во внешнем поле возникают недиагональные компоненты g_0^α , которые описывают вращение локальной инерциальной системы отсчета относительно далекой инерциальной системы (см. § 23). Возникновение этих отклонений связано с тангенциальными составляющими скорости сжимающегося несимметричного тела. Эти «вращательные отклонения» от сферической симметрии не затухают при $t \rightarrow \infty$. Хотя мультипольные моменты затухают, но «застывшее» для внешнего наблюдателя состояние, к которому стремится тело при $t \rightarrow \infty$, отнюдь не сферически симметричное. Несмотря на то, что распределение масс несферическое, эта несферичность не проявляется во внешнем поле. Это легко понять, если учесть, что в поле Шварцшильда всякое фиксированное локальное возмущение, например покоящаяся малая масса, проявляется вдали тем слабее, чем ближе она расположена к гравитационному радиусу. Влияние этого возмущения на поле вдали стремится к нулю, когда возмущение приближается к поверхности Шварцшильда.

Из последних двух параграфов мы должны сделать следующий вывод: коллапс звезды с малыми отклонениями

¹ Другая формулировка: мультипольное статическое возмущение, конечное на конечном расстоянии от r_g , стремится к бесконечности при $r \rightarrow r_g$.

от сферичности и слабо вращающейся, также приводит к состоянию «застывшей» звезды.

В заключение остановимся на вопросе, который несколько уводит в сторону от разбираемых проблем, но, тем не менее, неизбежно возникает. Какова конечная судьба коллапсирующей звезды не для внешнего наблюдателя, а для наблюдателя на ее поверхности? Что с ней будет внутри поверхности Шварцшильда, в T -области?

Полного ответа на этот вопрос пока еще нет. Можно сказать лишь следующее. Согласно выводам Е. М. Лифшица, В. В. Судакова и И. М. Халатникова [92], вещество не может сжаться до бесконечной плотности. Как мы видели выше, не может звезда и вновь расшириться хотя бы даже и несимметричным образом, так чтобы выйти из-под сферы Шварцшильда в область, доступную наблюдению внешнего наблюдателя. Возможно, что развитие несимметрии приведет к сильнейшему изменению геометрии пространства — времени в T -области или даже к изменению топологии. В работе Пенроуза [93] утверждается, что в ходе сжатия возникнет истинная сингулярность. Вопрос остается открытым. Во всяком случае, что бы ни происходило внутри T -области, это никак не скажется в области пространства — времени вне сферы Шварцшильда и внешний наблюдатель об этом ничего не узнает.

§ 26. ПОМЕШАЕТ ЛИ БЫСТРОЕ ВРАЩЕНИЕ КОЛЛАПСУ ЗВЕЗДЫ?

В предыдущих параграфах рассматривались звезды с малыми моментами. Критерий малости момента звезды дается условием

$$K \ll K_{\text{крит}} = kcMrg_g,$$

где k — множитель (порядка 0,1), зависящий от распределения вещества в звезде. Численно

$$K_{\text{крит}} \approx 10^{48} (M/M_{\odot})^2 \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек}. \quad (26.1)$$

Для звезд, обладающих подобным и большим моментом, изложенные выше соображения о коллапсе неприменимы. Благодаря ротационной неустойчивости начнется истечение вещества с экватора и звезда не сможет сжаться до r_g как целое [84, 85]. Момент вращения Солнца равен

$\approx 3 \cdot 10^{48}$ г·см/сек = $K_{\text{крит}}$. Яркие звезды главной последовательности имеют обычно моменты существенно больше солнечного. В работе [85] для этих звезд выведено следующее полуэмпирическое соотношение:

$$K \approx 10^{51} (M/M_{\odot})^{1,75} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек}. \quad (26.2)$$

Для обычных звезд с $10 < \frac{M}{M_{\odot}} < 100$ имеем $K \gg K_{\text{крит}}$.

Неизвестно, сохраняется ли момент неизменным в процессе эволюции звезды. В литературе обсуждались разные мыслимые механизмы потери углового момента. Например, при истечении массы вращающейся звезды с экватора начальный и конечный моменты звезды отличаются в $K_1/K_2 = (M_1/M_2)^{1/k}$ раз. При $k \approx 0,1$ потеря половины массы уменьшает угловой момент на три порядка. Эта оценка справедлива в предположении, что звезда все время обладает твердотельным вращением. Огромная протяженность атмосфер красных гигантов способствует истечению вещества.

Другим возможным механизмом существенной потери момента является магнитное торможение, предположенное Хойлем [94]. Если звезда обладает достаточно сильным магнитным полем и магнитные силовые линии ее встроены в окружающую плазму межзвездного вещества в зоне Н II, то закручивание силовых линий приведет к торможению вращения. Скорость торможения определяется соотношением

$$dK/dt = -\beta H^2 R^3, \quad (26.3)$$

где R — радиус звезды, H — напряженность поля, β — к.п.д. механизма. Бэбкок обнаружил у некоторых звезд поля напряженностью до 10^3 — 10^4 эрстед. Тем не менее наблюдения, по-видимому, свидетельствуют об отсутствии зависимости между возрастом звезды вблизи стадии главной последовательности и ее моментом. Следовательно, магнитное торможение для обычных звезд скорее всего несущественно.

Весьма вероятно, что массивные звезды могут заканчивать эволюцию, сохраняя большой момент. Конечно, благодаря дисперсии значений моментов вокруг среднего значения, безусловно, существуют звезды с малым моментом (оценку их числа см. [85]), коллапс которых (если ему не препятствуют другие причины) должен протекать,

как описано в § 23, 24. Кроме того, если момент сосредоточен главным образом в обширной, но содержащей малую долю массы атмосфере звезды, то ядро с малым моментом будет коллапсировать независимо от оболочки. Но если момент ядра звезды велик, что произойдет с ним? Детальный анализ этой проблемы сложен и окончательного ответа до сих пор нет. Однако оказывается, что ответ в самой грубой форме может быть получен без детального анализа динамики процесса, а просто перечислением всех мыслимых возможностей.

Существенным для всей проблемы является тот факт, что полная энергия звезды, т. е. алгебраическая сумма тепловой, гравитационной и кинетической энергий, отрицательна, поэтому если источники ядерной энергии полностью исчерпаны или не работают (будем вначале это предполагать), то в результате любых процессов все вещество звезды не может рассеяться в бесконечность.

В § 15 уже отмечалось, что для остывающей, сильно сплюснутой вращением, звезды не существует устойчивой конфигурации. По мере сжатия вещество может стекать с экватора, как это описано, например, у О. Струве [95]. Если при этом сохраняется достаточная эффективная вязкость, связывающая истекающее вещество со звездой (например, посредством магнитного поля), то вещество «заберет» на себя основную долю момента и позволит сколлапсировать центральному сгустку.

Другая альтернативная возможность состоит в том, что по мере охлаждения основная масса, не отдавая момента и сжимаясь, будет приобретать все более сплюснутую форму. Вследствие неустойчивости такой формы она распадается на две или больше частей. Если таких частей много, то система эволюционирует как звездная система на поздних стадиях эволюции, о чем говорилось в § 21. Эволюция сопровождается столкновением сгустков выбросами (испарением) отдельных тел из системы и приводит в конце концов (возможность выделения ядерной энергии пока не рассматриваем!) либо к коллапсу всей системы (см. § 21), либо к образованию двух оставшихся тел, обращающихся около общего центра масс.

При наличии двух тел движение устойчиво. Оно может сопровождаться истечением вещества из оболочек, но мы подчеркивали, что все вещество рассеяться не может. На этом этапе обращения двух близких или даже

почти слившихся масс существенным становится излучение гравитационных волн. За счет этого излучения теряются энергия и момент, звезды сближаются (см. § 10). Поделив энергию системы $\mathcal{E} = -G \frac{m_1 m_2}{2r}$ на мощность гравитационного излучения $d\mathcal{E}/dt$, получаем характерное время эволюции системы

$$\tau = \frac{\mathcal{E}}{-(d\mathcal{E}/dt)} = \frac{5}{8} \frac{r_{g_1}}{c} \left(\frac{r}{r_{g_1}} \right)^4 \left[\frac{r_{g_1}}{r_{g_2}(1 + r_{g_2}/r_{g_1})} \right]. \quad (26.4)$$

Здесь r_{g_1} и r_{g_2} — гравитационные радиусы масс. Множитель в квадратных скобках для одинаковых масс равен $1/2$; для $r_{g_1} \gg r_{g_2}$ этот множитель $\approx r_{g_1}/r_{g_2}$.

Из формулы (26.4) следует, что для равных масс (порядка M_\odot каждая) при первоначальном расстоянии $r \approx 10^5 r_g$ время эволюции системы порядка $\sim 10^7$ лет. Указанная в § 10 двойная система WZ Sagitta имеет как раз подобные параметры. Потеряв момент при гравитационном излучении, массы должны слиться и (если не помешают ядерные реакции, индуцируемые в этом процессе) сколлапсировать.

Итак, вывод из сказанного следующий. Если вещество вращающейся звезды, заканчивающей эволюцию, в основной массе инертно по отношению к ядерным реакциям, т. е. если на предшествующих стадиях нуклеосинтез привел к превращению всех элементов в элементы группы железа, то конечным этапом эволюции (при наличии быстрого вращения) будет застывшая звезда. К тому же финалу придет процесс, если ядерные реакции в веществе хотя и возможны, но протекают с гораздо меньшей скоростью, чем скорость гидродинамических явлений, скажем, при столкновении отдельных сгустков распавшейся массивной звезды. Разумеется, возможность ядерного взрыва (или взрывов) зависит от деталей медленной эволюции звезды (см. § 14) и от конкретных процессов на катастрофической стадии. Это еще предстоит рассчитать.

Подведем некоторые итоги.

Благодаря эффекту гравитационного самозамыкания коллапс сферического или почти сферического тела не может непосредственно привести к выделению энергии, сравнимой с Mc^2 . Между тем наблюдение бурных нестационарных процессов во Вселенной — вспышек сверхновых,

взрывов ядер галактик, сверхзвезд, а также гигантский запас энергии в релятивистских частицах и магнитных полях пекулярных радиогалактик типа Лебедь-А—заставляет думать, что кинетическая энергия движения вещества в сильном гравитационном поле все же может каким-то образом переходить в другие виды энергии в некоторые периоды эволюции больших небесных тел.

Различные «переводные» механизмы усиленно обсуждаются в последнее время (см. обзоры [53, 54, 84, 102]), но пока ничего достоверного не придумано. Многочисленные серьезные работы, появляющиеся в последнее время, позволяют надеяться, что в ближайшее время задача будет решена; в частности, совсем недавно появилась очень интересная работа Лейзера [106]. Аналогичные идеи развиваются Л. М. Озерным [128]. Обсуждение этих механизмов выходит за рамки настоящей статьи и мы отсылаем интересующихся к упомянутым обзорам.

§ 27. ГИПОТЕЗА ЗАДЕРЖАВШИХСЯ ЯДЕР

Источником гигантской энергии, выделяющейся в процессах, о которых говорилось в конце предыдущего параграфа, могут явиться задержавшиеся в общем космологическом расширении ядра. Эта гипотеза предложена в работе [96] и позже в [114].

При коллапсе наблюдатель на поверхности сжимающейся звезды за конечное собственное время пересекает сферу Шварцшильда и достигает центральной особенности. Будем рассматривать это явление в обратном порядке по времени. Тогда поверхность звезды, начиная расширяться от точки, за конечное собственное время пересечет сферу Шварцшильда и будет продолжать расширяться дальше. Так как при коллапсе время достижения сферы Шварцшильда для внешнего наблюдателя бесконечно, то, казалось бы, он будет видеть обратный процесс — расширение от сферы Шварцшильда — тоже бесконечно долгим, и уж, конечно, он не сможет увидеть то, что было до выхода из-под критической сферы.

В действительности это не так. Картина расширения не есть обращение во времени картины сжатия, а протекает принципиально иначе [97]. Причина этого, грубо говоря, состоит в следующем. Явление затухания процессов

при коллапсе объясняется совместным действием двух эффектов: замедлением течения времени в сильном поле и (обобщенным) эффектом Доплера при удалении от наблюдателя поверхности сжимающейся звезды. Оба эффекта направлены в сторону замедления процессов. При расширении поверхности эффект Доплера действует в сторону ускорения для внешнего наблюдателя процессов на звезде. Этот эффект оказывается сильнее, чем замедление процессов в гравитационном поле. Внешний наблюдатель увидит эволюцию, начиная не от застывшей картины при $R = r_g$, а увидит весь процесс расширения, начиная от точечных размеров.

Более подробное описание картины расширения приведено в оригинальной работе [97]. Позже некоторые выводы этой работы были повторены в [98]. Заметим, что указанные особенности коллапса и антиколлапса связаны со следующим любопытным свойством сферического поля тяготения.

Физическое продолжение пространства — времени «внутри» сферы Шварцшильда (T -область) обладает двузначностью. Это было отмечено для пустого пространства Финкельштейном [99], а для случая внутри вещества — в работах [49, 90]. При одном продолжении движение любых пробных частиц и лучей света направлено внутрь от сферы Шварцшильда, при другом — все движения направлены наружу. Как показано в [90], выбор между указанными продолжениями решения Шварцшильда в T -область не произволен, а физически определен условиями возникновения этой области. Если она возникает при сжатии шара до размеров, меньших гравитационного радиуса, то в ней все движения будут направлены внутрь. Если с самого начала задавать скорости вещества с размерами меньше r_g , направленными наружу, то в T -области все движения будут направлены наружу, лучи света будут выходить из-под сферы Шварцшильда и достигать внешнего наблюдателя.

В T -области в сферической задаче смена сжатия расширением невозможна. Поэтому в модели антиколлапса необходимо предполагать начало расширения от точечных размеров. Посмотрим, как, согласно гипотезе антиколлапса, можно попытаться объяснить явления сверхзвезд и другие гигантские взрывы. Рассмотрим однородную изотропную космологическую модель Фридмана. Предпо-

ложим, что в начальный момент (момент бесконечной плотности) начало расширяться не все вещество. Некоторые области (ядра) задержались и по мировому времени модели некоторый период не расширяются. Эта задержка по времени может быть произвольной длительности и для разных ядер разная. Затем происходит расширение этих ядер. И вещество выходит из-под гравитационного радиуса, и его энергия путем взаимодействия с падающим извне веществом переходит в энергию космических лучей и излучения. Возможно расширение не сразу всего задержавшегося вещества, а последовательно отдельных его оболочек, т. е. возможны повторные взрывы и непрерывное истечение вещества. Падающее извне вещество может быть выброшено раньше ядром со скоростью меньше параболической. Кроме того, в механизме перевода энергии разлетающегося вещества в другие виды энергии существенную роль может играть магнитное поле, на что обратил внимание Б. В. Комберг. Математическая модель, реализующая нарисованную выше картину, построена в работе [96]. Задача расширения изолированного тела давно рассмотрена в [78] и [115].

Подчеркнем, что гипотеза задержавшихся ядер основывается на обычных физических законах, не предполагает их нарушений и, в известном смысле, развивает идеи В. А. Амбарцумяна о возможности длительного существования массивных D -тел и последующего их взрыва [101]. С другой стороны, изложенная гипотеза не имеет ничего общего с концепцией Хойля [84, 100] о непрерывном возникновении вещества (увеличении барионного заряда при расширении). Гравитационное действие ядер, задержавшихся в расширении, все время остается неизменным. Здесь, конечно, не место останавливаться на возможных причинах задержки расширения ядер, условиях в них до начала расширения и прочих подробностях. Эти вопросы еще далеки от решения. Интересующихся отсылаем к работе [96].

В связи с гипотезой антиколлапса целесообразно обсудить соотношение между концепцией Амбарцумяна и точкой зрения многих других астрономов.

Амбарцумян на протяжении многих лет утверждает, что общее направление космологической эволюции заключается в расширении вещества из некоего сверхплотного состояния. Он приводит много наблюдательных фактов,

подтверждающих его теорию. Противоположная точка зрения, широко распространенная в настоящее время, заключается в том, что звезды Галактики образуются путем конденсации из разреженного газа. Имея в виду известный факт общего расширения Метагалактики, фридмановского или хабловского (выбор названия в зависимости от того, что подразумевается: теория или наблюдения), обычную точку зрения следует формулировать более точно: ортодоксальный астроном считает, что вещество 10^{10} лет назад действительно находилось в сверхплотном состоянии, но в этой стадии плотность была с огромной точностью однородна во всем пространстве. В ходе расширения вещество достигло весьма малой плотности 10^{-10} — 10^{-20} г/см³. В этот период неоднородности плотности нарастают, но все еще остаются малыми¹. Лишь на более поздней стадии, занимающей львиную долю из 10^{10} лет, вещество конденсируется в звезды и галактики. Таким образом, каждая частица вещества была раньше в сверхплотном состоянии, затем прошла через минимум плотности, указанный выше, и снова пришла в состояние относительно большой плотности в звездах. С точки зрения Амбарцумяна, даже звезды, рождающиеся в настоящее время, возникают из вещества, находящегося в сверхплотном состоянии. Это вещество перед превращением в звезду не проходило состояние малой плотности.

Изложенная выше теория антиколлапса показывает, что эта точка зрения в принципе не противоречит физическим законам ОТО.

Вопрос о том, что происходило и происходит в действительности, и, в частности, выбор из этих двух возможностей должен быть решен, в конце концов, наблюдательными данными.

Что касается применения гипотезы для объяснения сверхзвезд и взрывов ядер галактик, то хотя она и в состоянии объяснить гигантское выделение энергии и не противоречит ни данным наблюдений, ни законам физики, все же гипотеза исходит из необычных начальных усло-

¹ Первая фундаментальная работа, трактующая весь процесс зарождения и развития неоднородности, начиная со сверхплотного состояния, когда играют роль квантовые флуктуации, принадлежит А. Д. Сахарову [67]. Этому исследованию предшествовали работы [60, 64].

вий (сверхплотное состояние). Авторам кажется, что загадка сверхзвезд может быть решена на пути апализа обычной эволюции тел большой массы без привлечения столь необычных предположений.

Недавнее открытие общего космического излучения с $T = 3^\circ$ доказывает горячую космологическую модель. В этой модели на ранних стадиях имеет место большая аккреция излучения задержавшимися ядрами. Если аккреция катастрофически велика, то рассмотренная гипотеза неверна.

§ 28. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модельные задачи, рассмотренные в этой статье, указывают на возможность возникновения в процессе эволюции небесных тел большой массы таких периодов, когда дальнейшая судьба космического образования определяется эффектами общей теории относительности.

Эволюция звезды с массой больше двух солнечных масс заканчивается, если не помешают ядерные взрывы и другие причины, релятивистским коллапсом. Релятивистским коллапсом должна закончиться и эволюция галактик.

Итак, первые оценки говорят о том, что конец жизненного пути космических тел, вероятно, является релятивистским. Так это или не так в действительности, должны показать более детальные и несравненно более сложные расчеты, и, конечно, решающая роль принадлежит наблюдениям.

При дальнейшем теоретическом анализе возможных путей эволюции звезд и других массивных образований особенно важным является учет магнитного поля, гидромагнитных явлений, а также ядерных реакций в неравновесных условиях быстрого сжатия (обзор первых работ в этом направлении см. [54]).

Задача проведения с помощью современной вычислительной техники расчетов нестационарных процессов в эволюции больших масс, расчетов, учитывающих общую теорию относительности и столь же всеобъемлющих и детальных, какими являются современные расчеты моделей стационарных звезд и их медленной эволюции, безусловно является одной из самых важных задач современной теоретической астрофизики. Если эти будущие расчеты

в основном подтвердят грубые современные оценки, то выяснится любопытная ситуация.

Теория Фридмана и наблюдаемое расширение Метагалактики свидетельствуют о том, что все вещество звезд и галактик 10 млрд. лет находилось в сверхплотном состоянии. Его расширение и эволюция определялись космологией Фридмана, основанной на теории Эйнштейна. Ранние стадии современных форм вещества были релятивистскими. Конец эволюции звезд и галактик также определяется ОТО. Таким образом, без теории относительности нельзя построить правильной картины эволюции Вселенной.

Великое творение Эйнштейна, созданное индуктивным путем на основе минимального числа гениально выбранных экспериментальных фактов, становится в наше время фундаментом конкретной теоретической астрофизики.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Schwarzschild. Sitzungsber. Acad. Wiss. Berl., 1916.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. Изд. 4-е. М., Физматгиз, 1962.
3. А. Л. Зельманов. Канд. дисс. МГУ, 1944.
4. И. Д. Новиков. Астроном. ж., 1961, 38, 961.
5. J. Shapiro. Phys. Rev. Letters, 1965, 13, 789.
6. А. Ф. Богородский. Уравнения поля Эйнштейна и их применение в астрономии. Киев, Изд-во Киевского университета, 1962.
7. С. Л. Галкин. Тезисы I Всесоюзной конференции по гравитации. М., 1961, стр. 27.
8. A. W. K. Metzner. J. Math. Phys., 1963, 4, 1194.
9. С. А. Каплан. ЖЭТФ, 1949, 19, 851.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. ДАН СССР, 1964, 155, 1033.
11. A. Einstein. Sitzungsber. Acad. Wiss. Berl., 1918, 1, 154.
12. Л. Инфельд, Е. Плебанский. Движение и релятивизм. М., ИЛ, 1962.
13. R. Kraft, J. Mathews, J. Greenstein. Astrophys. J., 1962, 136, 312; R. Kraft. Astrophys. J., 1964, 139, 457.
14. В. Б. Брагинский. УФН, 1965, 86, № 3.
15. A. S. Eddington. Relativitäts Theorie in mathematischer Behandlung. Berlin, 1925. [Русск. перев.: А. С. Эддингтон. Теория относительности. М.—Л., 1934].
16. F. I. Dyson. Interstellar communication. 1963, N 4, 115.

17. W. A. Fowler. Quasi-stellar sources and gravitational collapse; Chicago, 1965, p. 51.
18. P. C. Peters, I. Mathews. Phys. Rev., 1963, 131, 435.
19. Я. Б. Зельдович. Вопросы космогонии, 1963, 9, 157.
20. I. A. Wheeler. In: Gravitation and relativity. N. Y., 1964, p. 195.
21. С. А. Каплан. Уч. зап. Львовск. ун-та, 1949, 15, вып. 4, 101.
22. R. Emden. Gaskugeln. Leipzig, 1907.
23. В. А. Краг. Фигуры равновесия небесных тел. М., Гостехиздат, 1950.
24. J. Frenkel. Z. Phys., 1928, 50, 234.
25. S. Chandrasekhar. Monthly Notices, 1935, 95, 207.
26. S. Chandrasekhar. Phys. Rev. Letters, 1964, 12, 114, 437; Astrophys. J., 1964, 140, 417; Phys. Rev. Letters, 1965, 14, 8, 241.
27. W. A. Fowler. Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 545, 1104; Preprint, California Inst. Technol., 1964.
28. W. Baade, F. Zwicky. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1934, 20, 255.
29. F. Hund. Ergebn exakt. Naturwiss., 1936, 15, 189.
30. Т. Е. Sterne. Monthly Notices, 1933, 93, 736, 767, 770.
31. L. D. Landau. Nature, 1938, 141, 333.
32. P. P. Parker, I. N. Bahcall, W. A. Fowler. Astrophys. J., 1964, 139, 602.
33. Е. И. Эпик. В сб.: Ядерные процессы в звездах. М., ИЛ, 1957, стр. 108.
34. A. G. W. Cameron. Astrophys. J., 1959, 130, 884.
35. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян. Астроном. ж., 1961, 38, 785.
36. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян. Вопросы космогонии, 1963, 9, 91.
37. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян. Сообщ. Бюрак. обл., 1963, 33, 55.
38. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика, М., Изд-во «Наука», 1964.
39. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1961, 41, 1609.
40. Г. С. Саакян. Изв. АН АрмССР, 1961, 14, 117.
41. Д. А. Киржниц, В. Л. Поляченко. ЖЭТФ, 1964, 46, 755.
42. Г. С. Саакян. Астроном. ж., 1962, 39, 1014.
43. О. Х. Гусейнов. Тезисы II Всесоюзной конференции по гравитации. Тбилиси, 1965.
44. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff. Phys. Rev., 1939, 55, 374.
45. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян. Астроном. ж., 1964, 41, 193.
46. Н. А. Дмитриев, С. А. Холин. Вопросы космогонии, 1963, 9, 254.
47. Я. Б. Зельдович. УФН, 1963, 80, 357.
48. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1962, 43, 1034.

49. И. Д. Новиков. Вестн. МГУ, серия III, 1962, № 5; Сообщ. ГАИШ, 1964, № 132, 43; Астроном. ж., 1963, 40, 772.
50. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1962, 42, 1667.
51. J. A. Wheeler. In. La structure et l'évolution de l'Univers. 11 Conseil de physique. Solvays, Bruxelles, 1958.
52. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович. ДАН СССР, 1958, 118, 671.
53. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. УФН, 1964, 84, 377.
54. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. УФН, 1965, 86, 447.
55. A. Einstein. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1924, 22, 261; 1925, 23, 3.
56. В. А. Фок. Теория пространства, времени и тяготения. М., Физматгиз, 1961.
57. Дж. Уилер. Гравитация, нейтрино и Вселенная. М., ИЛ, 1962.
58. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1965, 48, 986.
59. Наблюдательные основы космологии. Сборник. М., ИЛ, 1965.
60. Е. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 1946, 16, 587.
61. Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников. УФН, 1963, 80, 391.
62. И. М. Халатников. ЖЭТФ, 1965, 48, 1050.
63. А. Л. Зельманов. Труды 6-го Всесоюзного совещания по вопросам космологии. М., Изд-во АН СССР, 1959.
64. И. Д. Новиков. ЖЭТФ, 1964, 46, 686.
65. Я. Б. Зельдович. Вопросы космогонии, 1963, 9, 240.
66. Ya. B. Zeldovich. Advances Astron. and Astrophys., 1965, 3, 242.
67. А. Д. Сахаров, ЖЭТФ, 1965, 49, № 7, 345.
68. С. Чандрасекар. Введение в учение о строении звезд. М., ИЛ, 1950.
69. М. Шварцшильд. Строение и эволюция звезд. М., ИЛ, 1961.
70. F. Hoyle, W. Fowler. Astrophys. J., 1960, 132, 565.
71. Г. С. Саакян. Тезисы II Всесоюзной конференции по гравитации. Тбилиси, 1965.
72. В. А. Амбарцумян. «Правда» от 22 августа 1964 г.
73. В. А. Амбарцумян. Научн. труды, т. 2. Ереван, Изд-во АН АрмССР, 1960.
74. Я. Б. Зельдович, М. А. Подурец. Астроном. ж., 1965, 42, 1000.
75. М. А. Подурец. ДАН СССР, 1964, 154, 300.
76. S. W. Misner, D. H. Sharp. Phys. Rev., 1964, 136, B576.
77. J. R. Oppenheimer, H. Snyder. Phys. Rev., 1939, 56, 455.
78. R. Tolman. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1934, 20, 169.
79. М. А. Подурец. Астроном. ж., 1964, 41, № 6, 1090.
80. Я. Б. Зельдович. Астроном. цирк., 1962, № 250, 1.
81. Я. Б. Зельдович, М. А. Подурец. ДАН СССР, 1964, 156, 57.
82. H. Y. Chiu. Ann. Phys., 1964, 26, 364.
83. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1962, 42, 641.

84. F. Hoyle, W. Fowler, G. Burbidge, E. M. Burbidge. Preprint, California Inst. Technol., 1963; *Astrophys. J.*, 1964, **139**, 909.
85. И. Д. Новиков, Л. М. Озерный. Препринт А-17. М., ФИАН, 1964.
86. R. V. Wagoner. Rotation and gravitational collapse, 1965, Preprint.
87. H. Thirring. *Phys. Z.*, 1918, **19**, 33; 1921, **22**, 29.
88. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, письма в редакцию, 1965, **1**, 40.
89. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. ЖЭТФ, 1965, **49**, 170.
90. И. Д. Новиков. Вестн. МГУ, серия III, 1962, № 6, 66.
91. T. Regge, J. Wheeler. *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1063.
92. Е. М. Лифшиц, В. В. Судаков, И. М. Халатников. ЖЭТФ, 1961, **40**, 1947; *Phys. Rev. Letters*, 1961, **6**, 311.
93. R. Penrose. *Phys. Rev. Letters*, 1965, **14**, 57.
94. Ф. Хойл. Вопросы космогонии, 1960, **7**, 15; В сб.: Магнитная гидродинамика. М., Атомиздат, 1958, стр. 37.
95. О. Струве. Эволюция звезд. М., ИЛ, 1954.
96. И. Д. Новиков. *Астроном. ж.*, 1964, **41**, 1075.
97. И. Д. Новиков, Л. М. Озерной. ДАН СССР, 1963, **150**, 1019.
98. J. Faulkner, F. Hoyle, J. V. Narlikar. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 1100.
99. D. Finkelstein. *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 4.
100. F. Hoyle, S. Narlikar. *Proc. Roy. Soc.*, 1963, **273**, 1.
101. В. А. Амбарцумян. Вопросы космогонии, 1962, **8**, 3.
102. Л. М. Озерной. УФН, 1964, **83**, 568.
103. G. S. McVittie. *General relativity and cosmology*. London, 1956. [Русск. перев.: Г. Мак-Витти. Общая теория относительности и космология. М., ИЛ, 1961].
104. В. И. Пустовойт, Е. М. Герценштейн. ЖЭТФ, 1962, **42**, 163.
105. В. Л. Гинзбург. ДАН СССР, 1964, **156**, 43.
106. D. Lauzer. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, № 2, 837.
107. C. W. Misner, H. S. Zepolsky. *Phys. Rev. Letters*, 1964, **12**, 635.
108. H. Bondi. *Proc. Roy. Soc., A*, 1964, **282**, 303.
109. C. L. Inman. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 187.
110. Т. А. Эминзаде. ДАН АзербССР, 1959, **15**, № 11, 1005.
111. M. P. Svedoff. *Astrophys. J.*, 1963, **138**, N 1, 291.
112. R. H. Fowler. *Monthly Notices*, 1926, **87**, 114.
113. R. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, S. A. Wheeler. *Gravitation theory and gravitational collapse*. Chicago, 1965.
114. Y. Ne'eman. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 1303.
115. N. S. Kalitzin. *M. N.*, 1961, **122**, 11.
116. G. Gamov. *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 367.
117. R. H. Dicke et. al. *Astrophys. J.*, 1965, **142**, 414.
118. A. A. Penzias, R. W. Wilson. *Astrophys. J.*, 1965, **142**, 419.
119. В. М. Дашевский. УФН, 1965, **87** (2), 373.

120. У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров. ЖЭТФ, письма в редакцию, 1965, 2, 529.
121. Г. М. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович. Астрон. ж., 1966, 43, № 5.
122. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин. Астрон. ж., 1965, 42, 1154.
123. P. Robinson. Astrophys. J., 1965, 142, № 4.
124. Я. Б. Зельдович, О. Х. Гусейнов. ДАН СССР, 1965, 162, № 4, 791.
125. Я. Б. Зельдович, О. Х. Гусейнов. ЖЭТФ, письма в редакцию, 1965, 1, № 4, 11.
126. Я. Б. Зельдович, О. Х. Гусейнов. Астрон. ж., 1966, 43, № 2.
127. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков. ДАН СССР, 1964, 154, № 4.
128. Л. М. Озерной. Труды Симпозиума «Переменные звезды и звездная эволюция». Изд-во «Знание», 1966.

ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТЬ И ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ¹

1. КРИТЕРИЙ ФИЗИЧЕСКОЙ СОДЕРЖАТЕЛЬНОСТИ

В опубликованном в 1949 г. автобиографическом очерке — одной из самых важных эпистемологических работ середины столетия — Эйнштейн упоминает два критерия выбора физической теории [1, стр. 139—141]. Первый критерий — «внешнее оправдание» — заключается в соответствии между теорией и наблюдениями. Вторым критерий — «внутреннее совершенство» — состоит в естественности теории, общности посылок, однозначности выводов, максимальном устранении объяснений, выдвинутых *ad hoc*. Этот критерий сочетается с первым весьма гармонично: Эйнштейн требует от наиболее общих посылок теории предвосхищения экспериментальной проверки. Принципиальная возможность такой проверки лежит в основе физического смысла применяемых понятий. Понятия, входящие в физическую теорию, связаны одно с другим логически, но они должны приводить к выводам, допускающим экспериментальную проверку. Антиципация подобной проверки заключена уже в исходных, наиболее общих понятиях. Здесь возможно лишь интуитивное, предварительное и качественное представление о возможном эксперименте. Логическое развитие общих понятий приводит к выводам, допускающим непосредственную, реальную (а не только мысленную) количественную экспериментальную проверку. Первоначально интуитивная, а затем более строгая, однозначно-достоверная связь исходных понятий с совокупностью наблюдений придает этим исходным понятиям физический смысл, физическую

¹ Эта статья в сокращенном виде, без сделанных впоследствии добавлений, вошла в книгу «Этюды об Эйнштейне» (М., Изд-во «Наука», 1965, стр. 305—379).

содержательность. Рациональная, обладающая «внутренним совершенством», физическая теория исходит из таких исходных принципов, которые дают объяснение — естественное, максимально лишенное элементов вводимых *ad hoc*, — наблюдаемым фактам и поэтому имеют физический смысл, физически содержательны. Подобную структуру физической теории Эйнштейн называл *систематическим* объяснением фактов. В одном из писем Морису Соловину, излагая наиболее важные отличительные особенности теории относительности, Эйнштейн сравнивает теорию относительности с классической термодинамикой: последняя вводит постулаты, из которых вытекает невозможность вечного двигателя, а теория относительности столь же систематически, т. е. исходя из фундаментальных, а не введенных *ad hoc* исходных постулатов, объясняет невозможность эфирного ветра [2, стр. 19].

Теория относительности отчетливо иллюстрирует характерную особенность каждой физической теории, обладающей «внутренним совершенством»: переход от парадоксального результата эксперимента к парадоксальной картине мира, в которой упомянутый результат становится естественным следствием основных постулатов, т. е. теряет свою парадоксальность. У Лоренца отсутствие эфирного ветра, парадоксальное в рамках классической теории, получило классическое объяснение с помощью введенной *ad hoc* электродинамической гипотезы продольного сокращения. У Эйнштейна отсутствие эфирного ветра вытекает из общих представлений о пространстве и времени, обладающих физическим смыслом, физической содержательностью.

Специальная теория относительности придала физическую содержательность числу измерений абстрактного пространства. Переход от раздельно обладающих физическими эквивалентами трехмерного пространственного и одномерного временного многообразий к четырехмерному многообразию определяется переходом от скоростей, несопоставимых со скоростью света, к скоростям, сопоставимым с последней. В общей теории относительности физический смысл обретает не только размерность пространства, но и аксиоматика геометрических соотношений, пространство теряет евклидовый характер, становится неевклидовым при наличии гравитационного поля и в меру напряженности этого поля. Неевклидовы гео-

метрические свойства, кривизна пространства — времени могут быть отождествлены с гравитационным полем, если речь идет не о геометрических свойствах в старом смысле, о свойствах геометрических объектов, свободно приписываемых им исходными определениями и аксиомами, а о физических процессах, о свойствах, допускающих экспериментальную проверку и несводимых к чисто геометрическим определениям, не имеющим возможных, хотя бы в принципе, экспериментально постижимых эквивалентов.

Но общая теория относительности не была в глазах Эйнштейна полным воплощением «внутреннего совершенства». С точки зрения Эйнштейна, структура пространства должна быть описана таким образом, чтобы учитывалось не только гравитационное поле, но и все поля, т. е. она должна соответствовать единому полю. В течение тридцати с лишним лет Эйнштейн искал решения этой проблемы на путях дальнейшего обобщения геометрии. Сейчас мы склонны допустить, что решение может быть найдено на другом пути. Помимо переходов от одной геометрии к другой, от евклидовой к римановой, от римановой к более общим геометрическим соотношениям, где Эйнштейн надеялся найти адекватное геометрическое описание единого поля, существует переход к геометрии в целом от более общих представлений. Иными словами, переход к геометрическим соотношениям от более общих представлений о пространстве, где еще нет понятия невырожденной размерности, понятия непрерывности пространства, понятия мероопределения. Переход, где эти понятия возникают из более общих. Быть может, более общие, *метагеометрические* или *метаматематические* понятия могут получить физический смысл аналогично физически содержательной трактовке геометрических понятий в теории Эйнштейна. Такое предположение — в русле эйнштейновской концепции «внутреннего совершенства». Физическая теория повышает ранг «внутреннего совершенства» (в этом — одна из стержневых линий необратимого прогресса науки), выводя свои заключения из все более общих принципов и соответственно придавая физический смысл все более общим понятиям геометрической размерности (специальная теория относительности), геометрической аксиоматики (общая теория) и далее, быть может, метагеометрическим понятиям.

Такая перспектива связана с возрастанием «внутреннего совершенства» квантовой физики, с выведением ее заключений из все более общих понятий и с физически содержательным (антиципирующим эксперимент) переосмыслением этих понятий. Здесь можно провести ряд аналогий с развитием теории относительности.

Нарисованная после открытий Резерфорда картина обращающихся вокруг ядра электронов была парадоксальной в рамках классической концепции. Устойчивость атомов не находила объяснения. В 1915 г. она получила (по крайней мере для атома водорода) объяснение с помощью постулатов Бора. ореол парадоксальности был перенесен в сторону более общих допущений. Постулаты Бора казались выдвинутыми *ad hoc*, они обладали внушительным «внешним оправданием», но сами по себе казались искусственными. В 20-е годы квантовая механика позволила вывести эти постулаты из более общих. Она приобрела систематический в эйнштейновском смысле характер благодаря соотношению неопределенностей Гейзенберга и благодаря борновской вероятностной трактовке волновой функции.

Но само соотношение неопределенностей могло быть обосновано с помощью более общего принципа, который в сущности не был метрическим, не содержал количественных определений и говорил не об измерении динамических переменных и количественных границах точного измерения, а о *возможности* измерения. Это — принцип дополнительности. Когда Нернст говорил, что теория относительности Эйнштейна это уже не физическая, а более общая теория, он мог с тем же основанием повторить такую характеристику в адрес принципа дополнительности. Но и принцип Эйнштейна, и принцип Бора — физические принципы, только физика здесь охватывает более общие, приобретающие физический смысл, понятия. В первом случае это понятия геометрической размерности и геометрической аксиоматики. Во втором случае речь идет о принципиальной возможности измерений и рассматриваются более общие логико-математические или метаматематические понятия, с помощью которых формулируются условия возможности измерений динамических переменных. Мы вскоре вернемся к борновскому принципу дополнительности и к качественно-логическим предпосылкам количественных соотношений квантовой механики. Сейчас пе-

рейдём к роли «внутреннего совершенства» в наши дни, в период, когда физика без Эйнштейна и без Бора ищет пути синтеза их идей.

В этот период в центре внимания физической мысли оказались процессы, принципиально отличающиеся от тех процессов, которые считались основными, первичными, элементарными в продолжение двух с лишним тысяч лет развития научных представлений о природе. Со времени Демокрита такими процессами считались движения тождественных себе частиц вещества и взаимодействия таких частиц. Элементарными представлениями классической картины мира были, во-первых, движение частицы в некотором заданном поле (механика) и распространение поля при заданном распределении его источников (теория тяготения, электродинамика и т. д. — вообще, физика в более узком смысле). В нелинейной концепции эти представления в какой-то мере сливаются. В квантовой теории распространение данного волнового поля рассматривается как движение частиц данного типа. Движение квантов поля — частиц данного типа — определяется в процессе взаимодействия с макроскопическими объектами, причем квантовая детализация, учет корпускулярно-волновой природы частиц, имеет место только по отношению к данному полю, к данным частицам, а не к полю, с которым рассматриваемое поле взаимодействует.

Теперь, в 60-е годы, физике приходится в несопоставимой с прошлым мере учитывать совсем иные процессы. Это процессы такого взаимодействия полей, при котором обе взаимодействующие стороны рассматриваются как квантованные объекты, когда мы не можем проследить движение частицы от мгновения к мгновению и от точки к точке даже в тех, несколько суженных, пределах, которые ставит такому представлению квантовая механика. Здесь теряет непосредственный смысл образ тождественной себе частицы — тождественной в нетривиальном смысле, т. е. частицы, которую можно идентифицировать не только в данный момент и в данной точке, но и в различные моменты, в различных точках.

Таковы вакуумные процессы. Чтобы применить к представлению о вакуумных процессах уже известный нам упоминавшийся выше эйнштейновский критерий физической содержательности понятий, этот критерий нужно несколько обобщить.

Когда речь идет о движении тождественной себе частицы, то предполагается возможным сопоставить теоретически выведенные сведения о состоянии движения частицы с регистрацией ее пребывания и скорости в принципиально неограниченном и даже несчетном числе точек. Квантовая механика ограничивает это представление, но не меняет его: речь идет все же о регистрации положения и скорости тождественной себе частицы. Вакуумные процессы не могут быть непосредственно описаны с помощью пространственно-временных понятий, антиципирующих подобную регистрацию. О существовании вакуумных процессов можно судить по изменению энергии и массы, а также заряда находящейся в вакууме «реальной» (т. е. нетривиально-себетождественной) частицы. Сами же вакуумные процессы не могут быть обнаружены экспериментом и в этом смысле не обладают титулом «реальности». Здесь будет уместно сказать несколько слов об этом понятии. Разумеется, реальное существование физического объекта не связано с экспериментом, физический объект существует независимо от эксперимента. Но существование физического объекта связано с принципиальной возможностью эксперимента, что является простым повторением тезиса о принципиальной экспериментальной познаваемости всего физически существующего, в отличие от чисто формальных, логических и математических построений, не обладающих физическим существованием. Почему же мы ставим в кавычки слово «реальность», когда речь идет о «реальных» и виртуальных частицах? Ведь виртуальные частицы действительно не могут быть непосредственно зарегистрированы и виртуальные процессы не могут быть объектом непосредственного эксперимента.

Однако, отказывая виртуальным процессам в реальном существовании, мы без них не можем присвоить этот предикат и «реальным» частицам. Несколько позже об этом будет сказано подробнее. Пока обратим внимание на различие между движущейся, тождественной себе, «реальной» частицей и мировой линией, т. е. непрерывным множеством пространственно-временных точек. Такое множество *само по себе* может образовать лишь воображаемую мировую линию, или возможную, или произвольно конструируемую для сопоставления с другими (как это делается в вариационных задачах). Чтобы приписать миро-

вой линии предикат существования, т. е. не только геометрическую (соответственно заданным условиям), но и *экзистенциальную* истинность, нужно, чтобы в каждой мировой точке происходило некоторое событие, причем событие, несводимое к переходу из одной мировой точки в другую. Экспериментировать с незаполненными мировыми линиями так же невозможно, как и с виртуальными процессами. Мы попытаемся развить некоторые заключения из предположения: виртуальные процессы заполняют мировую линию тождественной себе частицы, они и являются теми несводимыми к пространственно-временным сдвигам событиями, которые позволяют отличить движущуюся, тождественную себе, «реальную» частицу от незаполненной, чисто геометрической мировой линии, придать последней предикат существования, экзистенциальную истинность. Невозможность экспериментальной регистрации виртуального процесса объясняется именно тем, что он находится вне пространственно-временного представления, образует как бы ультрамикроскопические поры в пространственно-временном континууме.

Эйнштейновская физическая содержательность понятий означает, что из них могут быть сделаны экспериментально проверяемые выводы о тех или иных пространственно-временных соотношениях, о тех или иных состояниях движения тождественных себе частиц. Уже применительно к квантовой механике этот критерий физической содержательности понятий (и связанный с ним, высказанный в полемике с Бором, критерий полного описания реальности) нуждался в некотором обобщении. Сейчас требуется еще более радикальное обобщение. Подчеркнем только: обобщение *эйнштейновского* критерия, развитие *эйнштейновской* мысли о принципиальной возможности экспериментальной проверки выводов, сделанных из физически содержательной логической или математической конструкции.

Таким обобщением, может быть, окажется мысль о дополнительности пространственно-временного описания и констатации несводимых к пространственно-временным соотношениям ультрамикроскопических процессов в «порах» пространства — времени.

На подобную мысль наталкивает современная ситуация. Как только что говорилось, о вакуумных процессах можно судить по энергии, массе и заряду «реальной»

частицы. И именно здесь современную физику поджидало очень тяжелое затруднение: энергия, масса и заряд частицы при учете ее взаимодействия с вакуумом оказываются бесконечными. Примененные для исключения бесконечных значений рецептурные приемы обладают беспрецедентным «внешним оправданием»: теоретически выведенные величины совпадают с результатами эксперимента до такого знака после запятой, который никогда еще не встречался в физике при аналогичных сопоставлениях. Но «внутреннее совершенство» отсутствует в этих методах устранения бесконечностей и отсутствует с беспрецедентной явственностью. Методы устранения расходимостей не могут быть выведены из широкой и общей концепции, из фундаментальных, связанных со всей суммой знаний о природе, исходных допущений.

Только что говорилось о необходимости обобщения эйнштейновского критерия физической содержательности при анализе вакуумных процессов. Традиционное понимание такого критерия приводит к попытке однотипным образом описать исходные вакуумные процессы и элементарные экспериментальные констатации. Элементарные экспериментальные констатации — это регистрации движения, пребывания частиц в образующих непрерывную мировую линию мировых точках. Если применять представление о непрерывной мировой линии к вакуумным процессам, мы получаем физически бессмысленные бесконечные значения массы и заряда.

Уже в 40-е годы физика по существу стала на путь отказа от однотипного с такими экспериментальными регистрациями представления о вакуумных процессах. Для небольших, ультрамикроскопических пространственно-временных областей отказывались от пространственно-временного представления, от представления о непрерывных мировых линиях тождественных себе частиц. В ряде по существу эквивалентных друг другу попыток переформулировки или обобщения квантовой электродинамики гамильтонов формализм, анализ движения от точки к точке и от мгновения к мгновению заменяли другими методами и представлениями.

Каков смысл подобного отказа? Прячется ли непрерывное движение от наблюдателя или оно не существует в очень малых пространственно-временных областях? Вопрос этот аналогичен тому вопросу, который был поста-

влен перед физикой опытом Майкельсона: прячется ли эфирный ветер от наблюдателя или он не существует. Лоренц первоначально ответил на этот вопрос феноменологически — эфирный ветер, т. е. изменение скорости света, компенсируется сокращением продольного плеча интерферометра и таким образом прячется от наблюдения, Эйнштейн же приписал отсутствию эфирного ветра субстанциальный характер. Можно думать, что неприемлемость континуально-кинетического представления о вакуумных процессах свидетельствует не о феноменологическом, а о субстанциальном отсутствии непрерывных мировых линий в ультрамикроскопических областях.

Такое предположение эквивалентно гипотезе дискретного пространства — времени. Последняя должна быть дополнена схемой перехода от процессов, к которым неприменимо представление о непрерывном движении, к континуальным процессам, к движениям тождественных себе частиц, объясняющим все макроскопические процессы самым достоверным образом.

Такой переход в какой-то мере гарантируется объединением гипотезы дискретного пространства — времени с гипотезой регенерации движущейся частицы. В самом деле, как может частица оказаться в иной пространственно-временной клетке, если в пространственно-временных клетках нельзя представить себе движения, если эти клетки являются минимальными, неделимыми на меньшие пространственно-временные области, если мы отказываемся от образа частицы, пребывавшей в первой половине временного интервала в первой части пространственного расстояния, а во второй половине временного интервала — во второй части указанного расстояния? Естественной представляется мысль об аннигиляции частицы данного типа и ее регенерации в соседней пространственно-временной клетке. Идентификация частицы, представление о частице после регенерации как тождественной с исходной открывает серию интуитивных ассоциаций, ведущих к эмпирически доказанной макроскопической картине непрерывных движений тождественных себе частиц и придающих физическую содержательность исходным трансмутационным представлениям. Позже мы сделаем несколько шагов от первоначальных интуитивных ассоциаций к более систематическим. Эти шаги потребуют анализа и некоторого обобщения принципа дополнитель-

ности. Сейчас мы остановимся на переходе от трансмутаций в дискретных клетках пространства — времени к непрерывному движению, оставаясь в рамках предварительных, интуитивных и полуинтуитивных представлений.

Обозначим минимальное расстояние через ρ и минимальный интервал времени ρ/c через τ . Если отождествить частицу, возникшую в данной пространственно-временной клетке, с частицей, аннигилировавшей в соседней клетке, то подобная регенерация по своему результату эквивалентна сдвигу тождественной себе частицы на минимальное расстояние ρ в течение времени τ со скоростью $\rho/\tau = c$, т. е. со скоростью света. Таким образом, отождествление исходной и конечной частиц, иными словами, само понятие регенерации основано на принципе дополнительности макроскопических и ультрамикроскопических определений: оно приписывает соотношению ρ/τ новый смысл, это соотношение рассматривается теперь как *вектор скорости тождественной частицы*, а ρ — как элемент траектории такой частицы.

Поскольку $\rho/\tau = c$, серии регенераций эквивалентны мировым линиям, составленным из минимальных четырехмерных интервалов и лежащим на световом конусе. Можно и само понятие светового конуса $v = c$ определить через ρ/τ , рассматривая этот конус как геометрическое место мировых линий, составленных из элементарных регенераций, эквивалентных в результате отождествления элементарным четырехмерным векторам. Скалярная величина этих векторов одна и та же, направление в мнимых плоскостях X_1X_4 , X_2X_4 , X_3X_4 также одно и то же, а направления в пространстве, в плоскостях X_1X_2 , X_1X_3 , X_2X_3 в общем случае различно. Обозначим состоящую из элементарных четырехмерных векторов ультрамикроскопическую мировую линию через M , а ее пространственную проекцию, т. е. ультрамикроскопическую траекторию частицы, через M . Элементарные сдвиги в пространстве могут быть направлены в различные стороны и M , вообще говоря, будет ломаной линией. Макроскопическую мировую линию обозначим через Λ , а макроскопическую траекторию — результат большого, статистически репрезентативного числа элементарных сдвигов — через L . Скорость на L , т. е. макроскопическая скорость v , будет меньше ультрамикроскопической скорости $\rho/\tau = c$ у всех частиц с ненулевой массой покоя. Таким образом, мировая

линия Λ частицы с ненулевой массой проходит внутри светового конуса, не может быть разделена на элементарные сдвиги и не обладает абсолютной естественной метрикой. Нетрудно видеть, что существование непрерывной мировой линии, характеризующей частицу данного типа, служит основой идентификации частицы на ультрамикроскопической траектории, отождествления частицы после регенерации с исходной.

Переход от дискретных трансформаций в точках, разделенных элементарными расстояниями ρ , к непрерывному движению может оказаться весьма фундаментальным понятием. Если бы он приобрел «внешнее оправдание» и стал элементом сколько-нибудь однозначной физической теории, это позволило бы приписать физическую содержательность не только переменной размерности пространства (при переходе от $v \ll c$ к $v \leq c$) и не только переменной аксиоматике, определяющей тип метрики (при переходе от пренебрежимых гравитационных полей к существенным), но и самому возникновению размерности и метрики. Множество дискретных трансмутаций в отдаленных друг от друга точках соответствует нульмерному пространству. Пространство, состоящее из мировых точек, образующих непрерывные мировые линии, — четырехмерное пространство. Переход от дискретных трансмутаций к непрерывному движению происходит в $(0 \rightarrow 4)$ -мерном пространстве и соответствует физическому обоснованию релятивистских соотношений. Действительно, из представления о минимальном расстоянии ρ и минимальном времени $\tau = \rho/c$, отделяющем первичные трансмутации, следует существование c как предела скорости тождественного себе физического объекта. Представим себе, что в данной области пространства вероятности регенерации одинаковы во всех направлениях. Тогда после большого числа направленных в различные стороны сдвигов частица окажется вблизи исходного пункта. Представим себе теперь, что существует некоторое пространственное направление, где сдвиги в положительном направлении вероятнее, чем в противоположном. Это направление пространственной диссимметрии регенераций будет направлением макроскопической траектории L , а длина этой траектории в единицу времени, т. е. макроскопическая скорость v будет обратно пропорциональна пространственному разбросу элементарных сдвигов и прямо пропорцио-

нальна диссимметрии вероятностей. При любом конечном импульсе частица с ненулевой массой покоя останется внутри светового конуса, ее скорость будет меньше скорости света.

Что же касается частицы с нулевой массой покоя, то ее скорость инвариантна. Инвариантность светового конуса, постоянство угла между образующими его мировыми линиями и осью X_4 во всех системах отсчета может быть выведена из соотношения $\rho/\tau = c$. Иначе говоря, из микроструктуры пространства — времени может быть выведена инвариантность скорости света, т. е. исходная посылка теории относительности. Мы здесь рассматриваем направление силового поля как направление диссимметрии. Пространственное направление линии диссимметрии будет различным в различных системах отсчета, оно меняется при поворотах четырехмерных осей в плоскостях X_1X_2 , X_1X_3 , X_2X_3 . При мнимых поворотах — в плоскостях X_1X_4 , X_2X_4 , X_3X_4 — меняется скорость v частицы и ее можно «оттрансформировать», сделать нулевой, введя такую систему отсчета, где макроскопическая мировая линия частицы будет параллельной временной оси X_4 . В подобной системе мы не обнаружим макроскопического эффекта диссимметрии и результатом случайных блужданий частицы будет ее макроскопическая неподвижность. Но можно ли «оттрансформировать» распространение диссимметрии? Зависит ли скорость распространения диссимметрии от выбора системы отсчета?

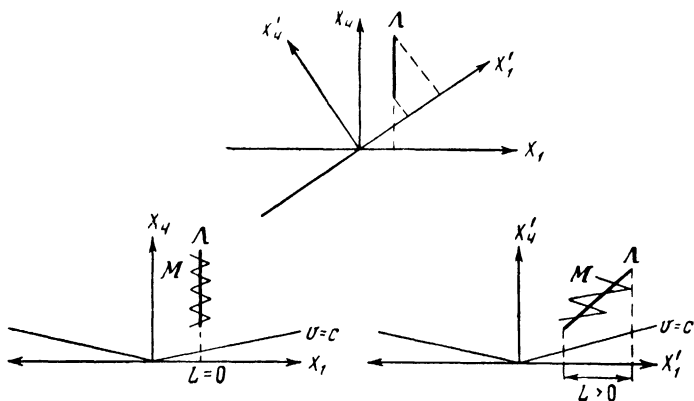
Вопрос о трансформационных свойствах дискретного пространства—времени, которое расшифровывается в виде регенераций-сдвигов, это центральный вопрос при выведении макроскопических, в общем случае релятивистских, соотношений из ультрамикроскопической, трансмутационной, ультрарелятивистской картины. Главная трудность — об этом подробнее будет сказано несколько позже — состоит в том, что даже сами исходные ультрамикроскопические понятия имеют смысл только при каком-то предвосхищении макроскопических понятий. Возьмем, например, эпитет «случайные», отнесенный к сдвигам ρ . Эти сдвиги могут считаться случайными только при существовании (хотя бы эвентуальном) какого-то неслучайного, макроскопически определенного и макроскопически регистрируемого направления в предположении макроскопической системы отсчета. Само понятие «сдвиг» лишено

смысла без образа хотя бы эвентуальных макроскопических направлений. Пока у нас только отрицательное определение ρ и τ : мы не можем говорить о меньших расстояниях и временных интервалах как о характеристиках движущейся частицы. Чтобы перейти к трансформационным свойствам случайных блужданий, в частности к инвариантности скорости их диссимметрии, нам нужно совершить некоторый логический скачок от чисто трансмутационных представлений, где нет места понятиям инвариантности и координатных преобразований, к «эрлангенскому» миру, где существуют макроскопические координатные оси, где существуют преобразования той или иной общности, охарактеризованные впервые с очень большой систематичностью в эрлангенской программе Клейна. Поэтому непосредственно нельзя придавать сдвигам ρ трансформационные свойства, нельзя вводить макроскопическую систему, которая следует за этими сдвигами и позволяет их «оттрансформировать». Но переходит ли что-нибудь из этой неэрлангенской картины в мир эрлангенских понятий?

Предположим, что описанный логический скачок совершен, что регенерации-сдвиги имеют эрлангенское бытие и можно поставить вопрос об их макроскопическом эффекте и его инвариантности по отношению к преобразованиям координат. Возьмем простейший, крайне идеализированный случай: случайные блуждания происходят попеременно то в положительном (ρ), то в отрицательном ($-\rho$) направлении вдоль оси X , которая, в случае четырехмерных координат, обозначается как ось X_1 . Тогда мировая линия Λ , если взять пространство X_1X_4 , будет направлена параллельно временной оси X_4 , т. е. частица будет в данной системе макроскопически неподвижна. Потом повернем систему так, чтобы оси X_1 и X_4 заняли положения X'_1 и X'_4 , иначе говоря, перейдем к системе, которая движется без ускорения относительно первой. Изобразим на следующем чертеже эти оси, границы светового конуса $v = c$ и мировые линии Λ и M (на нижних фигурах чертежа, где показаны линии M , система $X'_1X'_4$ изображена без поворота и вынесена направо).

При указанном лоренцовом преобразовании $X_1X_4 \rightarrow X'_1X'_4$ макроскопическая траектория $L = 0$ переходит в $L > 0$, а макроскопическая скорость $v = 0$ переходит в

$v > 0$. Обратный переход означает «оттрансформирование» макроскопической траектории L и макроскопической скорости v . Что же касается сдвигов ρ , то они теперь будут обладать несимметричной вероятностью: $p(\rho) > p(-\rho)$. На чертеже диссимметрия обозначена чередованием двух сдвигов ρ и одного сдвига $-\rho$. Абсолютная скорость



сдвигов $\rho/\tau = c$ не изменилась. Но какая макроскопическая величина соответствует этой неизменности и превращает последнюю в макроскопическую инвариантность? Это — распространение диссимметрии. Как бы ни менялась при преобразованиях сама диссимметрия, скорость ее распространения не меняется. Она не зависит от степени диссимметрии, четырехмерный вектор распространения диссимметрии не обладает пространственным разбросом и скорость распространения диссимметрии одна и та же в макроскопическом и микроскопических аспектах.

Тот факт, что вектор распространения диссимметрии лежит на световом конусе, т. е. что диссимметрия распространяется со скоростью света, следует из связи между диссимметрией и ультрамикроскопической траекторией M , лежащей на световом конусе. Диссимметрия реализуется последовательно на каждом элементе M , на каждом отрезке ρ : она состоит в том, что вероятность *каждого* ρ , совпадающего по направлению с L , больше, чем вероятность ρ противоположного направления. Не на каждом отрезке ρ соотношение вероятностей реализуется, но на каждом из них оно неизменно. Везде первая вероятность — максимальная, вторая — минимальная. «Игра в кости»

разыгрывается на каждом элементарном отрезке M , т. е. на световом конусе. Диссимметрия распространяется на световом конусе.

Второе утверждение — диссимметрия распространяется все время параллельно L , т. е. без пространственного разброса, — вытекает из отношения диссимметрии к L . Диссимметрия состоит в соотношении: $p(\rho_L)$ — это максимальная, а $p(\rho_{-L})$ — минимальная вероятность регенерации-сдвига. Диссимметрию можно изобразить в пространстве как параллельный L вектор со скалярной величиной $p(\rho_L) - p(\rho_{-L})$. Траектория распространения диссимметрии совпадает с линией диссимметрии вероятностей регенерации во всех ультрамикроскопических отрезках. Иначе говоря, ультрамикроскопический пространственный разброс здесь отсутствует, макроскопическая скорость распространения диссимметрии та же, что и микроскопическая, диссимметрия распространяется и макроскопически с фундаментальной, максимальной скоростью.

Такой вывод связан с вероятностной природой разброса. Но если события вероятны, то сама их вероятность определена однозначно и распространяется без статистического разброса. Из этого соотношения и вытекает возможность связать релятивистские закономерности с ультрамикроскопической картиной. Позже мы вернемся к этой возможности, познакомившись с некоторыми необходимыми для более ясного изложения логическими понятиями. Сейчас отметим только, что релятивистские соотношения (инвариантность скорости распространения диссимметритизирующего поля) выводятся из квантового по существу постулата: «событие вероятно — вероятность его достоверна».

Мы рассматриваем первоначально дискретные процессы — трансмутации в дискретных точках. Здесь нет еще понятия светового конуса, вообще нет «эрлангенских» понятий, нет геометрической размерности большей, чем нулевая, нет четырехмерного представления.

Чтобы сделать следующий шаг — отождествить исходный пункт трансмутации в одной точке с результатом трансмутации в другой точке, нам нужно *антиципировать* макроскопическое понятие мировой линии и связанные с ней понятия $n > 0$ измерений (в данном случае четырех измерений). Переходит ли что-либо в этот мир от первоначального скалярного характера процессов трансмутации?

Мы ввели непрерывное пространство — совокупность макроскопически усредненных мировых линий — и пространство ненульмерное, но дискретное, состоящее уже не из точек, а из минимальных пространственно-временных клеток, внутри которых не может быть движения. Второе пространство — предельный случай первого. Его физический эквивалент — дискретные трансмутации, которые обрели (благодаря антиципации ($n > 0$)-размерности, топологичности, существования мировых линий, благодаря отождествлению аннигилировавшей и возникшей частицы, т. е. благодаря представлению о регенерации) метрические свойства и стали четырехмерными векторами. При такой макроскопической антиципации регенерации становятся отрезками ультрамикроскопической мировой линии. Их макроскопический результат — макроскопическая мировая линия — зависит от выбора системы отсчета, поскольку от такого выбора зависит та или иная мера статистического разброса элементарных сдвигов-регенераций. Переходя к иной четырехмерной системе координат, поворачивая координатные оси тем или иным образом на тот или иной угол, диссимметрию можно увеличить, уменьшить, вовсе оттрансформировать, причем от диссимметрии, от меры преодоления пространственного разброса зависит макроскопическая скорость v .

Но когда речь идет о макроскопической скорости распространения диссимметрии, в игру вступает дополнительность вероятности определения и достоверности самой вероятности (либо достоверности определения и вероятности его экзистенциального смысла, его физической реализации). Распространение диссимметрии — это дополнительный макроскопический предикат, придающий экзистенциальную истинность, физический смысл, микроскопическим «играм в кости»; «реализуется или не реализуется диссимметрия: $p(\rho) > p(-\rho)$ ». Это достоверный процесс: нет никакого сомнения, что игра разыгрывается на каждом элементарном отрезке траектории частицы (сомнение — его мера зависит от выбора системы координат — относится к исходу игры); поэтому здесь нет пространственного разброса, макроскопическая траектория частицы по своей скалярной величине есть простая сумма скалярных величин $|\rho|$, а время распространения диссимметрии всегда является суммой τ . Поэтому здесь макроскопическая скорость совпадает с ультрамикроскопической скоростью —

результатом ($n > 0$)-мерного переосмысления событий в нульмерном пространстве.

Нет смысла оговаривать условный, предварительный, неоднозначный характер высказанных только что замечаний. Это ясно и вскоре станет еще яснее — мы вернемся к вопросу о физической содержательности и экзистенциальной истинности понятия элементарных сдвигов-регенераций. Но при всей проблематичности приведенной схемы она позволяет сделать некоторый не столь уже проблематичный вывод, относящийся к исторической оценке принципа относительности и принципа дополнителности. Для их исторической оценки существенна уже принципиальная возможность выведения идей Эйнштейна из обобщенных идей Бора. Ведь история науки последовательно переходит ко все более общим концепциям, по отношению к которым предыдущие оказываются частными выводами. В этом смысле ретроспективный анализ всегда меняет первоначальное впечатление: ведь когда теория появляется, она кажется выводом из ранее возникших наблюдений и фактов, только потом она приобретает более высокий ранг «внутреннего совершенства», выводится из позднейшей более общей теории.

Теория относительности первоначально представлялась логическим выводом из некоторых исходных допущений о поведении масштабов и часов. Эйнштейн говорил о необходимости выведения этих допущений из более общих посылок. Такие посылки тесно связаны с квантово-статистическими соотношениями. Как не проблематичен характер этой связи, отрицать ее принципиальную возможность нельзя. Мы можем даже иллюстрировать такую возможность той или иной условной схемой. Отсюда следует, что идеи Эйнштейна и идеи Бора не противостоят друг другу как две возможные дороги на распутье. Они представляют собой последовательные отрезки одной дороги, на которой каждая новая теория служит обобщением, содержащим старую и позволяющим придать старой теории большее «внутреннее совершенство».

Вернемся к инвариантной скорости распространения диссимметризации. Из такого распространения можно сделать вывод об инвариантности макроскопической скорости псевдокванта силового поля. Но далее можно было бы вывести и инвариантность скорости реального кванта, т. е. скорости распространения *колебаний* изменения

диссимметрии. Нужно только отметить, что слово «вывести» не может иметь здесь классического, т. е. математического смысла. Ведь речь идет не о логическом развитии исходных «эрлангенских» понятий геометрии (преобразования, инварианты, метрика), а о логическом генезисе этих понятий. Вернее, речь идет о физических эквивалентах такого генезиса. Мы исходим из «неэрлангенских» понятий. Имеют ли они физический смысл, есть ли у них физические эквиваленты? К этому вопросу и нужно перейти, вернее, возвратиться, поскольку в начале статьи уже шла речь о физической содержательности и экзистенциальной истинности ультрамикроскопической картины.

Высказанные только что соображения о возможной трансмутационной подоснове существования и движения тождественных себе частиц были бы физически содержательными, если бы физически содержательным был основной и исходный образ схемы, если бы мы могли приписать физический смысл понятию элементарной трансмутации, понятию аннигиляции и регенерации частицы, не обладающей еще макроскопической (по сравнению с элементарными ячейками) мировой линией. Такая возможность кажется весьма сомнительной. Что собственно означают фразы: «частица данного типа аннигилирует», «частица данного типа превращается в частицу иного типа», «частица иного типа превращается в частицу того же типа, что и исходная?» Частица одного типа отличается от частицы другого типа массой, зарядом и другими свойствами, проявляющимися в характере мировых линий при заданных условиях, а также распадом, т. е. характером мировых линий, возникших при распаде частицы. Пока частица не обладает мировой линией, пока мировая точка, в которой она находится, не входит в определенную мировую линию, отнесение частицы к тому или иному типу и понятие трансмутации не имеют никакого смысла. Понятие трансмутации, изменения массы, заряда и т. д. имеет смысл только по отношению к «реальным», т. е. нетривиально себестождественным частицам, обладающим большими, по сравнению с элементарными интервалами τ , сроками жизни. Определения, лежащие в основе отнесения частицы к тому или иному типу, имеют интегральный, а не локальный характер, и чисто локальное понятие частицы определенного типа и соответственно чисто локальное определение трансмутации не имеют смысла.

Но и чисто интегральное определение типа частицы не имеет физического смысла. Это очень древняя апория, достигшая особенно явной и острой формы в физике Декарта. Геометризация физики, отождествление вещества с пространством сделали невозможным физическую индивидуализацию тела, выделение его из окружающего мира и лишили смысла понятие движения тела. Лейбниц отмечал эту ахиллесову пяту картезианской физики. С развитием атомистических представлений проблема различения тела и занимаемого им места стала проблемой различения частицы, с одной стороны, и пространственно-временной точки — с другой. Уже говорилось выше, что мы и сейчас не можем отличить четырехмерную линию как чисто геометрическое понятие от физического понятия реального движения частицы, если не припишем частице какого-то иного бытия, помимо пребывания в мировой точке, какого-то иного предиката, помимо четырех координат, какого-то иного изменения, помимо перехода в следующую мировую точку. Это «некартезианское» бытие частицы могло бы состоять в ее взаимодействии с другими частицами, вызывающем трансмутацию данной частицы. Но тут мы снова из Сциллы чисто интегрального представления попадаем в Харибду чисто локального представления: представление о трансмутации в данной точке физически бессодержательно, пока мы не вводим интегрального определения мировой линии и интегрального, принадлежащего «реальной» частице, определения ее типа.

Все дело в том, что в квантово-релятивистской области ультрамикроскопических расстояний и интервалов времени теряет смысл весьма фундаментальное классическое понятие, удержавшееся в релятивистской и в квантовой физике, но не проходящее в теорию, синтезирующую релятивистские и квантовые идеи. В классической физике и, с некоторыми условиями, в квантовой физике элементарными процессами — «кирпичами мироздания» — считались движения тождественных себе частиц. После того как появилось квантово-релятивистское по своему характеру представление о трансмутациях, возникла мысль об элементарных трансмутациях, как об исходной реальности, как о «кирпичах мироздания», из которых складываются макроскопические процессы движения тождественных себе тел. Но в действительности из современной физики вытекает более радикальный вывод: представление об

«элементарных процессах», существующих независимо от «неэлементарных», должно быть в общем случае оставлено, природа не состоит из «кирпичей», адекватное описание природы должно с самого начала оперировать локальными и интегральными характеристиками, которые теряют физический смысл, взятые изолированно. Локальное «некартезианское» бытие частицы состоит в трансмутациях, обладающих физическим смыслом в качестве локальных изменений *эвентуальных* мировых линий (изменений не только формы этих линий, но также изменений коэффициентов, связывающих определения мировой линии между собой и с интенсивностью взаимодействий, т. е. изменений массы покоя, заряда, спина и т. д.). В свою очередь мировая линия обладает экзистенциальным смыслом, т. е. принципиальной возможностью сопоставления с экспериментом, когда она рассматривается не только как последовательность четырехмерных положений, но и как последовательность локальных событий, в которых участвуют виртуальные частицы.

2. ПРИНЦИП БОРА И ЕГО ОБОБЩЕНИЕ

Л. Розенфельд в одном весьма ясном и глубоком очерке принципа дополнительности излагает следующую забавную историю, заимствованную из датской литературы. Один добросовестный лицензиат, задумав написать научный труд, занялся подготовкой перьев. Но перья могут затачиваться наилучшим образом, если выбрать наиболее подходящие камни для такого затачивания. И лицензиат погрузился в минералогию. Через много лет в его комнате оказалась коллекция минералов, и он стремился получить исчерпывающее решение вопроса об оптимальном материале для точки перьев. Он не мог остановиться в охватившем его неумном рвении и стремлении к абсолютной строгости и точности при подготовке труда, и труд не был начат. В этом мире, чтобы перейти от логической схемы к делу, всегда приходится какое-то звено объявлять далее неанализируемым. В последнем счете это объясняется воздействием «перехода к делу» на форму логической схемы тем обстоятельством, что логическая схема не может быть содержательной без некоторых заданных, не подвергающихся анализу, понятий, что эти понятия воздействуют на

схему и их нелинейная связь со схемой останавливает простое подведение под схему новых и новых случаев. В квантовой механике квантово-атомистический анализ, учет дискретности поля и континуально-волновой природы частиц, должен остановиться перед телами, которые мы считаем неквантовыми, к которым мы подходим, закрывая глаза на корпускулярно-волновой дуализм и дискретность действия, иначе говоря, перед телами, которые мы вводим в игру как заведомо классические тела. Именно поэтому квантовая механика не имеет смысла без тех классических понятий, которые она ограничивает в части их применимости и физической представимости, без понятий импульса, скорости, положения в пространстве и т. д. Эти понятия входят в квантовый мир вместе с заведомо классическими телами, с которыми взаимодействуют квантовые объекты.

Но, по-видимому, каждое физическое воплощение логической схемы требует аналогичных «классических тел». В сущности мораль рассказа о незадачливом лицензиате совпадает с одним замечанием Эйнштейна в письме Морису Соловину. Отмечая, что тела, с помощью которых измеряют предметы, влияют на эти предметы, Эйнштейн заключает: «Если не грешить против разума, нельзя вообще ни к чему прийти» [2, стр. 129].

Эта фраза чрезвычайно знаменательна. Великий рационалист, преемник Декарта и Спинозы, декларирует необходимость греховного отступления от рационалистических схем. Все дело в том, что Эйнштейн был именно преемником, а не эпигоном рационалистов XVII в.; он унаследовал от них не только (и даже столько!) позитивные ответы, но также живое сомнение в абсолютной применимости этих ответов, сомнение, отличающее великих мыслителей от их эпигонов, Фауста от Вагнера. Живой, экспериментирующий, требующий физической содержательности разум сталкивается с нелинейными закономерностями природы. Детализируя картину мира, расчлняя природу, он должен с первых шагов оперировать нерасчлененными образами, иначе определения деталей окажутся физически бессодержательными.

Боровское макроскопическое тело взаимодействия, тело, позволяющее идентифицировать движущуюся частицу по непрерывно изменяющимся значениям ее динамических переменных (например, диафрагма с отверстием, позво-

ляющая с той или иной степенью точности зарегистрировать координаты электрона),— это и есть тот камень лицензиата, где необходимо прекратить анализ (в данном случае квантовый анализ, учет корпускулярно-волновой природы частиц, составляющих «прибор»). Без таких последних звеньев квантового анализа, без классических, т. е. освобожденных от квантовой детализации, объектов, из картины мира исчезают частицы, тождественные себе, отнесенные к определенным типам (и поэтому принципиально наблюдаемые: частицу, как таковую, частицу, не обладающую определенным типом взаимодействия с другими частицами,— определенной мировой линией, вообще не обладающую нетривиальной себетождественностью, так же трудно наблюдать, как, например, «животное, как таковое», не относимое ни к какому конкретному типу). Как уже говорилось, без интегральных представлений о типах мировых линий и соответственно без представлений о типах частиц самый конкретный образ частицы в данной пространственно-временной клетке оказывается самым абстрактным и теряющим физический смысл.

Существует, однако, весьма существенная связь между: 1) определением формы мировой линии (т. е. интегральной характеристикой движущейся частицы), отнесенным к данной мировой точке, взятым в локальном представлении, иначе говоря, значением импульса и энергии частицы, и 2) чисто локальной характеристикой частицы — ее пространственно-временными координатами. Они связаны неконтролируемым воздействием одного определения на другое, одной характеристики на другую. В такой констатации — основа негативной стороны принципа дополнительности, невозможности в одном эксперименте точно определить сопряженные динамические переменные. Но принцип дополнительности имеет позитивную сторону. Прежде всего он позволяет переосмыслить гарантию нетривиальной себетождественности частицы — непрерывное и закономерное изменение ее динамических переменных,— которая существовала в классической физике, и этой ценой ввести такую гарантию в микромир. Переосмысление заключается в замене переменной ее вероятностью, которая изменяется непрерывно, в точном соответствии с законом. Сохраняется ли при таком переосмыслении эйнштейновский критерий физической содержательности понятий? Не противоречит ли этому

скачок — в понятии фигурирует точное значение вероятности, а в эксперименте измеряется значение самой переменной? Эйнштейновский критерий сохраняется потому, что мы в принципе можем экспериментально проверить значение переменной с любой точностью и получить непрерывный ряд экспериментально проверенных значений самой переменной, а не только ее вероятностей. Мы это можем сделать за счет сопряжений переменной. Можем, впрочем, только в нерелятивистской квантовой механике. В релятивистской квантовой теории исчезает, вообще говоря, возможность точного измерения значений даже одной переменной. Мы постараемся показать, что и здесь возможность оперировать образами нетривиально-себе-тождественных частиц вытекает из принципа дополнительности. Но для этого требуется изложить принцип дополнительности в более общей форме, отказавшись от специфического для нерелятивистской квантовой механики противопоставления сопряженных динамических переменных. Такое обобщение оказывается нетавтологическим, оно позволяет увидеть некоторые новые аспекты релятивистской теории элементарных частиц. Но при этом уже несколько модифицируется (и усиливается!) требование физической содержательности понятий и «внутреннего совершенства» теории.

«Внутреннее совершенство» состоит в максимально общем характере исходных понятий и постулатов, а физическая содержательность — в их связи с экспериментом. В теории относительности такое требование было адресовано *геометрическим* постулатам и понятиям. Физическая содержательность соотношений, характеризующих координатные преобразования и их инварианты, была взята под подозрение, физика проверила наличие физических эквивалентов, которое казалось бесспорным для ряда соотношений. Оказалось, что в мире скоростей, сопоставимых со скоростью света, физическими эквивалентами обладают четырехмерные псевдоевклидовы, а в непренебрежимых гравитационных полях — римановы геометрические соотношения. Попытка сохранить за трехмерной геометрией физическую содержательность была признана искусственной, не обладающей «внутренним совершенством». В квантовой механике физическую содержательность обрели многие математические абстракции теории матриц, учения о бесконечномерных пространствах и т. д. Отме-

тим принципиально новый характер физической интерпретации перехода от вероятных значений к достоверным: в классической физике такому переходу соответствовал переход от небольшого числа молекул к большим ансамблям, в квантовой механике — переход от одной динамической переменной индивидуальной частицы к другой переменной.

Если для теории относительности основой экспериментальной проверки выводов из исходных постулатов служит существование макроскопических тел отсчета, а для квантовой механики — макроскопических тел взаимодействия, то для теории вакуумных процессов «физикализатором» — телом взаимодействия, позволяющим зарегистрировать поведение виртуальных частиц, — служит одна реальная, нетривиально-себетожественная частица, т. е. частица, движущаяся в относительно макроскопических, больших, по сравнению с элементарными клетками, областях, обладающая определенной мировой линией, определенной зависимостью мировой линии от поля (заряд, масса, спин и т. д.). Конечно, в реальном приборе, в реальном эксперименте, например в опыте Лэмба — Риверфорда, фигурирует множество таких частиц, но для мысленного эксперимента здесь достаточно одной «реальной» частицы. Эта частица «физикализует», т. е. превращает воздействия внешних виртуальных частиц в принципиально наблюдаемые процессы.

Теперь мы можем вернуться к дискретному пространству — времени и к проблеме физической содержательности этой концепции. Ее «внутреннее совершенство» гарантируется выводением из весьма общего физического принципа — принципа дополненности, обобщенного по сравнению с той формой, которая потребовалась, чтобы придать «внутреннее совершенство» нерелятивистской квантовой механике. Речь теперь идет о выходе за пределы дополненности двух *метрических* категорий, речь идет о дополненности: 1) измерения динамической переменной тождественного себе физического объекта и 2) сопоставления различных, не тождественных один другому, физических объектов.

Уже упоминались исторические прообразы этих двух дополнительных аспектов. Прообраз первого — представления о непрерывных движениях тождественных себе тел, которые можно описывать количественно, пользуясь по-

ниями «больше» и «меньше». Первым эту программу высказал в ясной форме Кеплер. Исторический прообраз второго — качественные, недопускавшие измерения противопоставления физики Аристотеля.

Если физические объекты различаются только качественным образом, то количественное представление ограничивается счетом и измерения, основанного на той или иной метрике, не может быть. Программа Кеплера содержала в этом смысле не только категории метрической геометрии, но и все констатации преобразований, сохраняющих непрерывное существование меняющихся, но тождественных себе объектов. Дискретные трансмутации выходят за пределы указанных образов.

Теперь в игру входит второе требование физической содержательности — «внешнее оправдание», означающее, что исходные понятия не только должны вытекать из максимально общих допущений, но и антиципировать возможный эксперимент. Понятие трансмутации, как мы видели, не обладает физическим смыслом без дополнительных предикатов, которые связаны с антиципацией мировой линии, которые позволяют рассматривать трансмутацию как виртуальный элемент эвентуальной мировой линии.

Таким элементом служит элементарный сдвиг ρ с постоянной скоростью ρ/τ , иначе говоря, с постоянным отношением между элементарным расстоянием и элементарным временем. Как попала в микромир эта постоянная, эта величина, всегда равная себе, не имеющая статистического разброса, достоверная и точная? Ее существование вытекает из экзистенциальной истинности физических понятий, из существования физических объектов. Эти объекты *существуют*; соответственно они обладают макроскопическими атрибутами (выражающимися в форме, положении и величине мировой линии) и несводимым к таким атрибутам локальным бытием. На протяжении мировой линии макроскопические атрибуты «разыгрываются в кости», мы можем говорить только о вероятности того или иного локального поведения физического объекта, о вероятности ответов на вопрос: принадлежит ли данный атрибут данному объекту в данной мировой точке. Но игра в кости идет на точную ставку: сдвинется ли частица в определенную сторону. Мы можем судить лишь о вероятности такого сдвига. Но независимые от той или иной реализации параметры ожидаемого сдвига достовер-

ны. Когда говорят о вероятности, речь идет о вероятности той или иной реализации, но о реализации некоторого определенного акта с точными параметрами. Математическое ожидание это только ожидание, но ожидание события с определенными характеристиками; иначе понятия ожидания и вероятности теряют смысл. Об этом уже шла речь и еще будет идти позже в более конкретной форме. Квантовый принцип — динамические переменные измеряются значениями вероятности *определенных* локальных событий, когда речь идет о вероятности, то это вероятность *определенных* параметров, когда же речь идет о достоверных значениях, то это достоверные значения вероятности — будет высказан в несколько более точной форме с помощью символической логики, в связи с проблемой инвариантности скорости света. Сейчас отметим только следующее.

Каждая попытка физической аксиоматизации теории относительности (не математического аппарата, а физического содержания теории) неизбежно должна исходить из весьма общих и достоверных (т. е. опирающихся на очень большой круг различных наблюдений) констатаций, охватывающих процессы, к которым понятие относительности уже неприменимо. Такими «порами» релятивистского мира являются ультрарелятивистские процессы в минимальных пространственно-временных областях. Попытка вывести макроскопические соотношения теории относительности из других процессов, не являющихся такими «порами», была бы отсылкой от Понтия к Пилату. Тяжелое затруднение теории поля — бесконечные значения энергии и других величин при релятивистской трактовке ультрарелятивистских процессов — как раз и показывает, что здесь находятся «поры».

Обратимся теперь к другой стороне дела. Какие абстрактные понятия обрели бы в трансмутационной картине физический эквивалент, если бы эта картина могла претендовать на некоторую, хотя бы проблематичную однозначность? Здесь, с одной стороны, фигурируют дискретные события — элементарные трансмутации, а с другой — непрерывные движения тождественных себе частиц. Вторые служат физическим эквивалентом непрерывных многообразий, упорядоченных множеств бесконечно малых элементов, непрерывных линий, иными словами, геометрических понятий. А первые? Какие понятия обретают

физический смысл в образе дискретных трансмутационных актов?

Выше уже говорилось о нульмерном пространстве, которое соответствует картине элементарных трансмутаций и тривиально-себетождественных частиц (частица тождественна себе лишь в данной точке в данный момент) и которое переходит в четырехмерное пространство с его трехмерными, двумерными и одномерными подпространствами. Нульмерное пространство — это квазигеометрическая форма множества, которое превращается в подлинно геометрическое в традиционном смысле, соответствующее той или иной геометрии эрлангенской программы Клейна. Неэрлангенское, выходящее за рамки топологии — самой широкой эрлангенской геометрии, — множество дискретных, виртуальных, тривиально-себетождественных частиц можно было бы назвать объектом неэрлангенской физики, если бы это множество могло быть в какой-то мере наблюдаемым. Но наблюдаемым оно становится при появлении реальных частиц с непрерывными мировыми линиями, при переходе нульмерного пространства в четырехмерное. Такой трансологический переход и обретает физический смысл в процессе возникновения «реальных» частиц. Он относится, собственно, не к математике, а к логико-математической области, к метаматематике. По-видимому, физическое обобщение принципа дополнительности, распространение его на квантово-релятивистские и релятивистские соотношения связаны с физической трактовкой некоего метаматематического алгоритма, описывающего принцип дополнительности в самом общем виде.

3. МЕТАМАТЕМАТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТИ

В теоретико-множественном аспекте дополнительность выражается в операторной природе двух определений: 1) определения принадлежности элемента a_i множеству A , состоящему из элементов a_1, a_2, \dots, a_n , и 2) определения закона перехода от a_i к a_k , т. е. определения множества A . Соотношение $a_i \in A$ является оператором, когда мы имеем в виду физическую содержательность, или, пользуясь введенным выше выражением, *экзистенциальную*

истинность этого соотношения. Представим себе, что A — мировая линия частицы. Утверждение, что мировая точка α_i лежит на A , не имеет физического смысла, не ведет к экспериментально проверяемым выводам. Таким смыслом будет обладать утверждение о действительном пребывании частицы в этой мировой точке. Но объектом экспериментальной проверки могут быть лишь свойства мировой линии, и пребывание частицы в α_i имеет физический смысл, если оно *изменяет* эвентуальную мировую линию A в указанной мировой точке и соответственно вид функции, описывающей форму этой мировой линии. Требование физической содержательности заставляет приписать соотношению $\alpha_i \in A$ операторную природу.

В свою очередь мировая линия A имеет физический смысл, если она не просто состоит из мировых точек, но состоит из *заполненных* мировых точек. Каждая экспериментальная проверка закона, характеризующего A , делает проблематичной пребывание частицы на ней, т. е. делает проблематичной физическую содержательность $\alpha_i \in A$.

Речь по существу идет о том, что каждое определение локализации на кривой A сопоставляется оператору вариации, оператору перехода к другой эвентуальной кривой A' . В свою очередь определение формы кривой A сопоставляется оператору сдвига или приращения функции. Подобная дифференциально-вариационная дополнительность является естественным обобщением идеи нелинейных функций и идеи операторного представления координаты и ее производной в квантовой механике. Она расширяет физическую интерпретацию понятий вариационного исчисления. В классической физике вариация считалась чисто мысленной операцией и не имела физического эквивалента. Сейчас мы рассматриваем виртуальные процессы как физический прообраз вариации. Указанный прообраз является физическим только в той мере, в какой он характеризуется эвентуальной кривой, к которой направлена вариация. Эвентуальная кривая может быть мировой линией нетривиально-тождественной себе частицы, если она является непрерывной и определенной. Операторный эффект $\alpha_i \in A$ может иметь физический смысл только при непрерывном действии нарушаемого вариацией закона, определяющего множество A . Отсюда следует, что вариации носят локальный характер и в макроскопи-

ческих масштабах не разрушают множества. По отношению к подобным локальным событиям каждое множество A является *статистическим* множеством.

Метаматематический алгоритм, с помощью которого можно обобщить понятие дополнительности, основан на операторном представлении о логическом суждении, приписывающем субъекту α_i предикат x_i . Такое приписывание рассматривается как операция, изменяющая другие логические суждения. Тем самым логическим суждениям придается физический смысл, они сопоставляются с экспериментом и антиципируют эксперимент. Исторически такой алгоритм связан с развитием релятивистской и квантово-релятивистской логики. Относятся ли к релятивистской и квантово-релятивистской логике замечания Бора о ненужности поливалентной логики, которую разрабатывали, чтобы придать логически стройный характер *нерелятивистской* квантовой механике?

В статье «Квантовая физика и философия» Нильс Бор считает неправильными такие выражения, как «наблюдение возмущает явление» или «измерение создает физические атрибуты объектов», выражения, которые кажутся противоречащими обычной логике и служат поводом для обобщения последней — для перехода от бивалентной логики с оценками «истинно» и «ложно» к поливалентной логике, например тривалентной, с третьей оценкой — «неопределенно». Если «явление» — это нечто, допускающее в принципе информацию, а «измерение» — это сравнение с эталоном, то обобщение логики не нужно: утверждения квантовой механики о явлениях и измерениях не противоречат обычной логике и не требуют ее поливалентного обобщения [3].

Мысль Бора проникает в самое существо вопроса. Квантовая механика вовсе не описывает коллизии: «явление» — «наблюдение» или «физический атрибут» — «измерение». «Явление» — это нечто, по самой своей природе допускающее экспериментальное наблюдение и бивалентное решение вопроса о существовании некоторого физического объекта. Тривалентная логика не нужна и для трактовки «физического атрибута»: последний имеет смысл при наличии макроскопического эталона. Соотношения между «физическими атрибутами» подчинены бивалентной логике. Позитивно-классическая сторона квантовой механики именно и состоит в указании условий примене-

ния к микромиру бивалентных суждений о классических динамических переменных. Но с точки зрения *принципа существования* возможность наблюдения, непрерывность мировой линии, наличие макрообъекта — уже не постулаты, а выводы из более общих допущений. Соответственно бивалентный логический алгоритм выводится из более общего и квантово-релятивистские концепции выходят за пределы бивалентного алгоритма. Это не переход к другой, например, тривалентной логике. Это — алгоритм возникновения бивалентных оценок из других, это алгоритм *переменной валентности*.

Логика переменной валентности вводится совсем не потому, что квантовые понятия «явления» и «измерения» якобы противоречат обычной логике и обычному словупотреблению. Она необходима потому, что два полюса дополнительности — локальные (дискретные трансмутации) и интегральные определения (непрерывные мировые линии) — принадлежат к различным по валентности логическим формам. Для нерелятивистской квантовой механики это несущественно, потому что ее постулатом служит наличие макроскопических тел, открывающих дорогу в микромир классическим понятиям ценой их неопределенности. В более общей квантово-релятивистской теории нужно проследить, как возникает понятие непрерывной мировой линии, как возникает возможность игнорировать квантовую структуру поля, взаимодействующего с данным, и т. д. Анализ такого возникновения требует явного логического алгоритма. Чтобы подойти к нему, остановимся на релятивистской логике.

Как известно, классическая физика не могла обойтись чисто логическими противопоставлениями, которые были достаточны для физики Аристотеля. Это понимали уже Галилей и Кеплер [4]. В физике Аристотеля, например в учении о естественном движении тела, фигурировали только начальные и конечные условия: пребывание тела вне его «естественного» места в начале и в его «естественном» месте в конце движения. Аристотель не рассматривал движения от точки к точке и от мгновения к мгновению и для теории естественного движения ему было достаточно лишь двух оценок утверждения о пребывании тела в «естественном» месте: «ложно» в случае начала и «истинно» в случае конца движения. У Галилея и Кеплера для каждой точки и для каждого мгновения закон определяет скорость

движения: неизменную («Диалог» Галилея) или переменную («Беседы» Галилея и небесная механика Кеплера). Такое дифференциальное представление о движении, достигшее законченной формы в аналитической механике, требует бесконечного множества оценок «истинно» для утверждения о пребывании частицы в точках, образующих действительную траекторию, определяемую принципом наименьшего действия; и бесконечного множества оценок «ложно» для утверждений о пребывании частицы на других траекториях. Это — бесконечно-бивалентная логика. В теории относительности бесконечный ряд предикатов, для которых логика располагает двумя оценками утверждений об их принадлежности субъекту, отличается от классического тем, что здесь себестоимость субъекта гарантируется не тремя, а четырьмя числами, параметризующими каждый элемент предикатного многообразия. Таким образом, вводится понятие размерности непрерывного предикатного многообразия.

Но собственно *куда*, в какую область вводится это понятие? Является ли логика непрерывных предикатных многообразий логикой? Ведь здесь по существу возникает представление об измерении, о размерности, причем о размерности невырожденной, не равной нулю, здесь мы имеем дело с непрерывным пространством, в котором может быть определена та или иная метрика. Переход от логики с конечным числом оценок к логике с бесконечным числом оценок — это переход от логики к математике, это генезис понятия континуума; и непрерывные предикатные многообразия служат последним понятием логики и первым понятием математики. Это — логико-математическое понятие.

Почему же в развитии классической физики ни логические, ни даже логико-математические понятия никогда не формулировались и не модифицировались, почему физика никогда не ощущала потребности в такой формулировке и модификации и соответственно не искала их физического смысла? Эйнштейн сделал большой шаг в сторону физического осмысливания математических аксиом и математических понятий, более общих, чем те, которые получили физический смысл в классической науке. Но аксиома параллельных и ее обобщение относились к определению и изменению метрики, а не к обоснованию самого понятия метрики; речь шла о структуре континуума, а не

об условиях существования континуума (о таком обосновании и о таких условиях говорил Риман, но он отказывался обсуждать их физический смысл). В своей автобиографии Эйнштейн говорил, что «связи понятий и предложений между собою — логического характера; задача логического мышления сводится исключительно к установлению соотношений между понятиями и предложениями по твердым правилам, которыми занимается логика» [1, стр. 134—136]. Понятия и предложения, в том числе математические — кривизна, метрика и т. д., имеют физические истоки и меняются в зависимости от тех или иных выполненных или предполагаемых экспериментов. Но связи между предложениями и понятиями имеют логическую природу и подчиняются «твердым правилам».

Эйнштейн думал об изменении этих правил. Его замечание о «грехах против разума» — это начало (только начало и даже «виртуальное» начало) иного ряда идей. Эйнштейн не закрывает двери в новую область, но и не пользуется этой дверью, не переходит в новую область — область понятий, которые по существу выросли из идей Эйнштейна.

Теория относительности, как теория макроскопических процессов, рассматривает движения тел обладающих кинетической энергией, сопоставимой с их массой покоя, умноженной на квадрат скорости света. Это — область релятивистских соотношений. В области микроскопических процессов появляются иные соотношения; здесь встречаются частицы, обладающие кинетическими энергиями одного порядка с массой покоя, умноженной на квадрат скорости света, и превращения частиц с ненулевой массой покоя в частицы, обладающие лишь массой движения, и обратно. Подобные переходы знает квантовая электродинамика, но они при малых энергиях редки, что соответствует малой величине постоянной Зоммерфельда. Это — область квантово-релятивистских соотношений. Наконец, в ультрамикроскопической области переходы частиц с массой покоя в частицы, лишенные массы покоя, и обратно и, вообще, различные трансмутации частиц становятся основными процессами и соответственно основное значение приобретают *ультрарелятивистские* соотношения. Если бы представление об элементарных трансмутациях имело некоторое физическое «внешнее оправдание», нам бы пришлось считать ультра-релятивистские соотношения исходными. Впрочем «ис-

ходными» только в условном смысле, как некоторые соотношения, способные обрести физическую содержательность, физический смысл в качестве дополнительных к релятивистским, которым подчинены движения нетривиально-себетождественных частиц. Такой же не-самостоятельной, виртуальной, дополнительной по отношению к другому полюсу, является логическая схема ультрарелятивистского мира. В логическом аспекте существование тривиально-себетождественной частицы, тождественной себе в данной пространственно-временной ячейке и превращающейся в иную в соседней ячейке, означает, что мы можем приписать субъекту (частице) только один и никакой другой предикат (положение). Отметим — это важно для дальнейшего, — что уже скорость нельзя приписать тривиально-себетождественной частице. Скорость — локальное отображение мировой линии, ее направления, ее формы. Всего этого у тривиально-себетождественной частицы нет, как нет и других определений, дополнительных к локализации (ускорения, массы, заряда, спина и т. д.). Что же касается положения, то тривиально-себетождественной частице может быть приписан только один предикат — одно значение каждой из координат. Нетривиально-тождественная себе реальная частица, когда закон движения не определен, может находиться в любой мировой точке, отделенной от начальной временноподобным интервалом. Закон движения частицы, определяя мировую линию, «выбирает» из этих возможных мировых точек действительные и каждый раз отвечает на вопрос, находится ли в данной точке частица. Ответ не является тривиальным, поскольку существование частицы (субъекта) не связано однозначно с ее мгновенным положением. Тривиально-тождественная себе частица не может находиться в иной пространственно-временной клетке и поэтому на аналогичный вопрос о ее положении ответ будет тривиальным: для данной точки всегда «да», для других — всегда «нет». Оценка этих утверждений всегда будет одна и та же: «истинно». Мы встречаемся здесь с моновалентной логикой.

Моновалентная логика — это логика, не переходящая в математику: никакого непрерывного предикатного многообразия нельзя составить из предикатов, которые принадлежат не тождественному себе в нетривиальном смысле субъекту, а различным, нетождественным субъектам. Моновалентная логика не может иметь физического смысла

без бесконечно-поливалентной, так же как нульмерное пространство без четырехмерного и вообще n -мерного ($n > 0$) пространства, как ультрарелятивистские соотношения без релятивистских, как виртуальные процессы без «реальных», как трансмутации в дискретных клетках без непрерывных мировых линий. Все это различные аспекты одной и той же фундаментальной дополнительности локальных и интегральных характеристик, указывающих на *существование* физического объекта.

Чтобы видеть, как локальные характеристики соединяются с интегральными, нельзя обойтись без метаматематического, логико-математического алгоритма. Подобные процессы нельзя описывать только с помощью чисто математического (континуально-математического) алгоритма, в частности, с помощью гамильтонова формализма и всех методов, означающих прослеживание движения частицы от точки к точке и от мгновения к мгновению. Ведь речь идет о возникновении континуальных понятий и методов и здесь необходим *дискретно-континуальный* алгоритм, алгоритм перехода от дискретных понятий к континуальным, соответствующий переходу к математике от более общих понятий, короче, логико-математический алгоритм.

У нас уже есть первое звено такого алгоритма — понятие непрерывных предикатных многообразий. Чтобы дать более четкое представление об этом понятии и пойти дальше, понадобятся некоторые символы математической логики. Мы будем обозначать предикаты буквой x ; если же речь идет о различных предикатах, то также буквами y , z и t . Такими же буквами обозначаются суждения о принадлежности субъекту α предиката x или соответственно другого предиката. Подобное суждение можно также высказать в форме: «субъект α входит в множество X субъектов, обладающих предикатом x ($\alpha \in X$)». Тожественный себе в нетривиальном смысле субъект обозначим через A ; субъект, рассматриваемый локально, когда его нетривиальная себестождественность под вопросом, обозначим через a . При обозначении предикатов буквами с индексами буквы без индекса будут обозначать предикатные многообразия.

Из элементарных высказываний x и y , пользуясь логическими операциями, можно составить сложные высказывания. Здесь нам понадобится только одна из них —

конъюнкция, обозначаемая через $x \wedge y$. Знак \wedge примерно соответствует союзу «и». Конъюнкция $x \wedge y$ истинна в том и только в том случае, когда x и y истинны. Логические оценки обозначаются буквами R («истинно») и F («ложно»). В тривалентной логике, о которой здесь будет идти речь, к ним добавляется третья оценка W («неопределенно»).

Из множества суждений x_i возьмем суждения о принадлежности субъекту α предиката x_i с оценкой «истинно» ($x_i = R$) и отбросим все $x_i = F$. Тогда мы получаем конъюнкцию

$$\alpha_1 \in X_1 \wedge \alpha_2 \in X_2 \wedge \dots \wedge \alpha_n \in X_n,$$

или, обозначая, как и раньше, суждение $\alpha_i \in X_i$ через x_i ,

$$x_1 \wedge x_2 \wedge \dots \wedge x_n.$$

Если предикат x_i — координаты точки, а α_i — находящаяся в этой точке частица, то конъюнкция представляет собой логическое обобщение *заполненной* мировой линии частицы. Такая конъюнкция при некоторых условиях позволяет идентифицировать α , т. е. произвести операцию $\alpha \rightarrow A$. Иными словами, мы получаем возможность признать все α_i тождественными. Тождественными в нетривиальном смысле. Идентификация требует от многообразия двух условий. Во-первых, непрерывности и, во-вторых, постоянного закона, указывающего на переход от x_i к x_k . Эти условия имеют смысл, если предикаты x_i являются интенсивностями, т. е. к ним применимы понятия «больше» и «меньше», и, более того, если можно ввести для каждого двух предикатов x_i и x_k предикат $r(x_i, x_k)$, обладающий известными свойствами: $r(x_1, x_3) \leq r(x_1, x_2) + r(x_2, x_3)$ и т. д., т. е. *расстояние*. Поскольку предикатное многообразие x_1, x_2, \dots, x_n непрерывно, $n = \infty$ и $r(x_i, x_k)$ может быть бесконечно малой величиной, мы не видим в предикатном многообразии естественной метрики и вводим мероопределение — совокупность операций, с помощью которых, зная x_i и x_k , можно определить $r(x_i, x_k)$.

Разумеется, с переходом от конечного многообразия к бесконечному ($n \rightarrow \infty$) мы, если и не переходим в область математики, то во всяком случае антиципируем математические понятия, придаем логике математическую содержательность. Вскоре мы увидим, как, при каких условиях логика приобретает такую содержательность.

Себетожественность субъекта α гарантируется, как сказано, сохранением некоторого предиката. Таким тождественным неизменным предикатом может быть отношение приращения Δx_i предиката x_i к приращению Δy_i предиката y_i из другого непрерывного предикатного многообразия y . Если $\Delta x_i/\Delta y_i$ не равно $\Delta x_k/\Delta y_k$, то мы переходим к приращениям приращений $\Delta^2 x_i$ и $\Delta^2 y_i$, к их отношениям и т. д. вплоть до некоторого $\Delta^n x_i/\Delta^n y_i$; затем рассматриваем отношения между отношениями $\Delta^n x_i/\Delta^n y_i$ и приращениями $\Delta^n z_i$ третьего многообразия. В физике этому соответствует переход от меняющейся скорости к неизменному ускорению, массе и т. д., т. е. *определенная* форма мировой линии. Определяющий ее закон может быть выражен как закон сохранения некоторого предиката, гарантирующего определенность формы мировой линии.

Физическое грехопадение логики, приобретение логическими понятиями физического смысла, антиципация эмпирической проверки начинается с постулата дополнительности, свойственной метрической логике предикатных многообразий. Предикатное многообразие x_1, x_2, \dots, x_n превращается в конъюнкцию $\alpha_1 \in X_1 \wedge \alpha_2 \in X_2 \wedge \dots \wedge \alpha_n \in X_n$, если каждый предикат x_i действительно принадлежит субъекту α_i . Если у нас нет независимого от $\alpha_i \in X_i$ определения α_i , то это суждение становится тривиальным, тавтологическим и неспособным приобрести физический смысл, стать объектом физической проверки. Определение α_i как субъекта нетривиального суждения $\alpha_i \in X_i$ состоит в констатации: α_i входит в множество нетривиально тождественных α_i , образующих субъект A , который характеризуется определенным поведением, определенным набором предикатов x_i , образующих непрерывное и подчиненное некоторому закону предикатное многообразие. Значит определение α антиципирует определение A . Но и само определение A имеет смысл, если перед нами не простое предикатное многообразие x_1, x_2, \dots, x_n , а конъюнкция суждений $\alpha_1 \in X_1 \wedge \alpha_2 \in X_2 \wedge \dots \wedge \alpha_n \in X_n$. Отсюда и вытекает фундаментальная дополнительность, которая выражается в двух основных формах. Во-первых, она выражается в локальной дополнительности, связанной с воздействием определения A на определение α_i . Во-вторых, она выражается в интегральной дополнительности, связанной с воздействием определения α_i на определение A . Первую мы обозначим как $(A \rightarrow \alpha)$ -дополнительность,

вторую как $(\alpha \rightarrow A)$ -дополнительность. Впоследствии мы укажем основания, позволяющие назвать первую дополнительную квантовой, а вторую — релятивистской.

Возьмем конъюнкцию суждений о принадлежности субъектам $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ предикатов x_1, x_2, \dots, x_n , образующих непрерывное многообразие. Присвоим определенную оценку конъюнкции в целом и каждому из ее элементов. Критерием для отбора предикатов x_i было интегральное определение многообразия x — закон, выражающийся в неизменности некоторого предикатного отношения. Закон этот определяет форму конъюнкции. Подойдем к ней с двумя вопросами: с вопросом о чисто логической справедливости конъюнкции и с вопросом о ее существовании, т. е. с экзистенциальной оценкой. Конъюнкция будет истинной, если истинны все без исключения суждения x_i . Но будет ли она существовать? Для этого необходимо экзистенциальное «подтверждение» оценки суждения x_i : «Суждение x_i справедливо» — это первая оценка. Затем мы рассматриваем эту оценку как суждение и спрашиваем: «Справедливо ли суждение „суждение x_i справедливо“?» Если ответ положителен, то, во-первых, справедливо суждение x_i : $x_i = R$, и, во-вторых, справедливо суждение, состоящее в признании $x_i = R$ справедливым: $(x_i = R) = R$. Две эти оценки вместе имеют, как мы вскоре увидим, экзистенциальный смысл, если они совместны.

Аналогичную вторую оценку можно дать и всей конъюнкции. По определению этой логической операции, конъюнкция справедлива, если справедливы все суждения x_i . Но мы задаем второй вопрос: «Истинно ли суждение

$$x_1 \wedge x_2 \wedge \dots \wedge x_n = R$$

об истинности конъюнкции?». При утвердительном ответе получаем:

$$(x_1 \wedge x_2 \wedge \dots \wedge x_n = R) = R.$$

В бивалентной логике оценка суждения $x = R$ совпадет с оценкой суждения x : если $x = R$, то $(x = R) = R$, если $x = F$, то $(x = R) = F$. В тривалентной логике с оценками R, F и W такие оценки не совпадают: если $x = W$, то $(x = R) = F$. Назовем *метасуждением* суждение об истинности суждения x_i , т. е. об истинности суждения: «Субъект α_i обладает предикатом x_i ». Какова оценка метасуждения? Вторая оценка (оценка оценки) относится к

содержательности суждения x_i , т. е. к вопросу: «Являются ли предикаты x_i предикатами существующих субъектов α_i ?» Наличие такого субъекта, т. е. содержательность $\alpha_i \in X_i$, само является предикатом. Здесь мы позволим себе отойти от абстрактно-логического рассуждения и проиллюстрировать вводимые понятия. Когда мы указываем координаты точки, они могут быть предикатом, входящим в предикатное многообразие (в данном случае — пространство), но здесь еще нет речи о субъекте, о частице, обладающей данными координатами. Суждения о принадлежности предиката *субъекту*, т. е. констатации положения *частицы* здесь еще нет.

Когда мы присоединяем к координатам скорость, это уже означает, что в данной точке пространства есть нечто, изменяющее положение. Это уже физически экзистенциальное положение: определяется положение не точки, а частицы. Частица может быть отнесена к тому или иному типу, если антиципируется ее мировая линия. Скорость означает направление мировой линии, далее определяется кривизна мировой линии, т. е. ускорение частицы, и отношение кривизны к полю, т. е. заряд и масса частицы.

Таким образом, экзистенциальная истинность утверждения $x_i = R$, иначе говоря, утверждение $(x_i = R) = R$, сама является предикатом субъекта α_i — антиципацией конъюнкции (эту роль в приведенном примере играла заполненная мировая линия). Мы назовем такой предикат *метапредикатом* по отношению к x_i и обозначим его через \dot{x}_i . Это как бы локальное отображение всей конъюнкции $\alpha_1 \in X_1 \wedge \alpha_2 \in X_2 \wedge \dots \wedge \alpha_n \in X_n$, гарантия того, что α_i подчинен определенному закону перехода от x_i к x_k , что α_i обладает не только локальным бытием, но и эвентуальным поведением.

Теперь для нас ясна связь понятий метасуждения и метапредиката с принципом существования. Первый предикат — это чисто локальное определение, это пространственно-временная локализация. Принцип существования требует, чтобы первый предикат был дополнен антиципацией интегрального определения. Именно в этом, в такой антиципации состоит метапредикат. В свою очередь он сам по себе не удовлетворяет принципу существования: указание на определенную форму мировой линии не гарантирует существование «реальной» частицы на этой линии. Экзистенциальное суждение должно приписывать

субъекту и предикат и метапредикат. Но этого мало. Необходимо указание на некоторый субстанциальный процесс, связывающий предикат и метапредикат. Он определяется их дополнительностью.

Чем строже мы подходим к определению x_i , тем с меньшей определенностью мы рисуем эвентуальную конъюнкцию, указывающую на дальнейшее поведение субъекта α . Иначе говоря, чем определеннее оценка суждения, приписывающего субъекту предикат x_i , тем неопределеннее оценка суждения, приписывающая субъекту предикат $\dot{x}_i \equiv (x_i = R)$. Если обозначить суждения, как мы это уже делали, теми же символами, что и приписываемые предикаты, то мы получим формулу

$$\dot{x}_i \equiv (x_i = R) = W.$$

Для оценки $x_i = W$ мы получаем соответственно

$$\dot{x}_i \equiv (x_i = W) = R.$$

Это и есть логический принцип дополнительности.

До сих пор логический анализ оставался тавтологическим, дело сводилось к логическим псевдонимам физических соотношений. Непрерывное предикатное многообразие — это логический эквивалент непрерывной мировой линии, предикат x_i — это мировая точка частицы, метапредикат \dot{x}_i — это скорость и далее энергия и импульс частицы, т. е. локальная характеристика формы мировой линии. Локальное определение — координаты частицы — не образует экзистенциального утверждения о пребывании в x_i реальной частицы; такое пребывание определяется дополнительной характеристикой, формой эвентуальной мировой линии, позволяющей отнести частицу к тому или иному типу. Локальное отображение мировой линии — скорость частицы, которая в данном случае физически расшифровывает понятие метапредиката. В соотношениях $\dot{x}_i \equiv (x_i = R) = W$ и $\dot{x}_i \equiv (\dot{x}_i = W) = R$ нет ничего, что не содержалось бы в боровской формулировке принципа дополнительности. Интерпретируя таким образом логические понятия, мы возвращаем физике только то, что взяли у нее. Смысл логического обобщения физических понятий состоит в возможном их распространении на иные физические понятия и выявлении скрытых связей между понятиями. По-видимому, для перечисленных понятий такое распространение не исключено.

До сих пор речь шла о воздействии интегрального определения на локальное, об $(A \rightarrow \alpha)$ -представлении. Локальное отображение эвентуальной мировой линии — импульс частицы (или же энергия) — находится в отношении дополнительности к чисто локальному определению, к положению частицы в пространстве (или же ко времени): без дополнительного определения локальное определение не имеет физического смысла, но эти два дополнительные определения не могут быть даны в бивалентной форме при взаимодействии частицы с одним и тем же макроскопическим телом.

Перейдем теперь к $(\alpha \rightarrow A)$ -представлению, т. е. к воздействию ультрамикроскопических, локальных процессов на макроскопические. Подойдем к этой проблеме со стороны логико-математических понятий.

Первое логико-математическое понятие — это переход от дискретных предикатных многообразий к непрерывным. Для подобного перехода требуется критерий выбора предикатов, определенный закон перехода от x_i к x_k . Этот закон

выражается отношением $\Delta^n x_i / \Delta^n y_i$ или же $\frac{\Delta^n x_i / \Delta^n y_i}{\Delta^n z_i}$,

которое сохраняется при переходе от x_i к x_k . Напомним об интерпретации этого отношения: оно может быть скоростью, ускорением, отношением ускорения к полю, т. е. массой; во всяком случае это — определение поведения частицы, определение ее эвентуальной мировой линии. Форма конъюнкции ничего не говорит о ее существовании. Она говорит о возможности событий, о пространственно-временной последовательности событий, но не о самих событиях. Если мы хотим антиципировать физическую содержательность логики, необходимо к указанному определению конъюнкции присоединить другое определение, непосредственно зависящее от заполненности конъюнкции локальными событиями. Эти события создают новое свойство конъюнкции — ее существование. Они изменяют отношения $\Delta^n z_i / \Delta^n t_i$ в других конъюнкциях B . Подобное изменение не позволяет определить воздействие конъюнкции B на конъюнкцию A . Поэтому между A -свойствами конъюнкции, независимыми от локальных свойств, и $(\alpha \rightarrow A)$ -свойствами существует отношение дополнительности.

Свойства конъюнкции, зависящие от локальных определений, т. е. $(\alpha \rightarrow A)$ -свойства, придают конъюнкции

экзистенциальную истинность. В первом случае мы получали от отдельного предиката x_i суждение $a \in X$. Теперь мы из предикатного многообразия x , т. е. x_1, x_2, \dots, x_n , получаем конъюнкцию $a_1 \in X_1 \wedge a_2 \in X_2 \wedge \dots \wedge a_n \in X_n$. В случае многообразия x мы знали только закон перехода от x_i к x_k , и логическая истинность конъюнкции гарантировала, что все x_i подчиняются этому закону. Но физический закон подобен государственному, который не может быть проверен по своей экзистенциальной содержательности без людей, подчиняющихся закону или нарушающих его. Заметим, кстати, что экзистенциальная содержательность государственного закона превращает его из совокупности норм поведения в совокупность реальных поступков людей. Вообще экзистенциальная истинность логической конъюнкции превращает ее из совокупности логических норм в совокупность событий, подчиненных этим нормам.

4. ПОНЯТИЯ ЭНТРОПИИ И НЕГЭНТРОПИИ

Вернемся к боровскому определению явления: «что-то такое, о чем возможно однозначным образом информировать». Теперь договоримся о смысле слова «информировать». Будем рассматривать только такую информацию, которая содержит сведения об действительных физических процессах. Тогда количественным определениям информации сопоставляются количественные определения физических *явлений*, процессов, о которых можно что-либо рассказать однозначным образом, т. е. проверив рассказ экспериментом.

Можно было бы отказаться от совершенно условного термина «эксперимент». Он, разумеется, никого не вводит в заблуждение и никто не связывает с ним образ экспериментатора и познавательного процесса. Речь идет о физическом процессе, который происходит независимо от познания, но характеризуется *принципиальной* возможностью обнаружения. Подобной возможностью характеризуется движение частицы по мировой линии. Оно отличается от принципиально необнаруживаемой мировой линии, как таковой, заполненностью линии, которая проявляется во взаимодействии частиц, воздействии одной *заполненной* мировой линии на другую *заполненную* мировую линию.

Тот факт, что подобное воздействие позволяет зарегистрировать движение частицы, несколько не умаляет независимости воздействия от регистрации. Переход от абстрактной мировой линии к мировой линии, заполненной *событиями*, это — переход к учету взаимодействий, вызывающих локальные вариации мировых линий. Когда мы вводим в теорию информации критерий физической содержательности, мы фактически говорим о вполне объективных явлениях. Сосредоточив внимание на *исходных* явлениях, мы исключаем из их числа такие явления, как 1) непрерывное движение тождественной себе частицы и 2) трансмутация частицы, *если их взять одно отдельно от другого*. Первое физически непредставимо, потому что без локальных *событий* движение сводится к последовательности мировых точек, которые сами по себе, без взаимодействия, без виртуальных изменений мировой линии, без *заполнения* мировой линии не могут быть объектом эксперимента, а следовательно, *однозначной* информации. Второе — физически непредставимо и неконтролируемо без эвентуальных мировых линий, придающих смысл понятию типа элементарных частиц и, следовательно, понятию изменения типа, понятию трансмутации частицы. Отсюда вытекает предположение о «единице» физически содержательной информации, как о процессе, который требует сразу же и локального (виртуальная вариация) и интегрального (эвентуальная мировая линия) определения.

Попытаемся, исходя из высказанного только что предположения, рассмотреть в качестве физически содержательных два связанных одно с другим понятия теории информации: 1) *энтропию* и 2) *негэнтропию*.

Напомним в самой краткой форме смысл понятия энтропии в теории информации.

Будем рассматривать n событий A_1, A_2, \dots, A_n , из которых одно и только одно наступает при каждом испытании. Примером может служить выпадение 1, 2, 3, 4, 5 или 6 при каждом бросании игральной кости. Пусть заданы вероятности событий p_1, p_2, \dots, p_n (в данном примере равные, но вообще для группы событий неравные). Тем самым задана *конечная схема* событий. Она отличается той или иной неопределенностью, незначительной в случае $p_1 = 0,99, p_2 = 0,01$ и максимальной для событий A_1, A_2 , если $p_1 = 0,5, p_2 = 0,5$. Мерой неопределенности служит

взятая со знаком минус сумма вероятностей, умноженных на их логарифмы. Она является максимальной при равных вероятностях n событий и минимальной, если одна p_i равна единице, а остальные нулю, т. е. при полной определенности результата. Такому обобщенному понятию энтропии противостоит понятие негэнтропии — неравномерности вероятностей событий. В учении о теплоте негэнтропия характеризует количественно определенные температурные перепады. Негэнтропия выражает способность данной системы производить энергию движения тождественного себе тела или же превращаться в вакуум тепловых, электрических и т. п. перепадов в результате необратимых процессов. Вообще говоря, при отсутствии макроскопических процессов и нарушающих вакуум перепадов последний является наиболее вероятным состоянием рассматриваемого множества микроскопических объектов. Негэнтропия — мера «невероятности», т. е. мера воздействия макроскопических условий на множество микроскопических объектов. Она равна мере преодоленной равномерности распределения микропроцессов, т. е. равна энтропии, взятой со знаком минус.

Негэнтропия зависит от макроскопических условий, нарушающих вакуум макроскопических процессов. Но сама по себе негэнтропия определяет только ту или иную вероятность определенного макроскопического процесса. Самый же процесс, превращающий негэнтропию в информацию, состоит в некоторых локальных событиях. Он соответствует переходу от предикатного многообразия x_1, x_2, \dots, x_n к конъюнкции $\alpha_1 \in X_1 \wedge \alpha_2 \in X_2 \wedge \dots \wedge \alpha_n \in X_n$. Взглянув с некоторой новой стороны на указанный переход, мы можем перейти к его физической интерпретации.

5. ЛОКАЛЬНЫЕ И МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Чисто локальные определения относятся к процессам, которые не могут быть макроскопически зарегистрированы. Мы можем назвать их *ультрамикроскопическими* потому, что они в принципе не могут быть обнаружены никаким микроскопом непосредственно, без превращения в макроскопические процессы. Заметим, что в теории элементарных частиц мы рассматриваем даже движение отдельной

частицы как нечто макроскопическое, как статистический ансамбль ультрамикроскопических процессов.

Пространство, в котором происходят лишь ультрамикроскопические процессы, мы называем вакуумом. Объектом эксперимента может быть лишь результат таких процессов, и пока нет тела, которое придает физический, экспериментально-регистрируемый характер ультрамикроскопическим процессам, мы можем считать пространство, где они происходят, пустым. Физические объекты, которые участвуют в ультрамикроскопических процессах, — это *виртуальные* объекты, их существование определяется возможным образованием нетривиально-тождественных «реальных» объектов.

Понятие «реальности» частицы тесно связано с понятием реальной кривой в вариационных задачах механики. «Реальная» частица обладает реальной, в вариационном смысле мировой линией. Напротив, виртуальные частицы обладают лишь эвентуальными мировыми линиями. Процессы, в которых участвуют виртуальные частицы, не могут иметь физического смысла без физически представимого определения таких эвентуальных линий. Представим себе возникновение частиц в двух мировых точках, соединенных пространственно-подобным интервалом. Мы можем отнести эти точки к одному и тому же типу, имея в виду эвентуальные мировые линии, характерные для этого типа частиц. Мы можем даже говорить в данном случае о виртуальном смещении по пространственно-подобному интервалу, т. е. со сверхсветовой скоростью. Но такое смещение не является реальным, потому что движение со сверхсветовой скоростью исключено для тождественной себе частицы, однотипные частицы, соединенные пространственно-подобным интервалом, при переходе к макроскопическим мировым линиям оказываются на различных мировых линиях, не могут рассматриваться как состояния тождественного себе физического объекта: мы не можем здесь говорить о действительном смещении.

Теперь можно несколько конкретнее выразить смысл понятий «физическая содержательность» и «экзистенциальная истинность», без упоминания о возможном эксперименте, с помощью чисто объективных понятий. Физическая содержательность локального определения означает, что определяемый микроскопический объект входит в ансамбль, образующий *макроскопический* объект, который

обладает определенной мировой линией, проходящей на световом конусе или внутри последнего, т. е. в области временно-подобных интервалов.

С другой стороны, физическая содержательность макроскопического определения означает, что определяемый процесс состоит из ультрамикроскопических процессов, не сводимых к приращению мировой линии, означающих в каждом случае *вариацию* мировой линии.

Но каждый переход из области ультрамикроскопических процессов в область макроскопических процессов вводит в определение известную неопределенность, известную вероятность, которая лишь статистически приближается к достоверности. Это первый результат дополнительности локальных и интегральных определений.

Противопоставление макроскопических и локальных процессов имеет смысл, если первые подчиняются одним законам, а вторые — другим. Связь между макроскопическими и локальными закономерностями состоит в том, что макроскопические закономерности накладываются на локальные, изменяя их вероятности, изменяя математические ожидания их результатов, нарушая равномерное макроскопическое распределение локальных процессов. Воспользуемся биологической аналогией. Индивидуальные вариации наследственности влияют на индивидуальные судьбы организмов, но «макроскопическое» наблюдение, имеющее дело с филогенетическими процессами, не может их зарегистрировать, и они сами по себе не имеют биологического смысла. Биологический эксперимент, демонстрирующий «макроскопическое» воздействие среды на филогенез, не улавливает индивидуальных вариаций. Воздействие среды состоит в изменении вероятностей наследования тех или иных вариаций, нарушает их «энтропию», создает «негэнтропию», увеличивает в статистическом ансамбле, в филогенезе число вариаций, соответствующих эвентуальной филогенетической эволюции. Когда задана определенная среда обитания вида, индивидуальные вариации становятся несимметричными: одни соответствуют макроскопическому закону и макроскопически суммируются, другие рассеиваются. Каждый макроскопический закон определяет некоторую диссимметрию в распределении микроскопических вариаций. Одни становятся более вероятными (и их результаты приобретают большую вероятность повторения), другие соответствен-

но становятся менее вероятными. Какие вариации более вероятны и какова интенсивность диссимметрии — это зависит от диссимметризирующего поля, роль которого в биологии выполняют воздействия внешней среды.

Прибавим еще, рискуя выйти за пределы допустимой аналогии, что диссимметрия вероятностей наследования (аналог траектории L) имеет смысл только в данной, определенной системе внешних условий, а *скорость распространения* диссимметрии зависит только от законов наследственности и в этом смысле инвариантна.

Каждый раз, когда мы определяем локальный процесс, ссылаясь на определение макроскопического объекта, в игру входит вероятность. Для частицы, трансмутирующей в пространственно-временной клетке, определение типа (без которого теряет смысл понятие трансмутации) связано с определением эвентуальной мировой линии, которое начинается с определения скорости и состоит далее в определении ускорения, коэффициента, связывающего ускорение с полем и т. д. Но форма мировой линии определяет лишь вероятность своего локального отображения — той или иной скорости. Таким образом, дополнительность локального и интегрального определения приводит к статистическому характеру локальных определений.

Как ответить с такой точки зрения на вопрос, поставленный когда-то Эйнштейном: «играет ли бог в кости»?

На первый взгляд из универсального статистического характера локальных определений следует утвердительный ответ: «да, бог играет в кости». Но квантово-релятивистский бог играет в такие кости, где обозначения на гранях могут отличаться одно от другого только в предвидении достоверного (не зависящего от случайных выпадений) результата игры. Такие обозначения на гранях являются исходными определениями, без них теряет смысл само понятие вероятности. Но эти эвентуальные результаты игры приобретают смысл только при дополнительном процессе, при действительном «выбрасывании костей». Два ответа на вопрос Эйнштейна являются дополнительными. Мы позже вернемся к этому вопросу и рассмотрим его с помощью некоторого логико-математического алгоритма, а пока ограничимся еще некоторыми замечаниями. Представим себе некоторое выбрасывание костей, произведенное эйнштейновским ироническим псевдонимом исходных закономерностей бытия. Кости должны выпасть

так, чтобы получилось высказывание: «в данной клетке регенерировала частица данного типа». Но «данный тип» определяется рядом выбрасываний, рядом локальных событий, образующих тождественную себе частицу с достоверно определенной мировой линией, с достоверно определенной скоростью, или ускорением, или коэффициентом, связывающим ускорение с полем, т. е. массой, или коэффициентом, связывающим наблюдаемую массу со скоростью (массой покоя). Такой ряд образует обладающее физическим смыслом экспериментально проверяемое высказывание о «реальной» частице. Это похоже на игру, где участники квалифицируют каждое выпадение костей, учитывая эвентуальный результат длительной игры.

Учет эвентуального макроскопического результата необходим для содержательности понятия регенерации и для отождествления регенерировавшей частицы с исходной. Представим себе, что частица испытывает трансмутацию, т. е. в данной мировой точке или в данной пространственно-временной клетке происходит переход на другую мировую линию, на мировую линию другой формы. Это значит, что исходная эвентуальная мировая линия заменяется иной эвентуальной мировой линией. Затем мировая линия исходной формы вновь становится эвентуальной мировой линией.

Произошла регенерация частицы. Мы можем сказать, что исходная частица аннигилировала, излучив квант некоторого поля, способного в свою очередь аннигилировать и снова породить частицу исходного типа. Каковы условия идентификации новой частицы со старой? Они состоят в повторении эвентуальной мировой линии. Что же касается реальной мировой линии, то, если частица возникла во втором пункте раньше, чем свет может дойти из первого пункта, у нас теряется основание для идентификации: через второй пункт можно провести сколько угодно мировых линий, нетождественных с исходной. То же самое, если расстояние между пунктами меньше расстояния, проходимого светом за время, прошедшее между аннигиляцией и порождением. В этом случае также не гарантируется единственность отрезка мировой линии. Множество частиц может пересечь мировую линию данной тождественной себе частицы на расстоянии, равном ρ , через промежуток времени, больший или меньший, чем $\tau = \rho / c$. Единственность продолжения мировой линии

гарантируется постоянным отношением ρ к τ , переходящим в фундаментальную макроскопическую скорость c . Такое постоянное отношение антиципирует существование мировой линии. Подобный вывод, как и приравнивание регенерации сдвигу тождественной себе частицы, как и применение понятий мировой линии, интервала, светового конуса к ультрамикроскопическому миру, вытекает из введения эвентуальной мировой линии в исходное понятие трансмутации.

6. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТЬ

Квантовая дополнительность — это дополнительность локальных и интегральных определений в $(A \rightarrow a)$ -представлении. Релятивистская дополнительность — это дополнительность локальных и интегральных определений в $(a \rightarrow A)$ -представлении. В первом случае мы рассматриваем отображение интегральной характеристики (формы мировой линии) в локальном поведении частицы, получаем скорость, импульсы, энергию; сопоставляем эти предикаты (метапредикаты) с пространственно-временной локализацией частицы, обнаруживаем соотношение дополнительности — квантовой дополнительности. Во втором случае мы рассматриваем макроскопическое отображение микрособытий, сопоставляем его с макроскопической формой мировой линии и обнаруживаем релятивистскую дополнительность.

Вернемся к исходному постулату специальной теории относительности — неизменности скорости света во всех галилеевых системах. Мы видели выше (стр. 133—135), что, в отличие от макроскопической скорости частиц, скорость распространения диссимметрии остается инвариантной при лоренцовых преобразованиях. Сейчас видна связь этого утверждения с фундаментальной дополнительностью ультрамикроскопических и макроскопических свойств в рамках $(a \rightarrow A)$ -представления. Локальные процессы (трансмутации — смещения) могут иметь физический смысл только при дополнительной характеристике эвентуальных мировых линий частицы. Характеристика мировой линии обретает физический смысл при дополнительном учете локальных событий. Ультрамикроскопические скорости $\rho / \tau = c$ элементарных смещений дают за-

висящую от системы отсчета макроскопическую скорость v , пропорциональную M/L , на макроскопической траектории L , совпадающей по направлению с линией диссимметрии вероятностей регенераций. Но из того факта, что в пространстве распространяется диссимметрия *вероятностей*, вытекает инвариантность скорости распространения поля.

Вспомним, как поворот координатных осей $X_1 X_4 \rightarrow X'_1 X'_4$ приводил к иному значению макроскопической скорости v . В $(\alpha \rightarrow A)$ -представлении это изменение скорости означает, что меняется заполнение макроскопической траектории L проекциями сдвигов ρ , совпадающих по направлению с L . Слово «заполнение» может означать здесь либо частоту сдвигов ρ , совпадающих по направлению с положительным направлением L , либо, что то же самое, величину (взятую со знаком минус) среднего угла между ρ и L . В обоих случаях речь идет о мере реализации соотношения вероятностей $p(\rho_L) > p(\rho_{-L})$. Эта мера изменяется в зависимости от того, в какой системе определяется направление L . Соотношение вероятностей, естественно, не зависит от выбора системы, но от такого выбора зависит макроскопическая реализация указанного микроскопического соотношения.

Возьмем конъюнкцию суждений о совпадении по направлению элементарных сдвигов с линией диссимметрии L :

$$(\rho_1 = \rho_L) \wedge (\rho_2 = \rho_L) \wedge \dots \wedge (\rho_n = \rho_L) = W.$$

Метасуждениями в данном случае будут дополнительные констатации, гарантирующие существование линии L . Эти метасуждения образуют конъюнкцию с оценкой R (согласно логическому принципу дополненности):

$$[p(\rho_L)_1 > p(\rho_{-L})_1] \wedge [p(\rho_L)_2 > p(\rho_{-L})_2] \wedge \dots \\ \dots \wedge [p(\rho_L)_n > p(\rho_{-L})_n] = R.$$

Такие оценки двух конъюнкций означают, что для каждого элемента M не гарантируется совпадение по направлению с L , что существует разброс, что $v < c$. Если мы переменим оценку первой конъюнкции на R , а второй на W , получится описание движения частицы, которая имеет на всех интервалах неизменную скорость $v = c$, поскольку все элементы микроскопической траектории совпадают с L , поскольку нет разброса и соответственно сдвигов-регене-

раций. Такая перестановка оценок означает, что мы рассматриваем в качестве движущейся частицы саму диссимметрию $p(\rho_{+L}) > p(\rho_{-L})$. Это — псевдоквант диссимметрии, псевдоквант поля, которое действует на частицу с ненулевой массой покоя. Его скорость всегда равна фундаментальной, максимальной скорости. В случае колебаний диссимметрии движущийся без разброса физический объект характеризуется уже не просто диссимметрией, а определенной частотой ее колебаний и приобретает уже не псевдокорпускулярные, а корпускулярные свойства. Однако, если в их число не входит масса покоя, скорость распространения колебаний диссимметрии остается максимальной и не зависящей от системы отсчета.

Теперь перейдем к зависимости массы от скорости. Для этого нужно вернуться к понятию энтропии и связать с энтропией некоторую количественную меру симметрии регенераций.

Если частица имеет равные шансы регенерации во всех пространственных направлениях, то энтропия максимальна. Подобная симметрия сдвигов регенераций имеет некоторую, характерную для данного типа частиц, количественную меру — интенсивность симметрии. Эта интенсивность симметрии, превращающая ее из геометрического понятия в физическое, делающая симметрию экспериментально измеримой величиной, пропорциональна числу элементарных физических событий (т. е. числу регенераций-сдвигов, не отличающихся по вероятности), может быть ассоциирована с взаимодействием частицы с *однородной* Вселенной. Нарушения симметрии пропорциональны нарушениям однородности, скоплениям, средоточиям, уплотнениям физических процессов, которые измеряются также числом элементарных событий. Немного дальше мы увидим, что современные космологические представления не исключают существования однородной Вселенной, на которую можно возложить ответственность за определенную по интенсивности симметрию регенераций, и существования локальных неоднородностей, ответственных за диссимметризирующие поля, за пространственную диссимметрию регенераций.

Определенная интенсивность взаимодействия частицы с однородной Вселенной, интенсивность симметрии — это масса покоя, характеризующая данный тип частиц. Она пропорциональна интенсивности нарушающего симмет-

рию фактора, интенсивности, необходимой для уничтожения данного объема энтропии, данного множества *симметричных* по вероятности сдвигов-регенераций, для их превращения в *несимметричные* по вероятности сдвиги-регенерации. Интенсивность диссимметрии, иначе говоря, негэнтропии, пропорциональна интенсивности преодоленной симметрии, иначе говоря, энтропии.

Теперь посмотрим, что будет происходить с массой при увеличении скорости частицы. Это нетрудно увидеть, если придавать понятиям энтропии и негэнтропии тот же, что и раньше, физический смысл, т. е. рассматривать энтропию как меру пространственного разброса случайных блужданий, а негэнтропию как меру преодоления симметрии, как меру приближения ультрамикроскопической траектории к макроскопической.

Скорость v — макроскопическая величина, усредненная по непрерывной траектории, по большому числу регенераций. Она характеризует движение реальной частицы. Иными словами, каждое значение скорости v означает какую-то интенсивность преодоленной энтропии, какую-то величину негэнтропии, какую-то меру приближения M к L . Приближение M к L , измеряемое скоростью v (мы берем значения, усредненные по какому-то большому отрезку $l \gg \rho$), это мера негэнтропии, т. е. мера преодоленной энтропии, словом, мера массы, которой обладает частица. Чем больше скорость v , чем ближе M к L , чем больше негэнтропия и преодоленная энтропия, тем больше масса частицы. Поскольку исходная энтропия пропорциональна массе покоя, энтропия, зависящая от скорости, — релятивистская масса частицы — является линейной функцией массы покоя. В случае совпадения M с L , т. е. движения частицы с макроскопической скоростью c , при $m_0 > 0$ мы получаем $m = \infty$, поскольку в этом случае речь идет о полной негэнтропии, полном исчезновении энтропии при ненулевом значении исходной энтропии. Из этих условий могут быть выведены релятивистские соотношения для массы и связанные с ними другие релятивистские соотношения, а также размерности динамических переменных (импульса, энергии, действия и т. д.). Но здесь нас интересует другое: неопределенность локальных процессов переходит в некоторое макроскопическое, экспериментально регистрируемое и измеримое соотношение, когда мы ее рассматриваем как энтропию, связанную с

негэнтропией и принимающую значения от нуля до бесконечности. Это и значит учитывать макроструктуру мировой линии при макроскопическом анализе последней. Масса как мера преодоленной энтропии, возрастающая вместе с негэнтропией, т. е. со скоростью, это и есть макроскопический предикат мировой линии, зависящий от микроструктуры, от ультрамикроскопических процессов.

Вернемся к исходной симметрии сдвигов-регенераций. Одним из постулатов современной космологии остается обобщенный принцип Коперника: во Вселенной нет центра, из любой точки космоса наблюдателю открывается одна и та же картина. Но этот принцип противоречит локальным наблюдениям: ведь, например, Солнечная система обладает центром, и в масштабах звездных систем, галактик и даже скоплений галактик Вселенная отнюдь не однородна и не изотропна. Поэтому мы приходим к более протяженным областям, так чтобы локальные неоднородности и анизотропии сгладились. При этом дискретная картина мира сменяется континуальной картиной космологического субстрата с постоянной плотностью. Космологический постулат и состоит в утверждении, что с возрастанием масштабов наблюдаемые средние величины стремятся к одним и тем же значениям независимо от положения наблюдателя. Мы можем указать, качественным образом, нижний предел однородной и континуальной системы: она должна быть настолько велика, чтобы самые большие из наблюдаемых неоднородностей (порядка расстояний между скоплениями галактик) представлялись пренебрежимо малыми. Но существует ли верхний предел этой системы?

Этот вопрос связан, как мы сейчас увидим, с другим — вопросом о фактических, допускающих регистрацию, обладающих физическим смыслом, локальных эффектах однородной и изотропной системы в микрообластях.

Под локальными эффектами следует понимать такие особенности ультрамикроскопической картины движения, которые объясняются именно однородностью и изотропией Метагалактики. Это не кинетические особенности, не те или иные особенности формы мировых линий. Все эти особенности, т. е. A -свойства мировых линий, обязаны не однородности и изотропии окружающей системы, а, напротив, неоднородности и анизотропии. Иное дело ($\alpha - A$)-свойства. Представим себе, что существование

однородной и изотропной Метагалактики проявляется в изотропии вероятностей и в разбросе элементарных регенераций-сдвигов. Припишем Метагалактике роль источника поля, создающего энтропию ρ -смещений, вызывающего симметрию вероятности этих смещений, как некоторую *измеримую* характеристику частицы. Когда речь шла о симметрии элементарных сдвигов, противостоящей диссимметризирующему эффекту, т. е. импульсу, уже тогда напрашивалась мысль о поле, которое противопоставлено диссимметризации, и вызывает пространственный разброс ρ -смещений.

Источником этого поля может быть некоторая однородная среда, которая действует независимо от положения частицы и сообщает ей «импульс», имеющий одну и ту же вероятность во всех направлениях. Слово «импульс» поставлено в кавычки, потому что с этим словом связано реальное смещение в определенном направлении.

Такой средой и является Метагалактика. Космологический принцип как раз и выражается («выражается» в смысле принципиальной возможности наблюдения локального эффекта) в том, что в любом направлении пробной частице противопоставит одна и та же толща вещества и эта толща одна и та же, где бы ни находилась частица.

Таким образом, допустимой кажется мысль о метагалактическом поле, как поле, ответственном за симметрию, разброс, ультрамикроскопическую траекторию M , энтропию, массу, и о локальных полях, ориентирующих частицу в определенном направлении и создающих макроскопическую траекторию L .

В заключение остановимся вкратце, но несколько систематичнее, чем раньше, на значении понятия *себетожественности* для затронутых в этом очерке проблем.

Реальное существование частицы — ее отличие от мировых точек — означает, что частица тождественна самой себе. Тривиальная тождественность частицы самой себе — ее себетожественность в данное мгновение и в данной пространственной точке — не имеет физического смысла, не отличает частицу от мировой точки: без учета направления и формы мировой линии частицы нельзя говорить о каких-либо ее предикатах, помимо пространственно-временных координат. Реальное существование себетожественной частицы определяется дополнительностью ее локализации и определения мировой линии. Поэтому три-

виальная себетождественность частицы лишена физического смысла без *нетривиальной* себетождественности, т. е. тождественности ее самой себе при изменении пространственно-временных координат, иначе говоря, при движении. Если движущаяся частица тождественна себе (а только в этом случае понятие движения имеет смысл), то мировая линия, очевидно, гарантирует, что, обнаружив частицу в одной точке на ее траектории, а затем на другой, мы не встретили иную, нетождественную данной частицу. Исключение иной частицы обеспечивается условием: частицы тождественны, если они находятся в мировых точках, лежащих на определенной, единственной мировой линии, соответствующей определенной скорости. Себетождественность частицы гарантируется определенным значением скорости. Поскольку существование и себетождественность частицы не зависят от выбора системы координат, указанная фундаментальная скорость — скорость себетождественной частицы — инвариантна при переходе от одной системы координат к другой.

Это требование сильнее, чем требование теории относительности: скорость себетождественной частицы должна быть равна или меньше фундаментальной инвариантной скорости. Оно является не релятивистским, а ультрарелятивистским. Мы перейдем от него к релятивистскому требованию $v \leq c$ и к наблюдаемым *различным* и зависящим от системы отсчета скоростям v , если предположим, что v — макроскопическая аппроксимация движений с фундаментальной инвариантной скоростью, направленных в различные стороны. Таким образом, возникает представление об ультрамикроскопическом пространственном разбросе и ультрамикроскопической, ультрарелятивистской траектории M , отличающейся от релятивистской траектории L . Соответственно релятивистское требование $v \leq c$ оказывается связанным с исходной ультрарелятивистской картиной постоянных по скорости элементарных смещений.

Вторая задача — связать с этой картиной инвариантность макроскопической скорости распространения поля. Если представить себе некоторое направление пространственной диссимметрии *вероятностей* элементарных сдвигов, то зависимым от системы отсчета оказывается это макроскопическое направление, т. е. *реализация* диссимметрии. Сама диссимметрия, сохраняющаяся независимо от ре-

лизации на всех элементарных отрезках, распространяется без пространственного разброса. Поэтому макроскопическая траектория и макроскопическая скорость распространения диссимметрии совпадают с ультрамикроскопической траекторией и ультрамикроскопической скоростью. Величина указанной скорости определяется тем, что диссимметрия — это соотношение вероятностей сдвигов, обладающих постоянной и инвариантной скоростью, гарантирующей себестоимость движущейся частицы.

Отсутствие пространственного разброса при распространении поля вытекает из его вероятностной природы: если движение частицы в определенном направлении вероятно, то сама вероятность достоверна. Такое соотношение выражается формулой $(x = W) = R$. Она представляет собой другую сторону формулы $(x = R) = W$, выражающей негативный смысл принципа дополнительности — квантовомеханическое ограничение однозначной достоверности динамической переменной x . Позитивный смысл принципа дополнительности состоит в переходе от динамической переменной к ее вероятности и в однозначном определении последней (определении, гарантирующем себестоимость частицы с неопределенными в общем случае динамическими переменными). Отсюда и вытекает определенное, без пространственного разброса, направление распространения диссимметрии, которую мы рассматриваем как вероятность совпадения направления движения частицы с положительным направлением поля, превышающую вероятность его совпадения с отрицательным направлением поля.

Мы рассматриваем теперь релятивистские, а не ультра-релятивистские соотношения, не тождественную, неизменную скорость на траектории M , а различную, вообще говоря, скорость v на траектории L . Чтобы гарантировать при этом себестоимость частицы, мы учитываем ее неизменный предикат — коэффициент, связывающий возрастание диссимметрии вероятностей сдвигов с возрастанием фактической реализации этой диссимметрии, с приближением M к L , т. е. с ускорением. Этот неизменный коэффициент — масса покоя частицы — зависит от исходной интенсивности симметрии вероятностей сдвигов частицы. Указанная интенсивность связана с метагалактическим полем, оказывающим в силу однородности и изотропности Метагалактики одно и то же конечное воздействие на частицу во

всех направлениях и придающим симметрии случайных блужданий определенную для каждого типа частиц интенсивность, которая должна быть преодолена диссимметризирующим локальным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein. Notes for an Autobiography. «Albert Einstein: Philosopher-Scientist». The Library of Living Philosophers. Ed. by P. Schilp. Northwestern Univ. Press. Evanston. 1949. [Русск. перев.: А. Эйнштейн. Творческая автобиография.— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965].
2. A. Einstein. Letters à M. Solovine. Paris, Gauthier—Villars, 1956, p. 19.
3. Н. Бор. УФН, 1959, 67, вып. 1, стр. 41.
4. В. Кознетсов. La logique de Galilée et la logique de la physique actuelle. Rapp. à Sympos. internat. Storia, Metodologia e Filosofia della Scienza. Firenze, sept., 1964.



К ГЕНЕЗИСУ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ¹

Получив приглашение выступить по вопросу теории и логики открытия, я особо отметил просьбу сделать это в историко-социологическом аспекте. Это было весьма приятно, ибо я помнил категорически противоположную точку зрения Райнхенбаха: «Философ не должен очень интересоваться процессом мышления, приведшим к научному открытию, т. е. его должны интересовать не обстоятельства, а правильность открытия» [1]. Я не последую указанию Райнхенбаха и сделаю некоторые замечания о происхождении специальной теории относительности Эйнштейна. Впрочем, в этом я следую за Эйнштейном, который указывал на ценность исторического подхода к научным теориям.

В самом деле, нужно сказать аудитории, состоящей преимущественно из философов, что лишь серьезные исторические исследования могут рассматриваться как хорошая основа для философских дискуссий. Приведу несколько примеров.

Суть коперниковской революции усматривалась первоначально не в прагматическом изыскании возможно меньшего числа элементов для построения мировой системы, как утверждает в некоторых философских трудах, а также не в обосновании возможности релятивизма в выборе системы отсчета. Как показала история науки, это был скорее возврат к древней, точнее к аристотелевой, простоте движения, которое можно считать допустимым для построения мировой системы, смешанной с неоплатонической эпистемологией, ищущей обоснование реально-

¹ Доклад на симпозиуме по теории и логике открытия 27 декабря 1959 г. Перевод А. Г. Баранова.

сти в новом направлении. Значение Кеплера не в том, что он был мистиком, одержимым искателем эмпирических законов или мастером интуитивного, «оригинального» подхода к научному познанию; наоборот, можно показать, что он был первым из новых физиков-математиков, кто не без успеха искал динамическое объяснение всех небесных и земных движений. Галилей не был святым патроном лабораторных экспериментов, как временами утверждали философы. Чем меньше мы скажем об искажениях работ Ньютона, тем лучше.

Касаясь работы Эйнштейна, я предлагаю основать наш анализ на исследовании того, что представляла собой физика во времена Эйнштейна, что он делал и говорил, как он изменял свое мнение, и не однажды. Я настаиваю на этом не потому, что это легкая задача (это не так), и не потому, что принципиально справедливее оценивать творчество человека, исходя из его собственных высказываний, чем использовать его работу для целей, которые могли быть ему чужды. Я настаиваю на этом, так как верю, что источник силы философии естествознания заключается в объективном анализе исторических условий.

Я говорю о творчестве Эйнштейна, ибо случай и типичный, и специфический. Величие теории относительности, как и других основных научных теорий нашего времени, — следствие ряда особенностей: найдите еще другую работу, которая так богато освещает взаимосвязь между физикой, математикой и эпистемологией или между экспериментом и теорией, которая по силе научных и философских обобщений стояла бы на одном уровне с «Principia» Ньютона. Теория относительности появилась в результате развития как самой физики, так и современной философии естествознания. Причина этого в том, что творчество Эйнштейна дает не только новый принцип физики, но, как сказал Уайтхед, «принцип, методiku и объяснение». Соответственно взгляды на историческое происхождение теории относительности распадаются на две группы, имеющие каждая своих сторонников: одни видят в теории Эйнштейна резкое изменение, разрыв с работами непосредственных предшественников, другие считают ее усовершенствованием других работ, например Лоренца и Пуанкаре.

По-моему, то новое, что дал Эйнштейн, лучше можно понять при учете обеих точек зрения, т. е. усматривая в его работе разрыв в методологическом направлении и ис-

торическую преэминентность научного развития [2]. Если серьезно принять эту точку зрения, то прежде, чем обсуждать данный вопрос, мы должны вкратце рассмотреть некоторые существенные вопросы исторического или, точнее, историко-социологического порядка. Какие имеются источники для исследования происхождения специальной теории относительности и какова их вероятная достоверность? Какая была ситуация в науке около 1905 г., что содействовало и что подготовило почву для теории относительности и что об этом знал сам Эйнштейн? Какими путями Эйнштейн достиг тех результатов, которые он опубликовал в 1905 г.? До какой степени его труд является звеном непрерывной цепи, идущей непосредственно от его предшественников — Лоренца и Пуанкаре? Какую роль сыграли эксперименты и наличие противоречивых гипотез? Какова роль эпистемологического анализа в мышлении Эйнштейна? Как ученые восприняли сразу теорию относительности? В частности, какие связи были у Эйнштейна с Махом, Лоренцом и Планком? Что можно сказать о стиле работ Эйнштейна и о его личной ориентации? Отличается ли теория относительности по происхождению от других научных теорий, имевших большое влияние? Какие методологические принципы изучения истории науки вытекают из этого исследования?

Полагаем, что существующая литература не всегда помогает в изучении этих вопросов. Литература о теории относительности весьма обширна. Лека [3] перечисляет более 3400 научных статей в этой области до 1922 г., и это число непрерывно росло. Весьма многочисленны анализы биографического и философского характера (Шлик, Рейхенбах, Франк, Мейерсон, Кассирер, Уайтхед, Венцель, Брюнбаум, Полани, Маргенау, Бриджмэн и Нортон). Следует отметить, что наряду с далеко не полными историческими исследованиями теории относительности существуют некоторые ценные работы (Борн, Дюга, Б. Г. Кузнецов, Лауэ, Паули, Странео и Уиттекер); в этих исследованиях рассматривается хронологическое развитие физики, и они составляют часть длительной работы, цель которой отличается от цели прежних историко-философских исследований.

В данное время самым лучшим источником для историко-философских исследований являются сочинения самого Эйнштейна.

ПРЕЕМСТВЕННОСТЬ В ТВОРЧЕСТВЕ ЭЙНШТЕЙНА

Для обнаружения элементов преемственности сравним первую статью Эйнштейна о теории относительности [4] с другими его работами того же времени и с его более ранними взглядами. После этой статьи Эйнштейн много раз возвращался к изложению теории относительности и каждое из них представляет интерес. Например, в своей книге «О специальной и общей теории относительности» [5] он подчеркивает в предисловии, что автору пришлось довольно много потрудиться для достижения более ясного и простого изложения основных мыслей в той последовательности и связи, как они фактически возникали. Не удивительно, что последовательность изложения, данная в этой книге, не совпадает с последовательностью в первой статье о теории относительности. Однако для историка представляет интерес тот факт, что ни одна из них не совпадает с теми последовательностями, которые приводятся в автобиографии или биографиях.

При сопоставлении первой работы по теории относительности с двумя другими научными статьями Эйнштейна — о квантовой теории света [6] и броуновском движении [7], также написанными и опубликованными в 1905 г., следует отметить два решающих момента. Хотя, на первый взгляд, эти три эпохальные статьи, посланные в «Annalen der Physik» в течение менее восьми недель, относятся как будто к совершенно различным областям, более близкое изучение показывает, что в действительности их появление обусловлено общей проблемой, а именно проблемой флуктуаций давления излучения. Как позже писал Эйнштейн в письме к Лауэ¹, уже в 1905 г. он узнал, что теория Максвелла приводит к неверному предсказанию движения зеркала, подвешенного в «планковской полости излучения». С одной стороны, это ассоциируется с рассмотрением броуновского движения и с квантовой структурой излучения, а с другой — с более общим эйнштейновским пересмотром «электромагнитного фундамента физики» [1, стр. 47].

Мы убеждаемся, что научный стиль этих трех статей совпадает и находим, что именно является типичным в творчестве Эйнштейна того времени. Каждая из этих

¹ Письмо от 17 января 1952 г., неопубликованное (см. также [8]).

статей начинается с констатации формальной асимметрии или других несоответствий, преимущественно эстетического характера (например, затруднений из-за невозможности объяснения экспериментальных фактов); далее предлагается принцип (предпочтительно общий, скажем, второй закон термодинамики), одним из следствий которого является устранение асимметрии, и в заключение выдвигается одна или несколько гипотез, допускающих экспериментальную проверку.

Первая статья Эйнштейна о квантовой теории света начинается так: «Существует глубокое формальное различие между теоретическими представлениями физиков о газах и других телах и максвелловской теорией об электромагнитных процессах в так называемом пустом пространстве» [6]. Точкой отправления является формальное различие теоретических представлений в двух областях физики, где большинство физиков настолько разобщены, что они не задумывались над такими сравнениями и поэтому не могли отметить подобные противоречия. Эйнштейн указывает на противоречие между прерывистым или дискретным характером частиц и их энергий, с одной стороны, и непрерывностью функций, относящихся к электромагнитным явлениям, непрерывностью плотности энергии при распространении фронта волны, с другой стороны. Разбор принципа фотоэлектрического эффекта, в связи с которым обычно вспоминают об этой работе, занимает в конце немногим более двух страниц из шестнадцати. Для экспериментальной проверки своей точки зрения Эйнштейн дает единственное указание в краткой форме.

Во второй статье 1905 г. [7] Эйнштейн во втором параграфе указывает, что классическая термодинамика неприменима даже для объемов, достаточно больших для микроскопического наблюдения. Он заканчивает статью уравнением, выражающим число Авогадро через доступные наблюдению величины, характеризующие движения частиц, и восклицает: «Пусть удастся какому-либо экспериментатору в скором времени разрешить изложенные здесь вопросы, имеющие важное значение для теории теплоты». Знаменательно, что в следующем году Эйнштейн сообщает [9], что лишь после опубликования статьи его внимание было привлечено к экспериментальной идентификации броуновского движения (известного с 1888 г.) с эффектом, существование которого он предсказал с помощью моле-

кулярно-кинетической теории. В автобиографии он повторяет, что свою работу в 1905 г. сделал, «не зная, что наблюдения броуновского движения давно известны» [10, 11].

В третьей статье 1905 г. уделяется внимание формальной асимметрии в описании возникновения тока при относительном движении магнита и проводника. В статье не было явной ссылки на какое-либо из отдельных хорошо известных экспериментальных затруднений — опыты Майкельсона и Майкельсона — Морли не упоминаются, в то время как представлялся удобный случай показать, как теория относительности их объясняет. В заключение, как обычно, Эйнштейн указывает на возможную проверку теории, давая уравнения, «по которым, согласно предложенной теории, должны двигаться электроны» [4, стр. 921].

ВОЗВРАТ К КЛАССИЧЕСКОМУ ОГРАНИЧЕНИЮ ЧИСЛА ГИПОТЕЗ

Отмеченная специфика всех трех статей подготавливает нас к пониманию того, что фундаментальные постулаты, выдвинутые в каждой из них, носят эвристический характер.

Вследствие ограничения теории относительности поступательным движением в пространстве, свободном от гравитации, эвристический характер принципа относительности был ясен Эйнштейну с самого начала¹. Вместе с тем изучение этих трех статей показывает, до какой степени теория относительности Эйнштейна представляет попытку ограничиться наименьшим возможным числом гипотез наиболее общего характера — цель, к которой Эйнштейн часто стремился². В первой статье теории относи-

¹ Эйнштейн отмечал: «Принцип относительности [должен рассматриваться]... только как эвристический принцип, который сам по себе содержит лишь утверждения о твердых телах, часах и световых сигналах» [11].

² Например, Эйнштейн писал: «Теория относительности — прекрасный пример фундаментального характера современного развития теоретических наук. Начальная гипотеза весьма абстрактна и далека от опыта. С другой стороны, она хорошо достигает великой цели всех наук — объяснения возможно большего числа эмпирических фактов логической дедукцией из возможно меньшего количества гипотез или аксиом» [12].

тельности в дополнение к двум постулатам постоянства скорости света и относительности он выдвигает лишь четыре другие гипотезы: одна относится к изотропности и однородности пространства, остальные — к трем логическим свойствам определения синхронности часов. В большой же статье Лоренца [13] (основанной, по заявлению автора, на фундаментальных предположениях, а не на специальных гипотезах), которая появилась за год до публикации Эйнштейном исследований по теории относительности и стала образцом лучших работ по физике того времени, фактически содержится одиннадцать гипотез *ad hoc*: ограничение малым отношением скорости v к скорости света c ; постулат *a priori* о формулах преобразований (а не вывод из других постулатов); предположение о существовании неподвижного эфира; предположение о шарообразности неподвижного электрона; о равномерности распределения заряда электрона; об электромагнитной природе всех масс; о том, что размер движущегося электрона меняется пропорционально $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$; о том, что силы между нейтральными частицами и между заряженными и нейтральными имеют те же самые свойства преобразования, как и электростатические силы в электростатической системе; что все заряды атома содержатся в некотором числе изолированных электронов; что каждый из них влияет на другие лишь в пределах одного атома и что атом в движении деформируется точно так же, как и электрон. Именно поэтому Эйнштейн позже утверждал, что теория относительности выросла из максвелл-лоренцевской электродинамики «как поразительно простое обобщение и соединение ряда гипотез, независимых друг от друга...» (см. [5, стр. 28], а также [14]).

Изучение развития научных теорий приводит к выводу: *так называемые научные революции оказываются в сущности стремлением вернуться к классической ясности.* Этот вывод помогает не только по-новому оценить эйнштейновский вклад в развитие науки, но и дает общую характеристику больших научных переворотов. Действительно, соглашаясь с тем, что Эйнштейн в корне изменил ньютоновскую физику, в равной мере нельзя не видеть аналогии его исследований с трудами прежних классиков, например с «Principia». Здесь достаточно перечислить несколько главных параллелей между трудами Эйнштейна и Ньютона: априорное постулирование общих принципов, не вытекающих не-

посредственно из опыта; ограничение немногими основными гипотезами¹; исключительное внимание к эпистемологическим принципам в научной работе; философский эклектизм авторов; умение обходиться без механических моделей; ограниченное число специфических экспериментальных предсказаний и тот факт, что наиболее впечатляющий результат работы — это выдвижение новой точки зрения. Кроме того, главная проблема в обоих трудах одна и та же: каковы природа пространства и времени и вытекающие отсюда следствия для физики?

Принципиальные позиции в обоих случаях более сходны, чем кажется при первом ознакомлении. То, что ньютоновское абсолютное пространство и абсолютное время — не вполне осмысленные понятия в лабораторно-операционном смысле, это, конечно, не собственное оригинальное открытие Маха: вернее, это понимал и сам Ньютон. Однако Эйнштейн также заявил, что, заменив абсолютное пространство и время Ньютона бесконечной системой твердых измерительных стержней и идеальных часов, он не дал лабораторно-операционного определения. Он констатирует, что это может быть осуществлено только до известной степени, «не без произвольного приближения» и что фундаментальное значение всей концепции «может с некоторым правом оспариваться» на фактическом и логическом основаниях [16]. Таким образом, перенесение теорией относительности пространства — времени из *sensorium*'а ньютоновского бога в *sensorium* эйнштейновского абстрактного мыслимого экспериментатора — это заключительная секуляризация физики.

По случаю 200-летия со дня смерти Ньютона Эйнштейн писал: «Я должен подчеркнуть, что сам Ньютон лучше знал слабые стороны построенного им интеллектуального здания, чем последующие поколения ученых. Это обстоятельство всегда вызывало мое глубочайшее восхищение...» [17]. Он тотчас привлекает внимание к тому факту, что

¹ Паули невольно обращает внимание на этот вопрос, когда резюмирует анализ теории относительности следующими словами: «Постулат относительности включает в себя утверждение, что равномерное и прямолинейное движение центра масс Вселенной относительно некоторой замкнутой системы не влияет на процессы в этой системе» [15]. Отметим также соответствие с основными гипотезами в последнем издании «Principia»,

«Ньютон стремился показать, что его теория неизбежно вытекает из опыта и вводит возможно меньшее число понятий, не опирающихся непосредственно на эмпирические факты». Эйнштейн напоминает, что Ньютон рассматривал закон гравитационного притяжения лишь как эвристический и «не предполагал, что это исчерпывающее объяснение, а считал, что это правило, индуктивно выведенное из опыта». В конце очерка Эйнштейн явно присоединяется к взгляду Ньютона на причинность, который характеризует как «ньютоновский», и тем самым уточняет смысл сделанного замечания.

«ИСТОЧНИКИ» И ИХ ОСОБЕННОСТИ

Я не могу не предостеречь от использования источников, таких, например, как произведения Эйнштейна; особенно это касается лиц, не занимающихся профессионально изучением истории науки. Предостережение связано с тем, что произведения одного и того же автора не обязательно совпадают во многих важных чертах. Я не говорю только о том, что Эйнштейн считал самого ученого весьма скудным источником информации о генезисе его идей и полагал, что изучение этого вопроса — весьма интересная задача для истории науки. Я имею в виду тот простой, еще часто игнорируемый факт, что Эйнштейн как личность с единой, неизменной индивидуальностью никогда не существовал, так же как Галилей, Ньютон или Дальтон. Эйнштейн сам это ясно высказал в начале своей автобиографии: «Отобрать и изложить то, что заслуживает, — задача нелегкая; когда человеку 67 лет, то он не тот, каким был в 50, 30 или 20 лет. Всякое воспоминание подкрашено тем, что есть человек сейчас, а конечная точка зрения может ввести в заблуждение ... Но, с другой стороны, из собственных переживаний можно почерпнуть многое такое, что недоступно сознанию другого ... Может тогда случиться, что в ретроспективном взгляде эта личность усмотрит систематическое саморазвитие там, где фактические переживания передавались в калейдоскопическом беспорядке» [1, стр. 3].

Эти два обстоятельства при учете многочисленности как научных, так и популярных произведений Эйнштейна объясняют, почему каждый — от крайнего позитивиста до критического реалиста — может использовать не-

которую часть эйнштейновского творчества для поднятия своего знамени.

Имеются два пути разрешения указанных трудностей в работе исторического характера. Первый заключается в очень тщательной оценке всех источников, включая автобиографические, с учетом фактора зависимости от времени. Этот путь всегда верен и особенно приемлем в современной физике, где перемены происходят гораздо чаще, чем раньше. Примерами, притом весьма интересными для изучения, являются взгляды Эйнштейна на проблему эфира, или его отношение к Эрнсту Маху, или его более общая эпистемологическая позиция.

Ориентация Эйнштейна в вопросе об эфире претерпела со временем глубокое изменение. В своем фундаментальном труде 1905 г. он писал: «Введение светоносного эфира окажется при этом излишним, поскольку в предлагаемой теории не вводится ни абсолютно покоящегося пространства, наделенного особыми свойствами...» [4]. Это вызывающее замечание Дюга комментирует: «Такое заявление, сделанное как отправной пункт его теории, могло лишь оттолкнуть от него физиков, пропитанных классическими представлениями» [18]. В своей же лейденской речи «Эфир и теория относительности» (1920 г.) Эйнштейн говорит: «Резюмируя, мы можем сказать: общая теория относительности наделяет пространство физическими свойствами; таким образом, в этом смысле эфир существует. Согласно общей теории относительности пространство немислимо без эфира; действительно, в таком пространстве не только не было бы распространения света, но не могли бы существовать масштабы и часы и не было бы никаких пространственно-временных расстояний в физическом смысле слова» [19]¹.

Для изучающего природу научных теорий последовательность личных документов о специальном предмете из ряда произведений представляет как бы совокупность поперечных сечений пространства — времени, по которым он собирается воссоздать развитие или мировую

¹ О различии между этой и другими моделями эфира свидетельствует следующее высказывание Эйнштейна: «Но нельзя представить себе этот эфир наделенным характерными качествами материальной среды, состоящей из частиц, которые можно проследить во времени. Понятие движения нельзя применять к нему» [19].

линию этого предмета. В особенности для современной физики ни один отрезок этой мировой линии не может быть с уверенностью экстраполирован; резкий поворот всегда возможен. Это увеличивает интерес: восстановление эволюции мнения о предмете важно вдвойне, так как эта эволюция часто может быть связана с эволюцией мнений о других предметах. В случае с Эйнштейном, например, его отношения к эфиру, к Маху, к эпистемологии и вообще к метафизике и к религии менялись довольно взаимосвязанно. Это является новой и важной проблемой как для историка, так и для философа.

«ДОПОЛНИТЕЛЬНОСТЬ» ИСТОЧНИКОВ

Имеется вторая проблема, затрагивающая расходящиеся или противоречивые мнения относительно научных произведений. Смысл проблемы заключается в следующем: как относиться к биографическим работам, противоречащим друг другу. При жизни Эйнштейна были изданы работы биографического характера Мошковского, Райзера, Райхинштейна, Моринова и Вайна, Зелига, Франка, Инфельда и Валентина (в хронологическом порядке). Они представляют собою ряд ценных источников для изучения происхождения теории относительности. Каждая из них по-своему интересна, но, конечно, они существенно различаются как по точкам зрения, так и по фактическому материалу. Нужно отметить работы Вивиани и Стюклей — источники будущих мифов и надежных ссылок. Одна из них написана под псевдонимом родственником Эйнштейна, и последний считал ее правильной. Объективность другой работы Эйнштейн публично отрицал и пытался убедить автора воздержаться от публикации.

Необычайно большое количество и разнообразие материалов, посвященных Эйнштейну и теории относительности, позволяет судить о значении задач, стоящих перед историей науки. Различие точек зрения добросовестных биографов приводит, конечно, к различным интерпретациям. От «фактических» сведений (например, дат и мест) можно требовать совпадения и точности в полном смысле слова. Но в более широких, качественных вопросах (например, признание теории) биографические исследования под различными углами зрения не могут быть поняты

в пределах единой картины, а должны рассматриваться как дополнительные в том смысле, что лишь вся сумма представлений исчерпывает возможную информацию о теме. Это следовало бы рассматривать как полную аналогию с частью утверждения принципа дополнительности в физике¹.

Принцип дополнительности говорит физику, что невозможно отделить поведение атомного объекта от взаимодействия с измерительным прибором, с помощью которого определяют условия протекания явления. Это положение имеет точную аналогию в изучении истории или философии науки и нужно сознавать, что изучающий и объект изучения образуют систему, в которой немислимо пытаться достигнуть полного отделения одного от другого. Это надо понимать в том смысле, что революционер изображает Эйнштейна революционером, а позитивист — позитивистом. Для того, кто признает существование реальной среды, объясняющей распространение света в пространстве, теория относительности важна в той мере, в какой она усиливает или ослабляет его позицию. Только ясно сознавая это, можно совместно использовать работы, каждая из которых совершенно иным образом изображает одно и то же лицо или теорию.

УИТТЕКЕР О ПРОИСХОЖДЕНИИ РАБОТЫ ЭЙНШТЕЙНА

Я хочу вернуться к широко обсуждаемому вопросу, насколько работа Эйнштейна оригинальна или она предвосхищена и обоснована другими опубликованными трудами. Особенно интересен очерк об Эйнштейне сэра Эдмунда Уиттекера [20]. Взгляд Уиттекера на физику XIX в. и теорию эфира представлен в его хорошо известной книге «История эфира и электричества» (Лондон, 1910 г.; 2-е изд., 1951), освещающей этот вопрос вплоть до 1900 г., а также в его превосходных статьях по классической механике. Кроме того, во втором томе «Истории», законченном в 1953 г., где анализируемый вопрос рассматривается вплоть до 1926 г., Уиттекер объявляет первую статью Эйнштейна о теории относительности как «некоторое расширение теории относительности Пуанкаре и Лоренца,

¹ Я употребляю это как наводящую, а не обязательную аналогию.

привлекшее большое внимание» [21]. Такое толкование вызвало многочисленные критические замечания; некоторые из них были сообщены Уиттекеру, как мне известно, когда его книга была еще в рукописи, а некоторые — в то время, когда он готовил биографические мемуары после смерти Эйнштейна (1955). Примечательно, что в некрологе по случаю кончины Эйнштейна (1955) Уиттекер не изменил своей прежней оценки. Например, он повторяет, что Пуанкаре в речи в Сэнт-Луис (США) в сентябре 1904 г. [22] применил новое выражение «принцип относительности». Уиттекер спрашивает, как могла бы быть переформулирована физика в соответствии с «принципом относительности Пуанкаре», и сообщает, что с учетом законов электромагнитного поля «это открытие сделал Лоренц в 1903 г.», цитируя статью Лоренца в [13].

Уиттекер показывает, что «фундаментальное уравнение эфира в пустом пространстве» инвариантно при соответственно выбранных преобразованиях (т. е. лоренцовых), и заключает: «Эйнштейн (в статье 1905 г. о теории относительности) принимает принцип относительности Пуанкаре как новую основу для физики, употребляет название, данное Пуанкаре для него, и показывает, что группа преобразований Лоренца является основой нового анализа физики тел, находящихся в относительном движении». Так как анализ Уиттекера имел и продолжает иметь большой вес, необходимо рассматривать его тщательно. Это превосходный пример утверждения, что подобные анализы нельзя рассматривать вне зависимости как от цели, так и от прежних суждений и предвзятых мнений авторов. Привожу перечень основных противоречий, обнаруживаемых при рассмотрении анализа Уиттекера под этим углом зрения.

1. Статья Эйнштейна о теории относительности (1905) действительно является одним из многих вкладов, внесенных физиками в электродинамику движущихся тел. Только в «Annalen der Physik» с 1902 по 1905 г. этой проблеме было посвящено восемь статей. Сам Эйнштейн всегда подчеркивал этот аспект преемственности. Первое доказательство тому содержится в его письме, написанном весной 1905 г. к его другу Конраду Хабихту. Здесь автор описывает статью, развивающую теорию относительности: «Четвертая работа посвящена общим понятиям и представляет собой электродинамику движущихся тел, ос-

нованную на *модификации* теории пространства и времени. Вы, наверное, заинтересуетесь, чисто кинематической частью этой работы» [23]. Карл Зелиг отмечает также более позднее замечание Эйнштейна, где тот повторяет свою точку зрения: «В отношении теории относительности: это вовсе не революционный переворот, а естественное развитие линии, которую можно проследить на протяжении столетий» [23, стр. 97].

С другой стороны, утверждение, что статья Эйнштейна «привлекла большое внимание», не совсем верно. Действительно, первые пять лет после опубликования статьи характеризуются либо полным молчанием, либо возражениями, которые можно найти в первой же статье в «Annalen der Physik»; это было категорическое экспериментальное опровержение теории Эйнштейна знаменитым физиком В. Кауфманом, который заключил: «Я предвижу, что общий результат измерений будет несовместим с фундаментальными предположениями Лоренца — Эйнштейна» [24].

2. Статья Пуанкаре (1904), которую цитирует Уиттекер, не провозглашает нового принципа относительности; скорее это острое и пронизательное, хотя качественное, резюме тех затруднений, с которыми встретилась физика того времени в отношении шести классических законов или принципов (включая принцип относительности Галилея — Ньютона): принципа сохранения энергии; второго закона термодинамики; третьего закона Ньютона; «принципа относительности, согласно которому физические законы должны быть одинаковыми для неподвижного наблюдателя и для наблюдателя, движущегося равномерно-поступательно...»; принципа сохранения масс и принципа наименьшего действия [22, стр. 5]. По поводу принципа относительности Пуанкаре досадует, что он нарушается текущим развитием теории электромагнетизма, несмотря на то, что «подтверждается повседневным опытом» и «неопровержимо диктуется здравым смыслом». Главный пункт статьи Пуанкаре — это показ необходимости нового развития, на общие контуры которого он намекает в словах: «Может быть, мы должны построить совершенно новую механику, пока еще туманную, в которой инерция увеличивается со скоростью и скорость света является предельной» [22, стр. 23]. Это иллюстрирует силу его интуиции и качественный характер его указания.

3. Уиттекер писал, что статья Лоренца, которую он в своей книге и в мемуарах цитирует как работу, расширяющую большинство основных деталей теории относительности Эйнштейна, была опубликована в 1903 г. На самом деле статья появилась годом позже, в 1904 г. [13]. Так как Уиттекер весьма корректен в других случаях в своих обширных ссылках, эта повторная ошибка, которой он удваивает интервал времени между работами Лоренца и Эйнштейна, не просто заблуждение. Это, по меньшей мере, символическое заблуждение: оно показывает, как предвзятость биографа взаимодействует с рассматриваемым материалом.

4. Уиттекер ясно намекает, что Эйнштейн использует преобразования Лоренца, опубликованные в 1904 г. Он предпочитает игнорировать тот факт, что Эйнштейн не читал статьи Лоренца 1904 г., о чем Эйнштейн и близкие к нему лица неоднократно говорили. Имеются четыре доказательства того, что Эйнштейн не читал статьи Лоренца 1904 г. Во-первых, Эйнштейн пишет преобразования в форме, эквивалентной форме Лоренца (или, в сущности, в форме Фойгта — 1887 г.); но в то время как Лоренц принимает эти преобразования а priori, чтобы получить инвариантность уравнений Максвелла для пустого пространства, Эйнштейн выводит их из двух фундаментальных постулатов теории относительности. Для этого ему не надо было знать статью Лоренца 1904 г.¹

Во-вторых, как показывают две первые главные статьи Эйнштейна 1905 г., он имел обыкновение давать в подстрочных примечаниях ссылки на работы других авторов, которыми он пользовался; отсутствие специальной

¹ Это отнюдь не единственный случай в ранней научной карьере Эйнштейна. Действительно, его работы о феноменах термодинамики и флуктуациях в период 1902—1905 гг. в значительной степени повторяют работы других авторов; как говорил Эйнштейн позже: «Не будучи знакомым с прежними исследованиями Больцмана и Гиббса, появившимися раньше и исчерпывающими предмет, я развивал статистическую механику и опирающуюся на нее молекулярно-кинетическую теорию термодинамики» [1, стр. 47]. О том, что Эйнштейн в 1905 г. ничего не знал о давно известном броуновском движении, сказано выше. Антон Райзер сообщает (Albert Einstein. New York, 1930, p. 52), что в университете Эйнштейн собирался сделать устройство для измерения эфирного ветра, не зная о приборе Майкельсона; этот пример лишний раз подтверждает частое замечание об Эйнштейне его друзей: «Он мало читал, но много думал».

ссылки на статью Лоренца 1904 г. [13] подтверждает, что Эйнштейн не был знаком с последней, тем более что в тексте одной из работ он дважды упоминает имя Лоренца, ссылаясь на теорию электромагнетизма в той форме, которую ей придал Лоренц в своей книге 1895 г. [25]. Впрочем нелепо предполагать, что молодой человек с темпераментом и щепетильной честностью Эйнштейна, глубоко уважающий Лоренца, как вскоре после этого показали его письма, мог бы сознательно, без указания на это, воспользоваться новым открытием в труде крупнейшего физика-теоретика¹.

Далее во втором параграфе этой статьи Эйнштейн напоминает: «Как уже доказано, для всех координатных систем, в которых справедливы уравнения механики, имеют место те же самые электродинамические и оптические законы (с точностью до первого порядка величины v/c). Но один из главных пунктов работы Лоренца 1904 г. — это требование распространения теории на *второй* порядок v/c ».

Четвертое доказательство вытекает из выбора Эйнштейном выражения для сил и масс в динамике заряженных частиц; этот выбор менее подходящий, чем лоренцовский, на что указывал Планк около 1906 г. [27].

5. Совершенно не связанным с вопросом, была ли статья Эйнштейна 1905 г. независима от статьи Лоренца, является не менее значительный факт, что статья Лоренца в сущности не трактует теорию относительности так, как мы ее понимаем после Эйнштейна. Фундаментальные предположения Лоренца — нерелятивистские; как говорит Борн, «он [Лоренц] никогда не претендовал на авторство принципа относительности» [8, стр. 247], наоборот, в своих лекциях 1910 г. Лоренц ссылался на эйнштейновский принцип относительности. В очерке, опубликованном в 1922 г. [28], за шесть лет до смерти, Лоренц требует рассматривать пространство, как имеющее «известную реальность», а если это так, то с полным правом можно назвать истинным время, измеряемое часами, установленными в этой среде, и рассматривать одновременность как первичное понятие [28, стр. 211].

В статье 1904 г. он постулирует нерелятивистский за-

¹ Эйнштейн сообщает позже: «В этом столетии Лоренц считается физиками-теоретиками всех народов как наиболее выдающийся ум; и это вполне справедливо» [26].

кон сложения скоростей $v = V + u$, а в книге 1922 г. он не считает скорость света максимально достижимой скоростью для материальных тел. Наконец, мы замечаем ряд важных расхождений между тем, что сделал Лоренц в 1904 г., и тем, что утверждает Уиттекер. Строго говоря, теория Лоренца 1904 г. относится лишь к малым значениям v/c , так как константа l принимается равной единице при малых значениях v/c и входит в первой степени в преобразовании для x и t . Таким образом, уравнения Максвелла для случая присутствия зарядов не вполне инвариантны в трактовке Лоренца даже при малых скоростях v , так как в штрихованной (движущейся) системе имеется остаточный член в выражении $\text{div}D' = [1 - (vu'/c^2)]\rho'$. Мы уже отмечали число гипотез *ad hoc*, которые Лоренц был вынужден вводить и которые, как считал Эйнштейн, лишают теорию электромагнитных явлений общности, присущей фундаментальным понятиям¹.

В заключение я возвращаюсь к моему первоначальному замечанию: детальное изучение исторической ситуации, на мой взгляд, является первой важнейшей ступенью в подобных обсуждениях, которые надежно обосновывают эпистемологическое рассмотрение «действительных» обстоятельств. Это не всегда легко сделать; но именно благодаря беспристрастной проверке изображения исторических обстоятельств мы лучше всего можем составить представление о предубеждениях, которые сопутствуют всем философским исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Albert Einstein. *Philosopher-Scientist*. P. A. Schilpp (Ed.), 1949, p. 292.
2. G. Holton. IX Congr. Internat. historia Ciencias, Guiones Communs, v. II. Barcelona—Madrid, 1959, p. 41.
3. Maurice Le Cat. *Bibliographie de la relativité*. Bruxelles, 1924.
4. A. Einstein. *Ann. Phys.*, 1905, 17, 891.
5. A. Einstein. *Über die specielle und die allgemeine Relativitätstheorie*. Braunschweig, 1916.

¹ Уиттекер [21, стр. 31] говорит, что Лоренц «получил преобразование в форме, точной для всех порядков малой величины v/c », хотя, строго говоря, это верно лишь для пустого пространства и в случае малых величин v .

6. A. Einstein. *Ann. Phys.*, 1905, 17, 132.
7. A. Einstein. *Ann. Phys.*, 1905, 17, 549.
8. Max Born. *Fünfzig Jahre Relativitätstheorie*. Bern, 1955, S. 248—249.
9. A. Einstein. *Ann. Phys.*, 1906, 19, 371.
10. A. Einstein. *Ann. Phys.*, 1907, 23, 206.
11. I. Infeld. *Albert Einstein*. N. Y., 1950, p. 97—98.
12. A. Einstein. *The Problem of space, ether and the field in physics*. N. Y., 1954, p. 282.
13. H. A. Lorentz. *Proc. Acad. Sci. Amsterdam*, 1904, 6, 809.
14. A. Einstein. *Scientia*, 1914, 15, 338.
15. W. Pauli. *Relativitätstheorie*. Leipzig, 1921; Pergamon Press, N. Y., 1958, p. 5.
16. *Les Prix Nobel en 1921—1922*. Stockholm, 1923, p. 2.
17. A. Einstein. *Naturwissenschaften*, 1927, 15, 18.
18. René Dugas. *A History of Mechanics*. N. Y., 1955, p. 490.
19. A. Einstein. *Sidelights on relativity*. London, 1922, p. 23.
20. E. Whittaker. *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*. London, 1955.
21. E. Whittaker. *A History of the theories of aether and electricity*. N. Y., 1954, p. 40.
22. T. H. Poincaré. *Bull. Sci. Math.*, 1904, 7.
23. K. Seelig. *A. Einstein. Leben und Werk eines Genies unserer Zeit*. Zürich, 1960, p. 89.
24. W. Kaufmann. *Ann. Phys.*, 1906, 19, 495.
25. H. A. Lorentz. *Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*. Leiden, 1895.
26. A. Einstein. H. A. Lorentz. *Amsterdam*, 1957, p. 5.
27. M. Laue. *Naturwissenschaften*, 1956, 43, 4.
28. H. A. Lorentz. *The principle of relativity of uniform translation. Lectures on Theoretical Physics*, v. 3. London, 1931.

ОБНОВЛЕНИЕ ПОНЯТИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ФИЗИКЕ ЭЙНШТЕЙНА

Ни одно понятие не толковалось так превратно, как понятие относительности. Само слово «относительность» способствовало смешению понятий «относительного движения», общего для всей механики физического принципа относительности, и «релятивизма явлений», воспринимаемого как более или менее прихотливый и сомнительный субъективизм. Такие уподобления весьма распространены и совершенно ошибочны. Перед тем как приступить к рассмотрению того нового, что внес Эйнштейн в физическое понятие относительности в 1905 г., а затем в 1917 г., необходимо уточнить содержание столь неопределенного термина, вызвавшего много философских разногласий и горячих дискуссий.

ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ ДВИЖЕНИЯ — РЕЛЯТИВИЗМ ЯВЛЕНИЙ

Объективность внешнего мира, независимо от нашего сознания, является постулатом, принимаемым каждым физиком. Разумеется, такое понимание не должно обязательно связываться с реалистической онтологией; оно значит, что физика, по определению, есть наука о внешнем мире, постижимом нами.

Выражением в опыте этого «абсолютного» характера внешнего мира являются те наблюдаемые явления, которые классическая и макроскопическая физика (мы ограничиваемся только ею) локализует в пространстве — времени. Всегда казалось очевидным, что подобное описание природы становится «представлением» — функцией наблюдаемого абсолюта, а также, возможно, и состояния движения наблюдателя.

Относительное движение двух систем отсчета — это сразу обнаруживаемое явление, которое не могла игнорировать и физика Аристотеля. Более склонный к тщательным и подробным наблюдениям, чем к систематическому экспериментированию, Аристотель отрицал возможность исчерпать понятием относительного движения сущность самого движения, которая состоит в изменении.

Схоластическая физика не придавала значения идее относительного движения, перенося все внимание на понятие абсолютного движения, которое сообщало движущемуся телу состояние, по существу отличное от состояния покоя. Если так, то кажется естественным, что наблюдение объективного и абсолютного явления в системе, которая сама имеет абсолютный характер (изменение или перемещение), будет результатом этих двух обстоятельств. «Описание» всякого явления будет тогда функцией движения наблюдателя и будет подчиненным, т. е. отнесенным к этому движению, рассматриваемому как физическая характеристика. Итак, абсолютный характер движения наблюдателя имеет следствием относительность законов, выводимых им. Иначе говоря, организация космоса, иерархия наблюдателей, приводит к относительности законов. Слово «абсолютное» здесь синоним привилегированного и обозначает позицию привилегированного наблюдателя, состояние покоя которого является «истинным» и «абсолютным». Все другие наблюдатели формулируют только «относительные» правила.

Можно предположить, однако (и таков точный смысл общего принципа относительности современной физики), что некоторые виды движения не обладают по существу никакой физической привилегией. Они имеют лишь относительный смысл. Движение «словно ничто», — говорил Галилей, т. е. оно не может быть обнаружено опытами, осуществляемыми в данной системе отсчета, а только по отношению к другим системам. Тогда очевидно, что движение неспособно изменить первоначальный и объективный характер исходного явления. Относительность движения приводит, таким образом, к абсолютности закона, здесь абсолютное — синоним «эквивалентности», общности (а не привилегированности и единственности).

Можно констатировать, что понятия относительности движения и относительности представлений, будучи далеко не аналогичными, эволюционируют в противополож-

ных направлениях. Относительность движения (или, как мы это увидим, некоторого класса движения) обуславливает неизменность законов. Напротив, понятие абсолютного движения (или иерархии наблюдателей) приводит к относительности не самого явления в себе, что не имело бы никакого смысла, а его формулировки. Понятно, что подобная двусмысленность слова «относительность», когда содержание изменяется в зависимости от того, применяется ли оно к движению или к формулировке физических законов, вызывало много ошибок.

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ И ФИЗИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ДО ЭЙНШТЕЙНА

Мы сказали, что понятие относительного движения, т. е. возможность экспериментально выявить наличие движения одного тела по отношению к другим телам, является вполне общим и интуитивным. Оно существует как в специальной теории относительности, так и в аристотелевской физике. Тем не менее интерпретация относительного движения может быть совершенно разной: или такая относительность исчерпывает свой объект, или, наоборот, она означает изменение самой своей сущности, производимое какой-то реакцией окружающей среды (Аристотель).

Не формулируя открыто закон относительности, открытие Коперника нанесло решительный удар иерархии космоса и указало путь идеям относительности движения. Не только слабеет деление космоса на надлунные и подлунные районы, но также допускается, что тяжелые тела «участвуют в движении Земли». Конечно, такое «участие» предполагает сродство природы и обращено к концепциям Аристотеля, но вскоре от этого освобождаются и приходят к ясному и определенному понятию физической системы.

«Место есть небытие и не оказывает никакой силы», — объясняет сторонник Коперника Гильберт, но именно Дж. Бруно выражает ясно и почти по-современному концепцию о твердом теле отсчета. «Все, что находится на Земле, движется вместе с Землей», — утверждает он [1]. Это движение является теперь следствием не общности

«природы», а участия в общем движении. «Места» определяются отношением к данной механической системе и как таковые могут принадлежать к разным системам. Они больше не характеризуют космос внутренне.

Очевидная необоснованность понятия абсолютного пространства сталкивалась с возражениями Тихо Браге, приводившего известный пример с пушечными ядрами, выпущенными на запад и на восток [2]. «Можно ли думать, — пишет он, — что один и другой пройдут над Землей одинаковые пространства?» Даже у Кеплера понятие механической системы обусловлено понятием системы физической. Тела, «оторванные» от Земли, сопровождают ее не только в силу одной инерции, но также потому, что остаются с ней связанными действием магнетического происхождения. Земля увлекает за собою тела как бы сетью невидимых цепей.

Понятие механической системы, выдвинутое Дж. Бруно, должно было, несмотря на это, привести к принципу общей относительности, на деле слишком общему, и последователи Галилея должны были ограничить и уточнить его.

Согласно Мейерсону [3], «общая относительность» Коперника должна бы быть более близкой к представлениям Эйнштейна, чем формулировки Галилея и Декарта. Мы считаем, что, наоборот, в некоторых аспектах механика Галилея (более связанная, чем это думает Мейерсон, с трудностями, вызванными присутствием тяжелых тел) подходит ближе к проблемам, рассматриваемым общей теорией относительности.

ДЕКАРТ, ГАЛИЛЕЙ И ПОНЯТИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Если в пизанский период Галилей еще в некоторой мере придерживается аристотелевской иерархии космоса, то уже в «Диалоге» он четко формулирует как принцип некоторую общую относительность. «Положим в основу нашего познания то, что, каково бы ни было движение Земли, для нас, обитателей ее, оно незаметно, пока мы судим о нем по земным вещам» [4].

Таким образом, в «Диалоге» вполне четко принимается как основа механики, с одной стороны, невозможность выявить движение какой-либо системы отсчета по данным

опытов, выполненных в этой же системе, с другой стороны, эквивалентность наблюдений над этой системой, произведенных с помощью тел, не участвующих в ее движении.

Понятие эквивалентности наблюдателей, таким образом, уже предчувствовалось, но оно не сразу было ограничено только равномерным и прямолинейным движением. Галилей отлично понимал, что такое движение будет движением совершенно свободной материальной точки: «горизонтальное движение является вечным» [5]. Однако для Галилея такого движения «не существует», так как все тела испытывают тяготение и все «естественные» траектории свободной, но обязательно «материальной» точки являются круговыми.

Замечательно, что интуиция, близкая той, которая привела Эйнштейна к общей теории относительности, мешает Галилею ограничить законность принципа относительности и инерции. Мир Галилея часто квалифицировался как архимедовский в том смысле, что объекты, которыми он, так сказать, населен, получаются путем упрощения данных наблюдения, этот мир допускает непосредственное применение математического языка. Тем не менее эта схематизация реального мира не должна приводить к противоречивым объектам, и для Галилея не существует понятия материальной точки без тяжести. В действительности «падение твердых тел» не представляет насильственного воздействия, а вытекает из самой концепции тяжести, присущей материи. Таким образом, невозможно представить себе движение материи, не связывая с ним естественного действия тяжести, являющейся его необходимым следствием. Заметим, что сведение тяжести к обобщенной инерции является основой построения общей теории относительности. Тело под действием силы тяжести сможет двигаться «свободно» и, согласно теории Эйнштейна, будет описывать геодезические кривые. Тем не менее траектории частицы без массы и тяжести могут при этом рассматриваться как асимптотическое понятие; в физике Галилея, напротив, они остаются неопостижимыми. Вот почему относительность Галилея связана топологией кривых поверхностей: реальные или идеальные, они являются двумерными поверхностями равной тяжести. Зато в представлении Декарта относительность больше исходит из того, что «может быть». Эта тенденция

исследовать, как тела «могут падать», а не как они падают, позволяет Декарту еще больше схематизировать космос. В этом пространстве, которое парадоксальным образом не допускает никакой пустоты, но может быть однородным, т. е. не иерархизованным, легче ограничить принцип инерции и, следовательно, относительности прямолинейным и равномерным движением.

Движение есть «состояние». Шутка Томаса Мора: «Когда я спокоен, а другой, отойдя на милю, раскраснелся от усталости, то двигается он, а нахожусь в покое я», — эта столь известная шутка правомерна, но она не приложима, вопреки распространенному мнению, к прямолинейному и равномерному движению.

Это движение является состоянием, сохраняющимся без воздействия и, следовательно, без внешних усилий. «Каждое движущееся тело должно двигаться по прямой, а не по круговой» [6].

Движение представляется нам в виде перемещения тел. В частности, инерциальное движение происходит по прямой, но всякое движение, инерциальное или любое другое, является чисто относительным: оно определяется только по отношению к телам, которые «соприкасаются с находящимися в движении», к телам, которые мы «считаем находящимися в покое», и оно является целиком взаимным. Можно сказать, что нечто движется или не движется в зависимости от точки зрения. Вот почему общая относительность, постулируемая Декартом, идет дальше корректного принципа инерции, формулируемого им, и находится в противоречии с предписываемыми им условиями сохранения. Полная геометризация, позволяющая при изучении материи лишиться ее силы тяжести и свести таким образом к протяженности, облегчает формулировку закона инерции. Наоборот, изучение этих «вневременных» движений, в которых, согласно Койре, перемещение заменяет скорость [7], не позволяет ограничить закон относительности.

Несмотря на полное сведение к пространству и движению и привилегии, которые она признает за инерционными прямолинейными траекториями, картезианская физика не предвидит в достаточной мере будущей специальной теории относительности. Криволинейная же относительность Галилея ближе к обобщенной инерции, где масса, тяжесть и инерция неразделимы. Математическая

формулировка, видимо, недостижимая для XVII в., позволяет предчувствовать как отдаленные выводы закон Маха и понятие эквивалентности.

ЗАКОН ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ОТ НЬЮТОНА ДО ЭЙНШТЕЙНА

Точный смысл понятию относительности и принципу инерции придает, очевидно, основной закон динамики. Содержание этих понятий предполагает ограничения, а установить их позволяет определение силы. Материя, двигающаяся «свободно», обладает нулевым ускорением и постоянной скоростью. И наоборот, с помощью интегрирования устанавливаем, что все системы, прямолинейно и равномерно движущиеся, являются «свободными». Наблюдатели находятся в них в физически одинаковых условиях.

Основной закон динамики, неизменный для этих наблюдателей, позволяет сформулировать частный принцип относительности движения: относительности потому, что всякий динамический опыт, осуществленный в той или иной системе отсчета, не позволяет обнаружить движения; частный потому, что эта эквивалентность ограничена одним видом привилегированных наблюдателей, связанных между собой преобразованием Галилея:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{v}t; \quad t' = t. \quad (1)$$

Само собой разумеется, что опыт может выявить системы инерции лишь приблизительно. Определение такой системы, в которой свободная точка описывает равномерным движением прямую, зависит от характера рассматриваемого опыта. Можно сконструировать «предельное» понятие абсолютно инерциальной системы, в которой совершенно свободная точка будет строго описывать прямую.

По Эйлеру, такая система определяет «абсолютное пространство» как «гарантию законности принципа инерции». Относительность, ограниченная механическими системами, гарантирует заранее неудачу всякого опыта механики, предназначенного выявить движение инерциальной системы, если опыт производится на борту самой этой системы. Действительно, всякий физический закон $F(\mathbf{r}, t) \equiv F(\mathbf{r}', t')$ должен оставаться неизменным при пре-

образовании (1). Так обстоит дело, в частности, в известных опытах с ядрами, выпущенными на восток и на запад, и с падением камня с вершины мачты движущегося корабля на его палубу¹. В спокойную погоду корабль и воздух составляют одну механическую систему. Никакой внутренней опыт (полет ядра или падение камня) не должен обнаружить движение относительно берега.

СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ГИПОТЕЗА О РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТА

Корпускулярные гипотезы о природе света приписывали свету баллистические свойства, аналогичные свойствам пушечных ядер. Сопоставление этих свойств с экспериментальными законами преломления явилось решающим испытанием, которое в течение XIX в. привело к триумфу волновой теории.

С тех пор положение механической относительности несколько изменилось. В корпускулярных теориях о природе света ему не отводилось никакой особой роли в обнаружении собственного движения. Иначе говоря, всякая система отсчета увлекала за собою «фотоны». Опыты с целью обнаружить абсолютное движение Земли по измерениям скорости света должны были, разумеется, кончиться неудачей. Напротив, всякая «колебательная» теория, естественно, допускает, что колебания происходят в эфире. И хотя противоречивые свойства последнего делают из него «terra incognita», трудно тем не менее лишить его возможности обладать автономным движением и представлять собою подлинную систему отсчета.

В этих условиях всякое изменение скорости света заставляет вводить не одну, а две системы отсчета: систему, связанную с Землей в ее вращении вокруг Солнца (систему, движение которой остается приблизительно прямолинейным и равномерным в течение нескольких мгновений), и систему, связанную со светоносным эфиром, содержащимся в среде с показателем преломления n . Не обязатель-

¹ Действительно, закон притяжения Ньютона

$$\gamma \equiv \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\text{grad} \frac{GM}{r}$$

инвариантен в преобразовании (1).

но, чтобы эфир не «увлекался» движением Земли, подобно окружающему воздуху. Если допустить частичное «увлечение», сообщаемое этому эфиру скорость αv по отношению к абсолютному пространству ($0 < \alpha < 1$; v —скорость Земли по отношению к абсолютному пространству), то скорость Земли по отношению к этому эфиру будет $v - \alpha v = v(1 - \alpha)$.

Итак, закон сложения скоростей — закон, применимый к двум различным механическим системам, — дает для скорости распространения волн следующее выражение:

$$c'_{\text{свет/Земля}} = \frac{c}{n_{\text{свет/эфир}}} - v(1 - \alpha)_{\text{Земля/эфир}}. \quad (2)$$

Наличие двух механических систем, различных по мнению Дж. Бруно, выражается тем, что $\alpha \neq 1$. Если так, то представляется очевидным, что сложение скоростей дает $c \neq c'$; это полностью соответствует обычному принципу относительности при относительном движении двух различных систем отсчета: Земли и частично увлекаемого ею эфира. Аналогичный вывод получился бы, например, в классическом споре о выстрелах в направлении запада и востока при существовании постоянного воздушного течения. Таким образом, вполне уместно, оставаясь при классической относительности, пытаться обнаружить «эфирный ветер» при распространении света в преломляющих средах, скажем в воздухе (опыты типа Майкельсона и Морли). Известно, что и в том и в другом случае «увлечение» эфира не будет полным¹, т. е. в принципе можно обнаружить наличие относительного движения.

¹ Существует частичное увлечение эфира в преломляющих средах. Опыт Физо (увлечение света в потоке воды) и опыт Эри (измерение аберрации в телескопе, наполненном водой) показывают, что коэффициент α имеет значение, предусмотренное Френелем, $\alpha = 1 - 1/n_2$. Однако измерения в преломляющих средах относятся к разности фазы

$$\Delta\varphi \sim \frac{2 \log}{\lambda} \left(-\alpha + 1 - \frac{1}{n^2} \right), \left(\beta = \frac{v}{c} \right),$$

равной нулю в первом порядке ($\beta^2 \sim 0$), если коэффициент «увлечения» имеет значение, предусмотренное Френелем. Отсутствие этих эффектов вполне соответствует классическому принципу относительности движения. С другой стороны, в электродинамике формула Френеля о частичном увлечении эфира в ди-

Отрицательный результат опыта Майкельсона сам по себе не противоречил, следовательно, нормам классической относительности. Его можно было увязать с этими нормами двумя путями: 1) предположив, что расстояния, проходимые по разным направлениям, различны (Фиджеральд и Лоренц); известно, к каким противоречиям это вело; 2) постулировав (самая простая гипотеза), что эфир полностью увлекается движением Земли. В этом случае ($\alpha = 1$) наличие одной механической системы приводит к $c = c'$, как и в случае баллистики. Эта идея, выдвинутая Стоксом для электромагнетизма и Ритцем для световых волн, не может быть согласована с результатами Френеля и непосредственно противоречит опыту.

Однако следует подчеркнуть здесь, что обе возможности

$$\alpha_{\text{пустота}} \neq 1, \quad c \neq c', \quad l \neq l'$$

и

$$\alpha_{\text{пустота}} = 1, \quad c = c', \quad l = l',$$

объясняющие отрицательный результат опыта Майкельсона, полностью согласуются с классическим принципом относительности. Первая должна была бы позволить обнаружить относительное движение двух наличных систем и, если бы этого не произошло, в силу внешнего физического явления ($l \neq l'$). Вторая приводит к тому, что опыт происходит в одной физической системе и в этом случае, очевидно, предсказывает его отрицательный результат.

Более оригинальное решение Эйнштейна сводится к применению третьей возможности: $\alpha_{\text{пустота}} \neq 1, \quad c = c'$. Преимущества ее заключаются в том, что она согласуется с оптикой преломляющих сред ($\alpha = 1 - \frac{1}{n^2} = 0$, если $n=1$) и предусматривает отрицательный результат опыта Майкельсона. Очевидно, что эта новая гипотеза несовместима с формулой (2), т. е. с законами классической кинематики. Закон сложения скоростей приобретает

электриках была подтверждена многочисленными опытами с движущимися телами. Наконец, в пустоте ($n = 1$) формула Френеля приводит к $\alpha = 0$, т. е. к постулированию существования неподвижного эфира (Лоренц). «Эфирный ветер», дающий $c' = c \pm v$ и выявляемый опытами типа Майкельсона, вводит члены с $\beta^2 = v^2/c^2$.

такой вид:

$$c' = \left. \begin{aligned} \frac{\frac{c}{-n} + v}{1 + \frac{c}{-n} \frac{v}{c^2}} \end{aligned} \right\} = c \text{ — в пустоте } (n = 1), \\ = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \text{ — в перелом-} \\ \text{ляющих средах.}$$

Надо подчеркнуть, что принцип Эйнштейна, формулируемый следующим образом: «невозможно обнаружить прямолинейное и равномерное движение системы отсчета при помощи физического опыта, осуществляемого в этой же системе», не является только простым расширением прежнего принципа относительности, но предполагает известный смысловой сдвиг. Действительно, согласно классическому принципу относительности,

если $\alpha = 1$ (полное увлечение), то $c = c'$,

для α любого $c \neq c'$.

Эйнштейн же утверждает, что $c = c'$ для любого α .

Скорость света, согласно Эйнштейну, одна и та же не в полностью увлеченном эфире, что согласовалось бы с классической невозможностью обнаружить движение системы отсчета опытами в этой же системе. Эта скорость одна и та же в двух различных системах отсчета, а это противоречит классическому принципу относительного движения.

Все сводится к изменению определения понятия системы отсчета. В классическом смысле такая система характеризуется тремя числами и относительностью движения или, если угодно, эквивалентностью описываемых систем (1). Теперь же система отсчета теряет тот смысл, какой ей придавал Дж. Бруно: она определяется параметрами x, y, z, t .

Основной постулат относительности, т. е. постоянство скорости света во всех инерционных системах

$$c = \left| \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right| = \left| \frac{d\mathbf{r}'}{dt'} \right| = c', \quad (t \neq t'),$$

предполагает, очевидно, расширение самого понятия системы. Он никак не может являться частным случаем классического определения («нельзя обнаружить прямолинейное и равномерное движение системы при помощи опытов, поставленных в этой же системе»), так как относится к распространению света в двух различных систе-

мах отсчета. Можно сказать, что оптическая относительность строже, чем механическая, так как если еще возможно обнаружить относительное равномерное и прямолинейное движение опытами с движущимися телами, то это невозможно сделать в опытах с измерением скорости света в пустоте¹. Именно эта невозможность, возведенная в принцип, приводит к новой концепции физической системы, и при этом новом варианте² старый принцип относительности оказывается несостоятельным. Чтобы он мог «акклиматизироваться», нужно было создать новую, не ньютоновскую динамику. Эйнштейновская концепция относительности не является, таким образом, только «расширением» прежней теории. Строго говоря, она даже несовместима с тем допущением, которое можно вывести из последней не как частный, а как предельный случай ($c = \infty$), а это разные вещи³.

ПАДЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Силы инерции (центробежные силы, силы Кориолиса) представляют те достаточно подозрительные «фиктивные силы», которые Ньютон считал возможным исключить надлежащим выбором системы отсчета. Перефразируя суждение Эйлера, можно также сказать, что абсолютное пространство является гарантией исчезновения сил инерции. В этом пространстве всякое свободное тело движется согласно закону инерции, т. е. фиктивные ускорения, независимые от природы испытываемого тела, исчезают. Именно при определении такого пространства используют, если можно так выразиться, общий принцип относительности. Фиктивные ускорения инерции поглощаются структурой пространства, и этот результат возможен только в силу того замечательного факта, что эти ускорения являются лишь функцией локализации в пространстве — времени, а никак не функцией каких-то характеристик исследуемого тела.

¹ Наоборот, результаты сравнения частот (эффект Доплера) зависят от относительной скорости и позволяют обнаружить относительное движение.

² Приспособленному, очевидно, к преобразованию Лоренца.

³ И относительность в классическом смысле не принимает постулата $c = \infty$.

Если так, то очевидно, что «пустое» пространство может быть носителем ускорений, только если допустить изменение в его структуре: пространство — время становится тогда искривленным пространством, и эта кривизна может возникать только вследствие присутствия материальных источников в областях, более или менее удаленных. Каким будет в этих условиях обобщение эквивалентности, которую специальный принцип относительности относил только к галилеевым системам, а затем к лоренцевым? Эта эквивалентность должна быть сформулирована для искривленного пространства, и так как всякая искривленная поверхность локально подобна касательной к ней плоскости, любая эквивалентность может быть отнесена к плоским пространствам, касательным в соответствующих точках к искривленному пространству. Эти плоские евклидовы пространства различны (как различны касательные плоскости). Иначе говоря, принцип относительности применим в инерциальных системах, связанных в данный момент с двумя положениями ускоряемого тела. Эти инерциальные системы определяют два евклидовых, но различных пространства — времени. Чтобы сравнить полученные результаты с физической точки зрения, надо переписать в одном пространстве все, что мы нашли в другом. Мы говорим, что такое переписание инерциального движения из одной плоскости в другую выражается «силами». Две скорости, параллельные в первой и второй плоскостях, не будут таковыми в обычном смысле, если их перенести соответственно в одну и ту же плоскость. Специальный принцип относительности изменил, как мы видели, понятие системы отсчета. Общая теория относительности изменяет, как разъяснил Картан, само понятие параллелизма, т. е. основы геометрии.

Можно спросить, в какой мере мы являемся свидетелями обновления картины космоса. А priori криволинейная инерция является естественным обобщением линейной инерции, и неевклидовы гипотезы не имеют, как и геометрия Евклида, абсолютного характера.

Общая теория относительности оставалась бы фактически только расширением эквивалентности прямолинейных и равномерных движений, если бы она в опыте непосредственно приводила к неевклидовой топологии. Но это совсем не так: понятия вектора, силы, сохранения имеют строго евклидово значение; таким образом, наша

физика является локальным и приближенным переизложением (retranscription), использующим для выражения обобщенной инерции язык, разрушающий однородность пустого пространства. Действительно, кривая поверхность не является более «оструктуренной», чем плоскость. Однако отметки, выражающие на плоскости свойства кривой поверхности, придают ей «структуру». Иначе говоря, полная геометризация, устанавливаемая общей теорией относительности, вводит (retranscript) на плоскости иерархизованный космос, свидетельствующий косвенно о наличии неуловимого источника.

Покамест обобщение принципа относительности как бы само собою приводит к неевклидовым структурам. Напротив, со свойствами тяжелых тел оно в основном не связано. Кажется, таким образом, что общий принцип относительности, связывающийся при расширении специального принципа относительности с ускоренными движениями, может остаться независимым от свойств тяжелых тел. У Галилея этот принцип был внутренне присущ тяготению, а тяготение было неотделимо от движения испытываемого тела. В физике Эйнштейна, наоборот, кажется, что можно понять неевклидовы свойства, являющиеся источником ускоренных движений вне связи с гравитационными явлениями.

Закон Маха образует начальное звено в этой странной связи между материей, тяготением и инерцией. Он обеспечивает примат материальных действий, порождающих силы инерции или, что эквивалентно, производящих искривление пространства—времени. Ускоренные движения, подчиненные криволинейной инерции, также являются неявными движениями тяготения. Совершенно естественно думать, что обнаруженные действия тяготения, т. е. действия, материальные причины которых достаточно хорошо известны, имеют ту же природу, что и «фиктивные» силы ускорения. Как и эти силы, они не зависят от характеристик испытываемых тел; как и эти силы, их может вобрать в себя неевклидова структура пространства — времени.

Таково содержание «принципа эквивалентности». Его близость к закону Маха очевидна, только последний отстаивает примат материальных структур в образовании поля, т. е. в создании кривизны Вселенной, а первый подчеркивает по преимуществу эквивалентность действий.

В этом плане обобщенная относительность движений тесно связывается со свойствами, присущими материи, и такой подход весьма близок к галилеевым концепциям. Конечно, если свойства тяжелых тел заключаются, как это думал Галилей, в испытываемом теле, которое само неразрывно связано с инерцией, тяготение как сила образуется источниками. Можно, таким образом, допустить при очень удаленных источниках предельное понятие инерциальных прямолинейных траекторий, которых не было в галилеевой физике. Тем не менее концепция материальной точки связывает с инертной массой массу тяжести и, следовательно, собственное неевклидово поле. Говоря физически, закон инерции, игнорирующий не «падение» твердых тел, а наличие гравитационного неустранимого поля, немислим. Концепции Галилея, необходимо связывающие понятия инерции и тяжести, гораздо ближе к принципам общей теории относительности, чем концепция Декарта к специальной теории относительности. Все же путь, связывающий структуру — тяготение, пространство и инерцию, у Галилея и у Эйнштейна проходит в противоположных направлениях.

Для Галилея тяжесть порождала бы «эквипотенциальные» неплоские поверхности (очевидно, двумерные), и такие поверхности (истинные или идеальные) должны были бы служить основанием для естественного движения. Именно криволинейные движения вдоль таких поверхностей подчинялись закону инерции и постулату относительности. Для Эйнштейна закон инерции или обобщенной относительности обязательно выражается кривизной пространства. Дальнейшая ассимиляция сил тяготения и сил инерции (исходящая из принципа Маха, затем из принципа эквивалентности) приводит к тому, что движение тяжелых тел сводится к неевклидовой инерции. Так и только так тяготение приводит к «естественным» движениям, а не к силам.

И все-таки это поглощение тяготения неевклидовыми структурами пространства — времени является вторым этапом, к которому вполне можно переходить.

Именно общий принцип относительности вместе с законом эквивалентности сводит тяготение к неевклидовости. Без них поле тяготения может, подобно электромагнитному полю, быть представлено как «явление», описанное в пространстве (евклидовом или неевклидовом),

но не связанное со структурой этого пространства. По этой гипотезе инерция будет совершенно чуждой тяжести, а идентичность тяжелой массы и массы инертной не будет вызываться никакой логической необходимостью. Переход: ускоренные движения → обобщенная инерция → неевклидова структура → тяготение можно оборвать и свести к евклидовым теориям тяготения. Наоборот, идя в противоположном направлении, Галилей только с большим трудом мог сформулировать закон инерции, ограниченный прямолинейными и равномерными движениями.

Три века разделяют появление «Диалога» от первых набросков общей теории относительности. Если мы останавливались особенно на исходном и окончательном пункте теории относительности, пренебрегая промежуточными изменениями, то делали это с целью оценить в эволюции физики важность изменений, внесенных в содержание таких основных понятий, как параллелизм, физическая система и т. д.

«Строго говоря, — писал Картан, — в виде объяснения условились относительно языка, но это как раз показывает, какое значение в эволюции науки имеет разумный выбор условного языка» [8].

Смысл самого слова «относительность» стал почти противоположным: сначала явление было «как бы нечто», так как оно было полностью подчинено становлению наблюдателя, всегда в определенном аспекте привилегированного и единственного. В современном смысле относительность — это, наоборот, относительные движения, которые «как бы ничто» по отношению к опыту по сравнению с формулировками законов, для различения которых они не могут служить. Прежде «относительность» предполагала изменение явления под влиянием движения, сейчас же — безразличие явления к движению. Идея относительности идет от явления (относительного, так как оно зависимо и претерпевает влияния) к движению (относительному, так как оно неразлично). В этой эволюции иерархизация космоса, единственность наблюдателя уступают место другому абсолюту — однородности пространства — времени, неизменности закона. Вследствие заметного ослабления антропоморфизма относительность явления по отношению к наблюдателю становится относительностью движения этого наблюдателя по отношению к опыту. Это изменение «языка» не является

чисто номинальным, оно выражает глубокую естественную эволюцию науки, которая должна найти свой собственный стиль, связанный с ее глубоким своеобразием, стиль, могущий сделать ее законченной, завершенной. «Книга природы написана математическими символами», — провозглашал уже Галилей. Геометрия Римана вписала в нее одну из самых значительных глав.

Для самого Платона, для Архимеда, для Евклида игра теней должна утратить всю свою причудливую и случайную видимость для того, чтобы стать предметом количественных законов. На этом пути, быть может суровом, но столь же широком, как и путь искусства, всегда должен быть прав Ньютон, а не Гёте. Несравненный свет Италии должен был, вопреки протестам поэта, стать пучком, разлагаемым призмой. «Если бы я не носил в себе мир, я был бы слепцом со здоровыми глазами». Замечательная фраза, но Гёте не хотел признавать то значение, которое ей придал Эйнштейн: «Носить в себе мир—это значит не только видеть его единым, но также и объяснить его содержание и цельность». Так рождается Вселенная физики. Вселенная относительности, завершенная Эйнштейном, представляет лишь одно из ее наиболее внушительных достижений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Giordano Bruno. La Cena de Iacenteri III—VI. Opere Italiane. Ed. Wagner, 1830, p. 170.
2. Tychoonis Brahe. Astronomicarum epistolarum liber. Uranienburgi, 1592, p. 189.
3. E. Meyerson. La déduction relativiste. Paris, 1925, p. 47.
4. Galilée. Dialogo, v. II—VIII, p. 139.
5. Galilée. Discorsi, v. XIII, p. 154.
6. Descartes. Principes de philosophie. II—39, p. 85.
7. A. Koyré. Galilée et la loi d'inertie. Études galiléennes, v. III, p. 170.
8. E. Cartan. Les variétés à connexion affine et la relativité générale. Ann. Ecole normal, 1923, v. 40.



ЭЙНШТЕЙН И ДУАЛИЗМ ВОЛНЫ-ЧАСТИЦЫ ¹

*Больше деталей, больше деталей,—
воскликнул г-н Лёвен.—Только в де-
талях правда и оригинальность.*

СТЕНДАЛЬ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Нильс Бор, осведомленность которого в своем роде была единственной, всегда настаивал на том, что для истории квантовой механики характерны ее многообразие и сложность. В последней из опубликованных им работ [1] он описывает «героическую эру квантовой физики» как «совершенно исключительное сотрудничество целого поколения физиков-теоретиков из многих стран» и «сочетание различных подходов и введение соответствующих математических методов». Это высказывание Бора должно быть предостережением против попыток упростить эту историю, представляя один какой-либо из подходов в качестве главного направления, по которому развивалась квантовая физика. Понятно и вместе с тем достойно сожаления то, что многие из описаний этого периода, в том числе и некоторые из мемуаров, написанных теми, кто играл ведущую роль, страдают подобного рода упрощением. Картина развития, которая создается на основе таких описаний, как бы ни были интересны содержащиеся в них и сообщаемые из первых рук детали, страдает как раз отсутствием того многообразия и той сложности, которые характерны для главных достижений физики XX в.

¹ Martin J. Klein. Einstein and the Wave-Particle Duality.— «The Natural Philosopher», 1964, 3. Перевод И. Б. Погребыцкого.

Наиболее распространена такая форма упрощения: внимание концентрируется почти исключительно на проблемах структуры атома и атомных спектров, начиная с работы Бора 1913 г. до новой квантовой механики 1925—1926 гг. Это с неизбежностью приводит к пренебрежению другими проблемами, которыми, быть может, занимались немногие теоретики, но которые находились на главном направлении в 20-х годах XX в. В настоящем очерке мы попытаемся проследить другое направление подхода к квантовой механике. Это направление можно отчетливо наметить, указав те проблемы, которые надо было разрешить на этом пути, и методы, использованные при их решении: проблемы не строения атома, а двойственной природы излучения и свойств газов. Методы же были не столько методами «старой квантовой теории», сколько методами статистической механики, и ведущим гением и главным руководителем был не Бор, а Эйнштейн. Как раз это направление привело к волновой механике Шредингера.

В качестве отправной точки возьмем замечания Эрвина Шредингера в статье «Об отношении квантовой механики Гейзенберга — Борна — Иордана к моей» [2]. В этой статье, написанной в марте 1926 г., Шредингер доказал математическую эквивалентность двух теорий, столь различных по своим исходным положениям, математическим методам и по своему общему подходу. Противопоставляя истоки своей волновой механики отправным положениям матричной механики геттингенских физиков, Шредингер писал, что ему неизвестны никакие генетические связи между его работами и работами Гейзенберга, которые появились на несколько месяцев раньше. Он знал работы Гейзенберга, но его «отпугивали, чтобы не сказать отталкивали», их устрашающе выглядящая алгебра и отсутствие в них интуитивной ясности. «Моя теория, — писал он, — стимулировалась диссертацией де-Бройля и краткими, но исключительно глубокими замечаниями Эйнштейна».

Эти «краткие, но исключительно глубокие замечания», которые Эйнштейн сделал в конце 1924 г., и занимают центральное место в настоящем очерке. Они состояли в убедительном повторном утверждении идеи де-Бройля, что с материальными частицами надо ассоциировать волны, и это подкреплялось соответствующими аргументами,

основанными на квантовой теории идеальных газов Эйнштейна. Как идею де-Бройля, так и работу Бозе, которую Эйнштейн применил в своей теории газов, можно в свою очередь рассматривать как возникшие из революционных исследований Эйнштейна о природе излучения, которые он вел с самого начала своей деятельности. Эйнштейн установил наличие двойственного характера излучения, дуализм волны-частицы, и в течение долгого времени он подчеркивал фундаментальное значение этого факта для будущего физика. Поэтому он был тем физиком, который скорее других мог увидеть значение работы де-Бройля и рассмотреть выводы из нее. Именно тогда, когда опыты Комптона окончательно убедили многих физиков в реальности квантов света — частиц излучения, — Эйнштейн присоединился к предложению де-Бройля, что дуализм волны-частицы должен иметь место как для излучения, так и для материи. Неудивительно, что его влияние сказалось быстро и решающим образом и не в последнюю очередь на Шредингере.

§ 2. РАБОТА ЭЙНШТЕЙНА О СТРУКТУРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

1. «Нельзя отрицать наличие значительного числа данных относительно излучения, показывающих, что свет имеет некоторые основные свойства, которые гораздо проще понять с точки зрения эмиссионной теории Ньютона, чем с позиции волновой теории. Поэтому, на мой взгляд, следующий этап развития теоретической физики даст нам теорию света, которую можно будет рассматривать как нечто вроде объединения волновой и эмиссионной теорий. Целью следующих рассуждений являются обоснование такого взгляда и доказательство того, что глубокое изменение наших воззрений на природу и строение света неизбежно».

Это заявление Эйнштейна было адресовано ученым, собравшимся в сентябре 1909 г. на конгрессе в Зальцбурге. В нем автор высказал свой взгляд на то, в каком направлении должна будет развиваться физика [3]. Эйнштейн не сомневался в том, что зернистое, квантовое строение излучения, впервые указанное им четыре года тому назад, действительно существует и что его надо серьезно учитывать в любой будущей теории. Это мнение было ис-

ключительно мнением Эйнштейна, — насколько исключительно, можно судить по тому факту, что Макс Планк, единственный физик, чьи работы, кроме своих собственных, Эйнштейн использовал, развертывая свою аргументацию, выступил во время дискуссии первым и по поводу идеи Эйнштейна о свободных квантах заметил: «Это мне кажется таким шагом, который, на мой взгляд, еще не требуется» [3, стр. 825]. Однако Эйнштейн для обоснования своих взглядов располагал убедительной и стройной системой доводов, в которой сказались как цельность, так и глубина его мысли. Эта система доводов была основана на идеях и методах трех его шедевров 1905 г., и она выявляла связи и общность задач этих на первый взгляд весьма различных работ [4]¹.

Эйнштейн доказал необходимость глубокого изменения теории излучения и начинал свою аргументацию с обзора успехов и затруднений электромагнитной теории света. Он подчеркивал значение работ Лоренца, четко разграничившего то, что относилось к эфиру, и то, что относилось к материи, так что электромагнитное поле было связано с весомой материей лишь постольку, поскольку с нею всегда связаны заряды и токи, являющиеся источниками поля. Теория Лоренца, которая принимает абсолютно неподвижный эфир, была в состоянии объяснить все ранее парадоксальные результаты опытов, за исключением нулевого результата опыта Майкельсона — Морли.

Эйнштейн характеризовал свою собственную «так называемую теорию относительности» как результат принятия двух положений: принципа относительности (утверждающего эквивалентность систем отсчета, движущихся относительно друг друга равномерно, и, следовательно, несуществование эфира как абсолютной системы отсчета) и постоянства скорости света. В частности, интересно отметить, что он рассматривал последний постулат как сохраняющий существенную черту лоренцевой теории эфира, в которой скорость света, конечно, не зависит от скорости его источника.

В теории относительности, как считал Эйнштейн, только одно из ее следствий имело отношение к его аргументации, указывая на отклонение от прежних взглядов на

¹ На некоторые из этих взаимосвязей указал Д. Холтон [5].

структуру излучения. Это была эквивалентность массы и энергии. С помощью простого вычисления, основанного на теории относительности, Эйнштейн показал, что инертная масса тела, которая излучает энергию E в виде радиации, уменьшается на величину E/c^2 , где c — скорость света. Таким образом, теория относительности имеет две общие черты с эмиссионной или корпускулярной теорией света, в отличие от волновой теории: свет рассматривается как независимая субстанция, а не как нечто, зависящее от состояния гипотетической среды; эмиссия света каким-либо телом с последующим его поглощением другим телом связана с переносом инертной массы. В таких пределах и только в этих пределах теория относительности требует изменения взглядов на структуру излучения. Главное же обоснование своего мнения, что требуется основательное изменение этих взглядов, Эйнштейн нашел в другой области, и к этому он перешел в дальнейшем изложении.

Он указал на ряд хорошо известных свойств света, которые никак нельзя объяснить, исходя из волновой теории. Например, почему наличие или отсутствие той или иной фотохимической реакции зависит от цвета падающего света, а не от его интенсивности, которая должна была бы определять величину подводимой энергии? Почему свет короткой длины волны более эффективен для осуществления химических реакций, чем свет большей длины волны? Каким образом отдельный фотоэлектрон получает столь большую энергию от источника света с очень низкой плотностью распределения и почему энергия такого фотоэлектрона не зависит от интенсивности света? Эйнштейн предположил, что все эти трудности коренятся в одной существенной особенности волновой теории света — основной процесс эмиссии не имеет простого обратного процесса. Если рассматривать эмиссию света как состоящую в образовании расширяющейся сферической волны, исходящей из колеблющегося электрического заряда, тогда обратный процесс — процесс поглощения сжимающейся сферической волны зарядом — хотя и допускается уравнениями Максвелла, но заведомо не является элементарным процессом. Этот формальный изъян волновой теории — отсутствие симметрии, которым, например, не страдает кинетическая теория газов, — Эйнштейн считал ее основной слабостью.

В этом отношении корпускулярная теория света стояла выше, так как она не дает повода для подобного рода критики. Если эмиссию света можно рассматривать как выброс «частички света», то поглощение будет состоять в процессе, в точности обратном. Так как излучаемая энергия не может рассеяться в бесконечном объеме, то она вся получается при поглощении. Тогда становятся понятными основные особенности таких процессов, как фотоэлектрический эффект, которые указывают скорее на направленную, чем на сферически-симметричную эмиссию света. (Для подхода Эйнштейна характерно указание на формальную асимметрию в рассматриваемой теории, как на источник физических проблем. Именно это он делал в своих работах 1905 г. по квантам и по теории относительности. Рассуждения, основанные на таких общих формальных положениях, стали характерной чертой теоретической физики, но они редко встречались до Эйнштейна, а после него их не так часто использовали столь эффективно.)

Наиболее сильную поддержку своих взглядов Эйнштейн находил в теории излучения черного тела Планка. Он считал нужным повторить в основном эту теорию, так как даже в 1909 г. это была теория, которую, как он полагал, «вероятно, нельзя считать общеизвестной». Он указал, что решающий шаг в рассуждениях Планка — вычисление энтропии множества осцилляторов частоты ν путем подсчета числа тех способов W , с помощью которых между ними может распределяться определенное количество энергии¹. Для такого подсчета Планк принял, что полная энергия состоит из частиц энергии, каждая величины ϵ . Чтобы его результат согласовывался с законом смещения Вина, который в свою очередь является следствием второго закона термодинамики, он положил ϵ пропорциональной частоте ν :

$$\epsilon = h\nu, \quad (1)$$

где h — новая мировая постоянная. Эти соображения привели Планка к выражению для $\rho(\nu, T)$ — энергии теплового излучения при температуре T в расчете на единицу

¹ История введения Планком квантовой теории рассмотрена в [6], общий обзор периода, к которому относится настоящий очерк, см. в [7].

объема и на единичный интервал частоты:

$$\rho(\nu, T) = (8\pi\nu^2/c^2)(h\nu) [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}, \quad (2)$$

что согласовывалось со всеми доступными данными (k — постоянная Больцмана).

Первое замечание, которое сделал Эйнштейн по поводу работы Планка, состояло в указании на то, что она существенно отходит от классических идей. Этот отход особенно ясно виден в том, что средняя энергия осциллятора определенной частоты мала по сравнению с энергией одного кванта той же частоты — ситуация, которая часто встречается. Такое отклонение от обычных статистических идей не должно служить основанием для того, чтобы отбросить результаты Планка. Действительно, один из выводов, сделанных Планком в его теории, — о значении основной единицы электрического заряда — как раз был поразительным образом подтвержден в опытах Резерфорда и Гейгера. Напротив, Эйнштейн уже видел, какие большие возможности открываются при подходящем обобщении идей Планка для решения тех вопросов, которые он ранее поставил в своем докладе. В 1905 г., как результат независимой системы рассуждений, Эйнштейн предположил, что излучение состоит из квантов энергии величины $h\nu$, и он рассматривал успех теории излучения Планка как довод в пользу своих взглядов, поскольку она фактически неявно основывалась на его собственной гипотезе квантов света¹. Эйнштейн не стал снова повторять тот список явлений, которые он уже объяснил на основе квантовой теории, явлений столь различных, как закон флуоресценции Стокса и изменение удельной теплоемкости твердых тел при низких температурах. Он располагал новыми доводами, которые считал еще более убедительными.

Эйнштейн начал изложение этих новых доводов с постановки вопроса, выражавшего сомнение в квантовой теории Планка. У некоторых ученых этот вопрос уже возникал и стал темой ряда работ Планка в течение ближайших нескольких лет. Планк пытался прикрыть эту брешь с помощью классической теории. «Нельзя ли себе

¹ Работа Эйнштейна (1905 г.) по квантам, первая из указанных в [4], анализируется в [8]. Я хотел бы поблагодарить проф. Д. Холтона за ряд полезных замечаний по вопросам, рассмотренным в этой статье.

представить, что формула излучения Планка действительно верна, но что ее можно вывести каким-то методом, который не основан на столь чудовищном допущении, какое использовал Планк? Нельзя ли заменить гипотезу квантов света какой-нибудь другой гипотезой, которая тоже могла бы объяснить известные явления? А если необходимо изменить принципы теории, то нельзя ли по крайней мере сохранить уравнение для передачи излучения и элементарные процессы эмиссии и поглощения истолковать как-то иначе, чем это было принято ранее?»

Ответ Эйнштейна на все эти вопросы был отрицательным, и обоснование такого ответа исходило из самой структуры закона излучения Планка. Ключевым пунктом рассуждения Эйнштейна было обращение метода Планка. Вместо того чтобы стараться вывести закон распределения, исходя из какого-либо более фундаментального положения, он пошел противоположным путем. Закон Планка был основательно подтвержден экспериментами,— почему бы не принять его правильность и не выяснить, какие следствия, касающиеся «строения» радиации, вытекают из него? Эйнштейн уже делал нечто в таком роде в 1905 г., когда обосновывал свои взгляды относительно зернистого «строения» радиации с помощью выводов из закона излучения Вина — предшественника закона Планка и его предельного выражения для высоких частот. На этот раз он применил такой метод к самому закону Планка и получил столь же внушительные результаты.

2. В своем докладе Эйнштейн ссылаясь на два независимых соображения, которые приводят существенно различным способом к весьма близким результатам. Ни одно из этих соображений он не развивал детально, так как уже вкратце изложил их в статье, напечатанной годом раньше, где он касался отчасти тех же вопросов [9]. Первое соображение тесно связано как с его статьей 1905 г. о квантах, так и с его более ранними работами по основам статистической механики (см., в частности, [10, 8]), и оно сводилось к подсчету флуктуаций энергии в излучении черного тела. В своих расчетах Эйнштейн исходил из второго закона термодинамики и его статистической интерпретации. Основные этапы мы здесь укажем.

Рассмотрим систему, состоящую из двух частей, которые соединены таким образом, что могут свободно обмениваться энергией, причем соблюдается лишь условие

постоянства полной энергии. Если каждая из двух частей занимает определенный объем, то условием равновесия, согласно второму закону термодинамики, является требование, чтобы при энергообмене энтропия была максимальной. Если обозначить энтропии обеих частей через S_1 и S_2 , через S_1^0 и S_2^0 — соответствующие равновесные значения, а через E_1 и E_2 — энергии и т. д., мы можем записать разложение полной энтропии по отклонениям от состояния равновесия в следующем виде:

$$S_1 + S_2 = S_1^0 + S_2^0 + \left[\left(\frac{\partial S_1}{\partial E_1} \right)_0 - \left(\frac{\partial S_2}{\partial E_2} \right)_0 \right] \varepsilon + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 S_1}{\partial E_1^2} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 S_2}{\partial E_2^2} \right)_0 \right] \varepsilon^2 + \dots \quad (3)$$

Мы использовали то обстоятельство, что $\varepsilon = E_1 - E_1^0$ равно также отрицательному значению $E_2 - E_2^0$, так как система замкнута. Поскольку энтропия в состоянии равновесия максимальна, коэффициент при ε должен исчезать, что выражает равенство температур. Если принять дополнительно, что второй объем велик по сравнению с первым, то отклонение энтропии от ее равновесного значения с точностью до ε^3 равно

$$\Delta S = (S_1 + S_2) - (S_1^0 + S_2^0) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 S_1}{\partial E_1^2} \right) \varepsilon^2 = - \frac{1}{2C_v T^2} \varepsilon^2, \quad (4)$$

где $C_v = (dE/dT)_v$ — теплоемкость при постоянном объеме (индексы опущены, так как они теперь не нужны).

Эйнштейн скомбинировал этот результат с его собственной интерпретацией принципа Больцмана (еще одно из его исключительно успешных «обращений» процедуры) с целью получить вероятность того, что будет определена флуктуация энергии ε . Если $W(\varepsilon)$ есть вероятность флуктуации, величина которой находится между ε и $\varepsilon + d\varepsilon$, то уравнение Больцмана — Эйнштейна получается в виде

$$W(\varepsilon) d\varepsilon = \alpha \exp [(\Delta S) (N_0 / R)] d\varepsilon = \alpha \exp [-(N_0 \varepsilon^2 / 2RC_v T^2)] d\varepsilon, \quad (5)$$

где α — попросту нормирующая постоянная, R — газовая постоянная, а N_0 — число Авогадро. Среднее квадра-

тичное значение флуктуации энергии (ε^2) теперь можно непосредственно вычислить с помощью уравнения

$$(\varepsilon^2) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^2 W(\varepsilon) d\varepsilon \quad \Bigg/ \quad \int_{-\infty}^{\infty} W(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

что дает в результате

$$(\varepsilon^2) = (R/N_0) T^2 C_v. \quad (7)$$

Этот вывод является более простым вариантом того вывода, который Эйнштейн дал еще в 1904 г. [10]. Мы сохраняем его запись постоянной (R/N_0) по причинам, которые вскоре станут очевидными.

Теперь мы в состоянии вычислить флуктуацию энергии для той части излучения черного тела, частоты которой лежат в промежутке от ν до $\nu + d\nu$, если только указан вид функции $\rho(\nu, T)$, дающей закон распределения. Действительно, средняя энергия E этого излучения в сосуде с объемом V определяется по формуле

$$E = V \rho(\nu, T) d\nu, \quad (8)$$

а величина C_v из уравнения (7) может быть получена дифференцированием по температуре.

Если взять ρ , согласно закону излучения Планка, по формуле (2), то соответствующее уравнение для (ε^2) легко привести к виду

$$(\varepsilon^2) = [h\nu E + (c^3/8 \pi \nu^2 V d\nu) E^2] \quad (9a)$$

или

$$(\varepsilon^2) = (V d\nu) [h\nu \rho + (c/8\pi \nu^2) \rho^2], \quad (9b)$$

если отождествить (R/N_0) с постоянной k в законе Планка. Приравнять (R/N_0) постоянной k означает принять число Авогадро согласно определению Планка, и Эйнштейн уже видел, какое значение имеет этот шаг и насколько он оправдан.

С точки зрения волновой теории излучения существование таких флуктуаций энергии вполне понятно: их следует ожидать как результат интерференции различных систем волн, локализирующих энергию той или другой величины в заданной области для любого момента времени. Однако нельзя понять форму уравнения для флуктуаций, если это единственный механизм их возникновения. Как доказывал Эйнштейн, исходя из соображений размерности, и как подтвердил детальным и довольно длинным расчетом несколькими годами позже Лоренц

[11], волновая теория может дать только второе слагаемое (в скобках) в уравнениях (9а) и (9б), т. е. слагаемое, пропорциональное E^2 .

С другой стороны, если бы излучение состояло из классических частиц, движущихся независимо одна от другой, и если бы эти частицы обладали каждая энергией $h\nu$, то в среднем в объеме V было бы $E/h\nu$ таких частиц, и обычные статистические соображения (закон больших чисел) дали бы как раз первое слагаемое в скобках. (Так как среднее квадратичное флуктуаций числа частиц должно было бы равняться среднему значению $E/h\nu$, то соответствующее среднее квадратичное флуктуации энергии можно было бы получить путем умножения этой величины на $(h\nu)^2$.)

Как заметил Эйнштейн, все выглядит так, как если бы было два независимых фактора, обуславливающих флуктуации, поэтому флуктуации обоих видов просто аддитивны. Любой из этих двух факторов может оказаться преобладающим в зависимости от области частот и температуры. Для высоких частот и в области низких температур, когда закон Планка становится законом Вина, мы получаем только первое слагаемое; в области низких частот и высоких температур, когда распределение Планка становится законом Релея — Джинса, имеет место только второе слагаемое (изложение этого вопроса см. в [12]).

Прежде чем рассматривать какие-либо дальнейшие выводы из этого результата, мы обратимся к следующему рассуждению Эйнштейна — анализу флуктуаций количества движения при излучении черного тела. Эйнштейн начинает с того, что показывает необходимость таких флуктуаций в силу чисто термодинамических причин. Рассмотрим плоскую пластинку, обе стороны которой являются идеальным отражателем и которая может свободно двигаться в направлении, перпендикулярном ее плоскости. Допустим, что эта пластинка находится в сосуде, который содержит идеальный газ при низком давлении и излучение черного тела при температуре T , определяемой стенками сосуда. Соударения газовых молекул с пластинкой приведут последнюю в иррегулярное движение — частный случай броуновского движения. Но при движении пластинки силы, возникающие вследствие давления излучения на переднюю и тыльную по-

верхности, уже не равны, как это было бы в состоянии покоя. В итоге появляется сила (обусловленная тем, что давления излучения не уравниваются), действующая против направления движения — «трение излучения», возрастающее с ростом скорости пластинки. Как результат действия этой силы трения, кинетическая энергия пластинки будет превращаться в энергию поля излучения. Если бы это трение излучения было единственным результатом действия излучения на пластинку, то энергия газов вся могла бы превратиться в энергию излучения и не могло бы быть равновесия между газом и излучением.

В этом рассуждении не учитываются иррегулярные флуктуации давления излучения. Эти флуктуации не только должны существовать, но в среднем они должны соответствовать потере энергии из-за трения. Иными словами, они должны сообщать пластинке в среднем кинетическую энергию, равную $kT/2$. Чтобы произвести расчет, обозначим через v скорость пластинки в момент t , P — сила сопротивления, вызванная давлением излучения, в расчете на единицу скорости. (Эйнштейн пренебрегал другими слагаемыми в выражении этой силы, зависящими от высших степеней скорости.) Уменьшение скорости пластинки за промежуток времени τ , вызываемое этой силой трения, равно $Pv\tau/m$, где m — масса пластинки. Если Δ — изменение количества движения пластинки за время τ , вызванное иррегулярными флуктуациями давления излучения, то количество движения в момент $t + \tau$ равно $mv + \Delta - Pv\tau$. Налагая условие, что в среднем mv не должно изменяться в течение времени τ , получаем уравнение

$$\overline{(mv + \Delta - Pv\tau)^2} = \overline{(mv)^2}. \quad (10)$$

Если учесть, что $\overline{v\Delta}$ обращается в нуль вследствие иррегулярного характера флуктуаций и что можно пренебречь слагаемым $\overline{(Pv\tau)^2}$, то это уравнение можно привести к виду

$$\overline{\Delta^2} = (2P\tau m) \overline{v^2}. \quad (11)$$

На основании теоремы статистической механики о равномерном распределении энергии среднее значение кинетической энергии пластинки должно быть равно $kT/2$, так

что \bar{v}^2 определяется из уравнения

$$m\bar{v}^2/2 = kT/2 . \quad (12)$$

Остается вычислить P по функции распределения излучения $\rho(v, T)$. Для простоты, а также для большей ясности Эйнштейн допускает, что пластинка является зеркалом только для излучения, частота которого находится в промежутке от v до $v + dv$, что она свободно пропускает излучение всех других частот. Сравнительно длинный расчет, опубликованный Эйнштейном только в следующем году (1910), приводит к такому результату:

$$P = (3/2c) [\rho - (v/3)\partial\rho/\partial v] Adv , \quad (13)$$

где A — площадь пластинки, c — скорость света, а ρ вычисляется для той частоты, для которой пластинка является зеркалом. Если скомбинировать последние три уравнения, получим общую зависимость

$$\bar{\Delta}^2/\tau = (kT) (3/c) [\rho - (v/3) \partial\rho/\partial v] Adv . \quad (14)$$

Теперь можно подставить вместо ρ выражение Планка для закона излучения (уравнение (2)), получаем окончательный результат

$$\bar{\Delta}^2/\tau = (1/c) [h\nu\rho + (c^3/8\pi\nu^2)\rho^2] Adv . \quad (15)$$

Простота этого результата производит сильное впечатление, но еще более поразительно совпадение слагаемого в квадратных скобках с соответствующим слагаемым в скобках в уравнении (9б) для флуктуаций энергии. Так же, как и выше, два слагаемых в уравнении для флуктуаций количества движения можно истолковать как получающиеся в отдельности из предельных выражений Вина и Релея — Джинса для закона излучения Планка. Это уравнение для флуктуаций количества движения тоже наводит на мысль о существовании двух независимых механизмов возникновения таких флуктуаций, так как первое слагаемое (слагаемое Вина) можно понять, если излучение состоит из частиц, а второе слагаемое (слагаемое Релея — Джинса) образуется за счет интерференции волн.

Конечно, не было теории, которая объясняла бы такие свойства излучения. Эйнштейн писал: «Главная трудность вызывается тем обстоятельством, что флуктуационные свойства излучения, выражающиеся в вышеприве-

денных уравнениях, дают мало опорных точек для создания теории. Предположим, что еще не известны явления дифракции и интерференции, но известно, что среднее значение иррегулярных флуктуаций давления излучения определяется вторым слагаемым в указанном выше уравнении, где ν — параметр, который определяет цвет и смысл которого не известен. Кому хватило бы выдумки, чтобы на таком основании построить волновую теорию света?» [9].

3. В 1910 г. Эйнштейн опубликовал подробный расчет флуктуаций количества движения в статье, написанной совместно с Л. Хопфом [13]. В этой статье, однако, удадения расставлены несколько не так, как в статьях 1909 г. На этот раз, вместо того чтобы подчеркивать необходимость нового подхода к теории излучения, Эйнштейн выдвигал другие возражения, говорившие о том, что классическая теория неизбежно должна потерпеть крушение. Уже было доказано различными путями, что любые последовательные рассуждения, основанные на электромагнитной волновой теории света в сочетании со статистической механикой, неизбежно приводят к неприемлемому распределению Релея — Джинса для излучения черного тела. Не является ли источником этой трудности применение статистической механики, в частности теоремы о равномерном распределении энергии, к излучению или движению осцилляторов высокой частоты, взаимодействующих с излучением? Эйнштейн и Хопф показали, что дело не в этом, что можно прийти к выводу о неизбежности закона Релея — Джинса с помощью рассуждений, в которых теорема о равномерном распределении энергии применяется только к поступательному движению молекул газа, что является бесспорно законным применением этой издавна оспариваемой теоремы.

В этих рассуждениях рассматривались флуктуации количества движения осциллятора при его взаимодействии с хаотическим полем излучения черного тела. Получив уравнения, эквивалентные уравнениям (11) и (12), Эйнштейн и Хопф дали полный вывод основного уравнения (13), которое связывает трение излучения с законом распределения $\rho(\nu, T)$. Вместо того чтобы использовать какой-либо определенный закон, например закон Планка, при вычислении флуктуаций количества движения, как это ранее делал Эйнштейн, они вычислили по-

следнюю величину согласно электромагнитной теории и выразили ее через $\rho(v, T)$. В итоге уравнение (11) стало дифференциальным уравнением для $\rho(v, T)$, единственным решением которого оказался закон Релея — Джинса. Иными словами, флуктуации количества движения, вычисленные согласно электромагнитной теории, приводят к закону Релея — Джинса для излучения. Итак, электромагнитная теория не объясняет тех добавочных флуктуаций, которые характеризуют закон Планка.

Это вычисление и само по себе интересно по двум причинам. В нем сочетаются идеи и методы эйнштейновской теории броуновского движения и специальной теории относительности в применении к проблеме, глубоко связанной с третьей из его статей 1905 г. — о квантовой структуре излучения¹. Второй пункт — более технического характера. В своем расчете Эйнштейн и Хопф применили результат из теории вероятностей, который они доказали в дополнительной статье [15]. Эта теорема о статистической независимости коэффициентов Фурье электромагнитного поля через несколько лет была поставлена под вопрос Лауэ, что повело к пространственным дискуссиям по поводу деталей процесса усреднения, в которых принял участие и Планк [16—20]. Насколько я могу судить, эта дискуссия не повлияла сколько-нибудь заметно на развитие теории.

Когда Эйнштейн снова обратился в 1916 г. к проблеме излучения (после того как в течение нескольких лет он почти исключительно занимался гравитацией, получив результаты исторического значения), квантовая теория пошла по новому пути. Бор в своей теории атома водорода и его спектров открыл исключительно плодотворную область применений квантовой теории. Помимо этого, работа Бора и обобщения ее, принадлежащие Зоммерфельду и другим, означали новый подход к самим основам квантовой теории, и хотя Эйнштейн только попутно ссылается на работу Бора, она заметно повлияла на его собственные взгляды по ряду основных пунктов.

Опубликованная Эйнштейном статья [20]² хорошо из-

¹ Все статьи Эйнштейна о броуновском движении собраны в книге [14].

² Та же статья опубликована в [21], а краткое изложение ее в [22]. Интересное обобщение вышеуказанных соображений, также дающее флуктуации, см. в [23].

вестна и до сих пор широко цитируется в связи с тем, что там дан новый вывод закона распределения Планка, но, как обычно бывало с работами Эйнштейна, нельзя свести ее содержание только к одной идее. Эйнштейн не только заново вывел закон Планка — он использовал свой новый вывод, чтобы пояснить «еще столь неясный процесс» эмиссии и поглощения излучения. В частности, он подчеркивал те выводы из его анализа, которые указывали на направленность процесса излучения и на то, что он вызывает передачу количества движения.

Особенно интересна исходная точка Эйнштейна, так как она связана с работой Вина двадцатилетней давности [24]. Эйнштейн останавливается на формальном сходстве распределения частот излучения черного тела и закона распределения Максвелла для скоростей газовых молекул. Это сходство слишком поразительно, чтобы остаться незамеченным, и, действительно, оно было основой для уравнения, предложенного Вином, которое остается применимым в качестве предельного выражения закона Планка для высоких частот. Вывод Вином его закона распределения не был строгим, но Эйнштейн выявил лежащую в основе идею и нашел новый вывод, исходящий из основных представлений квантовой теории и показывающий неслучайный характер указанного выше формального сходства. В этой статье и почти во всех работах Эйнштейна по теории квантов в центре рассуждений находятся второй закон термодинамики и его статистическая интерпретация.

Эйнштейн рассматривал, как это он уже делал много раз до этого, газ в равновесии с излучением черного тела. Предполагалось, что внутренние состояния газовых молекул образуют дискретное множество $(1, 2, \dots, n, \dots)$ с энергиями $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n, \dots$. Как определяются эти состояния, в данном случае не имело значения. Требовалось только их существование и чтобы относительная вероятность W_n найти молекулу в состоянии n , когда газ находится в термическом равновесии при температуре T , задавалась уравнением

$$W = \varphi_n \exp(-\varepsilon_n/kT). \quad (16)$$

Коэффициенты φ_n характеризуют тот или иной частный вид молекул и являются статистическими весами различных квантовых состояний.

Пусть m и n — два таких состояния, причем $\varepsilon_m > \varepsilon_n$, так что молекулы могут переходить из состояния m в состояние n , испуская излучение, а из состояния n в состояние m , поглощая излучение. Эйнштейн полагал, что процесс эмиссии может происходить спонтанно, без внешнего воздействия, по закону, представляющему точную аналогию закона радиоактивного распада:

$$dW_1 = A_{nm} dt, \quad (17)$$

где dW_1 есть вероятность того, что процесс излучения произойдет за время dt , а A_{nm} — постоянная, характеризующая такой процесс. Классический осциллятор поглощает или излучает энергию при взаимодействии с внешним излучением, настроенным на его собственную частоту, в зависимости от соответствия фазы его движения и фазы излучения. Эйнштейн сделал аналогичное допущение относительно квантовомеханического поведения: при воздействии внешнего излучения спектральной плотности ρ и собственной частоты ν вероятность перехода молекулы из состояния n в состояние m в течение dt с поглощением излучения задается формулой

$$dW_2 = \rho B_{mn} dt, \quad (18)$$

а вероятность противоположного перехода с эмиссией излучения — формулой

$$dW_3 = \rho B_{nm} dt. \quad (19)$$

Если процессы эмиссии и поглощения не влияют на распределение Больцмана, выражаемое уравнением (16), то должно соблюдаться следующее условие, которое выражает равенство скоростей полной эмиссии и полного поглощения:

$$\rho B_{mn} \exp(-\varepsilon_n / kT) = (\rho B_{nm} + A_{nm}) \varphi_m \exp(-\varepsilon_m / kT). \quad (20)$$

Исследование предельной формы этого уравнения при очень высоких температурах, когда A_{nm} становятся сравнительно пренебрежимыми (поскольку ρ становится большим), а множители Больцмана обращаются в единицу, приводит к соотношению

$$\varphi_n B_{mn} = \varphi_m B_{nm}, \quad (21)$$

которое связывает скорости эмиссии и поглощения. Если решить уравнение (20) относительно ρ , получается вы-

ражение, зависимость которого от температуры совпадает с зависимостью в законе Планка (уравнение (2)):

$$\rho = (A_{nm} / B_{nm}) \{ \exp [(\varepsilon_m - \varepsilon_n) / kT] - 1 \}^{-1}. \quad (22)$$

Зависимость ρ от частоты может быть получена из закона распределения Вина, который в свою очередь является следствием второго закона термодинамики, требующего, чтобы $\rho(\nu, T)$ было вида $\nu^3 f(\nu/T)$. Отсюда получаются следующие два уравнения:

$$A_{nm} / B_{nm} = \zeta \nu^3, \quad (23a)$$

$$\varepsilon_m - \varepsilon_n = h\nu, \quad (23b)$$

где ζ и h — универсальные постоянные.

Последнее выражение дает один из постулатов теории спектров Бора, вполне установленный в то время, когда писал Эйнштейн. Уравнения (22) и (23) совместно дают закон Планка с тем отличием, что при этом не вычисляется постоянная ζ . В таком объеме вывод Эйнштейна широко известен и он весьма замечателен по «удивительно простому и общему методу» для получения закона излучения и по применению в нем вероятностей. Однако Эйнштейн особенно подчеркивал в своей статье не этот результат. Комбинируя вышеприведенные рассуждения с методами теории броуновского движения, которые он столь эффективно применял раньше, Эйнштейн проанализировал движение молекул, которое должно было бы быть следствием поглощения и эмиссии излучения. Основным пунктом при этом опять было совместное применение уравнений (11) и (12):

$$\overline{\Delta^2} / \tau = 2PkT, \quad (24)$$

что выражает условие сохранения термического равновесия между молекулами и излучением. Эйнштейн вычислил две величины: постоянную трения, вызываемого излучением, P , и флуктуации количества движения молекулы Δ^2 , так же, как это он сделал в 1910 г. На этот раз в расчете были использованы предположения, что эмиссия и поглощение имеют квантовый характер (а не классическая электромагнитная теория). Итоговое уравнение для ρ теперь соответствовало закону распределения Планка, а не закону Релея — Джинса.

Чтобы уравнение (24) удовлетворялось при допущениях квантовой теории, надо было определенным образом принять направленность процессов поглощения и эмиссии. Всякий раз, когда молекула поглощает или испускает квант $h\nu$ под воздействием внешнего излучения по определенному направлению, количество движения молекулы должно измениться на величину $h\nu/c$ в направлении падающего излучения со знаком плюс или минус в зависимости от того, происходит ли поглощение или эмиссия. Кроме того, что еще более удивительно, если молекула спонтанно излучает квант $h\nu$, этот процесс тоже должен быть направленным, и он дает изменение количества движения на величину $h\nu/c$. «Нет излучения сферическими волнами. В процессе спонтанной эмиссии молекула испытывает отдачу величины $h\nu/c$ в направлении, которое, при нынешнем состоянии теории, определяется только случаем». Как следствие этого «можно считать почти неизбежным введение настоящей квантово-механической теории излучения». Следующее замечание Эйнштейна особенно интересно в свете его позднейших взглядов на роль вероятности в физике: «Слабость теории состоит, с одной стороны, в том, что она нас ничуть не сближает с волновой теорией, а с другой стороны, в том, что время и направление элементарных процессов остаются случайными; тем не менее я вполне уверен в надежности такого подхода» [20].

Эйнштейн заканчивает статью, снова подчеркивая необходимость учитывать передачу количества движения, равно как и передачу энергии, в любой теории взаимодействия материи и излучения. В силу интимной связи количества движения и энергии нельзя считать какую бы то ни было теорию адекватной, если она не учитывает должным образом того движения, которое молекулы получают за счет излучения, «как это требуется теорией теплоты».

§ 3. ЭФФЕКТ КОМПТОНА И НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ

1. Заслуживает внимания то, что самые смелые, наиболее «физичные» открытия Эйнштейн делал, обычно не опираясь на данные опыта, хотя такие данные при случае и появлялись. Измерения фотоэлектрического эффекта, произведенные Милликеном, подтвердили гипотезу

тезу свободных квантов излучения через целое десятилетие после того, как Эйнштейн ее предложил [25]. Прямое экспериментальное подтверждение идеи, что излучение направленно и что каждый квант несет количество движения $h\nu/c$, потребовало почти столько же времени, но данные стали поступать в 1922 г. В октябре этого года Артур Комптон [26] сообщил о своих результатах по аномальному рассеянию x -лучей и высказал предположение, что при этом аномальном рассеянии длина волны x -лучей возрастает. Спустя несколько месяцев Комптон [27] и Дебай [28], независимо друг от друга, предложили объяснение этого возрастания длины волны, известного теперь под названием эффекта Комптона. Оба они предположили, что рассеяние является элементарным процессом, который можно рассматривать как столкновение между падающим квантом x -лучей и покоящимся свободным электроном. Если применить законы сохранения энергии и количества движения к такому соударению, то можно вычислить длину волны рассеянного кванта, кинетическую энергию отдачи электрона и угол, под которым он отскакивает, все это выразив через длину волны падающего кванта и через угол его рассеяния. Детали расчета теперь приводятся в любом учебнике по атомной физике, и нет нужды их повторять здесь.

Комптон не упоминает ни в одной из своих статей по эффекту Комптона об идеях Эйнштейна относительно направленности излучения и о количестве движения световых квантов. Можно предполагать, что Комптон, который не был теоретиком, знал из дискуссий о таких идеях, так как они как бы «носились» тогда в воздухе. В речи, произнесенной в 1961 г., как раз за год до его смерти [29], Комптон рассказал историю своих опытов. Именно тогда, когда он развивал и обобщал свои результаты, у него завязался «самый оживленный научный спор», в каком только ему доводилось участвовать, с Вильямом Дьюэном из Гарвардского университета, который сомневался в существовании эффекта Комптона. Потребовался примерно год, чтобы Дьюэн согласился с тем, что открытие Комптона реально. То, что рассказывает Комптон, оправдывает его заявление, что «эти опыты впервые, по крайней мере для физиков Соединенных Штатов, послужили убедительным доказательством основательности квантовой теории».

Статья Дебая, опубликованная в апреле 1923 г., написа-

на совсем в другом тоне. Дебай работал по теории квантов на протяжении двенадцати или более лет. Он отлично представлял себе источник всех идей, которые высказывал относительно эффекта Комптона. Дебай ясно заявляет, что излучение надо рассматривать как «игольчатое излучение», в том смысле как Эйнштейн говорит о направленных квантах. Он подчеркивает, что свойства количества движения кванта не проявляются в фотоэлектрическом эффекте, поскольку энергия связи фотоэлектронов непренебрежима сравнительно с более низкой энергией облучающих ультрафиолетовых квантов, так что заметное количество движения сообщается самому атому. Дебай заканчивает свою статью указанием, что поскольку уравнения для эффекта Комптона зависят только от гипотезы квантов и от «игольчатого излучения» в сочетании с законами сохранения, то можно рассчитывать на то, что при дальнейшем изучении этого эффекта удастся глубже вскрыть связь квантовой теории с волновой оптикой.

2. Имея дело с явным свидетельством эффекта Комптона, физики-теоретики должны были более серьезно отнестись к идеям Эйнштейна о квантах, чем раньше. Через несколько месяцев после появления статей Комптона и Дебая Вольфганг Паули [30] рассмотрел ранее не решенную задачу, тесно связанную с идеями, которые мы уже рассматривали выше. Это задача о тепловом равновесии излучения и свободных электронов, первоначально поставленная Лоренцом в его докладе на первом Сольвеевском конгрессе в 1911 г. [31]. Статьи Эйнштейна 1909—1910 гг. посвящены задаче о равновесии излучения и гармонических осцилляторов; нельзя ли применить те же методы, если заменить осциллятор чем-то даже более простым — свободной заряженной частицей? Анализируя такой элементарный случай, мы должны быть в состоянии получить даже более надежную информацию о структуре излучения.

Лоренц применил уравнение, эквивалентное уравнению (11), с целью выразить среднюю кинетическую энергию электрона в зависимости от постоянной трения излучения P и среднего квадратичного флуктуаций количества движения $\bar{\Delta}^2$. Так как последние величины он мог вычислить с помощью электромагнитной теории, Лоренц рассчитывал подтвердить для рассматриваемого случая принцип равного распределения энергии, т. е. рассчитывал, что

получит для значения $m\bar{v}^2/2$ электрона, который может свободно двигаться по всем трем измерениям, величину $(3/2) kT$. Фактически он нашел меньшее значение, а последующий анализ его ученика А. Д. Фоккера [32] показал, что механизм классической теории излучения недостаточен для поддержания термического равновесия между свободным электроном и излучением черного тела, которое описывается законом Планка. Если искусственно принять, что соблюдается закон Планка, то средняя кинетическая энергия электрона оказывается значительно меньшей, чем то значение, которое соответствует принципу равного распределения. Такой результат приводил в смущение, так как не было явной нужды применять квантовые идеи к самому электрону, в отличие от случая гармонического осциллятора.

Когда Паули занялся этой задачей в 1923 г., он мог воспользоваться статьей Эйнштейна 1917 г., чтобы отыскать в рамках квантовой теории описание взаимодействия между электроном и излучением, при котором может установиться термическое равновесие. Соответствующий механизм должен был давать излучение, удовлетворяющее закону Планка, тогда как кинетические энергии электронов должны были удовлетворять распределению Максвелла — Больцмана. Элементарное взаимодействие должно было быть как раз таким, как в эффекте Комптона. Задача Паули состояла в том, чтобы найти ограничения, которые надо наложить на вероятности рассеяния в разных направлениях в соответствии с его исходными допущениями. Основная величина, которую требовалось определить, была вероятность dW того, что за промежуток времени dt квант частоты между ν и $\nu + d\nu$, направление которого приходится внутри телесного угла $d\Omega$, рассеивается так, что его частота будет в промежутке от ν' до $\nu' + d\nu'$, а направление — в пределах угла $d\Omega'$, в то время как электрон переходит из начальной области для количества движения между p и $p + dp$ в конечную область с пределами от p' до $p' + dp'$, причем законы сохранения связывают эти различные величины.

Паули нашел, что если взять dW в виде $(A\rho + B\rho\rho')$ dt , где ρ и ρ' — спектральные плотности излучения с частотами ν и ν' соответственно, то в положении равновесия, когда электроны удовлетворяют закону распределения Максвелла — Больцмана, необходимо, чтобы ρ опреде-

лялось по формуле Планка. Этот результат казался парадоксальным: наличие второго слагаемого в dW означало, что вероятность в процессе комптоновского рассеяния определяется наличием излучения, частота которого равна частоте кванта *после* рассеяния. Однако не приходилось сомневаться в том, что второе слагаемое необходимо. Паули показал, что при его отсутствии излучение в равновесном состоянии будет скорее подчиняться закону Вина, чем закону Планка. Слагаемое, пропорциональное $\rho\rho'$, обеспечивает те свойства излучения, которые в классической теории возникают вследствие интерференции волн.

Результат Паули стал казаться менее парадоксальным спустя несколько месяцев, когда Эйнштейн и Поль Эренфест [33] показали, что его можно получить с помощью рассуждений, тесно связанных с выводами в статье Эйнштейна 1917 г. Основной пункт заключается в признании того, что процесс Комптона сводится к исчезновению (поглощению) кванта частоты ν и появлению (эмиссии) кванта частоты ν' , причем оба кванта соответственно направлены. Рассуждения, которые приводят к уравнениям (17) — (19), дают вероятность такого сложного процесса в виде $(b\rho)(a' + b'\rho')$, где второй множитель содержит как произвольное слагаемое (a'), так и индуцированное ($b'\rho'$). Когда этот пункт был разъяснен, причем должным образом были уточнены обратные процессы, выяснилось, что выводы Паули являются естественным и непосредственным обобщением более ранней работы Эйнштейна.

Несмотря на успехи гипотезы световых квантов, особенно в истолковании эффекта Комптона, главная загадка оставалась: как можно при такой структуре излучения описать явления интерференции и дифракции? Эйнштейн уже давно высказал мнение, что надо объединить оба аспекта излучения — волну и частицу — в фундаментально новой теории, но путь к этой новой теории все еще оставался не ясен. Благодаря эффекту Комптона мнение Эйнштейна получило более широкое признание и, например, Зоммерфельд писал Комптону, что его открытие «звучит как похоронный звон по волновой теории излучения» [34]. Но теперь требовались решительные шаги, и одним из наиболее решительных было предложение, выдвинутое в начале 1924 г. Бором, Крамерсом и Слатером [35]. Они отбросили квантовое строение излучения по Эйнштейну, несмотря на его «большое эвристическое значение»,

и вместо этого предложили более последовательный вероятностный подход ко всей проблеме. В статье Бора, Крамерса, Слатера наиболее удивительной была мысль, что законы сохранения энергии и количества движения не соблюдаются строго в процессах, связанных с сильным взаимодействием с излучением, включая сюда эффект Комптона.

Гейзенберг не так давно [36] говорил о статье Бора, Крамерса, Слатера как о «первой серьезной попытке превратить парадоксы излучения в рациональную физику», но это не было вполне успешной попыткой. Рассмотрение этой теории в деталях, включая введение «поля виртуальной радиации», увело бы нас слишком далеко в сторону. Заметим только, что для рассуждений трех авторов характерно то, что де-Бройль [37] назвал «тяготением Бора к туманной ясности», и это объясняет, почему де-Бройль называет Бора «Рембрандтом современной физики».

Эйнштейн отозвался на статью Бора, Крамерса, Слатера в письме к Полю Эренфесту от 1 мая 1924 г.¹ Он пишет Эренфесту, что как раз просмотрел эту статью для коллоквиума в Берлине, и говорит о ней следующим образом:

«Сама идея мне давно знакома, но я не считаю ее настоящим делом. Главные причины:

1) Природа, по-видимому, строго соблюдает законы сохранения (Франк — Герц, правило Стокса). Почему действие на расстоянии должно быть исключением?

2) Ящик с отражающими стенками, содержащий излучение, в пустом пространстве, которое свободно от излучения, должен был бы производить все возрастающее броуновское движение.

3) Мне очень трудно примириться с полным отказом от строгой причинности.

4) Заодно почти что требуется принять существование виртуального поля акустического (упругого) излучения для твердых тел. Ибо нелегко поверить в то, что квантовая механика требует в качестве своей обязательной основы электрическую теорию материи.

¹ Я хотел бы выразить мою благодарность Фонду Альберта Эйнштейна, в частности его распорядителю д-ру Отто Натану (Otto Nathan), за разрешение цитировать эту переписку (письмо Альберта Эйнштейна Полю Эренфесту от 1 мая 1924 г. Архив Эйнштейна, Принстон).

5) Наличие обычного рассеяния (не при собственной частоте молекул), которое помимо всего является стандартным для оптического поведения тел, плохо укладывается в эту схему...»

Два месяца спустя Эйнштейн снова говорит об этом же в письме к Эренфесту¹ и указывает, что копенгагенская группа «уничтожила свободные кванты», но свободные кванты «не позволят, вероятно, обойтись без них». Теория Бора, Крамерса, Слатера не выдержала прямой экспериментальной проверки в работе Бете и Гейгера [38], которые показали, что рассеянные кванты и претерпевшие отдачу электроны в эффекте Комптона всегда в основном наблюдаются совместно — результат, который был бы крайне невероятен, если бы теория трех авторов [35] была верна. Дальнейшие эксперименты Комптона совместно с А. В. Саймоном [39] подтвердили угловые зависимости, которые получаются только при строгом соблюдении законов сохранения. И если чем-то надо пожертвовать при построении теории, включающей в себя дуализм волны-частицы для излучения, то не законами сохранения.

§ 4. СТАТИСТИКА БОЗЕ И ВОЛНЫ ДЕ-БРОЙЛЯ

1. В июле 1924 г. редактор журнала «*Zeitschrift für Physik*» получил весьма необычную работу. Это была небольшая статья, озаглавленная «Закон Планка и гипотеза световых квантов», написанная индийским физиком С. Н. Бозе из университета Дакка [40]. Статья эта была прислана Альбертом Эйнштейном. Бозе направил свою рукопись на английском языке Эйнштейну, который оценил ее настолько высоко, что сам перевел ее на немецкий язык и послал в журнал вместе со следующими замечаниями, опубликованными заодно с его переводом: «По моему мнению, вывод формулы Планка, данный Бозе, означает важный успех. Примененный метод дает также квантовую теорию идеального газа, как будет мною детально показано в другом месте». Спустя неделю после отсылки статьи Бозе Эйнштейн зачитал в Прусской академии наук свою собственную статью [41], в которой применен метод

¹ Письмо Альберта Эйнштейна Полю Эренфесту от 12 июля 1924 г. Архив Эйнштейна.

Бозе и где он говорит о работе Бозе как о весьма заслуживающей внимания.

Выводов закона излучения Планка было уже несколько. Почему вывод Бозе произвел такое глубокое впечатление на Эйнштейна? Ответ на это дан самим Бозе в начале его статьи. Все предыдущие выводы закона Планка в том или другом пункте обращались к какому-либо результату классической электромагнитной теории. Вообще это делали для того, чтобы получить первый множитель в уравнении (2), множитель $(8 \pi \nu^2/c^2)$, который можно истолковать как число собственных значений для излучения в единичном объеме и в единичном промежутке частоты и которое иногда определялось как число степеней свободы эфира. Этот множитель был получен Планком [42] и Дебаем [43] (который следовал методу Релея [44]) различными путями, но не было вывода без какой-либо отсылки к классической электродинамике. Бозе же как раз поставил себе задачу вывести закон Планка непосредственно из гипотезы Эйнштейна световых квантов, применяя только методы статистической механики. Такой вывод означал естественное развитие тех идей, за которые Эйнштейн выступал уже в течение двадцати лет — не удивительно, что он оценил это «как важный успех».

Бозе рассматривал кванты как частицы и определял положение кванта в фазовом пространстве с помощью его координат x, y, z и составляющих количества движения p_x, p_y, p_z . Энергия кванта связана с его количеством движения релятивистским уравнением

$$(h\nu)^2 = c^2 (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2). \quad (25)$$

Объем фазового пространства для кванта, энергия которого заключена в пределах между $h\nu$ и $h(\nu + d\nu)$, задается уравнением

$$\int dx dy dz dp_x dp_y dp_z = 4\pi (h\nu/c)^2 (hd\nu/c) V, \quad (26)$$

где V — действительный объем оболочки, содержащей излучение; за счет количества движения мы получаем сферический сегмент с радиусом $h\nu/c$, имеющий высоту $hd\nu/c$. Бозе рассматривал фазовый объем, разбивая его на ячейки величиной h^3 . (Тут он следовал идее, впервые высказанной Планком в его лекциях 1906 г. по теории излучения [45] и с тех пор используемой широко многими физиками.) Число ячеек, соответствующих промежутку частот

от ν до $\nu + d\nu$, равно как раз отношению выражения, входящего в формулу (26), к h^3 , т. е. равно $(4 \pi V/c^3)\nu^2 d\nu$. Это число надо удвоить, чтобы учесть то обстоятельство, что каждый квант имеет две независимые поляризации, и, таким образом, для квантов в данном интервале частот мы получаем $(8 \pi V/c^3)\nu^2 d\nu$ фазовых ячеек. Это, конечно, дает тот множитель, о котором мы говорили несколько выше.

Теперь задача состоит в том, чтобы определить число способов, с помощью которых можно распределить кванты по фазовым ячейкам. Положение здесь, как видно, лишь немногим отличается от того, которое рассматривалось в статистической механике после Больцмана любым автором. Рассмотрим кванты, частоты которых лежат в промежутке $d\nu_s$. Пусть таких квантов N_s . Число доступных им фазовых ячеек равно $(8 \pi V/c^3)\nu_s^2 d\nu_s$, и мы обозначим его для краткости через A_s . Бозе должен был ответить на такой вопрос: сколькими способами можно распределить N_s квантов по A_s ячейкам? Вопрос по существу старый, а ответ на него был существенно нов.

Вместо того чтобы вслед за Больцманом и его последователями рассматривать число квантов в каждой из A_s ячеек, Бозе характеризует распределение квантов системой чисел $p_0^s, p_1^s, p_2^s, \dots$, где p_0^s есть число ячеек, не содержащих ни одного кванта, p_1^s — число ячеек с одним квантом, ..., а p_r^s — число ячеек с r квантами. Тогда число способов W , которыми можно распределить кванты, равно числу способов разбивки A_s предметов на группы, содержащие $p_0^s, p_1^s, p_2^s, \dots$ членов. Если учесть все промежутки частот, получим выражение

$$W = \prod_s \frac{A_s}{p_0^s! p_1^s! p_2^s! \dots} \quad (27)$$

Теперь задача состоит в определении системы чисел p_r^s , соответствующей максимальному значению W при условии постоянства полной энергии E , которая выражается уравнением

$$E = \sum_s N_s h\nu_s, \quad (28)$$

где N_s выражается через $\{p_r^s\}$ в виде

$$N_s = \sum_r r p_r^s. \quad (29)$$

(Заметим, что на общее число квантов не налагаются никакие ограничения.) Как только мы отождествим W с «термодинамической вероятностью» Больцмана — Планка и свяжем с энтропией излучения S уравнением

$$S = k \ln W,$$

дальнейший анализ разворачивается сам собой. Обычное вычисление приводит к результату

$$E = \sum_s (8\pi h\nu^3 / c^3) [\exp(h\nu_s / kT) - 1] d\nu_s. \quad (31)$$

что эквивалентно формуле Планка (2).

Метод Бозе — определять W путем подсчета занятости ячеек, а не распределения квантов — дает возможность получить закон Планка для газа, состоящего из световых квантов. Интересно сравнить его статью с другой работой [46], опубликованной на два года раньше, автор которой начинал с указания той же самой цели, которой достиг Бозе: вывести закон Планка из статистической механики световых квантов «не прибегая к теории электромагнетизма». В этой статье в большей мере использовались термодинамические методы, но основные статистические приемы были те же, что у Больцмана, и в результате получилось скорее распределение Вина, чем Планка. Автор, Луи де-Бройль, установил, что он может получить закон Планка только при условии рассмотрения излучения как смеси газов, кванты которых имеют энергии $h\nu, 2h\nu, \dots, nh\nu, \dots$. Только вводя такие кванты, или «молекулы излучения», можно было избежать закона Вина. Это тесно связано с тем пунктом, на который впервые указал в 1911 г., а затем в 1914 г. Эренфест: независимые кванты приводят к закону Вина [47]. Если же использовать при истолковании распределения Планка световые кванты, то они не должны быть статистически независимыми, как это обычно имеет место для свободных частиц. Бозе неявным образом внес эти поправки в свою теорию: его оригинальные расчеты привели к отрицанию индивидуальности световых квантов.

2. Статья [41], которую Эйнштейн обещал в своем предисловии к работе Бозе, содержала квантовую теорию идеального газа — не газа световых квантов, а газа одноатомных молекул. Используя новый статистический метод Бозе, Эйнштейн был в состоянии разработать последова-

тельную теорию, свободную от тех произвольных допущений, которые были изъяном во всех более ранних попытках создания квантовой теории идеального газа. Единственная формальная разница в вычислениях Эйнштейна и Бозе была обусловлена отличиями этих двух систем: надо было использовать зависимость между энергией и количеством движения нерелятивистских частиц с конечной массой и вводить условие, выражающее фиксированность числа молекул газа. Результаты оказались исключительно интересными.

Эйнштейн нашел, что среднее число частиц в фазовой ячейке при энергии ϵ пропорционально величине

$$[\exp(\gamma + \epsilon/kT) - 1]^{-1},$$

где γ — постоянная, не зависящая от ϵ , но зависящая от объема, температуры и общего числа частиц газа. Так как это выражение отличается от множителя Больцмана $\exp(-\epsilon/kT)$ обыкновенной статистической механики, то все термодинамические свойства газа оказались соответственно более сложными. Однако Эйнштейн мог показать, что его уравнения непрерывно переходят в уравнения для классического газа, когда температура высока, а плотность мала. При всех условиях давление P , объем V и средняя энергия газа U в точности удовлетворяют тому же уравнению, что и для классического газа,

$$PV = (2/3)U. \quad (32)$$

Одним из обнадеживающих аспектов теории был результат, полученный для энтропии. Эйнштейн показал, что при высоких температурах энтропия имеет именно то значение, которое раньше было получено рядом физиков [48] согласно формуле Саккура — Тетроде, куда входит существенная аддитивная постоянная. При температурах, приближающихся к абсолютному нулю, энтропия приближается к нулю при всех значениях объема: теорема Нернста автоматически удовлетворяется для такого газа.

В этом первом сообщении Эйнштейн не исследовал детально поведение газа при низких температурах, но он выразил термодинамические величины в виде рядов, показывающих их отклонение от классического поведения. Получалось, что более медленных, с меньшей энергией, молекул относительно больше, чем по распределению Максвелла — Больцмана. Это указывало на такой характер

вырождения при низких температурах, который давал возможность газу удовлетворять теореме Нернста, и такое вырождение в конечном счете получалось вследствие той неразличимости, которая приписывается молекулам при способе подсчета по Бозе.

В течение осени 1924 г. Эйнштейн продолжал исследование свойств идеального газа, в частности его поведения при низких температурах. В сентябре он писал Эрэнфесту¹ что молекулы ниже определенной температуры «конденсируются» при нулевой энергии, даже если между ними не действует сила притяжения. Со своим обычным скептицизмом он добавил: «Эта теория хороша, но есть ли в ней какая-либо правда?». В начале декабря он убедился в том, что правда есть, и писал Эрэнфесту: «Вопрос о квантовом газе становится очень интересным. Мне все более и более кажется, что в этом есть много верного и глубокого. Я жду возможности побеседовать с Вами об этом»².

Как-то той же осенью Эйнштейн прочитал исключительно важную работу — парижскую диссертацию Луи де-Бройля [49], и он немедленно увидел ее связь с теми проблемами, над которыми работал.

3. Мы уже упоминали о статье де-Бройля 1922 г. [46], которая была попыткой сделать нечто в том же роде, что удалось Бозе спустя два года. Де-Бройль не остановился на этой первой работе, а продолжал размышлять над проблемами квантовой теории и, в частности, над дуализмом волны-частицы в излучении. Вот его собственные слова: «Внезапно меня осенило прозрение. Я был убежден, что дуализм волны-частицы, открытый Эйнштейном в его теории световых квантов, был абсолютно общим и что он охватывает весь физический мир, и поэтому мне казалось несомненным, что распространение волны связано с движением частицы любого рода — фотона, электрона, протона и любой другой» (см. [30, стр. 138], а также [50]). Такой взгляд был впервые сформулирован де-Бройлем в трех коротких статьях, опубликованных в «Comptes Rendus» осенью 1923 г. [51]. Значительно расширенная и углубленная эта работа составила содержание его диссертации, поданной в Сорбонну 25 ноября 1924 г. Поль Лан-

¹ Письмо Альберта Эйнштейна Полю Эрэнфесту от 29 сентября 1924 г. Архив Эйнштейна.

² Письмо Альберта Эйнштейна Полю Эрэнфесту от 2 декабря 1924 г. Архив Эйнштейна.

жевен, к которому де-Бройль обратился за советом, перед тем как окончательно подать диссертацию, попросил у него второй экземпляр, чтобы послать его Эйнштейну. Ответ содержал все, на что только де-Бройль мог надеяться: Эйнштейн писал Ланжевену, что де-Бройль «приподнял уголок большого покрывала» [30, стр. 139].

Из диссертации де-Бройля столько вошло в самую сущность современной физики, что требуются значительные усилия, чтобы представить себе, насколько первоначально его идеи казались смелыми. Не было ни малейшего прямого экспериментального указания на волны, которые он связывал с материальными частицами. Доводы, которые он приводил в пользу существования волн материи, были основаны на формальной структуре специальной теории относительности и на независимости между вариационными принципами механики и оптики. Казалось, они не указывают на какие-либо новые эксперименты, которые могли бы подтвердить существование волн материи. Конечно, главная идея была прекрасна, и она как раз дополняла труды Эйнштейна 1905—1909 гг. по излучению: если Эйнштейн приписывал свойства частиц излучению, то де-Бройль приписывал волновые свойства материи. Волны материи с частотой ν и длиной волны λ связывались с энергией частицы E и количеством движения p уравнениями

$$E = h\nu, \quad p = h/\lambda. \quad (33)$$

Исходя из этих уравнений, де-Бройль изящно и «идейно» вывел квантовые условия Бора — Зоммерфельда, которые оказались условиями резонанса для волн материи, когда соответствующие частицы движутся по орбите. Но по справедливости надо признать, что доводы де-Бройля не были убедительны для большинства физиков-теоретиков, которые и так еще не могли переварить дуализма волны-частицы в теории излучения и не были склонны еще больше усложнять дело дуализмом волны-частицы для материи, если бы это от них зависело.

Напротив, для Эйнштейна, чьи идеи были оправданы для де-Бройля, волны материи естественно укладывались в общую картину. Его расчеты квантованного газа, которые он выполнял тогда, когда познакомился с диссертацией де-Бройля, действительно давали новые доводы в поддержку идеи де-Бройля. В своих предварительных за-

мечаниях ко второй статье по квантовой теории идеально-го газа [52], опубликованной в январе 1925 г., он в качестве основного пункта указывал на следующее: «Интерес этой теории основан на том, что она исходит из гипотезы о далеко идущем формальном соответствии излучения и газа. Согласно этой теории, вырожденный газ отклоняется от газа обычной статистической механики аналогично тому, как поведение излучения согласно закону Планка отклоняется от поведения излучения согласно закону Вина. Если серьезно отнестись к выводу Бозе формулы Планка для излучения, то нельзя пройти мимо этой теории идеального газа, ибо если оправдано рассмотрение излучения как газа квантов, то аналогия между газом квантов и газом молекул должна быть полной».

Эта вторая статья Эйнштейна по теории так называемого газа Бозе — Эйнштейна — еще один из его шедевров, который содержит на своих двенадцати страницах столько же идей, сколько годичный том физического журнала. В первом разделе статьи устанавливается существование того специфического явления «конденсации», о котором Эйнштейн упоминал в цитированном выше письме к Эренфесту (от 29 сентября 1924 г.). Эйнштейн нашел, что ниже определенной температуры T_0 , пропорциональной числу молекул на единицу объема, возведенному в степень две трети, и обратно пропорциональной массе молекулы, определенная часть молекул будет в основном состоянии — состоянии нулевой кинетической энергии. Доля таких молекул возрастает с приближением температуры газа к нулю; это явление можно назвать «конденсацией», так как молекулы в основном состоянии находятся в термодинамическом равновесии с остальными молекулами. Вся ситуация весьма и нетривиальным образом сходна с равновесием конденсированной фазы и ее насыщенного пара. История явления конденсации Эйнштейна, начиная с 1925 г., сама по себе интересна, но она выходит за рамки этой статьи.

Затем Эйнштейн рассматривает возражение, которое было выдвинуто как против теории Бозе для формулы излучения Планка, так и против его собственного применения метода Бозе к идеальному газу. Эренфест и другие нашли в этих работах тот недочет, что кванты или молекулы оказывались, согласно полученным результатам, статистически зависимыми объектами, хотя ни Бозе, ни Эйнштейн

явно на это не указывали. Эйнштейн согласился с полной основательностью этой критики и перешел к более детальному рассмотрению вытекавших отсюда следствий. Он сравнил основную комбинаторную формулу теории Бозе — Эйнштейна с применяемой к совокупности строго независимых частиц. Пусть дано, что фазовое пространство для частиц разбито на группы ячеек, причем в s -й группе имеется z_s ячеек, и что в каждой группе ячеек имеется M_s частиц. Сколькими способами W это можно сделать для газа, имеющего n частиц?

Пользуясь методом подсчета Бозе, т. е. рассматривая частицы как неразличимые, получаем

$$(n_s + z_s - 1)! / n_s! (z_s - 1)!$$

различных распределений n_s частиц по z_s ячейкам, так что для W получается формула

$$W = \prod_s \frac{(n_s + z_s - 1)!}{n_s! (z_s - 1)!}. \quad (34)$$

Энтропия S газа должна иметь вид

$$S = k \sum_s [(n_s + z_s) \ln (n_s + z_s) - n_s \ln n_s - z_s \ln z_s], \quad (35)$$

причем, чтобы можно было применить формулу Стирлинга, мы допустили, что n_s и z_s — достаточно большие числа.

Если решать тот же комбинаторный вопрос для независимых частиц в духе Больцмана, то, считая, что есть $z_s^{n_s}$ способов размещения n_s частиц по z_s ячейкам, получим для общего числа состояний газа формулу

$$W = \frac{n!}{\prod n_s!} \prod_s z_s^{n_s}. \quad (36)$$

Первый множитель учитывает число способов, которыми общее число n молекул можно разбить на группы n_s . Согласно формуле (36) энтропия получается в виде

$$S = k \left[n \ln n + \sum_s (n_s \ln z_s - n_s \ln n_s) \right]. \quad (37)$$

Сравнение двух выражений для числа состояний — формул (34) и (36) — делает очевидным то, что при способе подсчета Бозе — Эйнштейна частицы не рассматриваются как независимые. Как сформулировал это Эйнштейн, «эта формула косвенно выражает определенную гипотезу относительно взаимодействия молекул, природа которого в настоящее время совершенно загадочна...»

Обе теории можно было сравнить и другим образом. Энтропия по формуле (35) согласуется с теоремой Нернста, так как в состоянии с нулевой энергией все частицы находятся при абсолютном нуле и W будет равно единице. Ситуация гораздо менее проста для газа, состоящего из независимых частиц. Верно то, что формулы (36) и (37) при абсолютном нуле дают $W = 1$ и нулевую энтропию, но если тщательнее исследовать формулу (37), обнаруживается, что энтропия не пропорциональна числу частиц. Можно было избежать этого явного противоречия с термодинамическими выводами, которые стали почти традиционными к 1925 г.: величину W из формулы (36) попросту делили на $n!$, обосновывая это не строго, но правдоподобно тем, что таким образом мы исключаем распределения, различающиеся только перестановкой по сути эквивалентных молекул. Если на этом основании исключить из выражения для энтропии слагаемое $n!n^n$, остающееся выражение уже не удовлетворяет теореме Нернста, так как оно при абсолютном нуле становится равным — $n!n^n$. Таким образом, энтропия газа из независимых частиц должна противоречить либо теореме Нернста, либо условию пропорциональности числу частиц. Эйнштейн рассматривал эти доводы как основание для того, чтобы предпочесть метод расчета Бозе, даже если бы априорно нельзя было доказать превосходство этого метода.

Изучение явлений флуктуации характерно для научного стиля Эйнштейна в течение более чем двадцати лет [8], и, как мы уже видели, его взгляды на строение излучения в значительной мере основаны на таких исследованиях. Поэтому не удивительно, что его следующим шагом [52] был анализ флуктуаций плотности, вытекавших из его новой теории газа. Он рассматривал сосуд с газом объемом V , связанный с бесконечным резервуаром газа таким образом, что в сосуд могли попадать только молекулы с энергиями из определенного интервала ΔE . Эйнштейн исследовал флуктуации Δ_s значений n_s числа

молекул в этом интервале энергии. Вычисление, вполне аналогичное тому, о котором он докладывал в 1909 г. (оно описано выше в § 2, п. 2), приводит к результату

$$(\Delta_s^2) = k (-\partial^2 S / \partial n_s^2)^{-1}. \quad (38)$$

Производную в правой части можно вычислить с помощью формулы (35), так что окончательно получаем

$$(\Delta_s^2) = n_s + n_s^2 / z_s. \quad (39)$$

Это выражение в точности эквивалентно формуле для флуктуаций энергии в излучении черного тела, которую Эйнштейн вывел в 1909 г. (см. выше (9а)). Если учесть, что для излучения величина z_s явно получается в виде $(8\pi\nu^2 V dv / c^3)$ и что величина E и ϵ в уравнении (9а) можно рассматривать соответственно как $n_s h\nu$ и $\Delta_s h\nu$, то эти формулы оказываются тождественными. Для газа, состоящего из независимых частиц, имело бы место только первое слагаемое, при этом для вычисления (Δ_s^2) надо использовать не формулу (35), а формулу (37). Тогда второе слагаемое соответствует классической интерференции волн в случае излучения. И если для излучения удивительным казалось первое слагаемое, то в случае газа требовалось объяснить появление второго слагаемого.

«Это можно истолковать соответствующим образом и в случае газа, если связать с газом процесс излучения (волну) подходящим образом и вычислить его интерференционные флуктуации. Я более детально остановлюсь на этой интерпретации, так как полагаю, что с этим связана не только простая аналогия». Доводы Эйнштейна в пользу того, что здесь не только аналогия, основаны на работе де-Бройля: «В весьма замечательном исследовании де-Бройль показал, как можно с материальной частицей или с системой материальных частиц связать скалярное волновое поле. (Эта диссертация содержит также довольно замечательное геометрическое истолкование правила квантования Бора — Зоммерфельда)» [52]. Затем Эйнштейн описал волны де-Бройля, частота которых ν и фазовая скорость u задаются в виде

$$\nu = (m_0 c^2 / h) (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad u = c^2 / v, \quad (40)$$

где m_0 — масса покоя частицы, v — скорость частицы по отношению к наблюдателю и $\beta = v/c$; после чего Эйн-

штейн упоминает, что с помощью вычислений он убедился в возможности отнести слагаемое n_s^2 / z_s за счет интерференционных флуктуаций этих волн.

Следующий шаг Эйнштейна имел существенное значение. Так же, как в 1905 г., он перешел от исследования флуктуаций излучения к поискам экспериментальных следствий тех новых идей, к которым они его привели. Он проследил, какие следствия вытекают из существования волн де-Бройля, что требовалось в его новых вычислениях. «Это волновое поле, физическая природа которого пока еще не ясна, в принципе можно обнаружить по соответствующим дифракционным явлениям. Пучок газовых молекул, пропускаемых через отверстие, должен быть подвержен дифракции аналогично дифракции светового луча. Для того чтобы такое явление можно было наблюдать, длина волны λ должна быть более или менее сравнимой с размерами отверстия». Так как соотношения де-Бройля дают в нерелятивистском случае длину волны λ , равную h/mv , то мы видим, что о прямом обнаружении дифракции с помощью обычных апертур, видимо, не может быть и речи: длины волн для молекул, движущихся с тепловыми скоростями, будут только порядка 10^{-8} и 10^{-9} см. Такие длины волн, однако, имеют тот же порядок, что и размеры молекул, и это подсказало Эйнштейну новую возможность.

Движущиеся молекулы, для которых длина ассоциированной волны одного порядка с диаметром молекул, будут сильно дифрагировать при столкновениях с другими покоящимися молекулами. Средний путь свободного пробега для молекул газа поэтому будет уменьшаться из-за такого добавочного механизма рассеяния, и можно рассчитывать обнаружить последствия этого обстоятельства в виде изменений коэффициента вязкости газа с температурой. Такой эффект будет более отчетлив для легких газов, водорода и гелия при низких температурах. Кроме того, эффект такой дифракции должен заметным образом сказаться на уравнении состояния газа.

Эйнштейн посвятил заключительные страницы своей статьи некоторым дополнительным замечаниям относительно явления конденсации и его возможного использования. Хотя температура вырождения для всех обыкновенных газов казалась слишком низкой для того, чтобы можно было непосредственно наблюдать эти эффекты, они могли проявиться в «газе» свободных электронов в метал-

ле. Новая статистика в применении к этим электронам показала, что при нормальных условиях менее чем одна десятитысячная электронов не находилась в фазе конденсации при нулевой энергии, так что старая загадка, почему электроны ничего не дают для теплоемкости металлов, сразу разъяснилась. Даже таинственная сверхпроводимость могла быть в известной мере объяснена с помощью этих методов при дальнейшем исследовании¹. Эйнштейн указал, что эти замечания пока еще весьма умозрительно-го характера, но было ясно, что он не сомневается в важности новой теории.

§ 5. ОТ ЗАМЕЧАНИЙ ЭЙНШТЕЙНА К ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКЕ ШРЕДИНГЕРА

1. Никто не мог подчеркнуть значение поддержки, оказанной Эйнштейном идеям де-Бройля, с большей силой, чем сам де-Бройль. «Научный мир того времени прислушивался к каждому слову Эйнштейна, ибо он был тогда на вершине своей славы. Указывая на важность волновой механики, знаменитый ученый сделал очень много для того, чтобы ускорить ее развитие. Без его статьи мою диссертацию могли бы оценить лишь много позже» [37, стр. 140].

Несомненно, поддержка Эйнштейна была существенной, Паули писал [55], что он «припоминает, как во время дискуссии на физической конференции в Инсбруке осенью 1924 г. Эйнштейн предложил обнаружить явления интерференции и дифракции с помощью молекулярных пучков». Действительно, эти явления были обнаружены в опытах с молекулярными пучками бывшим учеником Эйнштейна Отто Штерном [56] совместно с сотрудниками, и только несколько лет спустя они были исследованы для электронов Девиссоном и Джермером [57] и Дж. П. Томсоном в 1927 г. [58].

Первое непосредственное использование идеи о волнах материи имело место в июле 1925 г., когда Вальтер Эльзас-

¹ Я должен указать, что принцип запрета Паули [53] впервые был опубликован в январе 1925 г., а статистический метод Ферми для систем, подчиняющихся принципу запрета, появился только годом позже [54]. Конечно, не статистика Бозе, а скорее статистика Ферми содержала в себе ключ к объяснению свойств металлов.

сер [59], тогда работавший в Геттингене, послал короткую заметку по квантовой механике свободных электронов в «Naturwissenschaften». Макс Борн [13, стр. 177] и Джеймс Франк, которые были тогда соответственно профессорами теоретической и экспериментальной физики в Геттингене, предложили Эльзассеру исследовать некоторые аномальные результаты при рассеянии электронов металлической пластинкой, полученные в 1923 г. Девиссоном и Кунсменом [60]. Эти экспериментаторы обнаружили некоторые неожиданные максимумы в угловом распределении рассеянных электронов, а Борн и Франк пришли к мысли, что это может быть связано с волнами де-Бройля. Эльзассер показал, что если истолковать эти максимумы как дифракционные пики, получающиеся при дифракции волн де-Бройля электронов на кристаллической решетке металлической платиновой пластинки, то вычисленные таким образом длины волн по порядку величины соответствуют формуле де-Бройля (33) для энергии электронов, использованных в эксперименте. Совпадение было только по порядку величины, но так как применялись поликристаллические образцы, то можно было сделать только грубые прикидки.

Эльзассер использовал представление о волнах материи и для объяснения эффекта Рамзауэра [61]. Рамзауэр и другие обнаружили, что электроны, ускоренные полем всего в несколько вольт, обладают аномально большим свободным пробегом в инертных газах. Казалось, что этот эффект весьма схож с рассеянием света коллоидальными частицами — длины волн опять-таки весьма грубо сходились с вычисленными по формуле де-Бройля.

Что для нас здесь особенно интересно, это первый параграф статьи Эльзассера, где он указал на подоплеку своей работы: «Обходным путем, через статистическую механику, Эйнштейн недавно получил весьма замечательный физический результат. А именно, он показал правдоподобность допущения, что с каждым поступательным движением материальной частицы можно связать волновое поле, причем свойство этого поля определяется кинематикой частицы. Гипотеза таких волн, уже выдвинутая до Эйнштейна де-Бройлем, получает такую мощную поддержку благодаря теории Эйнштейна, что представляется разумным искать ее экспериментальное подтверждение».

Такое же впечатление создается при ознакомлении с книгой Альфреда Ланде «Современное развитие квантовой теории» [62], второе издание которой было закончено в январе 1926 г. Книга Ланде должна была дать обзор последней литературы по ее предмету, и в предисловии автор заметил: «Быть может, следует считать преждевременным то, что включена теория Эйнштейна вырожденного газа с ее интерференцией материи, но концептуальное содержание этого исследования настолько богато и плодотворно, также и в связи с другими вопросами о квантах (квантовая теория света), что отчет о ней казался необходимым, несмотря на то, что пока еще теория Эйнштейна не имеет экспериментальной основы».

Нет сомнения, что авторитет Эйнштейна и его новые аргументы привлекли к идеям де-Бройля то внимание, какого они заслуживали.

2. Среди физиков больше всего извлек из изучения диссертации де-Бройля Эрвин Шредингер: работа де-Бройля обратила на себя его внимание в связи с квантовой теорией идеального газа Эйнштейна. Это было в достаточной мере естественно, так как Шредингер работал над проблемами, связанными с применением квантовой теории к газам, до того как в 1924 г. и в начале 1925 г. появились статьи Эйнштейна. Поэтому он был хорошо подготовлен для того, чтобы оценить силу и новизну теории Эйнштейна и исследовать, какие выводы из нее вытекают.

Начиная с 1911 г. многие физики-теоретики пытались применить квантовую теорию к газам и развивать подобную теорию с помощью различных методов. История этих попыток увела бы нас слишком далеко от нашего предмета. Для нашей цели достаточно отметить, что одним из узловых вопросов являлось истолкование множителя $n!$ в уравнении для числа состояний газа (уравнение (36)). Ни одно из соображений, предложенных для того чтобы исключить этот множитель, не было по-настоящему удовлетворительным, и это было обосновано Эренфестом в 1920 г. [48], а вслед за ним Шредингером в статье, опубликованной в начале 1924 г. [63].

В это время Шредингер исследовал главным образом температуру, ниже которой должно было проявляться вырождение газа. Нернст [64] (см. также [65]) предположил, что охлажденные при постоянном объеме неконденсирующиеся газы при достаточно низкой температуре пе-

реходят в вырожденное состояние, в котором они ведут себя в соответствии с теоремой Нернста (третий закон термодинамики). На основании соображений размерности можно было утверждать, что такая температура θ (температура вырождения) должна определяться по формуле

$$\theta = h^2/mk\lambda^2, \quad (41)$$

где m — масса молекулы, а λ — некоторая характеристическая длина. Шредингер стремился показать, что такой характеристической длиной должен быть средний свободный пробег газовых молекул, а не какая-либо длина порядка размеров сосуда или среднего межмолекулярного расстояния. (Раньше все эти длины выдвигались в качестве возможных кандидатур.) Нам нет нужды детально рассматривать рассуждения Шредингера, но для следующего важно указать на то, что его метод состоял в характеристике состояния газа как целого и в вычислении числа состояний собственно газа, а не индивидуальных молекул.

Заслуживает внимания и то, что идея использовать в качестве характеристической длины средний свободный пробег впервые обсуждалась Зоммерфельдом и Ленцем [66] в связи с теорией, которая основывалась на рассмотрении собственных колебаний газа в духе теории удельной теплоемкости кристаллов Дебая. Шредингер использовал работу Зоммерфельда и Ленца в качестве одного из своих отправных пунктов и, как уже упоминалось, он следовал Эренфесту в опровержении ранее выдвинутых, в частности Планком [66, стр. 203], доводов за исключение множителя $n!$ в выражении для энтропии.

Первым результатом изучения эйнштейновой теории газа Шредингером была статья [67], представленная от его имени Планком Прусской академии наук в июле 1925 г. В этой статье Шредингер снова обратился к вопросу, надо или не надо вводить $n!$ в формулу, дающую число состояний. На этот раз он, по крайней мере в порядке обсуждения, стал на точку зрения Планка, что $n!$ надо отбросить, так как перестановки однородных молекул не следует рассматривать как дающие новые состояния. Но, доказывал Шредингер, даже если допустить обоснованность такой точки зрения при определении физически различных состояний газа, остается все же неверным то, что

деление на $n!$ является правильным методом корректировки уравнения. Основанием для внесения такой поправки является то, что перестановки, при которых молекулы просто меняются ролями, не следует считать порождающими различные состояния. Но «для того чтобы две молекулы могли поменяться ролями, они в действительности должны играть разные роли, иначе предыдущий подсчет заведомо не был бы подсчетом таких различных состояний, и, таким образом, мы не должны и мы не можем подправлять путем устранения такого множителя, которого никогда и не существовало в нашем уравнении. Наоборот, надо признать, что кратность, с которой определенное состояние в новом смысле входило в наш первоначальный подсчет, определяется в точности именно значением $(n! / \prod n_s!)$ ».

Поэтому подходящим и последовательным методом внесения поправки на эффективную неразличимость молекул являются отбрасывание всего комбинаторного множителя и заявление, что каждый ряд чисел $n_1, n_2, \dots, n_s, \dots$ определяет одно-единственное распределение независимо от числа перестановок молекул, совместимых с ним. Это как раз и является методом подсчета в статистике Бозе — Эйнштейна.

Главным пунктом у Шредингера было, таким образом, то, что новый метод подсчета является необходимым следствием последовательно проводимого исключения физически излишних перестановок. Этот новый статистический метод означал «радикальный отход от статистики типа Больцмана — Гиббса». Но даже если не принималось в расчет энергетическое взаимодействие молекул, новая статистика все еще содержала таинственную, пока не понятую поправку.

3. Когда Шредингер в ноябре 1926 г. собрал в одной книге свои составившие эпоху статьи по волновой механике [2], он, к сожалению, не начал с первого раздела истории: он не включил туда свою первую статью, в которой использовал идеи де-Бройля, которая предшествовала серии работ о «Квантовании как проблеме на собственные значения» и которая должна была бы в его книге составить предисловие. Эта статья — «О теории газов Эйнштейна» [68] — была послана в журнал 15 декабря 1925 г., за шесть недель до того, как он закончил первую из своих работ о волновом уравнении и его применениях. Это — замечательная статья, как по глубине и изяществу, так

и по историческому значению. Нельзя сформулировать ее основную идею более отчетливо или более ясно, чем это сделано самим Шредингером в ее первых строках:

«Общепринято считать, что существенным пунктом новой теории газа, недавно разработанной Эйнштейном, является следующее: к движению молекул газа применяется совершенно новый вид статистики, так называемая статистика Бозе — Эйнштейна. Однако рассматривать эту статистику как нечто первоначальное, не поддающееся дальнейшему объяснению, не соответствует сущности дела. Наоборот, эта статистика, по-видимому, скрывает за собою определенную взаимную зависимость или взаимодействие между молекулами газа, которое, однако, в таком виде трудно анализировать.

Можно рассчитывать на более глубокое проникновение в сущность новой теории, если удастся сохранить в силе старые статистические методы, подтвержденные опытом и хорошо обоснованные логически, и внести изменения в основы там, где это может быть сделано без насилия над разумом. К такой цели приводит следующая простая идея: эйнштейновская теория газа получается путем применения к молекулам газа такой формы статистики, которая в применении к атомам света (фотонам) приводит к закону излучения Планка. Однако можно получить закон излучения Планка, применяя естественную статистику, если ее применить к так называемым эфирным осцилляторам, т. е. к степеням свободы излучения. Тогда фотоны выступают только в качестве уровней энергии эфирных осцилляторов. Переход от естественной статистики к статистике Бозе всегда может быть заменен перестановкой ролей двух понятий: многообразия состояний энергии и многообразия носителей этих состояний. Поэтому надо попросту составить себе представление о газе, подобное представлению об излучении полости, которое не соответствует картине с применением квантов света. Тогда естественная статистика при использовании, например, соответствующего метода Планка приведет к эйнштейновской теории газа. *Это не означает ничего другого, кроме как принятия всерьез волновой теории движущихся частиц де-Бройля — Эйнштейна, согласно которой частицы представляют собой только нечто вроде «волнового гребня» на фоне волн¹».*

¹ Курсив мой.— М. Д. Клейн.

Подлежавшая рассмотрению схема была традиционной схемой идеального газа из n одноатомных молекул в сосуде объемом V при температуре T . В обычной формулировке мы бы сказали, что каждая молекула может иметь любую из энергий $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_s \dots$ и что любое число молекул может быть в любом из таких состояний. Вместо этого Шредингер предпочел сказать, что газ обладает различными видами колебаний и что колебанию s -го вида может соответствовать энергия, равная $0, \epsilon_s, 2\epsilon_s, \dots, n_s\epsilon_s, \dots$, в зависимости от того, «занято» ли оно $0, 1, 2, \dots, n_s, \dots$ молекулами. Газ тогда можно рассматривать как набор гармонических осцилляторов, и спектр этого набора определяется системой чисел (n_s) .

Сумма Z для газа, сумма множителей Больцмана $\exp(-E/kT)$ по всем возможным энергиям газа, рассматриваемого как целого, определяется при этом из уравнения

$$Z = \sum \exp [-(n_1\epsilon_1 + n_2\epsilon_2 + \dots + n_s\epsilon_s + \dots)/kT], \quad (42)$$

где суммирование идет по всем неотрицательным целым значениям $\{n_s\}$, подчиненным условию

$$\sum_s n_s = n, \quad (43)$$

выражающему фиксированность числа частиц газа. Эту сумму можно сравнительно более или менее непосредственно вычислить (с учетом условия связи), пользуясь методом, который был введен Дарвином и Фаулером [69]. Как только это сделано, свойства газа можно определить путем суммирования по спектру энергий $\{\epsilon_s\}$, который надо для этого найти.

Было бы непоследовательно определять энергии $\{\epsilon_s\}$, как это делал Эйнштейн, т. е. разбивая фазовое пространство на ячейки, ибо Шредингер трактовал систему $\{\epsilon_s\}$ как спектр газа в целом. Его метод состоял в том, чтобы, следуя де-Бройлю, рассматривать частицу как сигнал в системе волн, свойства которой определяются уравнениями (33) или (40). Найти спектр при этом означало найти число собственных колебаний в объеме V , причем закон дисперсии волн задается уравнениями де-Бройля. Это можно было фактически сделать, по крайней мере, для частот настолько высоких, что форма сосуда не имеет

при этом значения, и это привело к результату

$$\Omega = (4\pi V/c^3) (2m/h^2)^{3/2} \epsilon^{3/2}, \quad (44)$$

где Ω есть число собственных колебаний, энергия которых не превосходит ϵ , совпадающему с результатом Эйнштейна, полученным путем подсчета фазовых ячеек объемом h^3 .

Шредингер обращал внимание на то обстоятельство, что масса частиц входит в уравнение для спектра газа так же, как она входит в закон дисперсии де-Бройля, связывающий частоту ν и длину волны λ :

$$\nu = (h/2m\lambda^2), \quad (45)$$

если ограничиться только нерелятивистской формулой.

Раз известен спектр энергии, то естественно закончить расчет, показав, что закон распределения молекул, а следовательно и все остальные термодинамические свойства газа, в точности соответствуют тому, что получил Эйнштейн. Оказалось, что флуктуации тоже весьма просто можно вычислить в общем виде по методу Шредингера, и результаты опять совпали с формулами Эйнштейна.

В последнем разделе статьи [68] Шредингер исследовал возможность представить частицы или кванты света как результат интерференции волн. Здесь он вкратце рассмотрел использование волновых пакетов, локализованных в пространстве и во времени и образующих сигналы, которые могут рассматриваться как модель частиц волновой теории. Но уже на этом этапе Шредингер признавал, что такие волновые пакеты, содержащие волны из определенного интервала частот и волновых векторов, не будут сохраняться во времени, а быстро будут расплываться. Только при условии преодоления этой трудности подобные пакеты можно было бы действительно применить как модель частиц.

Хотя Шредингер не включил эту статью в свод своих работ по волновой механике и она поэтому не упоминалась при обсуждении истории этого предмета, сам он не скрывал ее органической связи со своими более знаменитыми работами. В первой из статей по «Квантованию как задаче на собственные значения» [70] (см. также [2, стр. 1]), приведя свое новое решение для атома водорода, он охарактеризовал связь своих идей с идеями де-Бройля, указав, что он работал со стационарными волнами, а не с распространяющимися волнами де-Бройля. И он

продолжал, имея в виду рассматриваемую нами статью, которая тогда находилась в печати: «Я недавно показал, что эйнштейновскую теорию газа можно построить на таких стационарных собственных колебаниях, для которых принимается закон дисперсии такой же, как для фазовых волн де-Бройля. Указанные выше рассматривания, относящиеся к атому, можно считать обобщением этой работы по модели газа».

Теория газов Эйнштейна и «краткие, но исключительно глубокие замечания», которые она подсказала, составляют связующее звено между волнами материи де-Бройля и волновой механикой Шредингера.

Когда Альберт Эйнштейн писал свои «Автобиографические заметки» [71] («И вот я в возрасте 67 лет сижу и пишу нечто похожее на мой собственный некролог»), он сделал там несколько замечаний о своем воспитании, которые больше раскрывают природу его гения, чем это были в состоянии сделать многие его биографы. Он говорит, что одной из причин того, что он предпочел физику математике, было то, что «моя математическая интуиция была недостаточно сильна, чтобы с уверенностью отличить фундаментально важное, действительно основное от остального — от знания того, без чего более или менее можно обойтись». Поэтому, когда он сталкивался с различными специальностями математики, он чувствовал себя как буриданов осел, который был не в состоянии выбрать какую-либо определенную охапку сена. «Конечно верно, что и физика делится на частные области, каждая из которых может поглотить труд краткой жизни, не удовлетворив жажды более глубокого знания... Но в физике я быстро научился нюхом чувствовать пути, ведущие вглубь, и не обращать внимания ни на что другое, на все те многочисленные предметы, которые загромаждают ум и отвлекают его от основного».

То же самое более непосредственно он выразил в замечании, высказанном одному из его последних ассистентов, Эрнсту Штраусу: [72] «Неисповедимы те пути, по которым следует господь, распределяя свои дары. Мне он дал упорство мула и ничего другого; правда, он мне дал также острый нюх».

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr. Proc. Phys. Soc. London, 1961, 78, 1101.
2. E. Schrödinger. Ann. Phys., 1926, 79, 734; Abhandlungen zur Wellenmechanik, Leipzig, 1928, p. 62.
3. A. Einstein. Phys. Z., 1909, 10, 817.
4. A. Einstein. Ann. Phys., 1905, 17, 132, 549, 891.
5. G. Holton. Amer. J. Phys., 1960, 28, 627.
6. M. J. Klein. Arch. Hist. Exact. Sci., 1962, 1, 459.
7. E. Whittaker. A History of the theories of aether and electricity, v. II. The Modern Theories 1900—1926. London, 1953.
8. M. J. Klein. Natural Philosopher., 1963, 11, 59. [Перев. см. в настоящем сборнике, стр. 259].
9. A. Einstein. Phys. Z., 1909, 10, 185.
10. A. Einstein. Ann. Phys., 1904, 14, 354.
11. H. A. Lorentz. Les théories statistiques en thermodynamique. Leipzig, 1916, p. 114.
12. S. Tomonaga. Quantum Mechanics, v. 1. (Amsterdam: North—Holland Publ. Co, 1962). Ch. 2; M. Born. Physik im Wandel meiner Zeit. Braunschweig, 1957, Ch. 18. [Русск. перев.: М. Борн. Физика в жизни моего поколения. М., ИЛ, 1963].
13. A. Einstein, L. Hopf. Ann. Phys., 1910, 33, 1105.
14. A. Einstein. Investigations on the theory of the Brownian movement. Transl. A. D. Cowper, R. Fürth (Ed.). London, 1926
15. A. Einstein, L. Hopf. Ann. Phys., 1910, 33, 1096.
16. M. v. Laue. Ann. Phys., 1915, 47, 853.
17. A. Einstein. Ann. Phys., 1915, 47, 879.
18. M. v. Laue. Ann. Phys., 1915, 48, 668.
19. M. Planck. Ann. Phys., 1924, 73, 272.
20. A. Einstein. Phys. Z., 1917, 18, 121.
21. A. Einstein. Mitt. phys. Ges. Zürich, 1916, 16, 47.
22. Verhandl. Dtsch. phys. Ges., 1916, 18, 318.
23. L. Ornstein, F. Zernike. Versl. Akad. Amsterdam, 1919, 28, 280.
24. W. Wien. Wied. Ann. 1896, 58, 662.
25. R. A. Millikan. Phys. Rev., 1916, 7, 355.
26. A. H. Compton. Bull. Nat. Res. Council, 1922, N 20, 16.
27. A. H. Compton. Phys. Rec., 1923, 21, 483.
28. P. Debye. Phys. Z. 1923, 24, 161.
29. A. H. Compton. Amer. J. Phys., 1961, 29, 817.
30. W. Pauli. Z. Phys., 1923, 18, 272.
31. H. A. Lorentz. La théorie du rayonnement et les quanta, P. Langevin, M. de Broglie (Eds). Paris, 1912, 35—39.
32. A. D. Fokker. Arch. néerl., 1918, 4, 379.
33. A. Einstein, P. Ehrenfest. Z. Phys., 1923, 19, 301; P. Ehrenfest, Collected Scientific Papers, Amsterdam, 1959, 458.
34. Цит. по A. H. Compton. J. Franklin Inst., 1924, 198, 70.
35. N. Bohr, H. A. Kramers, J. C. Slater. Z. Phys., 1924, 24, 69; Philos. Mag., 1924, 47, 785.
36. W. Heisenberg. In: Niels Bohr and the development of physics. W. Pauli (Ed.). N. Y., 1955, 12.

37. L. de Broglie. *New perspectives in physics*. N. Y., 1962, 97—98.
38. W. Bothe, H. Geiger. *Z. Phys.*, 1925, 32, 639.
39. A. H. Compton, A. W. Simon. *Phys. Rev.*, 1925, 26, 289.
40. S. N. Bose. *Z. Phys.*, 1924, 26, 178.
41. A. Einstein. *Berl. Ber.*, 1924, 261.
42. M. Planck. *Ann. Phys.*, 1901, 4, 553.
43. P. Debye. *Ann., Phys.*, 1910, 33, 1427.
44. Lord Rayleigh. *Philos. Mag.*, 1900, 49, 539; *Nature*, 1905, 72, 243.
45. M. Planck. *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*. Leipzig, 1906, 154.
46. L. de Broglie. *J. phys.*, 1922, 3, 422; L. de Broglie and L. Brillouin. *Selected Papers on Wave Mechanics*. London, 1928, 1.
47. P. Ehrenfest. *Ann. Phys.*, 1911, 36, 91; 1915, 46, 1021; *Collected Scientific Papers*, 185, 353; M. J. Klein. *Proc. Amsterdam Acad. B.*, 1959, 62, 41.
48. P. Ehrenfest, V. Trkal. *Proc. Amsterdam Acad.*, 1920, 23, 162; *Ann. Phys.*, 1921, 65, 609.
49. L. de Broglie. *Ann. phys.*, 1925, 3(10), 22.
50. R. Dugas. *La théorie physique au sens de Boltzmann*. Neuchâtel, 1959, 281.
51. L. de Broglie. *Comptes rendus*, 1923, 177, 507, 548, 630.
52. A. Einstein. *Berl. Ber.*, 1925, 3.
53. W. Pauli. *Z. Phys.*, 1925, 31, 765.
54. E. Fermi. *Z. Phys.*, 1926, 36, 902; E. Fermi. *Collected Papers*, v. 1. Chicago, 1962, 186.
55. W. Pauli. In: *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, P. A. Schilpp (Ed.), N. Y., 1949, 156.
56. O. Stern, I. Estermann. *Z. Phys.*, 1930, 61, 95.
57. C. J. Davisson, L. H. Germer. *Phys. Rec.*, 1927, 30, 707.
58. G. P. Thomson, A. Reid. *Nature*, 1927, 119, 890.
59. W. Elsasser. *Naturwissenschaften*, 1925, 13, 711.
60. C. J. Davisson, C. H. Kunsman. *Phys. Rev.*, 1923, 22, 242.
61. C. Ramsauer. *Ann. Phys.*, 1923, 72, 345.
62. A. Landé. *Die neuere Entwicklung der Quantentheorie*. Dresden and Leipzig, 1926, viii.
63. E. Schrödinger. *Phys. Z.*, 1924, 25, 41.
64. W. Nernst. *Z. Electrochem.*, 1914, 20, 357.
65. F. Simon. 40th Guthrie Lecture, *Yearbook Phys. Soc. London*, 1956.
66. A. Sommerfeld. *Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Electricität*. Leipzig and Berlin, 1914, 125.
67. E. Schrödinger. *Berl. Ber.*, 1925, 434.
68. E. Schrödinger. *Phys. Z.*, 1926, 27, 95.
69. C. G. Darwin, R. H. Fowler. *Philos. Mag.*, 1922, 44, 450, 823; *R. H. Fowler. Philos. Mag.*, 1923, 45, 1, 497.
70. E. Schrödinger. *Ann. Phys.*, 1926, 79, 361.
71. A. Einstein. *Autobiographical Notes*. In: *Albert Einstein. Philosopher-Scientist*. Schilpp (Ed.), N. Y., 1949, 14—17.
72. E. G. Straus. *Helle Zeit — Dunkle Zeit*. C. Seelig (Hrsg.), Zürich, 1956, 72.

М. Д. Клейн

■

ПЕРВАЯ РАБОТА ЭЙНШТЕЙНА ПО КВАНТАМ¹

Эта квантовая проблема столь невероятно важна и трудна, что каждому следовало бы ею заниматься.

ИЗ ПИСЬМА АЛЬБЕРТА ЭЙНШТЕЙНА
ЯКОВУ ЛАУБУ, 1908 г.

I

Весной 1905 г. Альберт Эйнштейн обратился к своему школьному товарищу Конраду Габихту с просьбой прислать экземпляр его диссертации. Он писал при этом: «Взамен я могу обещать тебе четыре работы, первую из которых я скоро смогу выслать, — как только буду располагать несколькими ее экземплярами. Это работа об излучении и об энергетических свойствах света, она весьма революционна, как ты увидишь, если авансом вышлешь мне свою работу» [1]. И это не было юношеским преувеличением двадцатилетнего физика: первая из упомянутых четырех работ действительно была революционной. Понадобилось более двадцати лет, чтобы идеи этой работы вошли в состав физики, и структура физики при этом существенно и радикально изменилась. Именно эту работу мы подробно рассматриваем здесь, но нельзя не привести остальной части письма Эйнштейна. «Второе исследование, — продолжал он, — состоит в определении истинных размеров атомов по диффузии и внутреннему трению разбавленных жидких растворов нейтрального вещества. В третьем доказывается, что если исходить из молекулярной теории, взвешенные в жидкости частицы размера в 0,001 мм должны находиться в заметном беспорядочном

¹ Martin J. Klein. Einstein's First Paper on Quanta.— «The Natural Philosopher», 1963, 2. Перевод И. Б. Погребысского.

движении, которое вызывается тепловым движением. Действительно, физиологи изучали движение маленьких взвешенных неживых частиц, такое движение они называют броуновским. Четвертая работа пока только задумана: электродинамика движущихся тел с применением некоторой модификации теории пространства и времени. Чисто кинематическая часть этой работы несомненно заинтересует тебя».

Этот скромный список открытий — такой набор достижений, что с ним может сравниться, но его не превосходит другое чудо, сотворенное неким молодым теоретиком, — то, что сделал Ньютон в годы чумы. Конечно, с именем Эйнштейна у широкой публики и у большинства ученых связан только последний из указанных в письме пунктов. Труды Эйнштейна по теории относительности породили комментарии в миллионы слов и переизлагались на всех возможных уровнях. Сравнительно мало писали о его изысканиях в теории излучения, которые он вел в течение четверти века, и об их значении для нашего понимания физического мира. Тем не менее смелость и проницательность взгляда характерны для этих исследований Эйнштейна в той же мере, как и для его более прославленных работ о природе пространства и времени.

Первое из этих исследований по теории излучения — статья, которую сам Эйнштейн назвал «весьма революционной», — появилось в июне 1905 г. под тяжеловесным названием «Об одной эвристической точке зрения на образование и преобразование света» [2]. О ней обычно говорят как о статье Эйнштейна по фотоэлектрическому эффекту, но едва ли это является точным определением. Как правильно указано в названии статьи и в цитированном письме Эйнштейна, там затронуты гораздо более общие проблемы, чем фотоэлектрический эффект. В этой статье Эйнштейн выступил против одного из основных направлений в физике XIX в. — он осмелился бросить вызов столь характерной для физики волновой теории света. Вопреки последней, он доказывал, что свет можно, а в некоторых отношениях должно рассматривать как собрание независимых частиц (квантов) энергии, которые ведут себя как частицы газа. Эта гипотеза световых квантов — «эвристическая точка зрения» заглавия статьи — означала воскрешение и модернизацию корпускулярной теории света, похороненной под громадой тех явных доказательств

волновой теории, которые накопились за столетие. Силу такой гипотезы сразу показала та легкость, с которой Эйнштейн мог разъяснить целый ряд явлений, в том числе фотоэлектрический эффект, чего не могла дать электромагнитная теория света. (Однако это не повлекло за собой быстрого признания идей Эйнштейна сколько-нибудь значительной фракцией собратьев-физиков!) Но допустим, что гипотеза сразу имела успех. Тогда что заставило Эйнштейна занять такую экстремистскую позицию, столь далекую от общепринятых взглядов?

Как раз большая часть статьи Эйнштейна посвящена ответу именно на этот вопрос, т. е. изложению доводов в пользу его новой, «эвристической точки зрения». В этой аргументации, простой по существу и одновременно невероятно дерзостной, выявляются характерные черты подхода Эйнштейна к физике. Эйнштейн основывается здесь на глубоко изученных им ранее термодинамике и статистической механике, естественным продолжением которых в течение последующих лет были его плодотворные исследования по теории квантов.

Проникновение в структуру излучения, которое было достигнуто Эйнштейном, когда он обосновывал свою точку зрения, создало в нем ту убежденность, с которой он отстаивал гипотезу квантов света против подавляющего большинства, поддерживавшего волновую теорию. Но сила рассуждений Эйнштейна не убедила остальных. Только весьма немногие пожелали или смогли следовать за ним и принять ошеломляющую идею квантов света в силу доводов, основанных на статистическом истолковании второго закона термодинамики. Даже в 1913 г. Макс Планк мог включить следующее замечание в письмо, в котором он предлагал избрать Эйнштейна членом Прусской академии наук и всячески превозносил его труды и дарования: «То, что он иногда бьет мимо цели в своих соображениях, как, например, в связи с его гипотезой световых квантов, не может быть поставлено ему в минус» (см. [1], а также [3]). А Милликэн, описывая в 1916 г. свое экспериментальное подтверждение уравнения Эйнштейна для фотоэлектрического эффекта, мог сказать о той же гипотезе: «Я не буду пытаться обосновывать это допущение, ибо фактически в настоящее время почти нет доводов в его пользу» [4]. Эйнштейн не ошибался, называя свою работу «весьма революционной».

Ярче всего характеризует гений Эйнштейна то, как он умел выявлять фундаментальные проблемы, мимо которых проходили его современники. Например, равенство инертной и гравитационной масс известно физикам со времен Ньютона, но когда Эйнштейн обратил внимание на такой как будто бы простой факт, это привело к общей теории относительности. И та же черта Эйнштейна явственно обнаруживается в первой фразе статьи 1905 г. о световых квантах. Он начинает так: «Существует глубокое различие между теоретическими представлениями физиков о газах и других весомых телах и теорией Максвелла электромагнитных процессов в так называемом пустом пространстве». Эйнштейн имел в виду контраст между существенно дискретной атомной теорией материи, где конечное число величин полностью определяет состояние системы, и существенно непрерывной электромагнитной полевой теорией, где для определения состояния поля нужна система непрерывных функций. Этот дуализм частицы и поля, вероятно, отмечался не только Эйнштейном, но нет сведений, что кто-либо иной предлагал устранить его так решительно, как Эйнштейн. (Мне даже не известно, что бы кто-либо другой в то время был обеспокоен таким дуализмом, когда последний уже стал одной из главных тем в трудах Эйнштейна.)

И вот Эйнштейн предлагает физикам рассмотреть следствия допущения, что энергия света распределена в пространстве дискретно, т. е. что она состоит из конечного числа квантов энергии, локализованных в различных точках пространства, и что эти кванты могут получаться или поглощаться только индивидуально. Казалось бы, такое допущение сразу исключается полным экспериментальным подтверждением электромагнитной волновой теории света, но, подчеркивал Эйнштейн, это не так уж убедительно: все оптические наблюдения дают только средние по времени, но не фиксируют мгновенных значений рассматриваемых величин. Вполне можно было представить себе, — по крайней мере Эйнштейн это мог, — что волновая теория не сумеет объяснить явления, связанные с излучением или изменением частоты света. Эйнштейн указывал, что, рассматривая такие явления, как излучение черного тела и фотоэлектрический эффект, стоит заменить волновую тео-

рию света выдвигаемой им гипотезой световых квантов. Это скромное предложение, «которое может оказаться полезным некоторым исследователям в их изысканиях», нуждалось в обосновании, и Эйнштейн сразу к нему переходит.

На первом этапе своих рассуждений он выявляет основную трудность, на которую наталкивается применение электромагнитной волновой теории света к явлениям, связанным с эмиссией и поглощением, в данном случае — к излучению черного тела. Эта трудность, которую позже Эренфест [5] назвал «ультрафиолетовой катастрофой», настолько стала общим местом в учебниках современной физики, что надо напомнить о том, что в 1905 г. она далеко не была общеизвестной. Никто из писавших ранее этой даты о проблеме излучения черного тела, за исключением Рэля, даже не подходил к этой проблеме с той стороны, где возникает такая трудность. У Рэля в «Замечаниях относительно закона полного излучения» [6], опубликованных в 1900 г., неявно показано, что волновая теория здесь не может дать удовлетворительного решения, но Рэлей не акцентировал этого, и нужен был воистину изощренный читатель, чтобы усмотреть значение его замечаний. Во всяком случае заметка Рэля не вызвала откликов даже среди той достаточно малой группы лиц, которая активно занималась проблемой излучения. Планк, несколько лет посвятивший проблеме излучения, применил в своей эпохальной работе метод, при котором упомянутая трудность полностью обходилась, и в его трудах до 1906 г. нет упоминаний об этом [7, 8].

Выявление «ультрафиолетовой катастрофы» и признание ее в качестве провала классической физики мы впервые находим в рассматриваемой нами статье Эйнштейна. Описываемая Эйнштейном схема очень проста. Он рассматривает объем, ограниченный отражающими стенками и содержащий, кроме газа, некоторое число связанных электронов. Эти электроны, действуя как заряженные гармонические осцилляторы, должны испускать и поглощать электромагнитное излучение, и, если система термодинамически находится в равновесии, это излучение должно быть таким же, как излучение черного тела. Так как данные линейные осцилляторы могут также участвовать в энергообмене со свободно движущимися молекулами газа, то по законам кинетической теории, в частности

по теореме о равномерном распределении энергии, средняя энергия такого осциллятора должна быть

$$\bar{E} = (R/N_0) T, \quad (1)$$

где T — абсолютная температура газа, R — универсальная газовая постоянная, N_0 — число Авогадро (количество молекул в одном моле). Но \bar{E} можно связать и со спектральной плотностью излучения, потребовав, чтобы осцилляторы были в термодинамическом равновесии с полем излучения. Это уже было сделано в 1899 г. Планком [9], который с помощью уравнений электродинамики вывел условие

$$\bar{E} = (c^3/8\pi\nu^2) \rho(\nu), \quad (2)$$

где c — скорость света, ν — частота осцилляторов, $\rho(\nu)$ — спектральная плотность излучения черного тела. (Величина $\rho(\nu)$ определяется тем, что $\rho(\nu)d\nu$ есть энергия на единицу объема излучения черного тела в интервале частот между ν и $\nu + d\nu$).

Приравняв оба результата, с неизбежностью получаем, что

$$\rho(\nu) = (8\pi\nu^2/c^3) (R/N_0) T. \quad (3)$$

Этот результат, как указал Эйнштейн, не только противоречит эксперименту, но означает также, что теория не приводит к какому-либо определенному распределению энергии между веществом и излучением в рассматриваемом объеме: если попытаться вычислить полную энергию в единице объема, интегрируя $\rho(\nu)$ по всем частотам согласно (3), получим в результате, очевидно, бесконечность. Но такая неудача, как тут же показал Эйнштейн, не абсолютного характера, ибо неприемлемое $\rho(\nu)$ из уравнения (3) просто связано с другим выражением для $\rho(\nu)$, которое согласуется со всеми экспериментальными данными. Такое удачное $\rho(\nu)$ входит в закон распределения Планка:

$$\rho(\nu) = \frac{\alpha \nu^3}{\exp(\beta\nu/T) - 1}, \quad (4)$$

где α и β — постоянные. Для высоких температур и для длинных волн, когда (ν/T) достаточно мало, закон Планка принимает вид

$$\rho(\nu) = (\alpha/\beta) \nu^2 T, \quad (5)$$

и здесь зависимость от частоты и температуры совпадает с той, что дает (3). При этом получается не только функциональный характер «катастрофического» $\rho(\nu)$, но можно, видимо, проверить и постоянный коэффициент. Если взять значения α и β , вычисленные Планком по экспериментальным данным об излучении черного тела [10], и использовать известные значения газовой постоянной и скорости света, то можно найти число Авогадро из уравнения

$$N_0 = (\beta/\alpha) (8\pi R c^3) = 6,17 \cdot 10^{23}. \quad (6)$$

Гайденое значение для N_0 совпало с тем, которое получил Планк совсем иным путем, и согласовывалось с теми сравнительно грубыми определениями числа Авогадро, которые к тому времени были определены другими методами. Эйнштейн пришел к заключению, что можно опираться на электромагнитную теорию света для случая длинных волн и больших плотностей излучения, но эта теория неприменима для коротких волн и малых плотностей излучения.

III

Если нельзя рассчитывать на то, чтобы электромагнитная теория света давала верные результаты, то как действовать? И ответ Эйнштейна гласил: «дерзостно!». Так как теория не дает объяснения экспериментальных данных, то почему бы не пойти обратным путем и не выяснить, что можно сказать о природе излучения на основе надежно установленных экспериментально данных и не исходя из какой-либо картины основных процессов, как писал Эйнштейн. Не следует толковать это ложно: Эйнштейн заведомо не предлагал наивного эмпиризма, и ничто другое не могло быть столь чуждо его подходу к физике. Он предлагал использовать экспериментально установленные законы излучения в сочетании с наиболее широким обобщением во всей физике — вторым законом термодинамики в его статистической форме.

Статистическая интерпретация второго закона термодинамики — крупнейший вклад в науку Людвиг Больцмана, и она же предмет первых значительных публикаций Эйнштейна. С 1902 по 1904 г. Эйнштейн написал три

статьи [11], в которых развил идеи Больцмана и переработал основы предмета со свойственной ему оригинальностью. Эти статьи не привлекли большого внимания отчасти потому, что сам предмет не особенно был в моде в те годы, отчасти потому, что в статистической механике общий интерес вызвал трактат Вилларда Гиббса «Элементарные принципы статистической механики», опубликованный в 1902 г. [12]. Эйнштейн самостоятельно получил многие результаты Гиббса, и его работы были гораздо ближе к физике, чем намеренно абстрактное изложение американского ученого. У нас позже будет повод вернуться к этим ранним статьям Эйнштейна, а здесь я указываю на них, чтобы подчеркнуть, что к 1905 г. Эйнштейн основательно продумал статистическую термодинамику и вполне владел ею.

Ключевым понятием термодинамики является энтропия, и Эйнштейн начинает свой штурм проблемы излучения с того, что связывает энтропию излучения с функцией, дающей спектральное распределение, $\rho(\nu)$. Так как излучение в данном интервале частот можно считать независимым от излучения в любом ином интервале, то энтропию S излучения в объеме V можно выразить в виде

$$S = V \int_0^{\infty} \Phi(\rho, \nu) d\nu. \quad (7)$$

Излучение черного тела находится в термодинамическом равновесии, а это значит, что энтропия должна быть максимальной при заданной энергии. Пользуясь этим условием и тем, что, по определению, абсолютная температура T обратно пропорциональна производной от энтропии по энергии при постоянном объеме, нетрудно показать, что для $\partial\Phi/\partial\rho$ имеется зависимость

$$\partial\Phi/\partial\rho = T^{-1}. \quad (8)$$

Этот общий результат не зависит от вида функции $\rho(\nu)$, дающей спектральное распределение. Чтобы пойти дальше и получить Φ как функцию ρ и ν , а затем и энтропию, Эйнштейну надо было ввести явное выражение для ρ . С этой целью он обратился не к формуле Планка (4), а к более давней, предложенной в 1896 г. Вином [13] формуле

$$\rho(\nu) = \alpha \nu^3 \exp(-\beta \nu/T). \quad (9)$$

Закон Вина был тщательно проверен на опыте для больших значений ν/T , для которых он является предельной формой распределения Планка. (Действительно, как раз отклонения от закона Вина, наблюдаемые при низких частотах, первоначально побудили Планка ввести его собственный закон распределения.) Эйнштейн основывался в своих расчетах на распределении Вина, быть может из-за его большей простоты, учитывая, что любое основанное на этом заключение имеет ту же ограниченную область применения (большие значения ν/T), что и сам закон Вина. Раз закон Вина был принят, можно было непосредственно в явном виде получить $\partial\Phi/\partial\rho$, разрешив уравнение (9) относительно

$$\partial\Phi/\partial\rho = T^{-1} = -(\beta\nu)^{-1} \ln(\rho/\alpha\nu^3), \quad (10)$$

а затем, проинтегрировав, определить функцию Φ в виде

$$\Phi(\rho, \nu) = -(\rho/\beta\nu) [\ln(\rho/\alpha\nu^3) - 1]. \quad (11)$$

Эта формула для Φ немедленно дает и энтропию: для излучения с частотами из интервала от ν до $\nu + d\nu$, энергию которого E можно выразить как $V\rho d\nu$, получаем следующее выражение для S :

$$S = V\Phi d\nu = -(E/\beta\nu) [\ln(E/\alpha\nu v^3 d\nu) - 1]. \quad (12)$$

Физический смысл энтропии всегда выявляется более отчетливо, когда мы вычисляем изменение энтропии, связанное с каким-нибудь происходящим в системе процессом. В данном случае Эйнштейн рассматривал изменение энтропии при изменении объема от V_0 до V и при фиксированном значении E энергии (монохроматического) излучения. Такое изменение энтропии согласно формуле (12) равно

$$S - S_0 = (E/\beta\nu) \ln(V/V_0). \quad (13)$$

И это изменение энтропии монохроматического излучения, выражаемое формулой (13), зависит от объема точно так же, как изменение энтропии идеального газа или разведенного раствора при изотермическом процессе — поразительный результат, потребовавший дальнейшего анализа.

Чтобы извлечь те далеко идущие заключения, которые подсказывались формулой (13), Эйнштейну нужно было показать, что логарифмическая зависимость энтропии от

объема уходит корнями куда глубже, чем любая частная гипотеза относительно механики газов или разведенных растворов. В своем анализе он должен был исходить непосредственно из статистической интерпретации второго закона термодинамики. Краеугольным камнем такой интерпретации является принцип Больцмана: логарифмическая зависимость энтропии и вероятности [14]. По Больцману, разность значений энтропии $S - S_0$ в двух состояниях термодинамической системы пропорциональна логарифму относительной вероятности W появления этих двух состояний:

$$S - S_0 = (R/N_0) \ln W \quad (14)$$

(универсальный коэффициент пропорциональности R/N_0 устанавливается анализом в случае идеального газа). Эйнштейн применил этот принцип к системе n частиц, свободно перемещающихся в объеме V_0 , имеющей определенную энтропию S_0 . Он предполагал лишь то, что эти частицы не предпочитают какой-либо один частичный объем объема V_0 другому и что они движутся независимо друг от друга. Никакие ограничения не накладывались ни на законы движения, ни на природу какого-либо другого вещества, пребывание которого в V_0 допускалось. Естественно было задать вопрос: «Какова вероятность W того, что все n частиц окажутся в данном частичном объеме V в случайно выбранный момент времени?». При сделанных допущениях ответ, очевидно, дает формула

$$W = (V/V_0)^n. \quad (15)$$

Применив принцип Больцмана, Эйнштейн смог тогда записать разность энтропии между этим флуктуационным и исходным равновесным состоянием в виде

$$S - S_0 = n (R/N_0) \ln (V/V_0). \quad (16)$$

Это рассуждение выявляет, на чем основано уравнение (16) для энтропии системы частиц: необходимы только независимость их движений и однородность этих движений относительно первоначального объема. Следующим же шагом Эйнштейна было обращение этого рассуждения и применение его к излучению. Так как разность энтропий соответствующих состояний излучения определяется формулой (13) и так как формулы (13) и (16) построены одинаково, вероятность сосредоточения всей

энергии излучения E (частоты между ν и $\nu + d\nu$) в частичном объеме V должна определяться по формуле

$$W = (V/V_0)^{n'}, \quad (17)$$

где показатель n' это в точности E , разделенное на $(R/N_0) \times \beta\nu$. Отсюда Эйнштейн сделал неизбежный для него вывод: «Монохроматическое излучение малой плотности (в области применимости закона распределения Вина) ведет себя в термических процессах так, как если бы оно состояло из независимых квантов энергии величины $(R/N_0) \times \beta\nu$ ».

Но насколько серьезно надо отнестись к этому выводу? Означает ли он нечто более существенное, чем аналогию, когда основным в формулировке является выражение «как если бы». Ответ Эйнштейна таков: «Итак, раз монохроматическое излучение (достаточно низкой плотности) ведет себя по характеру зависимости энтропии от объема как дискретная среда, состоящая из квантов энергии величины $(R/N_0) \beta\nu$, это наводит на мысль исследовать, не являются ли законы образования и преобразования света такими, как если бы свет состоял из подобных квантов энергии». Иными словами, следует серьезно отнестись к сделанному выводу (хотя другим он мог бы казаться и действительно казался лишь слабо обоснованным), и Эйнштейн сразу переходит к развитию такого представления о природе излучения, особенно в направлениях, которые смогут привести к экспериментально проверяемым заключениям.

IV

В рассуждениях Эйнштейна в пользу квантов света оригинальны не только выводы. В основе рассуждений — новое эйнштейновское истолкование принципа Больцмана, придающее этому принципу более определенный физический смысл и указывающее для него новую и более широкую область применений. На том этапе рассуждений, на котором Эйнштейн вводил зависимость между энтропией и вероятностью, он подчеркивал, что это использование понятия вероятности требует дальнейшего анализа. Эйнштейн писал: «Когда вычисляют энтропию методами молекулярной теории, слово вероятность часто

применяют в значении, не совпадающем с определением, которое дает теория вероятностей». И затем он обещал, что рассмотрит этот вопрос более детально и покажет, что нужно пользоваться только «так называемой статистической вероятностью», чтобы устранить ту логическую трудность, с которой все еще связано применение принципа Больцмана». В этих весьма неполных замечаниях Эйнштейна содержится намек на его физический подход к понятию вероятности, встречавшийся уже в его более ранних работах по статистической механике. Такой подход Эйнштейн вскоре применил с большим эффектом к различного рода проблемам.

Трудность, о которой говорил Эйнштейн, состояла в том, что принцип Больцмана лишен физического смысла, пока нет адекватного и независимого определения вероятности. Нет необходимости вводить вероятность W как число «равновозможных» состояний системы, что делал Больцман, выбирая эти «равновозможные» состояния на основе априорных соображений. Эйнштейн считал, что предпочтительнее, а на деле необходимо, чтобы вероятности различных состояний системы определялись ее естественным движением. Пусть A_1, A_2, \dots, A_n обозначают возможные состояния системы, т. е. состояния, доступные ей при определенном значении ее энергии и макроскопически отличимые друг от друга. Эйнштейн определяет соответствующие вероятности W_1, W_2, \dots, W_n следующим образом [15]. Допустим, что систему наблюдают в течение какого-то большого промежутка времени θ . В течение этого промежутка система будет иррегулярным образом проходить через различные возможные состояния. (Именно это отличает статистическое описание от термодинамического — в последнем случае считается, что равновесное состояние сохраняется неопределенно долго, раз оно достигнуто). Если обозначить участки промежутка θ , в течение которых система находится в состоянии A_i , через τ_i , то вероятности W_i определятся как пределы отношений τ_i/θ , когда θ неограниченно увеличивается. По этому определению вероятность состояния есть частота, с которой оно повторяется, доля времени, в течение которого система в нем находится, и не вводятся никакие специальные допущения относительно априорных вероятностей. Раз вероятности W_i определены таким образом, Эйнштейн мог читать формулу (14), выражающую принцип Больц-

мана, так сказать, в обоих направлениях и мог использовать ее для определения частоты повторения данного состояния по измеренной (или, по крайней мере, измеримой) энтропии этого состояния. Это дало ему метод вычисления вероятности флуктуации в состоянии термодинамического равновесия, именно то, что он сделал для излучения черного тела, так, как это изложено в предыдущем параграфе.

Эйнштейн ценил такое определение вероятности, так как считал его единственным соответствующим физической ситуации, единственным, придающим явный смысл флуктуациям равновесного состояния, характерным для статистической теории. Он ввел такой подход к вероятности в 1903 г. во второй своей статье по статистической механике [11] и использовал его в третьей, и последней, статье этой серии в следующем году. Нам стоит остановиться несколько детальнее на этих его рассуждениях, так как в них видна его несравненная провидательность.

В первых статьях этой серии Эйнштейн показал, что при весьма широких допущениях вероятность dW пребывания системы в данное мгновение в точке фазового объема $dq_1 \dots dp_n$ выражается формулой

$$dW = C \exp(-E/kT) dq_1 \dots dp_n. \quad (18)$$

Рассматривается система, соприкасающаяся с источником тепла при температуре T . Пусть E обозначает энергию системы, когда ее координаты и импульсы заключены в промежутках от q_1 до $q_1 + dq_1, \dots$, от p_n до $p_n + dp_n$. Постоянные C и k существенно различны: C — нормирующий множитель для распределения вероятностей, а k — универсальная постоянная, не зависящая от природы системы. Больцман вывел и исследовал закон распределения (18) для газов, но Эйнштейн своим выводом показал истинную общность этого закона. Больцман нашел также, что постоянная k пропорциональна отношению средней энергии молекулы газа к абсолютной температуре газа, Эйнштейн же приступил к исследованию смысла постоянной другим путем. Сначала он показал, рассматривая опять-таки идеальный газ, что k связано с числом Авогадро N_0 и газовой постоянной R зависимостью $k = R/N_0$ — результат, полученный ранее Планком и уже рассмотренный выше. Но второй пункт в его рассуждениях был вполне новым и весьма общим. По закону рас-

предела он мог вычислить флуктуации энергии любой системы, контактирующей с источником тепла. Флуктуация энергии определяется как $[(E - [E])^2]$, где квадратные скобки обозначают усреднение по распределению; и прямое вычисление приводит к формуле ¹

$$[(E - [E])^2] = [E^2] - [E]^2 = kT^2 d[E]/dT. \quad (19)$$

В формулировке Эйнштейна: «Следовательно, абсолютная постоянная k определяет термическую устойчивость системы. Только что найденная зависимость особенно интересна потому, что она уже не содержит никакой величины, напоминающей о допущениях, положенных в основу теории». Этот результат особенно ярко выявляет универсальность k . Он подсказал Эйнштейну и существенно новый способ экспериментального определения этой основной постоянной: можно найти k , если можно измерить для какой-либо системы флуктуации энергии. Такие измерения все еще не произведены, но Эйнштейн смог указать, как подвергнуть формулу (19) экспериментальной проверке. Посмотрим, как применить эту формулу к излучению в пустом объеме, в состоянии термического равновесия, т. е. к излучению черного тела. Для объема макроскопических размеров флуктуации энергии, предсказываемые формулой (19), составляли бы ничтожную долю всей энергии, но можно рассматривать объем, линейные измерения которого порядка длины волны, и тогда флуктуации энергии должны быть одного порядка с самой энергией. Для такого объема V следует исходить из уравнения

$$[E^2] - [E]^2 = [E]^2, \quad (20)$$

где $[E]$ определяется по закону Стефана — Больцмана,

$$[E] = \gamma VT^4 \quad (21)$$

(γ — некоторая постоянная).

Комбинируя (19)—(21), Эйнштейн сразу получает, что

$$V^{1/3} = (4k/\gamma)^{1/3} T^{-1}. \quad (22)$$

Приравняв $V^{1/3}$ характерной для излучения длине волны λ и вычислив постоянный множитель по известным значе-

¹ Это уравнение было уже выведено Гиббсом [12], но Гиббс его не использовал так, как Эйнштейн.

ниям k и γ , получаем

$$\lambda = 0,42/T. \quad (23)$$

Эйнштейн находит для характерной длины волны излучения черного тела при температуре T (длины волны λ_m , соответствующей максимальной энергии) значение

$$\lambda_m = 0,29/T \quad (24)$$

и приходит к такому выводу: «Мы видим, что зависимость λ_m от температуры, а также порядок ее величины можно определить средствами общей молекулярной теории, и я полагаю, что такое совпадение, в силу большой общности наших допущений, нельзя приписать случайности».

Эта ранняя статья Эйнштейна содержит в зародыше ряд его работ последующих лет. В статьях Эйнштейна¹ о броуновском движении решена проблема, которую он ставил в 1904 г., — определение основной постоянной k , а с нею и целой шкалы молекулярных размеров — по экспериментальным замерам флуктуационных явлений. Мы уже видели, как анализ флуктуаций привел Эйнштейна к гипотезе световых квантов, и этот же метод в сочетании с техникой броуновского движения был применен в 1909 г. для исследования флуктуаций энергии и количества движения излучения, что ввело в физику дуализм волны - частицы (см. [18], а также [15]). А в следующем году Эйнштейн применил свою раннюю идею о том, что флуктуации в объеме, размеры которого сравнимы с длиной волны, должны давать наблюдаемые эффекты, при разработке теории критической опалесценции [19]².

Именно с учетом этих блестяще оправдавшихся применений взглядов Эйнштейна на вероятность и флуктуации мы должны подходить к замечаниям, сделанным им на первом Сольвеевском конгрессе в 1911 г. [21]. Планк докладывал на конгрессе о своей работе по излучению черного тела, причем принцип Больцмана играл у него существенную роль. Но для Планка вероятность W должна была вводиться априорно, потому что он не мог найти «решительно никакой отправной точки в тех допущениях,

¹ Первая статья напечатана в [16], а вся серия — в [17].

² Мариан Смолуховский в те же годы, независимо от Эйнштейна, работал над проблемами броуновского движения, теории критической опалесценции и общей теории флуктуационных явлений [20].

которые положены в основу электромагнитной теории света, чтобы приписать такой вероятности какое-либо определенное значение», — как он писал в 1901 г. Эйнштейн открыл дискуссию по докладу Планка следующими замечаниями: «Кажется несколько шокирующим то, что уравнение Больцмана применяется, как это делает г-н Планк, без физического определения вводимой при этом вероятности W . Если действовать таким образом, уравнение Больцмана лишается физического содержания. То, что W принимается равным числу конфигураций, не меняет существа дела, так как не объяснено, как узнать, что две конфигурации равновероятны. Даже если удастся определить вероятность так, чтобы энтропия, найденная из уравнения Больцмана, совпадала с экспериментальным определением, то, как мне кажется, способ, которым г-н Планк вводит принцип Больцмана, не позволяет сделать какие-либо заключения относительно точности теории по согласованности ее выводов с экспериментально установленными термодинамическими свойствами». Это была суровая критика, но, если Эйнштейн и сомневался когда-либо в правильности своих взглядов на этот предмет, что кажется маловероятным, то и тогда он располагал уже обширными экспериментальными данными в пользу своих взглядов. На том же Сольвеевском конгрессе Жан Перрен [21, стр. 153—250] докладывал о целом ряде измерений, дававших надежное количественное подтверждение эйнштейновской теории броуновского движения, равно как о других «доказательствах реальности молекул». Эйнштейн мог с уверенностью заявить: «Ясно, что эта формула дает то, что наблюдал Перрен, только если определять вероятность так, как сделано нами».

▼

Один из самых иронических ходов истории физики имел место в 1887 г., когда Генрих Герц, производя те опыты, которые блестяще подтвердили правильность максвелловой электромагнитной теории света, открыл фотоэлектрический эффект [22]. Ибо оказалось невозможным объяснить специфические особенности фотоэлектрического эффекта на основе теории Максвелла. Наиболее замечательным таким свойством является факт, установленный опы-

тами Ленарда в 1902 г. [23], что энергии электронов, испускаемых металлической поверхностью при облучении ультрафиолетовым светом, не зависят от интенсивности падающего на поверхность света. А интенсивность любого волнового явления — это мера энергии, которую несет волна. Как же можно было понять наличие у фотоэлектронов максимума энергии, не зависящего от интенсивности облучения?

Предложение Эйнштейна рассматривать свет как состоящий из независимых квантов энергии давало прямой ответ на этот вопрос. Процесс фотоэлектронной эмиссии можно было рассматривать как сочетание независимых событий, простейшее из которых состоит в поглощении такого кванта энергии электроном металлической поверхности и превращении его в кинетическую энергию освобождающегося таким образом электрона. Максимальная энергия такого фотоэлектрона должна определяться энергией одного светового кванта, а по гипотезе Эйнштейна эта энергия равна $(R/N_0)\beta\nu$, иными словами, скорее частота падающего света, а не его интенсивность определяет энергию фотоэлектрона. Однако даже в этом простейшем случае кинетическая энергия освобожденного электрона должна быть меньше энергии поглощенного кванта, так как требуется определенная величина работы P , чтобы удалить электрон из металла, с которым он в нормальном состоянии связан. Поэтому окончательное уравнение для максимальной кинетической энергии фотоэлектрона должно быть вида

$$K_{\text{max}} = (R/N_0)\beta\nu - P. \quad (25)$$

Если энергия кванта распределяется между несколькими электронами или же если электрон, получающий энергию от падающего света, находится глубоко в металле, то такие электроны будут испускаться с энергиями, меньшими максимума, определяемого формулой (25). Увеличение интенсивности падающего света при таком истолковании означает только, что на поверхность попадает больше квантов той же энергии, что дает больше фотоэлектронов, но с прежним распределением энергий, — это согласуется с наблюдениями Ленарда. Как указывал Эйнштейн в своей статье, эта теория фотоэлектрического эффекта приводит к определенным экспериментальным следствиям, тогда еще не исследованным. Максимальная

кинетическая энергия фотоэлектронов определяется экспериментально замером тормозящего потенциала U — такого электростатического потенциала, который в точности не дает каким-либо фотоэлектронам достичь соответствующего электрода и таким образом обрывает фотоэлектрический ток. Так как произведение U на заряд электрона e должно равняться максимальной энергии фотоэлектронов, то основное уравнение (25) можно переписать в виде

$$U = (R/N_0) (\beta/e) \nu - \phi, \quad (26)$$

где ϕ обозначает P/e . Эйнштейн несколько лаконично говорит об этом уравнении: «Если выведенная формула верна, то U , как функция частоты падающего света, должно изображаться в декартовых координатах прямой линией, наклон которой не зависит от природы исследуемого вещества». Этот вывод можно усилить: наклон предсказанной прямой линии не только универсальная постоянная, он должен быть равен отношению основной константы излучения $(R/N_0)\beta$ к заряду электрона e . Читатель узнает в основной постоянной излучения $(R/N_0)\beta$, определяющей величину квантов энергии, постоянную Планка, хотя я пока воздерживаюсь от того, чтобы так называть ее, по мотивам, указанным в следующем разделе.

Предсказание, сделанное Эйнштейном в виде формулы (26), было смелым, почти столь же смелым, как и теория, которая привела к нему. В 1905 г. ничего не было известно о зависимости тормозящего потенциала от частоты, не знали даже о существовании такой зависимости, а Эйнштейн предсказал как ее вид, так и точное значение существенной постоянной, входящей в формулу (26). Понадобилось почти десятилетие трудных экспериментальных работ, пока удалось полностью и всесторонне проверить уравнение Эйнштейна. В конце этого периода Р. А. Милликэн [24] смог подвести такой итог своих обширных опытных исследований: «Фотоэлектрическое уравнение Эйнштейна было подвергнуто весьма скрупулезной проверке и во всех случаях оно, по-видимому, точно предсказало наблюдаемые результаты».

Хотя мы не будем здесь излагать историю экспериментальных исследований фотоэлектрического эффекта, нам стоит познакомиться с тем, как Милликэн относился к

предмету своих великолепных опытов. Милликэн не делал секрета из этого. В статье, опубликованной в 1949 г. и посвященной «Альберту Эйнштейну к его семидесятилетию» [25], Милликэн писал по поводу этого фотоэлектрического уравнения: «Я потратил десять лет моей жизни на проверку этого эйнштейновского уравнения 1905 г. и, вопреки всем моим ожиданиям, я вынужден был в 1915 г. безоговорочно признать, что оно экспериментально подтверждено, несмотря на его несуразность, так как казалось, что оно противоречит всему, что мы знаем об интерференции света». Милликэн был столь же откровенен в 1916 г. (см. [26], а также [4,24]): «Однако мы сталкиваемся с удивительным обстоятельством, что эти факты были корректно и точно предсказаны девять лет тому назад некоей квантовой теорией, сейчас почти всеми отвергаемой». В этой же статье Милликэн упоминает об эйнштейновской «дерзкой, чтобы не сказать отчаянной, гипотезе электромагнитных корпускул света с энергией $h\nu$ », которая «идет вразрез с тщательно установленными фактами интерференции». Милликэн был более откровенен, чем большинство его коллег, но его мнение о гипотезе световых квантов разделялось очень многими. Его полное экспериментальное подтверждение фотоэлектрического уравнения Эйнштейна, основанного на гипотезе, которую Милликэн не мог принимать всерьез, — это классический пример научного «снятия подозрения».

Еще два пункта в статьях Милликэна по фотоэлектрическому эффекту требуют от нас некоторых разъяснений. Милликэн не раз [26] связывал гипотезу световых квантов Эйнштейна с теорией «проволочного эфира» Дж. Дж. Томсона [27]. В 1903 г. Томсон указал на трудности, встречающиеся при попытках объяснить эмиссию электронов под влиянием высокочастотного излучения, и предложил теорию, согласно которой электромагнитная энергия распространяется в локализованном виде вдоль фарадеевых силовых линий. Теория Томсона имеет общее с корпускулярной теорией, Милликэн истолковывал идеи Эйнштейна просто как комбинацию теории Томсона с результатами Планка о квантах энергии. Соотношение работ Планка и Эйнштейна — вопрос тонкий, мы попытаемся проанализировать его в следующем разделе, но в работах Эйнштейна нет ничего такого, что указывало бы на влияние идей Томсона или на знакомство с ними. Милликэн

предполагал также, что «отчаянная гипотеза» Эйнштейна выдвинута, по-видимому, лишь с целью объяснить то, что энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности света, а зависит от его частоты. Конечно, при этом не учитываются те соображения, которые сам Эйнштейн выдвигал в пользу своей гипотезы,— соображения, связанные с самим существом подхода Эйнштейна к физике. И в связи с этим не следует забывать, что Эйнштейн даже в своей первой статье о квантах применил свою гипотезу не только к фотоэлектрическому эффекту. Он показал, например, что квантовая гипотеза просто объясняет правило Стокса для флуоресцирующего света всегда меньше или равна частоте света, возбуждающего люминесценцию, а это становится прямым следствием закона сохранения энергии, раз мы признаем, что энергия кванта пропорциональна его частоте. Таким же образом Эйнштейн рассматривал обратный фотоэлектрический эффект, когда излучение производится бомбардировкой электронами, и процесс фотоионизации газов.

Есть один существенный пункт в анализе этих явлений Эйнштейном, который показывает, насколько гипотеза световых квантов связана с рассмотренной выше аргументацией. Эйнштейн пользовался в своих расчетах законом распределения Вина и указывал на то, что его применимость ограничена большими значениями высоких частот и малыми плотностями излучения. Гипотеза световых квантов возникла в связи с этими расчетами, и Эйнштейн указывал, что все выводы из нее подлежат тем же ограничениям, что и распределение Вина. Эти определяющие утверждения Эйнштейна сами по себе достаточны для доказательства того, что гипотеза световых квантов никоим образом не была гипотезой *ad hoc*, придуманной для объяснения фотоэлектрического эффекта и сходных явлений.

VI

Самым сильным доказательством того, что статью Эйнштейна 1905 г. о квантах света прочли немногие, является общее убеждение, что Эйнштейн в ней исходил из теории Планка излучения черного тела. Планк получил спектральное распределение излучения; рассматривая излу-

чение в равновесии с набором заряженных гармонических осцилляторов, он установил, что удовлетворительный закон распределения можно получить, только если допустить, что энергия осцилляторов — дискретная переменная [7]. Используя закон распределения Вина, необходимое следствие второго закона термодинамики, Планк показал, что дискретная единица энергии ε для осциллятора частоты ν должна задаваться формулой

$$\varepsilon = h\nu, \quad (27)$$

где h — новая универсальная постоянная. Постоянная Планка h связана с постоянной β в законе излучения (см. формулы (4) или (5)) соотношением

$$h = (R/N_0)\beta. \quad (28)$$

Конечно, кажется правдоподобным, что световые кванты Эйнштейна, энергия которых как раз равна $(R/N_0) \times \beta\nu$, т. е. $h\nu$, должны были получиться в теории, которая являлась дальнейшим развитием идей Планка. На самом же деле доводы Эйнштейна в пользу квантов света полностью отличны от соображений, примененных Планком пятью годами ранее. Как мы уже видели, Эйнштейн исходил из экспериментально установленного закона распределения для высокочастотной части спектра излучения, из закона Вина, используя только принцип Больцмана в своей собственной физической интерпретации. Эйнштейн в своей статье дважды ссылается на Планка, но обе ссылки в первых параграфах, где он рассматривает неадекватность классической электромагнитной теории для изучаемых проблем. Одна из этих ссылок — на статью Планка [9], написанную за год до появления квантовой теории Планка, статью об уравнении (2), которое связывает спектральную плотность излучения со средней энергией находящегося с ним в равновесии осциллятора, — чисто электромагнитный результат. Во второй ссылке Эйнштейн приводит закон распределения Планка (см. уравнение (4)), но только как формулу, адекватно описывающую данные эксперимента о спектре излучения. Ни слова не сказано о допущении Планка, что осцилляторы, взаимодействующие с излучением, могут получать только такие дискретные значения энергии, которые являются целыми, кратными $h\nu$. В своих выводах Эйнштейн не пользовался ни законом распределения Планка,

ни его дискретными, квантованными энергиями осцилляторов. Несомненно, знаменательно то, что Эйнштейн всегда записывал величину своих световых квантов как $(R/N_0)\beta\nu$, а не как Планк — $h\nu$. Тут дело не только в обозначениях, ибо Планк акцентировал значение h как основной постоянной природы; и то, что Эйнштейн предпочитал запись в виде $(R/N_0)\beta$, указывает на то, что он не разделял этого мнения Планка.

Впрочем, нет нужды учитывать такие тонкости, как выбор обозначений, чтобы показать, что Эйнштейн не исходил из работы Планка. Достаточно прочесть статью, написанную Эйнштейном в следующем году [28]¹. Приведем из нее первые два абзаца, в которых Эйнштейн характеризует свою точку зрения в статье 1905 г. и связь этой статьи с работами Планка.

«В напечатанной в прошлом году статье я показал, что теория электричества Максвелла в сочетании с электронной теорией приводит к результатам, которые противоречат экспериментальным данным об излучении черного тела. Идя по пути, указанному в этой статье, я пришел к выводу, что свет частоты ν может поглощаться и испускаться только квантами энергии $(R/N_0)\beta\nu$, где R обозначает абсолютную газовую постоянную на один моль, N_0 — число молекул в моле, а β — экспоненциальный коэффициент в формуле Вина (или Планка) для излучения. Эта зависимость выведена для области, соответствующей области применимости формулы Вина.

В то время мне казалось, что теория излучения Планка в некотором смысле противостоит моим результатам. Однако новые соображения, излагаемые в первом параграфе настоящей статьи, показали мне, что теоретические основы теории излучения Планка отличаются от тех, которые вытекали бы из теории Максвелла и электронной теории, и действительно отличаются как раз тем, что теория Планка неявно использует вышеупомянутую гипотезу квантов света».

¹ На значение утверждений, высказанных Эйнштейном в этой статье, указал, по-видимому, только Л. Розенфельд [29]. Отношение работ Эйнштейна и Планка по квантам сходно с отношением специальной теории относительности Эйнштейна и работы Лоренца 1904 г. Отличие состоит в том, что Эйнштейн безусловно знал работу Планка и не знал работы Лоренца, но в своей статье он применил совсем иную схему рассуждений, чем у Планка.

Новые соображения, о которых говорит Эйнштейн, были связаны с постановкой такого вопроса: как Планк пришел к закону распределения, отличному от требуемого классической теорией? (Именно этот же вопрос был поставлен Рэлеем в 1905 г. [31] и Полем Эренфестом в 1906 г. [32]) каждый из трех, его ставивших не знал, видимо, об остальных двух, и каждый отвечал на него несколько по-иному. Можно даже сказать, что Планк в это время впервые поставил тот же вопрос в своих лекциях по теории теплового излучения (см. [33], а также [8]). Новые соображения Эйнштейна вводили теорию Планка в рамки статистической механики как раз в таком виде, какой Эйнштейн придал этой дисциплине в своей статье 1903 г. Это означало, что Эйнштейн мог выразить энтропию совокупности гармонических осцилляторов в виде интеграла по области фазового пространства в соответствии с заданными для осцилляторов энергиями, не вводя никаких комбинаторных аргументов, основанных на произвольном выборе априорных вероятностей. Вычисления Эйнштейна показали, что формулу Планка для энтропии можно получить лишь при условии, что энергия осциллятора частоты ν может принимать только значения $n(R/N_0)\beta\nu$, где n — целое число. Однако, как указал Эйнштейн, в теорию Планка входило, кроме дискретности энергии, еще одно допущение. Планку пришлось принять, что связь между спектральной плотностью излучения и средней энергией осциллятора, выражаемая уравнением (2), должна сохраняться даже при устранении основы для ее вывода, когда энергия осциллятора проквантована. Это второе допущение нетривиально, ибо его надо применять и тогда, когда средняя энергия осциллятора мала по сравнению с квантом энергии.

Эйнштейн резюмировал свои выводы следующим образом: «По моему мнению, предыдущие рассуждения никоим образом не опровергают теорию излучения Планка. Как мне кажется, они скорее доказывают то, что Планк в своей теории излучения ввел в физику новый гипотетический принцип — гипотезу квантов света».

Начиная с 1906 г., по крайней мере в течение десятилетия, Эйнштейн посвятил значительную часть своих усилий исследованию тех выводов относительно структуры физической теории, которые содержались в законе излучения Планка. Это было то самое десятилетие, когда

он, развивая специальную теорию относительности, создавал произведение разума, которое целиком принадлежало ему — общую теорию относительности! И в конце этого десятилетия он часто говорил: «Весь остаток моих дней я хочу размышлять о том, что такое свет» [34].

ЛИТЕРАТУРА

1. Karl Seelig. Albert Einstein. Leben und Werk eines Genies unserer Zeit. Zürich, 1960.
2. A. Einstein. Ann. Phys., 1905, 17, 132.
3. Max Born. Physik im Wandel meiner Zeit. Braunschweig, 1957, S. 217. [Русск. перев.: Макс Борн. Физика в жизни моего поколения. М., ИЛ, 1963].
4. R. A. Millikan. The Electron. Chicago, Univ. Chicago Press, 1917 and 1924, 238.
5. P. Ehrenfest. Ann. Phys., 1911, 36, 91. Reprinted — P. Ehrenfest. Collect. Scient. Papers. Amsterdam, North-Holland Publ. Co, 1959, 185.
6. Lord Rayleigh. Philos. Mag., 1900, 49, 539. Reprinted — Lord Rayleigh. Scientific Papers, v. IV. Cambridge, 1903, p. 483.
7. M. J. Klein. Arch. Hist. Exact. Sci., 1962, 1, 459.
8. M. J. Klein. The Natural Philosopher. N. Y. 1963, 1, p. 75
9. M. Planck. Ann. Phys., 1900, 1, 69. Reprinted — M. Planck. Physikalische Abhandlungen und Vorträge, Bd. 1. Braunschweig, 1958, p. 614.
10. M. Planck. Ann. Phys., 1901, 4, 564; Phys. Abhandl., 1, 728.
11. A. Einstein. Ann. Phys., 1902, 9, 417; 1903, 11, 170; 1904, 14, 354.
12. J. Willard Gibbs. Elementary principles in statistical mechanics. N. Y., 1902.
13. W. Wien. Wied. Ann., 1896, 58, 662.
14. L. Boltzmann. Wissenschaftliche Abhandlungen, Bd. 11. Leipzig, 1909, 164.
15. A. Einstein. Phys. Z., 1909, 10, 185.
16. A. Einstein. Ann. Phys., 1905, 17, 549.
17. Albert Einstein. Investigations on the theory of the Brownian movement. Transl. A. D. Cowper, R. Fürth (Ed.). London, 1926.
18. A. Einstein. Phys. Z., 1909, 10, 817.
19. A. Einstein. Ann. Phys., 1910, 33, 1275.
20. M. v. Smoluchowski. Ann. Phys., 1906, 21, 756; Ann. Phys., 1908, 25, 205; Phys. Z., 1913, 14, 261; 1916, 17, 557, 585.
21. La théorie du rayonnement et les quanta. P. Langevin and M. de Broglie (Eds). Paris, 1912, especially pp. 93—132, 407—450.
22. H. Hertz. Wied. Ann., 1887, 31, 983.
23. P. Lenard. Ann. Phys., 1902, 8, 149.
24. R. A. Millikan. Phys. Rev., 1916, 7, 355.
25. R. A. Millikan. Rev. Mod. Phys., 1949, 21, 343.

26. R. A. Millikan. Science, 1913, **37**, 130.
27. J. J. Thomson. Electricity and matter. N. Y., 1904, Chap. 3.
28. A. Einstein. Ann. Phys., 1906, **20**, 199.
29. L. Rosenfeld. Osiris, 1936, **2**, 173.
30. Gerald Holton. Amer. J. Phys., 1960, **28**, 627.
31. Lord Rayleigh. Nature, 1905, **72**, 54, 243.
32. P. Ehrenfest. Phys. Z., 1906, **7**, 528; Collect. Scient. Papers, 120.
33. M. Planck. Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig, 1906.
34. Wolfgang Pauli. Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie. Braunschweig, Friedr. 1961, 88.

О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО ПРОВЕРКЕ ПОСТУЛАТОВ
СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Мы намерены это предположение (принцип относительности) превратить в предпосылку и сделать, кроме того, добавочное допущение ... именно, что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью v , не зависящей от состояния движения излучающего тела.

А. ЭЙНШТЕЙН, 1905 г.

За последние годы осуществлен ряд экспериментальных работ, посвященных подтверждению независимости скорости света от скорости источника. Для полноты обзора из прежних работ можно отметить эксперименты Майораны [1] и Бонч-Бруевича [2].

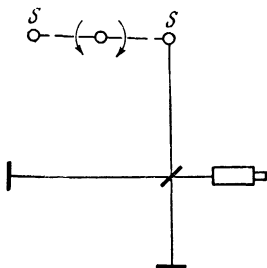


Рис. 1. Схема опыта Майораны

Опыт Майораны заключался в измерении сдвига интерференционных полос в интерферометре Майкельсона с неравновесными плечами при замене неподвижного источ-

ника света движущимся (рис. 1). Если скорость света не зависит от скорости источника, то длина волны λ изменяется и сдвиг полос f составит

$$f = lv/\lambda c,$$

где l — разница хода обоих лучей, v — скорость источника, c — скорость света.

В опыте: $v = 79,77$ м/сек, $l = 232$ мм, $\lambda = 0,546$ мк, что дает согласно формуле (1) $f = 0,113$ полосы. Поскольку применялось реверсивное движение источника, то смещение должно было удвоиться и составить 0,226 полосы. Эксперимент показал смещение $f = 0,238$ полосы, совпадающее с ожидаемым с точностью 5%.

Однако, как заметил сам Майорана, результат опыта нельзя считать вполне убедительным доказательством независимости скорости света от скорости источника, так как фактически измерялась скорость света, прошедшего через разделительную пластинку и отразившегося от нее, а не непосредственно от движущегося источника.

В опыте Бонч-Бруевича источниками света служили противоположные края солнечного диска, разница скорости которых, в силу вращения Солнца, составляет около 3,5 км/сек. С помощью системы зеркал солнечный свет пропускаться через модулятор, направлялся к отдаленному на расстояние 1 км зеркалу и возвращался обратно. Время прохождения модулированным сигналом двухкилометрового пути определялось с помощью фазометрического устройства для каждого из краев солнечного диска поочередно. Если бы скорость света складывалась со скоростью источника, то разница времен должна была бы составить $75 \cdot 10^{-12}$ сек. Разница между измеренными временами принимала как положительные, так и отрицательные значения и в несколько раз превосходила указанную выше величину, что обуславливалось флуктуациями в атмосфере, дрожанием зеркал и т. п. Статистическая обработка 1727 измерений дала среднюю разницу $(1,4 \pm 3,5) \cdot 10^{-12}$ сек, что в пределах погрешности эксперимента подтверждает независимость скорости света от скорости источника.

Данный опыт нельзя считать вполне убедительным, так как в нем, как и в опыте Майораны, не измерялась скорость света непосредственно от движущегося источника.

Из новейших экспериментов следует отметить работу Кантора [3].

Автор исходит из предположения, что свет, падающий на поверхность прозрачного стекла, поглощается и вновь испускается со скоростью c/n , где n — коэффициент преломления. Дойдя до задней поверхности, свет опять поглощается и испускается далее со скоростью c относительно стекла. Точно так же отражающее зеркало является

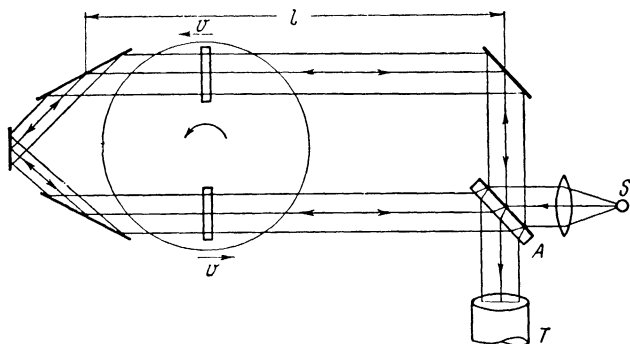


Рис. 2. Схема опыта Кантора

новым источником. Движущуюся стеклянную пластинку, через которую проходит свет, автор рассматривает как движущийся источник света. Схема эксперимента изображена на рис. 2.

Свет от источника S делится пластиной A на два луча, проходящие интерферометр в противоположных направлениях. Интерференционная картина рассматривается в трубу T . По пути лучи проходят через два стеклянных окошка размером $5/8 \cdot 0,395$, толщиной $0,005$, расположенных на диске диаметрально на расстоянии $12,24$ см от центра. Диск вращается со скоростью 61 об/сек, так что линейная скорость центра окошка 4690 см/сек. Часть световых пучков проходит над окошками и дает интерференционную картину от неподвижного источника S . Таким образом, в трубу видны одновременно две интерференционные картины — от подвижного и неподвижного источников, что позволяет определить сдвиг полос между ними. Расстояние $l = 118$ см. Наблюдение ведется в белом свете ксеноновой лампы, вспышки

которой синхронизированы с моментами, когда окошки движутся вдоль луча. Если пренебречь, ввиду малой толщины окошек, незначительным влиянием увлечения света в них, то при независимости скорости света от скорости источника обе интерференционные картины (от света, прошедшего через окошки, и света, прошедшего поверх их) должны совпадать и сдвиг полос должен быть равен нулю. Если же скорость света складывается со скоростью источника, то для луча, идущего против часовой стрелки, на отрезке от окошка до следующего неподвижного зеркала она составит $c + v$, а для луча, идущего по часовой стрелке, $c - v$. Тогда сдвиг полос должен быть равен

$$f = \frac{2lv}{\lambda c} = 0,74.$$

Автор наблюдал сдвиг полос $\sim 0,5$.

Для проверки на расстоянии 30 см от зеркал помещали неподвижные прозрачные пленки, уменьшая тем самым l . В этих условиях сдвиг полос уменьшался до 0,3.

Кантор интерпретирует результат своего опыта как качественное доказательство зависимости скорости света от скорости источника и, следовательно, как качественное опровержение специальной теории относительности.

Для количественного доказательства предлагалось провести повторный, более тщательный эксперимент, а также тщательное повторение опытов Физо и Зеемана по увлечению света движущимися средами, результаты которых противоречат опыту Кантора.

Некоторые авторы объявили опыт Кантора непроверяемым доказательством ошибочности теории относительности [4]. Другие стали доказывать совместимость результатов опыта с релятивистской теорией, в особенности с общей теорией относительности [5—8]. И те и другие проявили излишнюю поспешность, не убедившись в действительном существовании самого эффекта.

Тщательное повторение опыта Кантора произвели Бабкок и Бергман [9] (рис. 3). Авторы учли замечания Фокса [10], ставившего под сомнение корректность любого опыта по проверке независимости скорости света от скорости источника, если этот опыт произведен в воздухе или в газовой среде. По мнению Фокса, фотоны, сталкиваясь с молекулами воздуха, поглощаются и вновь

испускаются со скоростью c относительно воздуха. Этот эффект проявляется, по его мнению, уже при толщине слоя воздуха в 1 мм^1 .

Бабкок и Бергман поместили установку в вакуум, усовершенствовав синхронизацию стробоскопа с положением окошек и уточнив измерение скорости последних.

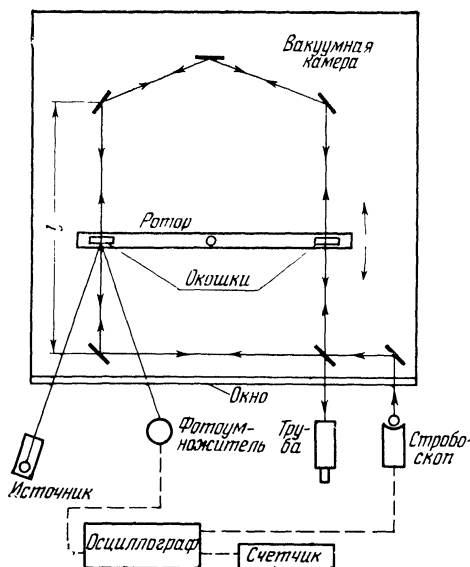


Рис. 3. Схема опыта Бабкока и Бергмана

Но самое существенное то, что они увеличили расстояние l до 276 см и применили реверсивное вращение диска с окошками, так что ожидаемый (по Кантору) сдвиг интерференционных полос увеличился до $2,9$.

Результат измерений показал, что смещение полос не превышает $0,02$, что хорошо согласуется с принципом независимости скорости света от скорости источника.

Еще до эксперимента Бабкока и Бергмана Джемс и Стернберг изящным способом показали ошибочность взглядов Кантора [11]. Идея их опыта заключалась в сле-

¹ На наш взгляд, замечание Фокса несущественно, ибо коэффициент увлечения Френеля ($1 - 1/n^2$), экспериментально подтвержденный опытами Физо и Зеемана, для воздуха ничтожен ($\sim 0,0006$), поскольку n воздуха равен $1,0003$.

дующем. Отдельные участки окошка, установленного на вращающемся диске, обладают различной скоростью. Следовательно, если, согласно Кантору, скорость света складывается со скоростью окошка, то свет должен стать неоднородным по скорости, фронт волны должен поворачиваться, т. е. луч должен изгибаться на угол

$$\theta = \frac{vwx}{c},$$

где w — угловая скорость, x — расстояние до места наблюдения, а p — коэффициент.

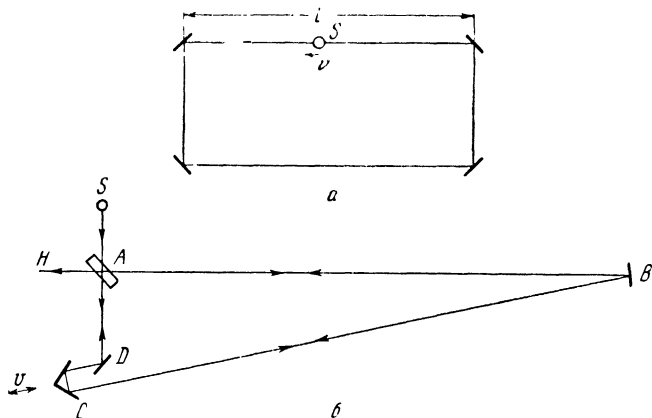


Рис. 4. Схемы опыта, предложенного А. Г. Барановым
 а — принципиальная, б — практическая

В опыте Джемса и Стернберга $w = 1500$ (14500 об/мин) и $x = 20$ м. При $p = 1$ угол θ , как полагает Кантор, должен был бы равняться $20''$. Телескоп, которым пользовались экспериментаторы, имел разрешение $0,5''$; но никакого поворота луча не было обнаружено. Таким образом, p либо меньше $0,025$, либо равен нулю.

Из двух последних опытов видно, что скорость света, прошедшего через движущуюся стеклянную пластинку, не изменяется. Уместно будет отметить, что еще до работы Кантора в СССР был предложен эксперимент для проверки независимости скорости света от скорости источника [12]. Принципиальную идею этого метода можно понять из рис. 4, а. Монохроматический источник S испускает когерентные лучи в противоположных направлениях. Обойдя контур из неподвижных зеркал,

лучи возвращаются к S и образуют интерференционную картину. Когда источник S неподвижен, пути обоих лучей одинаковы. Если же источник движется со скоростью v , то левый луч догоняет его, а правый идет навстречу. Разница путей в этом случае при длине контура L составляет $2Lv/c$; отсюда при независимости скорости света от скорости источника сдвиг интерференционных полос должен быть

$$\delta_1 = \frac{2Lv}{\lambda c}.$$

Если же скорость света складывается со скоростью источника, то изменение длины пути компенсируется изменением скорости света. Действительно, в этом случае время обхода контура

$$t = \frac{L + vt}{c + v} = \frac{L}{c}$$

не зависит от v и оба луча возвратятся в S одновременно, как и в случае неподвижного источника; сдвиг полос будет равен $\delta_2 = 0$. Наконец, если скорость $c + v$ сохраняется лишь до первого неподвижного зеркала, а после отражения от него вновь равна c , то получится промежуточный сдвиг, а именно

$$\delta_3 = \frac{(L + L_1)v}{\lambda c},$$

где $L_1 = L - l$.

Следовательно, опыт должен дать однозначный ответ на вопрос о независимости скорости света от скорости источника. Практически предлагалось осуществить эксперимент по схеме, изображенной на рис. 4,б.

Все узлы установки, за исключением системы взаимно-перпендикулярных зеркал C , неподвижны. Система C совершает возвратно-поступательное прямолинейное движение с помощью кривошипного механизма с регулируемым числом оборотов. Стробоскопические вспышки монохроматического источника синхронизируются с моментами времени, когда зеркала проходят через среднюю точку пути, т. е. обладают наиболее равномерной скоростью. Для этой схемы, как и для принципиальной,

$$\delta_1 = \frac{2Lv}{\lambda c}, \quad \delta_2 = 0, \quad \delta_3 = \frac{(L + L_1)v}{\lambda c},$$

где $L = ABC - CDA$, $L_1 = AB - AD$.

К достоинствам данного метода относятся: положительное (а не нулевое, как в других опытах) смещение интерференционных полос при независимости скорости света от скорости источника; одинаковая скорость всех точек зеркал C в силу их прямолинейного движения; отсутствие на пути лучей стеклянных пластинок, искажающих результат опыта; большая чувствительность.

При $L = 15$ м (длина установки ~ 8 м) и использовании прямого и обратного движения достаточно скорости зеркал 1 м/сек для получения сдвига полос $\delta_1 = 0,4$. К сожалению, до сих пор эксперимент не осуществлен.

Опыт, не связанный с интерференцией, проделали Нильсон и др. [13]. Они измеряли время полета γ -квантов, испускаемых возбужденными подвижными и неподвижными ядрами. Пучок α -частиц, разогнанных в циклотроне до 14 Мэв, направлялся на две мишени, расположенные друг за другом с расстоянием между ними 30 см.

Одна из мишеней содержала ядра C^{12} , другая — ядра O^{16} . В результате неупругого рассеяния ядра возбуждались в реакциях $C^{12}(\alpha, \alpha') C^{12*}$ и $O^{16}(\alpha, \alpha') O^{16*}$.

Время жизни O^{16^*} на возбужденном уровне ($6,13$ Мэв) равно $1,2 \cdot 10^{-11}$ сек, и ядро успевает остановиться до испускания γ -кванта. Время жизни C^{12^*} на возбужденном уровне ($4,43$ Мэв) равно $6,5 \cdot 10^{-14}$ сек, и ядро успевает излучить γ -квант до потери скорости отдачи, приобретенной при столкновении с α -частицей. Измерение эффекта Доплера показало, что средняя скорость ядра C^{12^*} в момент излучения равнялась $(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ с, а скорость ядра O^{16^*} действительно близка к нулю.

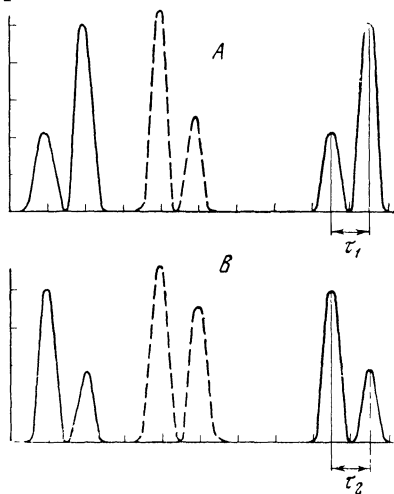


Рис. 5. Спектры времени пролета γ -квантов в опыте Нильсона

Приемник располагался на расстоянии 5 м от мишеней вблизи оси пучка α -частиц, и регистрировались промежутки времени между импульсами от обеих мишеней. Другой (контрольный) детектор был установлен на расстоянии 1 м от мишени. На рис. 5 изображены спектры времени пролета, причем *A* соответствует спектру для случая, когда впереди установлена мишень с C^{12} , а *B*, когда мишени поменяли местами. Пунктирные пики соответствуют сигналам, полученным от контрольного детектора, а сплошные (крайние) — от основного. Во избежание совпадения контрольных сигналов с основными первые были сдвинуты с помощью линии задержки. Расстояние между одинаковыми основными пиками соот-

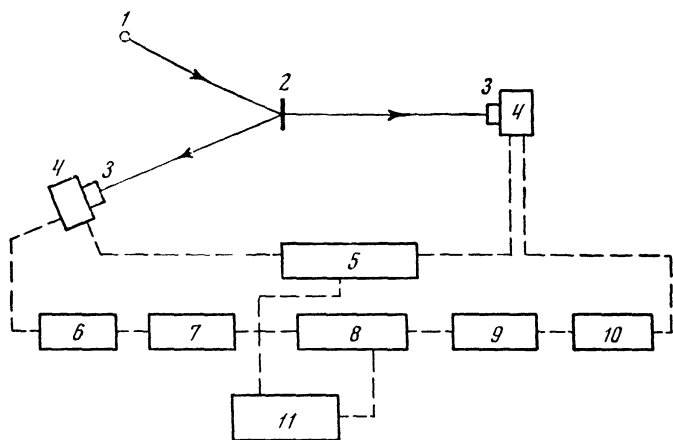


Рис. 6. Схема эксперимента Садэ

1 — источник позитронов; 2 — мишень, 3 — приемники; 4 — фотоумножители; 5 — преобразователь; 6 — усилитель; 7, 9 — одноканальные анализаторы; 8 — совпадение; 10 — усилитель; 11 — многоканальный анализатор

ветствует периоду циклотрона и определяет масштаб времени.

Если τ_1 — промежуток времени между импульсами для случая *A*, а τ_2 — для случая *B*, то $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ должно равняться нулю при независимости скорости света от скорости источника и

$$\Delta\tau = \frac{2 \cdot 400 \cdot 1,8 \cdot 10^{-2}}{c} = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{сек},$$

если скорость света складывалась бы со скоростью источника.

Результаты опыта показали, что $\Delta\tau = (-0,2 \pm 0,2) \times 10^{-9}$ сек, что рассматривается как подтверждение принципа независимости.

Несколько отличен опыт Садэ [14], использовавшего для получения γ -квантов аннигиляцию позитрона с электроном на лету. Схема эксперимента показана на рис. 6. Источник позитронов (Cu^{64}) расположен в точке 1. В точке 2 находится мишень из органического вещества (*perspex*) толщиной 1 мм, в которой происходит аннигиляция. На одинаковом расстоянии (60 см) от мишени расположены два приемника 3 (кристалл $\text{NaJ}(\text{Tl})$ размером $1\frac{1}{2} \times 1\frac{1}{2}$ ") с фотоумножителями 4. Один из приемников установлен по направлению, составляющему угол 20° с линией полета позитрона, а другой под углом 135° , так что угол между направлениями обоих приемников равен 155° . Одноканальные анализаторы пропускают к многоканальному анализатору лишь импульсы от тех γ -квантов, энергия которых находится между 0,511 и 0,65 Мэв, что соответствует энергии аннигиляции в полете. Сравняются времена пролета γ -квантов до обоих приемников.

Когда центр масс аннигилирующих позитрона и электрона находится в покое, то возникающие γ -кванты разлетаются в противоположных направлениях (180°) с одинаковой скоростью c . Если же центр масс имеет какую-то скорость, то угол между направлениями γ -квантов меньше 180° и по этому углу можно судить о скорости центра масс, т. е. о скорости источника. Углу 155° в рассматриваемом опыте соответствует скорость порядка 0,5 c .

При независимости скорости света от скорости источника время пролета обоих γ -квантов должно быть одинаково. Если бы скорость света зависела от скорости источника, то к скорости c должна была бы прибавиться проекция скорости источника на направление γ -кванта, и времена пролетов были бы неодинаковы.

Измерения, проведенные при различных расположениях установки, показали совпадение времен с точностью до $\pm 10\%$.

Хотелось бы отметить следующее. Чтобы совпадение моментов регистрации обоих γ -квантов свидетельствова-

ло о равенстве их скоростей, необходима уверенность в их одновременном испускании, т. е. в их происхождении от одного и того же акта аннигиляции. Однако при большой скорости источника (порядка $0,5c$), как предполагается в эксперименте, частоты обоих квантов, одинаковые в системе центра масс аннигилирующих частиц, должны в силу эффекта Доплера сильно отличаться друг от друга в лабораторной системе.

Вследствие пропорциональности энергии квантов частоте ($E = h\nu$) также сильно будут отличаться в лабораторной системе и их энергии. Расчет показывает, что квант, летящий под углом 20° к линии движения центра масс, обладает энергией порядка $0,9 - 1,1 Mэв$, а квант, летящий под углом 135° , — энергией порядка $0,4 Mэв$. На эти энергии и должны быть настроены одноканальные анализаторы.

Поскольку в описанном эксперименте анализаторы были настроены на энергию $0,511 - 0,65 Mэв$, нам остается непонятной уверенность автора в происхождении обоих квантов от одного акта аннигиляции.

Кроме описанных выше опытов, были также предложены эксперименты с использованием распада π^0 и K -мезонов для получения весьма быстрых источников γ -квантов [15]. Однако пока нет никаких сведений об осуществлении подобных опытов¹.

Из настоящего обзора видно, что ни одна из осуществленных до сих пор экспериментальных проверок, правда немногочисленных, не противоречит принципу независимости скорости света от скорости источника.

За последнее время были проведены также экспериментальные работы по проверке принципа относительности.

Как известно, принцип относительности Галилея был распространен Эйнштейном также на электромагнитные явления после отрицательных результатов по обнаружению «эфирного ветра» в опытах Майкельсона и др. Майкельсон определил, что скорость «эфирного ветра» не превосходит $1/20$ скорости Земли по орбите. Описываемые ниже эксперименты показали, что скорость «эфирного ветра» не превышает $1/1000$ скорости Земли. Точность

¹ Подобный опыт, подтвердивший второй постулат, осуществлен в 1964 г. [16].

этих экспериментов примерно в 50 раз превосходит точность опытов Майкельсона и Морли. Идея этих экспериментов, которую выдвинул Мёллер [17], заключается в следующем.

Если существует «эфирный ветер», то это должно отразиться на величине эффекта Доплера. Действительно, пусть источник света частоты ν_0 движется со скоростью u в лабораторной системе. Тогда воспринимаемая частота в направлении движения

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c} \right),$$

где c скорость света.

«Эфирный ветер», имеющий скорость v в направлении движения источника, изменит скорость света, и она станет равной $c + v$. Тогда наблюдаемая в лабораторной системе частота будет

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c + v} \right).$$

При противоположном направлении «эфирного ветра» эта частота равна

$$\nu_2 = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c - v} \right).$$

Отсюда

$$\nu_2 - \nu_1 \approx \frac{2uv}{c^2} \nu_0.$$

В качестве движущихся источников света Мёллер предложил использовать аммиачные мазеры. Скорость молекул аммиачных мазеров порядка 0,6 км/сек, а скорость Земли по орбите 30 км/сек.

Отсюда

$$\nu_2 - \nu_1 = \frac{2 \cdot 6 \cdot 10^4 \cdot 30 \cdot 10^5}{9 \cdot 10^{20}} \nu_0 = 4 \cdot 10^{-10} \nu_0.$$

Как известно, стабильность частоты ν_0 аммиачных мазеров достигает 10^{-10} на длительных интервалах и 10^{-12} на кратковременных.

Установив в противоположном направлении два одинаковых мазера и поворачивая установку, мы должны обнаружить изменение их биения, если имеется «эфирный ветер». Опыт был осуществлен в 1958 г. [18]. На раме, которую можно было вращать вокруг вертикаль-

ной оси, были смонтированы два аммиачных лазера со всем необходимым вспомогательным оборудованием. Направление лучей противоположное. Основная частота мазеров была 23870 мгц. Биение двух мазеров составляло около 20 гц и непрерывно регистрировалось. Примерно через минуту после регистрации биений в положении запад — восток, установка поворачивалась на 180° и биения вновь регистрировались. Серия измерений состояла из 16 поворотов, совершаемых в течение 20 мин; серии

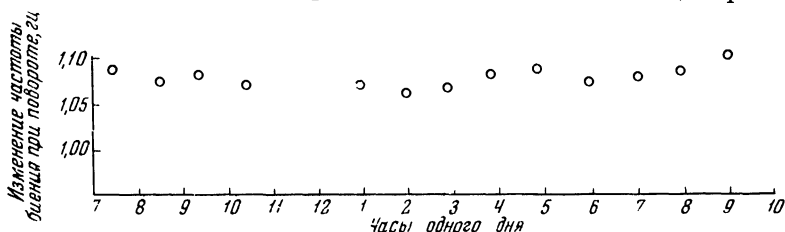


Рис. 7. Изменение частоты биения со временем

повторялись каждый час (более 12 час. подряд), так что направление запад — восток охватывало вследствие вращения Земли все направления плоскости экватора. При каждом повороте на 180° наблюдалось систематическое изменение частоты биения на 1 гц. Это систематическое изменение вызвано земным магнетизмом и местными магнитными полями, от которых установка не была защищена.

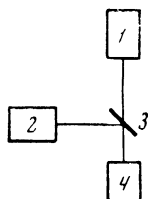


Рис. 8. Схема эксперимента с двумя лазерами

1—лазер № 1; 2—лазер № 2;
3—разделительная пластинка; 4—фотоумножитель

Такое предположение подтверждается тем, что это систематическое изменение не зависело от времени дня, т. е. от ориентации Земли, и было большим в будни, чем в субботу, когда помехи от промышленных установок снижались.

Что же касается флуктуаций изменения частоты биений, то они оказались, как видно из рис. 7, меньше

$\pm 1/50$ гц, в то время как по теории эфира оно должно было быть около 20 гц.

Таким образом, доказано, что скорость «эфирного ветра», по крайней мере, в 1000 раз меньше скорости Земли по орбите и не превосходит 30 м/сек.

Опыт был повторен с использованием газовых лазеров на смеси He—Ne, дающих свет в инфракрасном диапазоне [19].

Как видно из схематического рис. 8, два лазера устанавливались под углом 90° , и разделительная пластинка направляла оба луча на фотоумножитель, воспринимающий их биение. Все устройство было подвешено на проволоке и совершало крутильные колебания на 90° . Результат опыта оказался таким же, как и с аммиачными мазерами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Q. Majorana. *Philos. Mag.*, 1919, **37**, 145.
2. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Молчанов. *Оптика и спектроскопия*, 1956, **1**, 113.
3. W. Kantor. *J. Opt. Soc. America*, 1962, **52**, 978.
4. Palacios Julio. *Rev. Real a*, 1963, **57**, 237.
5. P. Bursev. *Phys. Letters*, 1963, **5**, 44.
6. P. R. White, R. A. Alpher. *J. Opt. Soc. America*, 1963, **53**, 760.
7. A. Bierman, C. H. von Kenschitski, D. Pandres. *J. Opt. Soc. America*, 1963, **53**, 1008.
8. V. Vysin. *Phys. Letters*, 1964, **8**, 36.
9. G. C. Babcock, T. G. Bergman. *J. Opt. Soc. America*, 1964, **54**, 147.
10. J. G. Fox. *Amer. J. Phys.*, 1962, **30**, 297.
11. J. F. James, R. S. Sternberg. *Nature*, 1963, **197**, 1192.
12. А. Г. Баранов. *ЖЭТФ*, 1961, **40**, 860.
13. T. Alväger, A. T. Nilsson, J. A. Kjellman. *Nature*, 1963, **197**, 1191.
14. D. Sadeh. *Phys. Rev. Letters*, 1963, **10**, 271.
15. W. G. V. Rosser. *Nature*, 1961, **190**, 249.
16. T. A. Alväger, F. T. Farlay, T. Kjellman, T. Wallin. Test of the second postulate of special relativity in the GeV Region.— *Phys. Letters.*, 1964, **12** (3), 260—262.
17. G. Møller. *Nuovo Cimento Suppl.*, 1957, **6**, 381.
18. J. P. Caderholm, G. F. Bland, B. L. Havens, C. H. Townes. *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 342.
19. T. S. Jaseja, A. Javan, J. Murray, C. H. Townes. *Phys. Rev.*, 1964, **133**, 1221.

ЭЙНШТЕЙН КАК ИСТОРИК НАУКИ

Анализируя деятельность Альберта Эйнштейна как историка науки, можно сказать, что создание теории относительности и разработка квантовой теории были непосредственно связаны с критическим анализом достижений классической физики и механики, с выявлением принципиальных возможностей двух направлений: физики частиц и физики поля. Этот анализ привел Эйнштейна, с одной стороны, к обоснованию важнейшего звена атомистики — кинетической теории (работы по броуновскому движению) — и введению квантовой концепции (работы по фотоэффекту), а с другой стороны, к установлению новых представлений о пространстве и времени, более глубоко отражающих физическую реальность (специальная и общая теории относительности).

Критический пересмотр основных понятий классической физики и создание новых понятий позволили Эйнштейну перейти к собственно историческим исследованиям; историзм пронизывает все творчество Эйнштейна, начиная с его работ 1905 г.

В дальнейшем стремление к созданию единой теории поля придало определенное направление историческим исследованиям Эйнштейна. Он считал, что точка зрения физика на прошлое и настоящее своей науки в значительной мере зависит от того, что он ожидает от будущего и к чему стремится в настоящем. Поэтому Эйнштейну особенно близко творчество Кеплера, Галилея, Ньютона, Фарадея, Максвелла, Лоренца, Планка и вообще физиков, стремившихся к установлению единой картины мира.

Целью историко-научной работы должно быть выявление инвариантных идей, пронизывающих всю историю физики, и их отображение в различные исторические периоды.

В этом смысле представляет интерес эйнштейновская оценка «Истории механики» Маха. Когда в феврале 1950 г. Шенкленд спросил у него, имеет ли смысл написать историю опытов Майкельсона — Морли, Эйнштейн ответил: «Да, безусловно, но вы должны написать ее так, как Мах написал свою «Механику»...» [1]. Почему именно история механики Маха представлялась Эйнштейну образцом? В ней Эйнштейн усмотрел систематический, хоть и не до конца последовательный, критический анализ основ ньютоновской механики, особенно ее представлений об абсолютном пространстве. Отмечая, что работы Максвелла и Герца подорвали доверие к механике, как основе основ всего физического мышления, Эйнштейн писал в «Творческой автобиографии»: «Эрнст Мах в своей истории механики потряс эту догматическую веру; на меня, студента, эта книга оказала глубокое влияние и именно в этом отношении. Я вижу действительное величие Маха в его неподкупном скепсисе и независимости...» [2, стр. 36]. Итак, критическая часть «Механики» произвела наибольшее впечатление.

Но тут необходимо подчеркнуть еще два момента. Из этой книги Эйнштейн почерпнул один позитивный тезис, занимавший значительное место в его теоретических построениях последних лет и названный им «принципом Маха». Исторические экскурсы Маха в области механики привели его к выводу, что введенное Ньютоном понятие об абсолютном пространстве противоречит общей предпосылке классической науки — *все, что происходит в мире есть результат взаимодействия материальных тел*. Именно выделенные слова и составляют «принцип Маха», ограниченный характер которого Эйнштейн выявил только к концу жизни. Но критическая способность была у Маха значительно сильнее способности конструктивной, и он не мог найти механическую концепцию, которая обходилась бы без абсолютного движения и абсолютного пространства. Тут мы подходим ко второму из отмеченных моментов: отношению Эйнштейна к гносеологии Маха. Эволюция ясная: от определенного интереса к ней в юности к отрицанию в зрелые годы, отрицанию, выразившемуся в характеристике: Мах — «жалкий философ».

Выводы, к которым приходят Эйнштейн и Мах в результате исторического анализа механики Ньютона, противоположны. «Для Маха критика ньютоновской концепции

абсолютного ускорения — повод для критики способности разума познать мир и для критики самого понятия объективной реальности. Для Эйнштейна критика понятий абсолютного ускорения и абсолютного пространства служит восстановлению нарушенной этими понятиями рационалистической схемы мироздания как постижимой реальности. Для Эйнштейна абсолюты Ньютона противоречат основному смыслу системы Ньютона, Эйнштейн борется с Ньютоном за Ньютона, против ньютоновских абсолютов, за основное, главное содержание ньютоновской системы» [3, стр. 36].

Исходя из своей общей концепции предмета и метода физики, Эйнштейн считает, что собственно физика начинается с Галилея. «Но чтобы созрели условия для занятий наукой, отражающей действительность, необходимо было установить еще одно положение, которое до Галилея и Ньютона не было общим достоянием философов. Чисто логическое мышление само по себе не может дать никаких знаний о мире фактов, все познание реального мира исходит из опыта и завершается им. Полученные чисто логическим путем положения ничего не говорят о действительности. Галилей стал отцом современной физики и вообще современного естествознания именно потому, что понял эту истину и внушил ее научному миру» [4, стр. 62].

Поскольку, по Эйнштейну, физика, как наука, начинается с эпохи Галилея, мы не находим в исторических экскурсах Эйнштейна подробного анализа отдельных достижений науки древности или средневековья. Некоторые оценки этих периодов разбросаны в различных статьях Эйнштейна. Верный выработавшимся у него требованиям к историко-научному исследованию, Эйнштейн выделяет в научном наследии древности две фундаментальные области — атомистику и геометрию. Эйнштейновская оценка античной физики помогает нам в понимании весьма сложной структуры галилеевских концепций. Логически разбору этих концепций должен предшествовать анализ указанных двух направлений.

В атомистике древних Эйнштейн увидел два существенных положения. Первое — это позитивный вклад атомистов в науку, та инвариантная идея, которая прослеживается от Левкиппа и Демокрита до Планка и физики XX в. «Уже греки поняли атомистическую природу материи, и эта концепция была возведена до высокой степени

вероятности учеными XIX столетия. Но именно закон излучения Планка дал первое точное определение абсолютных величин атомов, независимо от других предположений. Больше того, он убедительно показал, что, кроме атомистической структуры материи, существует еще своего рода атомистическая структура энергии, управляемая универсальной постоянной h , введенной Планком. Это открытие стало основой всех исследований в физике XX в., и с тех пор почти полностью обусловило ее развитие» [5]. Именно поэтому Демокрит интересовал Эйнштейна скорее не в историческом плане, а как бы современник.

С системой Демокрита Эйнштейн ознакомился подробнее в книге, изданной Соловином в 1930 г. Наиболее рациональной чертой древнегреческого атомизма Эйнштейн считал его стремление к единому пониманию всего происходящего в материальном мире. Именно здесь мы впервые встречаемся с ясно выраженной тенденцией построения единой картины мира. И хотя, естественно, круг явлений, охватываемых при этом, был узок и попытка не могла быть доведена до конца, существенной была уже сама постановка вопроса. (Мы помним утверждение Эйнштейна о том, что постановка вопроса часто важнее его разрешения.) В 1927 г. в статье «Механика Ньютона и ее влияние на формирование теоретической физики» Эйнштейн писал: «Правда еще древнегреческие материалисты выдвигали требование сведения всего происходящего в материальном мире к строго обусловленным законам движения атомов; при этом воля живых существ как самостоятельная причина совершенно исключалась» [6, стр. 13]. Этим словам предшествует утверждение, что до Ньютона не существовало законченной системы физической причинности, которая была бы в состоянии отражать более глубокие черты внешнего мира. В системе Демокрита Эйнштейна восхитила именно вера в абсолютную причинную обусловленность физических процессов. В письме Соловину в 1930 г. Эйнштейн писал по этому поводу: «Достойна восхищения твердая вера в физическую причинность, которая не останавливается даже перед волей *homo sapiens*. Насколько мне известно, только Спиноза был так же радикален и последователен» [7].

Интерес Эйнштейна к истории развития геометрии обусловлен также двумя обстоятельствами. С одной сто-

роны, он видит в геометрии Евклида начало одного из тех направлений, которые, будучи тесно связанными с развитием представлений о пространстве, привели к созданию теории относительности. С другой стороны, в геометрии хорошо прослеживается то «расслоение» научной системы, о котором часто писал Эйнштейн; создатель теории относительности ясно видел те черты геометрии, которые напоминают о ее физическом характере.

В спенсеровской лекции 1936 г. Эйнштейн говорил: «Мы почитаем древнюю Грецию как колыбель западной науки. Там была впервые создана геометрия Евклида — это чудо мысли, логическая система, выводы которой с такой точностью вытекают один из другого, что ни один из них не был подвергнут какому-либо сомнению. Это удивительнейшее произведение мысли дало человеческому разуму ту уверенность в себе, которая была необходима для его последующей деятельности. Тот не рожден для теоретических исследований, кто в молодости не восхищался этим творением» [4].

Первоначально основные понятия геометрии были тесно связаны с физическими объектами: точка — с телом малых размеров, прямая — с натянутой нитью или световым лучом, а «предложения относительно точек, прямых, равенства отрезков и углов были при таком состоянии знания в то же время и предложениями относительно известных переживаний, связанных с предметами природы» [8, стр. 5]. На этой стадии геометрия была полуэмпирической наукой, существовали только понятия «первого слоя». Но такая теория не удовлетворяла требованиям логического единства, не соответствовала критерию «внешнего» совершенства. По мере того как выяснялась возможность построения всего здания на небольшом числе исходных аксиом, логического вывода всех теорем из этих аксиом, образовались понятия второго, третьего и т. д. «слоев», и геометрия становилась математической наукой, а ее исходные понятия и аксиомы все больше удалялись от чувственного опыта, удалялись от своих эмпирических истоков. Этому процессу способствовала и физика, ибо с все большей очевидностью выявлялось, что в природе не существует таких объектов, свойства которых в точности соответствовали бы геометрическим образам. Поэтому постепенно вырабатывался ошибочный взгляд, что геометрия логически

предшествует всякому опыту и всякой опытной науке. Эйнштейн дал остроумную характеристику этого положения: «Стремление извлечь всю геометрию из смутной сферы эмпирического привело незаметным образом к ошибочному заключению, которое можно уподобить превращению героев древности в богов» [8, стр. 6].

Аксиоматическое изложение геометрии обладает большой простотой и ясностью, но при этом вынужденно отказываются от представления связи между идеальным и чувственным, а ведь именно эта связь определяет значение геометрии для физики. «Фатальная ошибка, что в основе евклидовой геометрии и связанного с ней пространства лежали потребности мышления, обусловлена тем, что эмпирическая основа, на которую опирается аксиоматическое построение евклидовой геометрии, была предана забвению» [9, стр. 40].

В предисловии к английскому переводу «Диалога» Галилея (1953), касаясь представлений о Вселенной, господствовавших в догалилеевский период, Эйнштейн писал: «...Идеи поздней Греции были грубо приспособлены к варварскому, примитивному складу ума европейцев того времени. Эти эллинистические идеи, хотя и не были каузальными, исходили из объективности и отвергали анимизм — преимущество, которое, конечно, только условно можно признать по отношению к космологии Аристотеля» [10, стр. 30]. Идеи Аристотеля и Птолемея, проникшие в Европу, несколько улучшили общую картину, созданную в раннем средневековье, но с увеличением точности астрономических наблюдений при одновременном отсутствии теории движения планет создание геометрических конструкций для представления движения небесных тел становилось все более сложным, что и приводило к появлению различных малооправданных моделей Вселенной и схем происходящих в ней движений. Отсюда прямой переход к творчеству Коперника и Кеплера.

Кеплер был одним из наиболее близких Эйнштейну ученых прошлого. Последний неоднократно упоминал имя Кеплера в своих работах и посвятил ему две отдельные статьи. Это обусловлено не столько вкладом Кеплера в науку, хотя сам по себе этот вклад весьма значителен, сколько близостью их точек зрения на конечную цель науки — создание общей картины мира. В статье 1930 г. Эйнштейн писал о Кеплере: «Он жил в эпоху, когда не

было еще уверенности в существовании некоторой общей закономерности для всех явлений природы. Какой глубокой была у него вера в такую закономерность, если, работая в одиночестве, никем не поддерживаемый и мало понятый, он на протяжении многих десятков лет черпал в ней силы для трудного и кропотливого эмпирического исследования движения планет и математических законов этого движения» [11, стр. 106]. Тут нельзя не почувствовать какую-то проходящую сквозь века отдаленную аналогию с самим Эйнштейном в период работы над единой теорией поля.

Эйнштейн отмечает, что для решения общей проблемы, которую Кеплер поставил перед собой, необходимо было предварительно преодолеть две частные задачи: 1) на основании данных, полученных измерениями с движущейся Земли, определить истинные движения планет, в том числе самой Земли, относительно неподвижных звезд; 2) исходя из уже известных параметров орбит планет определить математические законы движения планет по этим орбитам. Особенно сложным представлялось решение первой задачи. Чтобы построить орбиту Земли, исходя из многочисленных наблюдений Тихо Браге, необходимо было иметь, кроме Солнца, еще одну неподвижную в планетарном пространстве точку. Без этого нельзя было производить угловые измерения, необходимые для триангуляции, для перехода от данных относительно Земли к данным относительно неподвижных звезд. Именно идея об использовании в качестве такой точки планеты Марс, которая в конце каждого марсианского года возвращается в одну и ту же точку, является, по Эйнштейну, наиболее гениальным открытием Кеплера. По известной орбите Земли можно было затем теми же методами триангуляции определить орбиты остальных планет.

Вторая задача уже не представляла принципиальных трудностей, хотя для ее решения требовалась еще большая работа. По этому поводу Эйнштейн писал: «Оставалось решить вторую часть задачи: орбиты эмпирически были известны, но их законы нужно было угадывать по результатам опытов. Выставлять определенное допущение о виде орбитальных кривых, затем проверять его на огромном численном материале! Если результаты не совпадали, то выдумывать новую гипотезу и вновь проверять! После бесчисленных попыток Кеплер пришел к

следующему выводу: орбита представляет собой эллипс, в одном из фокусов которого находится Солнце. Он нашел и закон, по которому меняется скорость в течение одного года: отрезок Солнце — планета в равные промежутки времени описывает равные площади. Наконец, он нашел, что квадраты времени обращения относятся как кубы осей эллипсов. На решение этих задач ушла вся жизнь Кеплера» [11, стр. 108].

Хотя законы Кеплера давали полное описание движения планет, но они, как отмечает Эйнштейн, не удовлетворяли требованию причинного объяснения. Они составляли три логически независимых правила, причем неизвестно было, можно ли распространить третий закон на другие центральные тела (например, на случай движения спутника вокруг планеты). Но самый существенный изъян, ограничивающий сферу их возможного применения, — это их интегральный характер, не позволяющий вывести из данного состояния движения другое состояние, непосредственно следующее во времени за первым. В законах Кеплера мы находим только зачатки той небесной механики, которая стала системой в трудах Ньютона. К этой системе вела, с другой стороны, и механика Галилея.

Эйнштейн часто называл Галилея отцом современной физики и вообще современного естествознания. Выше мы привели одно из этих высказываний. В «Эволюции физики» читаем: «Наука, связывающая теорию и эксперимент, фактически началась с работ Галилея» [12, стр. 48]. Вместе с тем Эйнштейн категорически возражал против такого узкого подхода, когда основной заслугой Галилея считали замену дедуктивного метода экспериментальным; ведь именно в сочетании обеих сторон познания и заключается суть современного научного метода. «Резкое противопоставление эмпирической и дедуктивной точек зрения вводит в заблуждение и совершенно чуждо Галилею», — писал Эйнштейн [10, русск. перев., стр. 32]. Галилей никогда не противопоставлял эмпиризм рационализму; он возражал не против дедуктивного метода Аристотеля как такового, а лишь против необоснованных и произвольных предпосылок его отдельных построений (например, в вопросе о стремлении тел к «центру» Вселенной, о причинах движения тел после прекращения действия силы и т. д.), не обусловленных никаким опытом. Поэтому

можно говорить о переходе от аристотелевского к галилеевскому образу мышления как о важнейшей ступени на пути к обоснованию науки. Защита учения Коперника была для Галилея не только результатом стремления к упрощению представлений о движениях небесных тел. «Его целью было устранить окостеневшую и ставшую бесплодной систему идей в беспристрастной и упорной борьбе за более глубокие и последовательные представления о физических и астрономических фактах... Лейтмотивом в трудах Галилея мне представляется его страстная борьба против любых догм, опирающихся на авторитет. Только опыт и тщательные рассуждения он считал критерием истины» [10, русск. перев., стр. 30, 32].

Великим вкладом в науку Эйнштейн считал отказ Галилея от прямолинейного интуитивного подхода к явлениям природы, и именно в этом он видел особое значение открытия Галилеем закона инерции. Этот закон нельзя было вывести непосредственно ни из наблюдений, ни из эксперимента. Его установление — это результат идеализированного, мысленного эксперимента, в котором в наиболее явной форме выявляется значение мышления, связанного с наблюдением, но не являющегося простой производной последнего. Галилей первым ввел в физику методически правильно поставленный мысленный эксперимент, выдающимся мастером которого был и сам Эйнштейн.

Из позитивных достижений Галилея Эйнштейн выделяет два: закон инерции и закон свободного падения тел в поле тяготения Земли (вертикальная скорость свободно падающего тела возрастает в поле тяготения пропорционально времени падения). Несмотря на свои выдающиеся успехи, Галилей не создал целостной системы механики. Механике Галилея недоставало нескольких существенных моментов. Он не нашел общей формы принципа инерции, хотя из его законов свободного падения можно было вывести общую формулировку путем перехода к случаю исчезающего ускорения. (При этом возникает очень важный в истории физики вопрос о понятии ускорения у Галилея вообще. Существовало ли понятие об ускорении у Галилея? Если это понятие существовало, то в какой форме? Утверждение Эйнштейна об исчезающем ускорении в иной форме есть утверждение о нерельефности понятия ускорения у Галилея). Но чего особенно не хватало меха-

нике Галилея, так это «идеи о том, что то же вещество небесного тела, которое создает на поверхности тела ускорение вертикального падения, может также вызвать ускорение другого небесного тела и что такие ускорения могут вызвать вместе с инерцией вращательные движения» [10, русск. перев., стр. 31]. Это обстоятельство исключало возможность постановки вопроса о законе силы. Но в механике Галилея в этом законе и не было строгой необходимости, ибо не была установлена количественная связь между силой и изменением скорости. Оба закона Галилея относились к движению в целом и не отвечали на вопрос об изменении состояния движения материальной точки за бесконечно малое время под действием внешней силы. Другими словами, закон движения Галилея был интегральным. Только переход к дифференциальному закону, к изучению движения за бесконечно малое время мог дать необходимую для построения механики основу. Это стало делом уже Ньютона. Именно в этом кроется причина того, что путь от добытых Галилеем результатов к законам движения Ньютона был нелегким и потребовал немало времени и немало творческих сил.

Перед Ньютоном стоял еще целый ряд серьезных трудностей, связанных как с самим существом физических идей, так и с отсутствием адекватного математического языка для выражения этих идей. Часть этих трудностей осталась и после Ньютона, но значительную долю их ему удалось разрешить. В своей автобиографии Эйнштейн писал, обращаясь прямо к Ньютому: «...Ты нашел единственный путь, возможный в твоё время для человека величайшей научной творческой способности и силы мысли. Понятия, созданные тобой, и сейчас еще остаются ведущими в нашем физическом мышлении, хотя мы теперь и знаем, что если мы будем стремиться к более глубокому пониманию взаимосвязей, то мы должны заменить эти понятия другими, стоящими дальше от сферы непосредственного опыта» [13, стр. 41].

То, что предопределило величайшее влияние Ньютона на все дальнейшее развитие физики, Эйнштейн определяет следующим образом: «Но Ньютон был первым, кому удалось найти ясно сформулированную основу, из которой с помощью математического мышления можно было логически вывести количественно и в соответствии с опытом широкую область явлений. Фактически он вполне

мог надеяться, что фундаментальная основа его механики могла бы со временем дать ключ для понимания всех явлений» [14, стр. 100].

Чтобы математически выразить обнаруженную еще Галилеем связь между силой и изменением скорости, необходимо было дать точную количественную интерпретацию понятиям скорости и ускорения материальной точки. Именно эта задача привела Ньютона к открытию дифференциального и интегрального исчисления. Только после этого он смог представить законы движения в виде обыкновенных дифференциальных уравнений, т. е. дать единственную удовлетворительную форму для причинного объяснения явлений движения. Как писал Эйнштейн, ясное понимание дифференциального закона есть одно из величайших духовных достижений Ньютона. «Это был, возможно, крупнейший мыслимый шаг, который суждено было сделать какому-нибудь человеку» [15, стр. 9].

Получив необходимый математический аппарат, Ньютон, используя понятие производной и дважды перейдя к пределу, смог выдвинуть гипотезу о пропорциональности ускорения действующей на тело силы. При этом обнаружилось, что коэффициент пропорциональности является характеристикой способности тела к ускорению и полностью описывает механические свойства материальной точки. Он получил название «масса». Теперь можно было уже говорить о системе Ньютона. В основе этой системы лежит понятие материальной точки, действие на расстоянии между материальными точками (силы) и законы движения материальной точки. Хотя Ньютон полностью отдавал себе отчет, что пространство и время являются существенными физическими факторами, характеризующими реальность, в его системе это лишь подразумевалось. Но для построения системы всего этого было мало. Знание закона движения, даже в дифференциальной форме, давало лишь потенциальную возможность причинного объяснения явлений. Действительное объяснение могло быть достигнуто только после нахождения явного выражения для силы. Ньютону удалось дать такое выражение для силы тяготения. Поэтому ему удалось до мельчайших деталей объяснить движение небесных тел. «Только совокупность

(закон движения) плюс (закон тяготения)

образует ту замечательную систему мыслей, которая в

случае, когда явления происходят под действием одной лишь силы тяготения, позволяет по заданному в определенный момент состоянию движения найти предшествующие и последующие состояния» [6, стр. 15]. Но в этом состоит и слабость основы системы Ньютона. Выбор силы является произвольным, он не вытекает однозначно из каких-либо общих соображений, и о правильности принятой гипотезы можно судить лишь по ее результативности, т. е. по соответствию полученных результатов возможно более широкому кругу опытных фактов. Такой метод не позволяет достигнуть максимальной логической простоты фундамента теории, почему Эйнштейн и считал его неудовлетворительным.

Хотя еще сам Ньютон понимал это обстоятельство, особенно пагубно оно проявилось уже позже, когда для распространения схемы классической механики на тепловые, электрические, магнитные и оптические явления ученые вынуждены были прибегать к введению в физику все новых гипотетических сред и сил, от которых удалось окончательно освободиться лишь после отказа от механики Ньютона, как основы для всей физики.

В статье «Эфир и теория относительности» Эйнштейн обратился к вопросу о действии на расстоянии и к вопросу о пространстве. Силы, действующие на расстоянии, не имеют серьезного физического обоснования. При желании установить причинную связь между наблюдаемыми явлениями обычно имеют дело только с взаимодействиями при непосредственном соприкосновении. Однако тяжесть, как сила, действующая на расстоянии, играет одну из главных ролей в жизни. Постоянство этой силы привело к тому, что не задумывались над ее природой. «Лишь теория тяготения Ньютона впервые поставила вопрос о причине силы тяжести, определив ее как силу, действующую на расстоянии и зависящую от масс. Действительно, теория Ньютона сделала самый большой шаг, который когда-либо был сделан на пути попыток установить причинную связь явлений природы; тем не менее современники Ньютона встретили эту теорию весьма скептически. Им казалось, что она противоречит вытекавшему из всех других опытов принципу действия тел друг на друга через прикосновение» [16, стр. 682]. Двойственность в понимании сил природы стремились спасти каким-нибудь образом. Пытались рассматривать

контактные силы, как действующие на расстоянии, но становящиеся заметными лишь на малых расстояниях. Такой путь избрали последователи Ньютона, всецело ставшие под знамена его учения.

Эйнштейн указывает на одну из причин, в силу которых Ньютон ввел абсолютное пространство. «Чтобы можно было рассматривать вращение системы, по крайней мере формально, как нечто реальное, Ньютон объективизирует пространство. Тем, что он причисляет свое абсолютное пространство к реальным вещам, он принимает и вращение относительно абсолютного пространства как нечто реальное. Ньютон мог бы с полным правом назвать свое абсолютное пространство «эфиром»; ведь для того чтобы смотреть на ускорение или вращение как на нечто реальное, существенно только наряду с наблюдаемыми объектами считать еще реальной некоторую другую чувственно невоспринимаемую вещь» [16, стр. 687].

Эйнштейн убедительно показывает, что Ньютон понимал многие слабости построенной им системы лучше, чем последующие поколения ученых. В качестве примера Эйнштейн приводит три вопроса, которые нашли свое полное решение в теории относительности. Первый связан с понятием абсолютного пространства. Известно стремление Ньютона представлять основные допущения своей теории как непосредственно вытекающие из опыта. Эйнштейн считал, что именно в этом смысле надо понимать изречение «*Hypotheses non fingo*». Тем не менее Ньютон вводит понятие абсолютного пространства и абсолютного времени. Обнаружив, что массы и изменяющиеся во времени расстояния между точками не характеризуют полностью движения (например, в опыте с ведром) и что существует еще нечто, определяющее происходящие события, он воспринимает это *нечто* как отношение к абсолютному пространству. Вторым вопросом — это силы дальнего действия теории гравитации. Ньютон сам говорит, что на его закон тяготения следует смотреть не как на окончательное объяснение, а как на эмпирически выведенное правило. Наконец, третий вопрос — это невозможность объяснения равенства тяжелой и инертной масс.

Понятие материальной точки возникло путем экстрагирования из понятия реального объекта всех внутренних свойств последнего, за исключением инерции и способности к движению. В механике Ньютона реальные

тела рассматриваются уже как состоящие из материальных точек, другими словами, и это Эйнштейн неоднократно подчеркивает, эта механика с самого начала по своему существу была атомистичной. Это сразу же позволило применить ее в молекулярных теориях. С другой стороны, введение в физику функций, непрерывно распределенных в пространстве (плотности, потенциалы), позволило создать механику сплошных сред, в которой реальное деление вещества на элементарные структурные единицы обходится. На первом этапе казалось, что подобные представления в состоянии охватить не только механические, но и электродинамические и оптические явления. Но весьма важным моментом, связанным с введением непрерывно распространенных в пространстве функций, является появление дифференциальных уравнений в частных производных, которые по своему существу противоречили атомистической природе механической основы. По меткому выражению Эйнштейна, вступив в физику в качестве служанки, дифференциальные уравнения в частных производных вскоре заняли господствующее положение. В значительной степени это было обусловлено развитием теории потенциала и проявилось окончательно в системе уравнений Максвелла.

Как механика дискретных материальных точек, так и механика сплошных сред являются феноменологическими построениями. Но дальнейшее развитие и применение идей Ньютона привели к тому, что при переходе на молекулярный уровень теория переросла феноменологические рамки. «По-моему, величайший подвиг механики Ньютона состоит в том, что ее постоянное применение привело к выходу за рамки феноменологических представлений, особенно в области тепловых явлений» [9, стр. 44]. Именно успехи кинетической теории тепла утвердили и общий взгляд на механику, как на основу для всей физики. В «Эволюции физики» вновь подчеркивается, что именно кинетическая теория является одним из наиболее последовательных осуществлений программы Ньютона: «В кинетической теории материи и во всех ее важных достижениях мы видим осуществление общей философской программы: свести объяснение всех явлений к механическому взаимодействию между частицами материи» [12, стр. 56].

Кинетическая теория опирается на два основных допущения: молекулярную модель строения вещества и безусловную применимость ньютоновских законов движения к молекулам.

Вместе с тем Эйнштейн отмечает, что нельзя считать, будто кинетическая теория просто переносит известные для макротел качества на микротела, не внося ничего принципиально нового. Позитивное значение этой теории Эйнштейн видит в том, что она подготовила умы к восприятию закона сохранения энергии и к более глубокому пониманию сущности второго начала термодинамики, а также в создании оправданной опытом до мельчайших деталей теории газов.

Несмотря на эти достижения, значительная часть физиков и химиков конца XIX в. отвергала соответствие кинетической теории реальным фактам. Причину такого отношения Эйнштейн видит в двух обстоятельствах. Во-первых, крушение механического мировоззрения в последней четверти XIX в. привело к скептическому отношению ко всем теориям, осуществлявшим ньютоновскую программу построения картины мира. «Тот скептический разум, который значительно продвинул электродинамику, очистив ее от ненужных механических образов, одновременно тормозил развитие учения о теплоте. После того как физики поняли, что теория может быть ясной и полной, не будучи основанной на механике, они отказались от механических теорий во всех областях физики. Поэтому понятно, почему Больцман в 1898 г. с печалью писал в предисловии ко второй части «Лекций по теории газов»: «По моему мнению, науке был бы нанесен серьезный урон, если бы из-за господствующих ныне враждебных настроений теория газов была бы предана временному забвению, подобно тому как это случилось с волновой теорией из-за авторитета Ньютона» [17, стр. 88].

Во-вторых, кинетическая теория долгое время не во всем соответствовала критерию «внутреннего» совершенства, ибо ее можно было рассматривать как один из возможных теоретических вариантов. Лишь после того как на основе этой теории было предсказано новое явление, затем обнаруженное экспериментально, эта теория выделилась из других, ей равноценных. Поэтому, анализируя научное творчество Э. Варбурга, Эйнштейн в пер-

вую очередь рассматривает его работу «О вязкости и теплопроводности разреженных газов», выполненную совместно с А. Кундтом в 1875 г. Согласно кинетической теории газов, в случае, когда размеры сосуда соизмеримы с длиной свободного пробега молекул, между газом и стенками сосуда должно существовать заметное скольжение (отсутствующее для жидкостей или газов при обычных давлениях). Аналогичное явление должно наблюдаться в разреженном газе при наличии заметного градиента температуры, перпендикулярного стенке сосуда. Оно выражается в существовании скачка температуры между газом и стенкой. Оба этих эффекта Варбург и Кундт обнаружили экспериментально. Оценивая эту работу, Эйнштейн писал: «Это был важный аргумент в пользу того, что кинетическая теория газов соответствует действительности. Это был первый случай, когда на основе молекулярной теории тепла было предсказано новое явление, причем явление, которое нельзя было объяснить с точки зрения континуального понимания материи. Если в конце XIX в. энергетики по достоинству оценили бы эти аргументы, то вряд ли они бы решились серьезно ставить под сомнение глубокие основания молекулярной теории» [18, стр. 92].

Хотя эти явления трудно было объяснить вне кинетической теории, реальность теплового движения не вытекала из них однозначно. Требовались более сильные доказательства действительного существования молекул и их движения. Поэтому окончательное утверждение кинетической теории как теории, удовлетворяющей всем критериям, Эйнштейн относит к 1905–1906 гг., когда были выполнены работы Смолуховского по броуновскому движению и критической опалесценции (о своих работах Эйнштейн в этой связи не упоминает). Броуновское движение — это наблюдаемое движение мельчайших видимых в микроскоп частиц под влиянием ненаблюдаемого хаотического движения молекул. Изучение этого явления имело большое значение не только потому, что позволило вычислить число Авогадро, а по нему и абсолютную величину молекул, но особенно потому, что в нем «непосредственно наблюдаются беспорядочные элементарные процессы, которые, согласно кинетической теории, обусловлены тепловым состоянием материи. В какой-то мере можно говорить, что под микроскопом часть тепловой

энергии непосредственно видна в форме механической энергии движущихся частиц» [19, стр. 29]. Такого же типа явление представляет и критическая опалесценция.

После этих работ энергетизм должен был фактически капитулировать. Насколько отрицательно относился Эйнштейн к энергетике, видно из его оценки работы Планка «Против новой энергетике» (1896): «Она представляет собой мастерски написанную краткую заметку, в которой показано, что энергетика, как эвристический метод, ничего не стоит и даже, что она оперирует несостоятельными понятиями. Для каждого сторонника подлинно научного мышления чтение этой свежо написанной заметки является вознаграждением за ту досаду, которую он испытывал, читая те работы, против которых в ней ведется борьба» [20, стр. 84].

Идеи, выдвинутые Эйнштейном и Смолуховским при изучении броуновского движения, были ценны тем, что позволяли перейти к количественным оценкам, а следовательно, давали возможность проникнуть в глубины молекулярной теории материи. «Идея, возникшая при изучении броуновского движения, была одной из тех, которая привела к количественным данным. Одни и те же данные могут быть получены различными путями, исходя из совершенно различных предположений. Тот факт, что все эти методы являются опорой одного и того же воззрения, очень важен, ибо это показывает внутреннюю последовательность кинетической теории вещества» [12, стр. 55].

Идея статистической закономерности, которой подчиняются макроскопические системы, в прошлом веке не поколебала уверенности в применимости законов Ньютона к движению единичной молекулы или атома. Наоборот, статистические закономерности, хорошо оправдывающиеся на опыте, лишь подтвердили правильность исходных динамических предпосылок, из которых выводились закономерности макромира. Это стало особенно ясно, когда Больцману удалось на основе этих представлений дать статистическую трактовку второго начала термодинамики и выявить связь между необратимостью тепловых процессов и обратимостью механических движений отдельных частиц. Установленная Больцманом связь между энтропией системы и вероятностью ее состояния, а в этом

Эйнштейн видит одну из закономерностей исторического развития науки, вышла далеко за рамки кинетической теории газов. «...Великолепная идея Больцмана имеет большое значение для теоретической физики не только потому, что разрешила кажущееся противоречие теории, а в первую очередь потому, что дала эвристический принцип, значение которого выходит далеко за пределы области действия молекулярной механики» [19, стр. 32].

Таким образом, казалось, что молекулярная теория материи способствовала торжеству схемы ньютоновской механики. Но именно в те годы, когда эта теория, по видимому, не вызывала сомнений, появились новые работы (в том числе работа Эйнштейна по фотоэффекту), которые показали необходимость перехода в микромире к уравнениям движения совершенно другого типа.

Подведя итог роли механики Ньютона как основы для всей физики, Эйнштейн писал: «Построенный Ньютоном фундамент оказался исключительно плодотворным и до конца XIX в. считался незыблемым. Он не только позволил объяснить до малейших деталей движение небесных тел, но и создал механику дискретных и непрерывных масс, дал простое объяснение принципа сохранения энергии и блестящую законченную теорию тепла. Объяснения электродинамических явлений были несколько искусственными; наименее убедительной с самого начала была его теория света» [21, стр. 68].

Если кинетическая теория выступала за общую механическую трактовку явлений, то развитие волновой теории света на всех своих этапах противодействовало этой тенденции. Поскольку при такой трактовке все явления сводились к массам, подчиняющимся законам движения, Ньютон и его последователи, пытаясь провести эту программу в оптике, должны были пользоваться понятием об обладающих инерцией световых частицах. При этом необходимо было ввести закон силы, приспособленной к данному кругу явлений. Эйнштейн считал эту попытку неудачной в самом зародыше, ибо для описания света и весомой материи приходилось вводить совершенно различные материальные точки, что противоречило самой идее об единой картине мира. Кроме того, с самого начала оставался невыясненным вопрос о том, что происходит со световыми частицами при их погло-

щении, а для объяснения дифракции и поляризации приходилось дополнять теорию весьма искусственными предположениями.

Известно, что Ньютон, понимая слабые места своей теории в значительно большей степени, чем его последователи в XVIII в., обсуждал достоинства теории эфира. Но, как отмечал Эйнштейн, «такая теория была наиболее далекой от его общетеоретических воззрений. Предположение, что пространство заполнено состоящей из материальных точек средой, единственным механическим свойством которой является способность передавать свет, должно было ему казаться искусственным. Наиболее веские аргументы в пользу волновой теории света, как то: конечность скорости его распространения, интерференция, дифракция, поляризация — были либо вовсе неизвестны, либо не систематизированы. Поэтому было естественно, что он остался на точке зрения корпускулярной теории света» [21, стр. 69]. Подтверждением мысли Эйнштейна является то обстоятельство, что Ньютон возражал не только против волновой теории света Гюйгенса, но и против его теории тяготения, построенной на аналогичной основе.

Основные возражения, которые адепты Ньютона выдвигали против волновой теории, остроумно изложены в «Эволюции физики» в форме диалога между Н. (ньютонианцем) и Г. (сторонником Гюйгенса). Они сводятся к следующему: 1) необходимость введения гипотетической непрерывной среды (эфира), механическая структура которой неизвестна; 2) трудность в объяснении прямолинейного распространения света; 3) невозможность сочетания существования взаимодействия между эфиром и веществом в оптических явлениях (например, изменение скорости света при переходе из вакуума в среду) с отсутствием такого взаимодействия в механических явлениях (эфир не оказывает сопротивления движению небесных тел).

В начале XIX в. работами Юнга и Френеля часть этих трудностей была разрешена, и волновая теория вновь стала ведущей. Это объясняется в значительной мере тем, что стремление включить оптику в рамки механических понятий привело к созданию механики сплошных сред, распространившей уравнения движения Ньютона на непрерывно распределенные массы. Само понятие волны здесь не вызывало сомнений. «Оно является определенно механическим понятием. Явление сводится к движению частиц,

которые, согласно кинетической теории, образуют вещество. Таким образом, всякая теория, которая использует понятие волны, может, вообще говоря, считаться механической теорией» [12, стр. 86].

Трудность была в другом. Развитие механической теории света привело к концентрации всех противоречий вокруг одного существенного пункта — свойств эфира. «Но проникающий все эфир, который должен был рассматриваться как носитель волн, и его структура, образованная материальными точками, не могли быть объяснены ни одним из известных явлений. Нельзя было дать ясной картины ни внутренних сил, управляющих эфиром, ни сил, действующих между эфиром и «весомой» материей. Поэтому основы этой теории навечно остались темными» [9, стр. 45].

В 1910 г. в статье «Принцип относительности и его следствия в современной физике» [22] Эйнштейн обратился к вопросу о генезисе кардинального понятия классической физики XIX в. — понятия об эфире.

Он полагал, что причиной, приведшей к возникновению идеи эфира, в классической физике послужило признание глубокой аналогии между упругими колебаниями весомой материи и явлениями интерференции и дифракции света. Эта аналогия привела к убеждению, что свет необходимо рассматривать как колебательное состояние особого вида материи. Тот факт, что свет может распространяться и там, где отсутствует весомая материя, должен был также приводить к признанию существования этого особого вида материи, отличного от весомой материи.

Представление о светоносном эфире относится к XVII в. и было тесно связано с идеей близкодействия. Аналогично различным силам ньютоновской физики вводили многочисленные виды эфира, не связанные между собой. Эйнштейн в данном случае не рассматривает ранние этапы в развитии учения об эфире. Он отмечает, что именно для физики XIX в. гипотеза об эфире стала важной частью представления о Вселенной. Свет «способен» к интерференции и дифракции, и физики склонны были его рассматривать как периодически изменяющееся состояние некоторой среды — эфира. Когда началось изучение оптических явлений в движущихся телах и одновременно связанное с этим рассмотрение электромагнитных свойств движущихся тел, то пришлось уже ставить вопрос о том,

как ведет себя эфир, если тела в рассматриваемой физической системе имеют разные скорости.

Возник вопрос о том, увлекается ли световой эфир телами и движется ли он в каждом месте так же, как и вещество, там находящееся, или эфир вообще не участвует в движении тел. Возможно и промежуточное решение, согласно которому эфир движется в пространстве лишь до некоторой степени независимо от вещества.

«Первое важное разъяснение, — пишет Эйнштейн, — было получено благодаря фундаментальному опыту, выполненному французским физиком Физо» [22, стр. 177]. В опыте Физо по изменению положения интерференционных полос можно было бы вычислить влияние движения воды со скоростью v на скорость распространения света относительно неподвижной трубы. Было обнаружено, что скорость света относительно трубы увеличивается на $v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$, где n — показатель преломления жидкости. Это решение Эйнштейн отмечает как очень простое. Следующая простая гипотеза о том, что световой эфир вообще не участвует в движении вещества, не приводит к такому же простому решению.

Изменения в гипотезу об эфире внесла электромагнитная теория света. Не вызвало долгое время сомнений, что электромагнитные явления необходимо сводить к способам движения гипотетической среды — эфира. Но постепенно укрепилось убеждение в том, что никакая механическая теория эфира не дает ясного представления об электромагнитных явлениях, и физики стали рассматривать электрические и магнитные поля как сущности, механическое толкование которых является излишним. Поля в пустоте стали рассматривать как особые состояния эфира, не производя более детального анализа. В середине 90-х годов Г. А. Лоренц построил теорию, «основанную на предположении, что световой эфир абсолютно неподвижен».

Эйнштейн отмечает, что теория Лоренца совершенно правильно воспроизводит почти все известные явления электродинамики и оптики движущихся сред, в том числе и опыт Физо, и что невозможно построить основанную на наглядных предположениях теорию, принципиально отличающуюся от теории Лоренца и вместе с тем приводящую к тем же результатам. Поэтому весьма длитель-

ное время приходилось принимать теорию покоящегося светового эфира как единственную теорию, согласующуюся со всей совокупностью опытных данных.

В 1918 г. в «Диалоге по поводу возражений против теории относительности» мы встречаемся с беседой «критика» и «релятивиста». Критик в результате беседы признает, что опровергнуть положения теории относительности не так просто, как это казалось ему раньше. Но прежде чем расстаться, он задает вопрос, не относящийся к возражениям. Суть вопроса: «Как обстоит дело с «нашим бедным больным» из теоретической физики, с эфиром, который многие из вас окончательно объявили умершим?»

Ответ релятивиста представляет собой краткую и концентрированную историю вопроса. Релятивист полагает, что у эфира изменчивая судьба «и нельзя сказать окончательно, что он уже мертв».

До Лоренца эфир представляли как все пронизывающую газоподобную жидкость. Формы, приписываемые эфиру, были разные.

Лоренц «сделал» эфир неподвижным. Эфир, по Лоренцу, олицетворяет «покоящуюся» систему координат, иначе говоря, некоторое предпочтительное состояние движения. Специальная теория относительности не признает существования предпочтительных состояний движения и, следовательно, отрицает существование эфира в старом смысле.

В общей теории относительности понятие эфир претерпевает известную модификацию, так как общая теория относительности не знает предпочтительного состояния движения в точке, которое можно было бы интерпретировать как скорость эфира. Различия между специальной и общей теориями относительности сказываются и на трактовке эфира в пределах каждой из теорий. В специальной теории относительности область пространства без материи и без электрического поля представляется таковой, что ее нельзя охарактеризовать никакими физическими свойствами. В общей теории относительности пространство без материи и электрического поля нельзя считать пустым и лишенным физических свойств. «Последние характеризуются математически компонентами гравитационного поля, которые определяют как гравитационное поле, так и метрические свойства этой области пространства. Это положение можно очень удобно пони-

мать в том смысле, что речь идет о некотором эфире, состояние которого непрерывно изменяется от точки к точке. Нужно только остерегаться приписывать этому «эфиру» материальные свойства (например, определенную скорость в каждой точке)» [24, стр. 625].

5 мая 1920 г. Эйнштейн произнес в Лейденском университете речь, опубликованную под названием: «Эфир и теория относительности». Эйнштейн ставит вопрос: «Каким образом у физиков наряду с представлением о весомой материи, возникшим в результате абстрагирования повседневного опыта, создалось представление о существовании некоторой другой материи — эфира?» Он полагает, что стремление к единству понимания сил природы, выступающих как силы дальнего действия (тяжесть) и ближнего действия (передача движения толчком, давлением или тягой и т. д.), привело к гипотезе об эфире. «Впрочем, — пишет Эйнштейн, — непосредственно эта гипотеза не имела влияния на развитие теории тяготения, и физики, вообще, привыкли смотреть на закон тяготения Ньютона как на некоторую аксиому, не требующую дальнейшего изучения. Но в представлении физиков гипотеза об эфире все время играла некоторую роль, хотя первое время, может быть, и в скрытой форме» [17, стр. 683].

Эйнштейн, как и в предыдущих своих высказываниях об эфире, отмечает, что гипотеза об эфире приобрела новую основу в первой половине XIX столетия.

Электродинамика Максвелла и Лоренца привела «к своеобразному и неожиданному повороту в развитии наших представлений об эфире». У Герца, у которого материя одновременно выступала как носитель скоростей, кинетических энергий и давлений, а также электромагнитных полей, существующих и в свободном эфире, эфир приобретал свойства, родственные весомой материи.

Согласно Герцу, эфир, находящийся внутри материальных тел, принимает участие в их движении. В пустоте эфир имеет такую скорость, которая во всем пространстве распределяется непрерывно. Оценивая эту теорию эфира, Эйнштейн писал: «Теория Герца не только страдала тем недостатком, что приписывала материи и эфиру, с одной стороны, механические, а с другой — электрические состояния, которые немислимо связать между собой; она, кроме того, противоречила результату важного опыта Физо относительно скорости распространения све-

та в движущихся жидкостях, а также и другим, не вызывавшим сомнения, опытным данным» [17, стр. 684].

В отличие от Герца Лоренц достиг важнейшего со времени Максвелла успеха тем, что лишил материю ее электрических свойств, а эфир — его механических свойств. «Как в пустоте, так и внутри материальных тел носителем электромагнитных полей является только эфир, но не материя, которую мы представляем раздробленной на атомы» [16, стр. 684]. Согласно теории Лоренца, лишь элементарные частицы материи совершают движение. В специальной же теории относительности последнее свойство эфира Лоренца — неподвижность — лишается своей значимости.

«В этом вопросе, — пишет Эйнштейн, — можно встать на следующую точку зрения. Эфира вообще не существует. Электромагнитные поля представляют собой не состояния некоторой среды, а самостоятельно существующие реальности, которые нельзя свести к чему-либо другому и которые, подобно атомам весомой материи, не связаны ни с какими носителями. Такая концепция является тем более естественной, что, согласно теории Лоренца, электромагнитное излучение, подобно весомой материи, обладает импульсом и энергией и что материя и излучение, согласно специальной теории относительности, являются только особыми формами энергии, распределенной в пространстве; таким образом, весомая масса теряет свое особое положение и является лишь особой формой энергии» [16, стр. 685].

В этой речи Эйнштейн указывает на то, что специальная теория относительности не требует безусловного отрицания эфира, можно принять существование эфира, но при этом «не следует только заботиться о том, чтобы приписывать ему определенное состояние движения» [16, стр. 685]. Эйнштейн приводит даже аргумент, который он считает важным, в пользу гипотезы об эфире. «Отрицать эфир — это в конечном счете значит принимать, что пустое пространство не имеет никаких физических свойств. С таким воззрением не согласуются основные факты механики. В самом деле, механическое поведение некоторой свободно движущейся в пустом пространстве системы тел зависит не только от относительных положений (расстояний) и относительных скоростей этих тел, но и от состояний вращения, которое невозможно охарактере-

ризовать каким-либо признаком, относящимся к системе. ... Чтобы смотреть на ускорение или на вращение, как на нечто реальное, существенно только наряду с наблюдаемыми объектами считать еще реальной некоторую другую чувственно невоспринимаемую вещь» [16, стр. 687]. Таким образом, Эйнштейн объясняет весьма важную страницу из истории физики.

В работе «Старые и новые теории поля» [25] Эйнштейн особенно подробно останавливается на историческом анализе центральной для него проблемы — поля. Тут взгляды Эйнштейна далеко не совпадают с общепризнанными оценками и колеблются от небольших вариаций до полного отрицания весьма распространенных представлений. Эйнштейн отмечает, что старые теории не допускали существования совсем пустого пространства в качестве носителя физических изменений и процессов. Если пространство и представляло собой сцену, то такую, «на которой некими материальными участниками разыгрывалась драма».

Отсюда он делает вывод что «Ньютон, рассматривая факт распространения света в пустом пространстве, должен был принять гипотезу, что свет также состоит из материальных частиц, взаимодействующих с весомой материей посредством особых сил» [25, стр. 256].

С этим связан также вопрос о роли скорости света для общей концепции Ньютона. «... уже в XVIII в. было ясно (из опытных данных), что свет распространяется в пустом пространстве с определенной скоростью. Этот факт, очевидно, плохо укладывался в теоретическую схему Ньютона: действительно, по каким соображениям световые частицы не могут двигаться через пространство с произвольной скоростью? Поэтому не приходится удивляться, что эта теоретическая система, построенная Ньютоном, была опрокинута теорией света» [25, стр. 256]. Теория света Гюйгенса—Юнга—Френеля разрушила убеждение в том, что все физические явления могут быть истолкованы как движение частиц в пространстве. Значение этой теории выходит далеко за пределы чисто оптических явлений.

«Согласно этой теории, световые волны являются не более чем колебательными состояниями пустого пространства, и пространство, таким образом, уже не играет пассивной роли сцены для физических явлений» [25, стр. 256].

Выдвинув гипотезу об эфире, многие стремились разрешить возникшие противоречия в классической ньютоновской механике. Противоречия не были разрешены. Эфир сам принял новую форму материи. Эйнштейн указывает, что таким образом были видоизменены и представления о самом пространстве. Эфир оказался тождественным с самим пространством, «...чем-то, что придавалось самому пространству. Свет теперь рассматривался как динамический процесс, происходящий с самим пространством. Таким образом, теория поля появилась на свет как незаконное дитя ньютоновой физики, хотя было бы куда разумнее, если бы она сразу была узаконена» [25, стр. 256]. Чрезвычайно оригинальным умом, понявшим, что при известных условиях поля могут оторваться от тел, их порождающих, и двигаться по пространству в виде свободных полей, был Фарадей. Работы Максвелла, Герца и Лоренца помогли развитию этих представлений.

В прогрессе теории поля, достигнутом в XX в., Эйнштейн усматривает три стадии. Первая стадия — специальная теория относительности, появившаяся из максвелловской электродинамики и коренным образом видоизменившая ее. Если до возникновения специальной теории относительности электрическое и магнитное поля рассматривались, несмотря на причинную корреляцию между ними, определяемую уравнениями Максвелла, как независимые, то специальная теория относительности выявила тождественный характер этих полей.

Вторая стадия — общая теория относительности. Эта теория исходила из тождественности инертной и тяжелой масс.

Если специальная теория относительности видоизменила максвелловскую электродинамику, то общая теория относительности видоизменила специальную теорию. Структура евклидова, т.е. пространственно-временного, континуума была заменена римановским.

«Общая теория относительности представляет точную теорию гравитационного поля, которая оказалась в определенной связи с метрическими свойствами континуума. Теория гравитации, которая несколько не продвинулась со времен Ньютона, оказалась включенной в фарадеевскую концепцию поля. Это означает, что никакого произвольного выбора закона поля не было сделано. В то же время тяготение и инерция были слиты в нераз-

рывное единство. Подтверждения, которые получила эта теория в последние годы в результате измерения отклонения световых лучей в гравитационном поле и спектроскопических исследований двойных звезд, хорошо всем известны» [25, стр. 259].

Третья стадия — единая теория поля, которая, разумеется, не является еще предметом исторического анализа. Генезис этих стадий прослежен Эйнштейном.

Трудности встречались и в учении об электрических и магнитных явлениях. Тут тоже понадобилось введение особой субстанции (даже особых субстанций) и мгновенного взаимодействия на расстоянии. Выход из положения нашел Максвелл. «Первый удар по учению Ньютона о движении, как программе для всей теоретической физики, нанесла максвелловская теория электричества. Оказалось, что обусловленное электрическими и магнитными зарядами взаимодействие между телами является следствием не действующих между ними мгновенных сил дальнего действия, а процессов, распространяющихся в пространстве с конечной скоростью» [6, стр. 17].

«Удар», осуществленный Максвеллом, был подготовлен Фарадеем. Великая заслуга последнего заключается в введении понятия поля. Он первый понял искусственность всех попыток сведения электромагнитных явлений к взаимодействию на расстоянии между электрическими частицами. «Казалось, что все эти электрические частицы, взятые вместе, создают в окружающем пространстве определенное состояние, которое в свою очередь производит определенное упорядочение в опилках. Эти состояния пространства, сегодня называемые полями, могли, по мнению Фарадея, объяснить таинственные электромагнитные взаимодействия, как только удалось бы понять их геометрическую структуру и взаимное воздействие. Он представлял себе эти поля как состояние механического натяжения среды, заполняющей пространство, подобно состояниям натяжения в упруго растянутом теле. В то время это был единственный способ представления состояний, казавшихся непрерывно распределенными в пространстве. Особый характер механической интерпретации этих полей оставался на втором плане — своего рода успокоение научной совести перед лицом механической традиции времен Фарадея. С помощью этих концепций поля Фарадею удалось дать качественное представление все-

го комплекса электромагнитных эффектов, открытых им и его предшественниками» [21, стр. 69—70].

Чтобы с помощью представлений Фарадея образовать теорию, необходимо было дать точную формулировку пространственно-временных законов этих полей. Для перехода к уравнениям Максвелла необходимо было сделать, как отмечает Эйнштейн, два существенных шага. Первый шаг был фактически уже сделан в опытах Эрстеда и Фарадея, показавших, что магнитные силовые линии, замыкающиеся вокруг тока, и линии электрического поля, замыкающиеся вокруг изменяющегося магнитного поля, должны быть стянуты к точке. Но этого шага было недостаточно. Нужна была еще определенная эволюция самого понятия поля. Первоначальная трактовка поля, как состояния движения или натяжения гипотетической среды, не вела к принципиально новым воззрениям. Только признание поля в качестве физической реальности, не сводимой к другим более простым структурным элементам, позволило совершить второй, решающий шаг к уравнениям Максвелла, как объективным законам, управляющим поведением электромагнитных полей. Именно это обстоятельство, независимо от субъективных представлений создателей данной теории, должно было привести к крушению старых основ физики.

Характеристику этого периода Эйнштейн дает в своей автобиографии: «Самым увлекательным предметом во времена моего учения была теория Максвелла. Переход от сил дальнего действия к полям, как основным величинам, сделал эту теорию революционной. То, что оптика нашла себе место в теории электромагнетизма, установившей связь между скоростью света и абсолютной электрической и магнитной системой мер, а также связавшей коэффициент преломления с диэлектрической постоянной и приведшей к качественному соотношению между коэффициентом отражения и металлической проводимостью тела, — все это было для меня как откровение. Помимо перехода к теории поля, т. е. к выражению элементарных законов при помощи дифференциальных уравнений, Максвеллу понадобился всего один гипотетический шаг — введение электрического тока смещения в пустоте и в диэлектриках с его магнитным действием; это нововведение было почти что продиктовано свойствами самих дифференциальных уравнений. В этой связи я не могу удержаться,

чтобы не отметить удивительное внутреннее сходство между сочетанием Фарадей—Максвелл и сочетанием Галилей—Ньютон. Первый в каждой паре интуитивно схватывал соотношения, а второй их точно формулировал и применял количественно» [13, стр. 42].

Ценность уравнений Максвелла определяется не только их конкретным содержанием, но и тем, что они дают образец законов нового типа, законов, выражающих структуру поля. В отличие от механических законов, относившихся только к отдельным точкам, в которых сосредоточено вещество, уравнения Максвелла справедливы для всех точек поля, а точки, занятые зарядами, выделяются только тем, что в них дивергенция не равна нулю. О другом существенном отличии читаем в «Эволюции физики»: «В теории Максвелла нет вещественных участников действия. Математические уравнения этой теории выражают законы, управляющие электромагнитным полем. Они не связывают, как это имеет место в законе Ньютона, два широко разделенных события; они не связывают случившегося *здесь* с условиями *там*. Поле *здесь* и *теперь* зависит от поля в *непосредственном соседстве в момент, только что протекший*. Уравнения позволяют нам предвидеть, что случится немного дальше в пространстве и немного позднее во времени, если мы знаем, что происходит здесь и теперь. Они позволяют нам увеличивать наши знания поля малыми шагами. Мы можем вывести то, что происходит здесь, из того, что происходит вдали, путем суммирования этих очень малых шагов. В теории же Ньютона, наоборот, допустимы только большие шаги, связывающие отдаленные события. Опыты Эрстеда и Фарадея можно рассматривать с точки зрения Максвелла, но только суммируя малые шаги, каждый из которых управляется уравнениями Максвелла» [12, стр. 120].

Именно то обстоятельство, что уравнения Максвелла описывают структуру электромагнитного поля, позволило предсказать на их основе существование электромагнитных волн, распространяющихся с конечной скоростью. Это одно из важнейших в истории науки достижений теоретической физики.

Высокая оценка теории Максвелла Эйнштейном органически сочетается с критическим ее анализом. Уже в первых строках своей работы «К электродинамике движущихся

ся тел» Эйнштейн подошел с новой мерой к оценке электродинамики Максвелла. «Известно, — пишет Эйнштейн, — что электродинамика Максвелла в современном понимании приводит в применении к движущимся телам к асимметрии, которая не свойственна, по-видимому, самим явлениям» [26, стр. 7]. Он обращается к электродинамическому взаимодействию между магнитом и проводником с током.

Явление, которое при этом наблюдается, зависит только от относительного движения магнита и проводника с током. Согласно же обычным представлениям, случаи, в которых движется либо одно, либо другое из этих тел, должны быть разграничены.

«Если движется магнит, а проводник покоится, то вокруг магнита возникает электрическое поле, обладающее некоторым количеством энергии, которое в тех местах, где находятся части проводника, порождает ток» [26, стр. 7]. Если же движется проводник, а магнит находится в покое, то никакого электрического поля вокруг магнита не возникает. В проводнике возникает электродвижущая сила, «которой самой по себе не соответствует никакая энергия, но которая — при предполагаемом равенстве относительного движения в обоих интересующих нас случаях — вызывает электрические токи той же величины и того же направления, что и электрическое поле в первом случае» [26, стр. 7].

Мы встречаемся у Эйнштейна не только с историческим анализом того, что достигнуто Максвеллом, но и с глубоким анализом трудностей, которые возникают в этой теории.

Из факта асимметрии, к которому приводит электродинамика Максвелла, Эйнштейн делает вывод, «что не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя, и даже, более того, — к предположению, что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы...» [26, стр. 7].

Это предположение Эйнштейн превращает в предпосылку. Он сделал вторую предпосылку о постоянстве скорости света в пустоте. «Эти две предпосылки достаточны для того, чтобы, положив в основу теорию Максвелла для покоящихся тел, построить простую, свободную от противоречий электродинамику движущихся тел» [26, стр. 8].

Построив специальную теорию относительности и применив полученные им результаты к преобразованию уравнений Максвелла — Герца для пустого пространства, Эйнштейн полностью разрешает вопрос о асимметрии. Он приводит две возможные формулировки написанных уравнений.

1. Если в электромагнитном поле движется единичный точечный заряд, то на него, кроме электрического поля, действует еще «электромоторная сила», которая при условии пренебрежения членами, пропорциональными второй и более высоким степеням v/V , равна деленному на скорость света векторному произведению скорости движения единичного заряда на напряженность магнитного поля (старая формулировка).

2. Если единичный точечный заряд движется в электромагнитном поле, то действующая на него сила равна напряженности электрического поля в месте нахождения этого заряда, получающейся в результате преобразования поля к координатной системе, покоящейся относительно этого заряда (новая формулировка) [26, стр. 24].

Такие же положения имеют место в отношении «магнитомоторных сил». Электрические и магнитные поля не существуют независимо от движения координатной системы, и это позволяет Эйнштейну дать оценку классической электродинамики. С этих позиций электромоторная сила уже играет вспомогательную роль и асимметрия, возникающая в результате относительного движения проводника, исчезает.

В своей второй работе по теории относительности «Зависит ли инерция тела от содержащейся в ней энергии» Эйнштейн упоминает, что в своей первой работе он исходил (кроме уравнений Максвелла — Герца для пустоты и формулы Максвелла для электромагнитной энергии пространства) из принципа относительности; это привело его к положению, что если тело отдает энергию в виде излучения, то масса его уменьшается, и что излучение переносит инерцию между излучающими и поглощающими телами. Эйнштейн не устанавливает каких-либо соотношений этого принципа с классической физикой. В работе, посвященной закону сохранения движения центра тяжести и инерции энергии, он показывает, что $\Delta m = \Delta E/c^2$ является необходимым и достаточным условием выполнения, по крайней мере в первом приближении,

закона сохранения движения центра тяжести системы, в которой, кроме механических, происходят и электромагнитные процессы.

В 1907 г. в статье «Принцип относительности и его следствия в современной физике» [22] Эйнштейн развивает мысль о том, что с появлением теории Лоренца, основанной на предпосылке покоящегося неподвижного эфира, классический принцип относительности стал вызывать серьезные раздумья. «До тех пор, пока считали, что всю физику можно построить на основе уравнений движения Ньютона, не сомневались и в том, что законы природы выглядят одинаково в любой из равномерно и прямолинейно движущихся относительно друг друга (неускоренных) систем координат. Однако такая независимость от состояния движения используемой системы координат, в дальнейшем называемая «принципом относительности», была поставлена под вопрос блестящими подтверждениями электродинамики движущихся тел Г. А. Лоренца» [22, стр. 65].

Уравнения теории Лоренца, основывающейся на представлениях о покоящемся неподвижном эфире, в случае применения формул преобразования $x' = x - vt$, $y' = y$, $z' = z$ не сохраняют своей формы. Возникло несоответствие между электродинамикой и механикой. В этой же статье Эйнштейн дает оценку теории Лоренца и причин, в силу которых эта теория требовала замены ее более радикальной теорией.

Можно было ожидать со времени появления теории Лоренца постановки экспериментальных работ, позволяющих обнаружить влияние движения Земли относительно эфира на оптические явления. «Правда,— пишет Эйнштейн,— Лоренц, как известно, показал в цитированной выше работе, что, согласно его основным предположениям, влияние этого относительного движения на распространение лучей в оптических опытах не должно обнаруживаться, если ограничиваться при вычислении членами, содержащими первую степень отношения относительной скорости к скорости света в пустоте. Однако отрицательный результат опытов Майкельсона и Морли показал, что по крайней мере в этом случае отсутствует также эффект второго порядка (пропорциональный v^2/c^2), хотя, согласно основам теории Лоренца, он должен был бы появиться на опыте» [22, стр. 66].

Эйнштейн не придает существенного значения тому, что, согласно гипотезе Лоренца и Фицджеральда, движущееся тело испытывает сокращение в направлении своего движения и что это гипотеза формально снимает противоречие между теорией и опытом. «Но эта гипотеза, введенная ad hoc, кажется всего лишь искусственным средством спасения теории; опыт Майкельсона и Морли обнаружил, что эти явления согласуются с принципом относительности даже тогда, когда этого нельзя было ожидать от теории Лоренца. Поэтому создавалось впечатление, что от теории Лоренца следует отказаться и заменить ее теорией, которая основывается на принципе относительности, ибо такая теория позволила бы предвидеть отрицательный результат опыта Майкельсона и Морли» [22, стр. 66].

Казалось, что от теории Лоренца необходимо отказаться, но обнаружилось, что если вспомогательную величину, названную Лоренцем «местным временем», определить как «время», то с таким определением времени «основные уравнения теории Лоренца будут удовлетворять принципу относительности, если заменить написанные выше преобразования другими уравнениями, соответствующими новому понятию времени. «Тогда гипотеза Лоренца и Фицджеральда окажется необходимым следствием теории. И только представление об эфире как носителе электрических и магнитных сил не находит места в излагаемой здесь теории» [22, стр. 66]. Отмечается при этом, что электромагнитные поля оказываются здесь не состояниями некоторой материи, а самостоятельно существующими объектами. Природа этих объектов одинакова с весомой материей. Они обладают свойствами инерции, как и весомая материя.

Как сам Максвелл, так и его последователи (Гиббс, Гельмгольц, Герц и др.) считали механику основой всей физики и пытались обосновать систему дифференциальных уравнений поля с помощью различных мысленных механических построений. Но постепенно выкристаллизовывалась мысль, что постигшие их неудачи носят принципиальный характер: существенными оказались лишь уравнения и фигурирующие в них поля, несводимые к другим сущностям. Это был крах механической основы. Тогда возникла обратная задача — попытаться объяснить инерцию материальных тел с точки зрения теории поля. Эйнштейн писал: «Вопрос привел к задаче толкования мате-

рии в терминах теории поля; решение ее должно объяснить атомистическую структуру материи. Но вскоре выяснилось, что теория Максвелла не в состоянии выполнить эту программу» [21, стр. 70].

Невозможность выполнения программы, которую Эйнштейн называет программой Максвелла, т. е. интерпретации частиц с помощью свободных от сингулярностей решений дифференциальных уравнений в частных производных, привела к тому, что физики вынуждены были смириться с существованием своеобразного дуализма в основе своей науки. Существуют две несводимые друг к другу системы элементарных понятий: дискретные материальные точки и непрерывные поля. Таким образом, электродинамика Максвелла вызвала изменение аксиоматических основ физики, но не показала однозначно, какой должна быть новая аксиоматика.

Если до Максвелла физическая реальность мыслилась как совокупность дискретных материальных точек, движения которых подчиняются уравнениям Ньютона, то после него к ним добавились континуальные поля, подчиняющиеся системе дифференциальных уравнений Максвелла в частных производных. Все созданные с тех пор теории поля и частиц являются некоторым компромиссом между программой Ньютона и программой Максвелла. Как отмечает Эйнштейн, именно в силу своего компромиссного характера эти теории носят на себе печать логического несовершенства и недолговечности и являются лишь ступенями на пути создания единой теории поля. Он пишет: «Современные физики тоже считают сведение всех видов энергии к одному-единственному серьезным прогрессом, но они не надеются достичь этой цели в ближайшем будущем. В середине прошлого века сомневались меньше. Во всем предыдущем развитии физики механика играла настолько предпочтительную роль, что для физиков того времени предположение об единстве энергии было неразрывно с допущением, что эта единая энергия является *механической* [19, стр. 22].

Среди тех, кто значительно способствовал пониманию и признанию открытий Максвелла, Эйнштейн выделяет Герца и Лоренца. Значение теории Герца определяется, во-первых, тем, что она экспериментально доказала существование электромагнитных волн, и, во-вторых, тем, что она очистила понятие поля от всего побочного, внесен-

ного механическими представлениями, и тем самым отодвинула на задний план все механические качества эфира, освободив главенствующее место для самого поля.

Роль Лоренца в другом. Поскольку электрические и магнитные поля мыслились еще как определенные состояния континуальной среды, напряженности этих полей рассматривались наравне со «смещениями» как первичные величины. Поэтому носителем поля считалось вещество, а не пространство, а пустота рассматривалась как такой частный случай диэлектрика, когда отношение между напряженностью и смещением проявляется особенно просто. Результатом такой концепции явилась необходимость принять допущение, что носитель поля обладает скоростью и, в частности, что эфир движется вместе с весомой материей. Наиболее четко это обстоятельство сказалось в электродинамике движущихся тел Герца. При этом электромагнитная теория сразу же вступила в противоречие с рядом фактов (опыты Физо, абберация света). Хотя Герц понимал этот недостаток, он пренебрег оптикой, чтобы создать единую теорию электромагнитных явлений.

В электронной теории Лоренца некоторые трудности устранены. Существенным шагом было отделение поля от его материального носителя. Только признав за пустым пространством функцию носителя электромагнитного поля, Лоренц возвел его в ранг первичного элемента физической реальности. Характеризуя основы теории Лоренца, Эйнштейн писал: «Он с исключительной последовательностью ставил в основу своих исследований следующие гипотезы: носителем электромагнитного поля является пустое пространство. В нем существует лишь *один* вектор электрического поля и лишь *один* вектор магнитного поля; это поле создается атомарными электрическими зарядами, которые в свою очередь испытывают пондеромоторное воздействие со стороны поля. Связь между электродвижущим полем и весомой материей существует лишь потому, что элементарные электрические заряды тесно связаны с атомарными частицами, из которых состоит материя. Для последней действительны законы Ньютона» [27, стр. 126].

Исходя из этих представлений, Лоренцу удалось синтезировать механику Ньютона и электродинамику Максвелла, создав единую теорию всех известных в то время электромагнитных явлений, в том числе в движущихся

телах. Но в этом успехе крылась и слабость теории. Стремление сочетать уравнения в частных производных, характеризующие поле в пустоте, с обыкновенными дифференциальными уравнениями, характеризующими движение точек, представлялось Эйнштейну противосущественным. Тут мы опять встречаемся с двойственностью основы: материальная точка в ньютоновском смысле и поле как континуум используются в качестве исходных элементарных понятий. Тогда кинетическая энергия частиц и энергия поля кажутся принципиально различными сущностями. Если бы удалось представить частицу как область сильного сгущения энергии поля, то можно было бы надеяться до конца осуществить программу Максвелла и получить частицу из уравнений поля. Но теория Лоренца не вела к этой цели, поскольку она не была в состоянии объяснить те огромные силы, которые удерживают элементарные электрические заряды на отдельных небольших частицах вещества. Это было прямым следствием сингулярностей решений уравнений Максвелла в точках расположения заряженных частиц. Решить эту проблему можно было лишь заменив эти уравнения другими, нелинейными, т. е. создав нелинейную теорию поля.

Окончательно устранив из физики мгновенные силы дальнего действия, теория Лоренца оказала влияние и на теорию тяготения. Недостаточность опытных данных не позволила тогда разработать эту область, но появилась потенциальная возможность учесть гравитацию путем соответствующего обобщения уравнений Максвелла и расширения представлений о структуре поля, другими словами, путем распространения программы Максвелла на гравитацию.

Но было одно обстоятельство, которое с самого начала не укладывалось в рамки теории Лоренца. Отказавшись от применимости принципа относительности к электромагнитным явлениям и приняв неувлекаемость эфира движущимися телами, Лоренц сохранил некий «практический» принцип относительности для явлений, зависящих от отношения v/c в первом порядке. Как только в круг рассматриваемых вопросов входили явления второго порядка относительно v/c , теория отказывалась служить. Попытки Лоренца объяснить такое явление (результаты опытов Максвелла — Морли) путем различных «начинок» только создавали видимость удачи, загромождая теорию взяты-

ми а ргіогі гіпотезама. Здезь коренілісь прінціпіальне тудноста, потребовавшіе радкального пересмотру всех ісходных устаноок састеме і прыведшіе в конце концов к созданію теоріі относительности.

Часто встречающееся утверждение, что теория относительности обязана своим происхождением необходимости объяснить отрицательные результаты опытов Майкельсона — Морли, нельзя признать верным по двум причинам. Во-первых, сам по себе единичный опыт, даже весьма точный, может свидетельствовать об ошибочности или неполноте теории, но не может прямо вести к однозначной новой теории. В частности, опыт Майкельсона — Морли отверг теорию неподвижного эфира, хотя как до 1905 г., так и после его пытались втиснуть в рамки дорелятивистских представлений, причем эти попытки не прекращаются до сего времени, несмотря на их бесплодность. Во-вторых, сам ход эволюции основных концепций показывает, что путь к теории относительности шел не от указанных опытов. В этом отношении особенно ценны высказывания самого создателя теории относительности.

В феврале 1950 г. в беседе с американским физиком Шенклендом Эйнштейн прямо говорил, что об опытах Майкельсона — Морли он узнал из работы Лоренца 1887 г., но обратил на них внимание лишь после создания специальной теории относительности. Из явлений оптики движущихся тел большее впечатление на него произвели опыты Физо по измерению скорости света в движущейся воде и аберрации света. Но и они были лишь единичными фактами.

Опыт Майкельсона — Морли сыграл роль скорее в подтверждении теории относительности, чем в ее возникновении. Эту мысль Эйнштейн подчеркивает в письме Б. Джеффу, автору книги о Майкельсоне: «Нет сомнения, что опыт Майкельсона оказал значительное влияние на мою работу, поскольку он укрепил мою уверенность в правильности принципа специальной теории относительности. С другой стороны, я был почти полностью убежден в правильности этого принципа еще до того, как узнал об эксперименте и его результате. Во всяком случае эксперимент Майкельсона практически разрешил всякие сомнения в правильности этого принципа в оптике и сделал очевидной неизбежность коренной ломки основных концепций физики» [28]. Из работ Майкельсона Эйн-

штейн вообще считал наиболее изящным опыт, выполненный совместно с Гейлем (своеобразное повторение в большом масштабе опытов типа Саньяка), хотя его результат и не вызывал с теоретической точки зрения никакого сомнения.

Главную роль в возникновении теории относительности сыграли результаты, полученные в электродинамике. Теория относительности возникла из проблемы поля, она обязана своим происхождением уравнениям Максвелла. Но этот переход стал действительно возможным только после работ Лоренца. К теории относительности с неизбежностью вела именно электродинамика Максвелла — Лоренца. «Было бы бессмысленно считать, что этот опыт [опыт Майкельсона — Морли. — *Авт.*] мог привести к специальной теории относительности без локализации электромагнитного поля в пустом пространстве. Существенным шагом было как раз приведение к уравнениям Максвелла в пустоте, или — как тогда говорили — в эфире. Г. А. Лоренц нашел даже носящие его имя «преобразования Лоренца», не заметив, правда, что они обладают свойствами группы. Для него уравнения Максвелла в пустом пространстве были действительны только в определенной системе координат, которая казалась преимущественной благодаря своей неподвижности относительно всех остальных систем координат. Это было истинно парадоксальное положение, потому что теория, казалось, ограничивает инерциальную систему сильнее, чем классическая механика. Это обстоятельство, которое с эмпирической точки зрения представлялось совершенно необоснованным, *должно было* привести к специальной теории относительности» [27, стр. 126].

Но цель, которую с самого начала поставил перед собой Эйнштейн, была шире, нежели определенное усовершенствование основ электродинамики. «Теория относительности зародилась из попыток усовершенствовать, исходя из экономии мысли, «существовавшее в начале века обоснование физики» [21, стр. 71]. «Экономию мысли» надо понимать в эйнштейновском смысле.

В 1955 г. Эйнштейн писал Зелигу, попросившему его высказать свое мнение по вопросу о приоритете в создании теории относительности: «Вспоминая историю развития специальной теории относительности, мы можем с уверенностью сказать, что к 1905 г. открытие ее было

подготовлено. Лоренц уже знал, что преобразование, получившее впоследствии его имя, имеет существенное значение для анализа уравнений Максвелла, а Пуанкаре развил эту мысль. Что касается меня, то я знал только фундаментальный труд Лоренца, написанный в 1895 г., но не был знаком с его более поздней работой и со связанной с ней исследованием Пуанкаре. В этом смысле моя работа была самостоятельной. Новой в ней была мысль о том, что значение преобразования Лоренца выходит за рамки уравнений Максвелла и касается сущности пространства и времени. Новым был и вывод о том, что «лоренц-инвариантность» является общим условием для каждой физической теории. Это было для меня особенно важным, так как я еще раньше понял, что максвелловская теория не описывает микроструктуру излучения и поэтому не всегда справедлива» [29].

В «Основах теоретической физики» Эйнштейн писал, что все содержание частной теории относительности можно выразить одним предложением: все законы природы должны быть так определены, чтобы они удовлетворяли требованию лоренц-инвариантности. Эта же мысль выражена в статье «Физика и реальность» следующим образом: «Чтобы учесть также эквивалентность инерциальных систем для всех явлений природы, необходимо постулировать инвариантность относительно преобразований Лоренца и всех систем физических уравнений, выражающих общие законы. Выполнение этого требования составляет содержание частной теории относительности» [9, стр. 48].

Еще в статье «Что такое теория относительности» Эйнштейн указывает, что в физике различают несколько типов теорий. «Большинство из них является конструктивными, т. е. их задачей является построение картины сложных явлений на основе некоторых относительно простых предположений. Так, кинетическая теория газов ставит перед собой цель свести к движениям молекул механические, тепловые и кинетические свойства газов. Когда мы говорим, что понимаем какую-либо группу явлений природы, то это означает, что мы построили конструктивную теорию, охватывающую эту группу явлений» [30, стр. 677]. Кроме конструктивных теорий этого «важнейшего класса теории», существуют теории, названные Эйнштейном «фундаментальными». В этих теориях используется аналитический метод, а не синтетический. Исходным пунктом и основой фундаментальных

теорий служат не гипотетические положения, а «эмпирически найденные общие свойства явлений, принципы, из которых следует математически сформулированные критерии, имеющие всеобщую применимость».

Термодинамика исходит из эмпирического факта невозможности вечного двигателя, отсюда аналитическим путем стремятся найти условия, удовлетворяющиеся во всех случаях. «К достоинствам конструктивных теорий, — пишет Эйнштейн, — относятся их законченность, гибкость и ясность; достоинством фундаментальных теорий является их логическое совершенство, надежность исходных положений» [30, стр. 678].

Теорию относительности Эйнштейн относит к классу фундаментальных теорий. Но требование инвариантности всех уравнений именно относительно преобразований Лоренца сильнее принципа относительности, ибо предполагает еще постоянство скорости света во всех инерциальных системах. Считалось, что выполнение этого требования может быть обеспечено только при существовании неподвижного эфира. Таким образом, специальная теория относительности могла быть сформулирована только после того, как Эйнштейн уяснил себе, что «установленный в оптике движущихся тел закон постоянства скорости света в вакууме отнюдь не принуждает принять теорию некоторого неподвижного эфира» [31, стр. 6].

Была еще возможность отказаться от постоянства скорости света и принять баллистическую гипотезу (что и сделал Ритц в 1908 г.). В уже упомянутой беседе с Шенклендом Эйнштейн говорил, что он рассматривал этот вариант, но оставил его еще до 1905 г., ибо не видел дифференциальных уравнений, решение которых представляло бы волны со скоростью распространения, зависящей от движения источника. Решающим экспериментальным опровержением этой гипотезы Эйнштейн считал опыты Томашека, повторившего опыт Майкельсона—Морли со светом, идущим от звезды.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. C. Shankland. Conversation with Albert Einstein. — Amer. J. Phys., 1963, 50, 50; УФН, 1965, 87, в. 4, 714.
2. Эйнштейн и современная физика. Сборник. М., ИЛ, 1956.
3. Б. Г. Кузнецов. Эйнштейн. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1962.

4. А. Эйнштейн. О методе теоретической физики.— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
5. А. Эйнштейн. Памяти Макса Планка.— Там же, стр. 121.
6. А. Эйнштейн. Механика Ньютона и ее влияние на формирование теоретической физики.— Там же.
7. A. Einstein. Lettres à M. Solovine. Paris, Gauthier—Villars, 1965, p. 54—55.
8. А. Эйнштейн. Неевклидова геометрия и физика.— В сб.: Эйнштейн и развитие физико-математической мысли. М., Изд-во АН СССР, 1962.
9. А. Эйнштейн. Физика и реальность. — В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
10. G. Galilei. Dialogue concerning the two chief world system Ptolemaic and Copernican. Forword by A. Einstein. Barkeley—Los Angeles, 1953. [Русск. перев. в сб.: Вопросы истории естествознания и техники. М., Изд-во АН СССР, вып. 16, 1964].
11. А. Эйнштейн. Иоганн Кеплер (1930).— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
12. А. Эйнштейн. Л. Инфельд. Эволюция физики. М., Изд-во «Наука», 1965.
13. А. Эйнштейн. Творческая автобиография.— В сб.: Эйнштейн и современная физика. М., ГИТТЛ, 1956.
14. А. Эйнштейн. Исаак Ньютон.— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
15. А. Эйнштейн. Влияние Максвелла на развитие представлений о физической реальности. — Настоящий сборник.
16. А. Эйнштейн. Эфир и теория относительности. Собр. соч., т. I. М., Изд-во «Наука», 1965.
17. А. Эйнштейн. Мариан Смолуховский.— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
18. А. Эйнштейн. Эмиль Варбург как исследователь. — Там же.
19. А. Эйнштейн. Теоретическая атомистика.— Там же.
20. А. Эйнштейн. Макс Планк как исследователь.— Там же.
21. А. Эйнштейн. Основы теоретической физики.— Там же.
22. А. Эйнштейн. Принцип относительности и его следствия в современной физике. Собр. соч., т. I. М., Изд-во «Наука», 1965.
23. А. Эйнштейн. Теория относительности. — Там же.
24. А. Эйнштейн. Диалог по поводу возражений против теории относительности.— Там же.
25. А. Эйнштейн. Старые и новые теории поля.— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
26. А. Эйнштейн. К электродинамике движущихся тел. Собр. соч., т. I. М., Изд-во «Наука», 1965.
27. А. Эйнштейн. Г. А. Лоренц как творец и человек.— В сб.: Физики и реальность. М., Изд-во «Наука», 1965.
28. Б. Джефф. Майкельсон и скорость света. М., ИЛ, 1963, стр. 83.
29. К. Зелиг. Альберт Эйнштейн. М., Атомиздат, 1964, стр. 60.
30. А. Эйнштейн. Что такое теория относительности. — Там же.
31. А. Эйнштейн. Принципы теоретической физики.— В сб.: Физика и реальность. М., Изд-во «Наука». 1965.



ПРОБЛЕМЫ И ТЕНДЕНЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КОСМОЛОГИИ

Мы хотим узнать что-то новое, но и не слишком новое. И лишь тогда, когда нам, беднякам, это не удастся, совершаются великие открытия.

РОБЕРТ ОППЕНГЕЙМЕР

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Три юбилейные даты — десятилетие со дня смерти Альберта Эйнштейна (1955), полвека наиболее своеобразной из всех физических теорий, каковой является общая теория относительности (1916), и полвека построенной на ее основе релятивистской космологии (1917) — заставляют задаться вопросом: «Так что же все-таки сделал Эйнштейн?» И вновь оказывается, что на этот вопрос все еще очень трудно ответить. Созданная Эйнштейном релятивистская физика необычайно глубоко вошла во всю ткань теоретического естествознания и наложила отпечаток на всю современную цивилизацию, это так; но ведь заложенные в ней возможности далеко еще не исчерпаны, и мы не знаем, во что они выльются.

Велик соблазн попытаться наряду с оценкой того, что уже ясно, понять хотя бы в самых общих чертах пути дальнейшего развития. Но хорошо известно, что это почти невозможно. История прогнозов развития науки, как и история крупных открытий, неизменно иллюстрирует «неспособность даже лучших из нас видеть много дальше кончика собственного носа» (Ф. Дайсон).

Тем не менее такие прогнозы делались и будут делаться — такова уж человеческая природа. Не исключена

возможность, что от этих прогнозов, несмотря на всю их шаткость, есть даже некоторая польза: новые представления и новый способ рассуждений обычно находят только в результате многочисленных проб и неудач, а прогнозы могут стимулировать какую-то сто первую пробу.

Развитие физики несет с собой постоянные большие изменения в технике и пересмотр взглядов на мир. Но во всей современной физике есть два и *только* два экстремальных направления, от которых естественно ожидать в ближайшее время *революционного* преобразования наших *основных* представлений о свойствах материального мира: физика элементарных частиц (физика «бесконечно малого»), с одной стороны, космология и релятивистская астрофизика (физика «бесконечно большого») — с другой [1]. В последние годы физика столкнулась с явлениями, в которых, возможно, смыкается то и другое, которые, следовательно, могут таить в себе и источник наиболее революционных преобразований.

Итак, релятивистская космология. Ее теоретической основой явилась общая теория относительности (релятивистская теория тяготения) Эйнштейна [2]. Не дожидаясь экспериментального подтверждения этой революционной теории хотя бы в масштабах солнечной системы, Эйнштейн сразу же распространил ее на космологические масштабы [3]. Но, как это часто бывает в истории науки, новая теория, призванная сменить старую, начинает с того, что пытается обосновать свое право на существование декларацией благонамеренности, попыткой доказать совместимость со старыми представлениями. Так было и с новой космологией. Неизменность, статичность (или стационарность) Вселенной считалась в старой космологии чем-то настолько само собой разумеющимся, что Эйнштейн ради придания новой космологии благонамеренного, с точки зрения этих основных представлений старой космологии, характера даже видоизменил уравнения тяготения путем введения в них знаменитой «космологической постоянной». В этом смысле работа Эйнштейна [2] является не только началом новой космологии, но и апофеозом старой, тогда как решительным отказом от стремления к благонамеренности явились работы Фридмана [4, 5]. Успех Фридмана объясняется тем, что он не побоялся быть большим эйнштейнианцем, чем Эйнштейн.

Релятивистская космология в том виде, какой она получила на основе работ Фридмана, и сегодня в определенном смысле не только достаточно хороша, но и слишком хороша.

Достаточно хороша она в том смысле, что позволила предсказать наиболее грандиозное явление, известное естествознанию XX в.: расширение Метагалактики. Как бы ни изменились наши взгляды в будущем, возврата к старому нет. Господствовавшие тысячелетиями представления о неизменной Вселенной сменились осознанием ее нестатичности, динамичности. Даже если окажется, что Вселенная стационарна, как это предполагается в некоторых космологических гипотезах, то ведь эта стационарность «в большом» достигается только за счет крайней, предельной нестационарности «в малом»!

Слишком хороша современная релятивистская космология в том смысле, что она располагает не только простейшими моделями, но и значительно более сложными, не поддающимися наблюдательной проверке.

Несмотря на все это, ясно, что природа вовсе не обязана быть такой, чтобы простейшие модели отражали адекватным образом действительное положение вещей (за исключением наиболее общих закономерностей, вроде нестационарности). Лежащее в основе простейших моделей предположение об однородности и изотропии наверняка не выполняется строго и является, по-видимому, довольно грубой идеализацией. Совершенно неясно, в какой мере характерные черты эволюции моделей (ограниченность эволюции с одной или с двух сторон временными особенностями и т. п.) отражают действительную эволюцию Метагалактики и т. д.

Что же дальше? Наиболее естественным представляется путь отказа от идеализаций и упрощений, возможно более полный учет различных факторов неоднородности и анизотропии (капитальная работа [6] насчитывает таких основных факторов шесть, которые, правда, не все одинаково существенны). Мыслимо также усложнение уравнений тяготения, например, путем возврата к космологическому члену, от которого Эйнштейн отказался под влиянием работ Фридмана и открытия Хаббла [7], подтвердившего основной вывод этих работ. В сущности единственным, хотя и производящим сильное впечатление, аргументом против космологического члена до сих пор является

то, что без него можно обойтись [8, 9]. Уравнения можно усложнять и иными путями. Такое направление, повторяю, представляется наиболее естественным с точки зрения заложенных в теории возможностей. Но что значит «наиболее естественное»? Оно, по-видимому, и соответствует словам Оппенгеймера, приведенным в эпиграфе: «Мы хотим узнать, что-то новое, но и не слишком новое...»

Заманчиво рассмотреть другую возможность — менее естественную, более дерзкую, более безумную, соответствующую не «классическому», а «романтическому» стилю в науке, если пользоваться известной классификацией В. Оствальда. Когда наука сталкивается с новым классом явлений, новой физической ситуацией, то естественно пытаться описать эти явления на языке привычных, оправдавших себя понятий. Ситуация становится «понятной», но выглядит сложной, запутанной, неестественной. Это, вообще говоря, и означает, что мы открыли что-то новое, но не слишком новое. Тогда начинаются поиски новых понятий, на языке которых ситуация очень проста и естественна; но успех достигается ценой, которая, по крайней мере вначале, кажется непомерно высокой: сами понятия представляются неестественными, парадоксальными, противоречащими здравому смыслу. Если отысканные ощупью и в темноте понятия и способ рассуждений оказываются адекватными данной физической ситуации, то к ним постепенно привыкают и они перестают быть неестественными. Тогда и становится ясным, что нам, беднякам, пришлось открыть что-то существенно новое.

Нас будут интересовать потенциальные возможности существенно нового, быть может, скрывающиеся в хорошо известных разделах общей теории относительности и релятивистской космологии. Не следует, конечно, думать, что, по мнению автора, развитие пойдет в соответствии именно с той схемой, которая рассматривается в заключительных параграфах статьи: из десяти гипотез девять обычно не оправдываются. Приводимый материал следует рассматривать как иллюстрацию к утверждению или предположению, что такие возможности действительно существуют. Но предварительно нужно попытаться показать, что такие представления, вырастающие из несколько необычного сочетания вполне обычных понятий, вообще могут выводиться из современной релятивистской физики (космологии).

§ 2. НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОСМОЛОГИИ

Под эйнштейнианской космологией мы понимаем космологические концепции, исходящие из уравнений поля Эйнштейна, включая и неортодоксальные концепции. Таким образом, в это понятие не включаются теории Милна и Бонди, но включается теория Хойла.

Мы не будем сколько-нибудь подробно излагать основы космологии Эйнштейна — Фридмана и выросшие из нее неортодоксальные релятивистские теории: это сделано для различных периодов развития в хорошо известных статьях и монографиях (например, [8, 10, 11—17], см. также [18]).

Оценку современного состояния вопроса можно найти в работах [19—21]; сравнение теории с наблюдениями — в [22—24]; исторический и интеллектуальный фон, а также место космологии в творчестве Эйнштейна хорошо описаны в монографии Б. Г. Кузнецова [25] и в воспоминаниях Л. Инфельда [26]. Ограничимся поэтому перечислением и очень краткой характеристикой нерешенных проблем релятивистской космологии, некоторые из них затем будут рассмотрены несколько подробнее.

2.1. Космологическая проблема. Эйнштейновская космология унаследовала от классической (дорелятивистской) физики так называемую космологическую проблему — проблему пространственной конечности или бесконечности Вселенной. С физикой Ньютона совместимо лишь бесконечное (безграничное) евклидово пространство; однако это представление в сочетании с предположением об отличной от нуля средней пространственной плотности вещества приводит к известным классическим космологическим парадоксам. Проблема состояла в построении моделей таких бесконечных вселенных, в которых парадоксы не имели бы места.

В релятивистской теории тяготения с ее римановым пространством ситуация сложнее: пространство может быть и конечным (но, разумеется, безграничным). Эйнштейн [3], однако, полагал вначале, что здесь положение, наоборот, много проще: из общей теории относительности однозначно следует вывод о конечности (замкнутости) пространства, и все парадоксы тем самым автоматически устраняются. Это предположение не оправдалось. К настояще-

му времени ясно, что в релятивистской космологии положение намного сложнее, чем в дорелятивистской.

1. Уже из работ Фридмана [4, 5] следовало, что теория Эйнштейна совместима как с замкнутым, так и с открытым пространством, не отдавая какого-либо предпочтения тому или другому. Проблема метрической конечности или бесконечности пространства Метагалактики как астрономическая проблема также крайне сложна (см., например, [22, 27]).

2. В теории относительности инвариантны (физически абсолютны) только пространственно-временные свойства мира, но не отдельно пространственные и отдельно временные. (Последнее может иметь место, но не является общим правилом.) Неинвариантность пространственных (временных) свойств распространяется даже на такое свойство, как конечность — бесконечность. По-видимому, впервые это выяснилось (в отношении относительности конечности и бесконечности *времени*) благодаря известной работе Оппенгеймера и Снайдера [28] о гравитационном коллапсе. Относительность конечности — бесконечности *пространства* была продемонстрирована Шредингером [29]. Он показал, что «на вопрос, который задают так часто, действительно ли пространство искривлено и конечно, нельзя (однозначно) ответить, потому что ответ зависит от системы отсчета» [29, стр. 28—29]. В обоих случаях эти результаты были попутными. Специально проблема была поставлена и изучена на примере ряда моделей А. Л. Зельмановым [30].

Таким образом, если мир устроен достаточно сложно, то полуклассическая постановка вопроса о конечности или бесконечности мира в пространстве и времени просто лишена смысла.

3. Метрические свойства пространства — времени, в частности метрическая конечность или бесконечность, — это «правда, но не вся правда». Есть основание полагать, что уже в самые ближайшие годы в космологии будут играть существенную роль проблема топологических свойств пространства — времени, топологические и еще более сложные аспекты проблемы бесконечности (подробнее см. [31]).

2.2. Лямбда-проблема. Стремясь получить для мира с веществом постоянной ненулевой плотности не изменяющуюся со временем постоянную положительную кривиз-

ну, Эйнштейн [2], как известно, видоизменил свои уравнения тяготения — ввел в них положительную космологическую постоянную Λ .

Сейчас стремление Эйнштейна получить обязательно статическое решение может казаться предвзятым, как оно и оценивается в одной статье, посвященной юбилею Фридмана. Но тогда, в 1917 г., оно было не только вполне естественным, но и само собой разумеющимся. Относительные скорости звезд — порядка $10^{-4}c$, следовательно, $(v/c)^2 \sim 10^{-8}$. «Неподвижность» неподвижных звезд не вызывала сомнения, а природа и скорости внегалактических туманностей только выяснялись. Нельзя, вероятно, не учитывать и общий интеллектуальный фон: человечество еще продолжало верить в стабильность мирового порядка.

Заслуга Фридмана вовсе не сводилась к тому, что он «отказался от предвзятой точки зрения Эйнштейна»; сделанный им шаг был гораздо более смелым, ибо он решился на отказ от вполне естественной, очевидной точки зрения ради неестественной, революционной, «подозрительной»¹, для которой в то время не было иных оснований, кроме убежденности Фридмана в правильности исходных (немодифицированных) уравнений Эйнштейна. Подход Эйнштейна состоял в следующем: уравнения не дают результатов, соответствующих наблюдаемой картине Вселенной, следовательно, уравнения нужно изменить. Подход Фридмана был обратным: Вселенная не соответствует уравнениям Эйнштейна — тем хуже для Вселенной. Как известно, прав оказался Фридман.

Ниже мы увидим, что Эйнштейн, видимо, еще один раз недооценил силу своих уравнений. Смысл данной статьи тоже, собственно, сводится к показу того, что мы и сейчас продолжаем недооценивать силу этих уравнений, что даже в простейших их решениях могут еще таиться огромные возможности, притом революционного характера.

После открытия Хабблом [7] эффекта, который, как показал Леметр [33], предсказывался теорией Фридмана, Эйнштейн решительно отказался от модифицированных уравнений [34, стр. 113]. Так поступили и многие другие физики. Однако, как уже было подчеркнуто, у нас все еще нет достаточно убедительных доводов за или против Λ . Лямбда-проблема продолжает существовать.

¹ Так назвал результаты Фридмана Эйнштейн [32].

Космологическую постоянную можно интерпретировать как силовой параметр [35, 13]: она проявляется в виде силы, действующей вдоль радиуса-вектора и пропорциональной расстоянию, ослабляющей или усиливающей силу гравитационного притяжения в зависимости от того, положительна или отрицательна Λ . Наличие космологической постоянной в уравнениях Эйнштейна приводит в ньютоновском приближении к такому же гравитационному эффекту, какой имел бы место в присутствии дополнительной (фиктивной, с точки зрения существующих представлений) материи с постоянной положительной или отрицательной плотностью. Эта плотность, очевидно, не может превосходить по порядку величины среднюю плотность массы в Метагалактике, т. е. $10^{-31} - 10^{-29}$ г/см³. Существование вещества (полей) неизвестной природы, естественно, не может отвергаться априори, но, с другой стороны, ясно, что их существование не должно допускаться без особой на то необходимости.

В связи с этим стоит отметить, что введение в уравнения Эйнштейна гипотетического «творящего поля» [36] в известном смысле эквивалентно применению уравнений с Λ . Необходимость такого поля при этом связывается с универсальностью космологического постулата.

2. 3. Проблема однородности и космологический постулат. Применение физической теории к решению задач космологического масштаба, очевидно, означает экстраполяцию теории за пределы того круга явлений, для которого проверена применимость теории. Но это само по себе не является спецификой космологии, ибо любая научная теория и любой научный закон представляют собой экстраполяцию. Космология отличается лишь масштабами экстраполяции, и проблема состоит в том, обладает ли применяемая в ней физическая теория должной способностью к экстраполяции.

Закон тяготения Ньютона был назван законом *всемирного* тяготения, хотя применимость закона была проверена в лучшем случае лишь в масштабах солнечной системы¹. Сейчас, два столетия спустя, наблюдательный

¹ Наиболее крупное расхождение между тем, что предсказывает теория Ньютона, и данными наблюдений, как известно, связано со смещением перигелия ближайшей к Солнцу планеты — Меркурия. Насколько ничтожно это наиболее крупное расхождение (0,43 угловых секунды за один земной год) видно из

материал позволяет говорить о подтверждении закона Ньютона на расстояниях порядка сотен тысяч световых лет (по наблюдениям за карликовыми галактиками, являющимися спутниками нашей Галактики [37]). В сравнении с размерами Солнечной системы это огромные расстояния, но они весьма скромны при сопоставлении с размерами охваченной наблюдениями части Метагалактики. Тем не менее мы не сомневаемся в колоссальной способности к экстраполяции ньютоновской и, тем более, эйнштейновской теории тяготения (подробнее см. [38]).

Пределы применимости теории вообще не могут быть указаны из каких-либо априорных или методологических соображений; такой предел может указать только эксперимент или более общая физическая теория, включающая данную как предельный случай. Для ньютоновской теории тяготения такой более общей теорией является теория Эйнштейна; из нее следует, что условием применимости теории Ньютона является малость гравитационного потенциала ($\varphi \ll c^2$) и скоростей ($v \ll c$). Пределы применимости релятивистской теории тяготения пока неизвестны, следовательно, мы вправе пытаться экстраполировать ее возможно дальше.

Вселенную можно считать однородной в том смысле, что повсюду в ней действуют одни и те же законы физики (хотя не все эти законы нам уже известны) Но знания законов, выраженных в форме дифференциальных уравнений, совершенно недостаточно для решения физических (в том числе и космологических) задач: столь же существенны краевые условия (начальные или граничные или те и другие). В космологии их приходится брать из данных наблюдений.

Важнейшее значение имеет вопрос о характере распределения и движения масс (энергии). Если они удовлетворяют определенным требованиям однородности и изотропии (подробнее см [8, п. 7]), то применимы простейшие модели (космология Фридмана). Предположение о соблюдении таких условий обычно называют космологическим постулатом (космологическим принципом, мировым постулатом, принципом однородности, принципом экстраполяции). Космология стационарной Вселенной Бонди

того, что для его объяснения достаточно было бы предположить, что сила тяготения убывает с расстоянием не пропорционально расстоянию в степени 2, а в степени 2,00000016 (!).

[39, 14] и Хойла [36] исходит из «совершенного» или «широкого» космологического принципа, который, сверх однородности (и обычно также изотропии) трехмерного пространства, являющегося содержанием «узкого» принципа, требует еще и стационарности расширения: наблюдатель, сопутствующий веществу (космологическому субстрату), должен в любой момент мирового времени наблюдать одну и ту же картину мира.

Вопрос о том, в какой мере выполняется космологический постулат, является столь же сложным, как и важным. Ясно, что он может выполняться лишь приближенно, поскольку наблюдения свидетельствуют о наличии неоднородностей большого масштаба в распределении галактик [22, 40]. В то же время уже то обстоятельство, что из моделей, исходящих из (обычного, узкого) космологического постулата, вытекает такое фундаментальное свойство Метагалактики, как универсальное расширение, свидетельствует, что было бы неразумно начисто отрицать значение и применимость этого постулата.

Здесь мы возвращаемся к вопросу, который уже был поставлен во введении — о двух тенденциях развития. Первая тенденция — продвинуть теорию дальше путем отказа от тех упрощающих предположений, которые связаны с космологическим постулатом (теория неоднородной анизотропной Вселенной). Вторая возможная тенденция — попытаться извлечь максимум возможной информации в предположении, что космологический постулат не есть просто упрощающее предположение, а отражает глубокое, объективное свойство природы — ее *симметрию* (гипотеза симметричной Вселенной).

Более глубокая истина, возможно, лежит на путях последнего синтеза обеих тенденций.

2.4. Проблема «начала» (сингулярностей). Физики и астрономы, не говоря уже о широкой публике, не скоро освоились с мыслью, что Вселенная может быть нестационарной. Еще труднее оказалось свыкнуться с мыслью о возможности в эволюции Вселенной (или ее составных частей масштаба Метагалактики) катастрофических этапов.

Почти все космологические решения уравнений Эйнштейна с $\Lambda \neq 0$ и все решения при $\Lambda = 0$ имеют либо начальным, либо конечным состоянием модели, либо тем и другим — состояние, в котором плотность вещества бес-

конечно велика, метрика сингулярна, пространство сжато в точку¹, эволюция (деформация пространства) имеет взрывной характер

Психологически наиболее пугающим является то обстоятельство, что наличие такой особенности почти с неизбежностью означает в каком-то смысле ограниченность времени. Не случайно Фридман назвал время, истекшее с момента, когда пространство было точкой, «временем, прошедшим от сотворения мира». Первым физиком, который решился всерьез сравнивать теорию Фридмана с наблюдениями и принять в космологию представление об ограниченности времени, был Леметр. При этом он достаточно решительно подчеркивал, что «творение» вовсе не обязательно понимать в теологическом смысле [41]. Тем не менее католическая церковь не удержалась от соблазна дать именно такое истолкование результатам релятивистской космологии, что, конечно, сильно накалило страсти и породило недоверие к этим результатам.

Естественно, что для космологии и всей физики представляет принципиальный интерес вопрос о степени общности этого свойства решений уравнений Эйнштейна. Связаны ли особенности в метрике с самими уравнениями тяготения или они являются следствием некоторых дополнительных предположений (космологического постулата, симметрии)? В последнем случае особенность метрики свойственна только некоторым классам решений, хотя и многим [42]. Эта трудная проблема долгое время не находила решения. Сейчас ее, видимо, можно считать в принципе решенной [43, 44]: наличие физической особенности не является обязательным свойством космологических моделей общей теории относительности. Не только общий случай произвольного распределения вещества, но и важный частный случай сферической симметрии не обязательно приводит к появлению особенности [45]. Интересно, однако, что даже наличие или отсутствие масс в этом отношении мало сказывается на свойствах модели. Вопрос о происхождении особенностей (причинах их появления), таким образом, все еще остается открытым.

¹ Пользуясь этим выражением Фридмана, необходимо помнить, что оно имеет смысл только в случае конечного пространства. При нулевой или отрицательной кривизне все расстояния при приближении модели к особому состоянию стремятся к нулю, но пространство остается метрически бесконечным!

Другой путь преодолеть или, скорее, избежать неприятности, связанной с наличием особенностей в космологических решениях, — это предположить, что уравнения тяготения попросту неприменимы при высоких плотностях материи. Так, Эйнштейн [34, стр. 115] писал, что «при больших плотностях поля и вещества уравнения поля и даже входящие в них переменные теряют смысл»; он высказывал надежду, что в будущей единой теории поля не будет никаких сингулярностей. В настоящее время есть основания считать, что уравнения поля Эйнштейна применимы при сколь угодно высоких (но конечных) плотностях, во всяком случае, при плотностях намного выше ядерных [44, 46, 47, 65, 81].

Таким образом, Эйнштейн второй раз оказался чрезмерно самокритичным и намного недооценил силу своих уравнений.

Ситуация складывается так, что мы должны быть готовы признать, что в сингулярностях и катастрофических этапах эволюции вещества нет ничего страшного и невозможного, а есть только много непривычного.

2.5. Проблема «каркаса» и «начинки». Драматизм положения в современной теоретической физике, быть может, с особой силой сказывается в резком разрыве, существующем между теорией гравитационного поля, с одной стороны, и теорией «обычных» полей (теорией элементарных частиц) — с другой. Они настолько различны, что почти не имеют точек соприкосновения. Специфика первой теории в том, что она описывает свойства (метрические) пространственно-временного «каркаса» мира. Вторая теория описывает свойства «начинки», наполняющей этот «каркас».

Интуитивно каждый физик чувствует, что свойства «каркаса» и «начинки» должны быть тесно связаны, взаимнообусловлены. Если бы Вселенная была сотворена богом деистов (который, как известно, отличается тем, что считает предписанные им законы обязательными не только для других, но и для себя), то он, вероятно, сразу же столкнулся бы с тем, что пространство — время с выбранными свойствами «вмещает» только определенную, а не произвольную субстанцию, и, наоборот, заданные свойства последней ограничивают произвол в выборе пространственно-временного «каркаса». Между тем почти полувековые настойчивые усилия выдающихся физиков соз-

дать теорию единого поля либо путем включения «обычных» полей в схему общей теории относительности, либо, наоборот, включением гравитационного поля в схему релятивистской квантовой теории субстанциальных полей почти ни к чему не привели. Связь между ними несомненна, но она, видимо, очень нетривиальна, очень неклассична.

Недавно физика столкнулась с классом феноменов, о которых можно утверждать, что для их объяснения могут оказаться одинаково существенными как явления, относящиеся к компетенции теории гравитации, так и явления, относящиеся к ведению квантовой теории поля («сверхзвезды» в эксперименте, гравитационный коллапс в теории). Возможно, что здесь и будет найдена разгадка путей вожделенного синтеза обеих теорий. Опять все пути ведут к тайне начала (сингулярностей).

2. 6. Проблемы вакуума, сохранения и симметрии. Это группа проблем, значение которых выходит далеко за пределы релятивистской космологии и связано с самыми общими проблемами физического миропонимания.

Результатом, или содержанием, развития физики является последовательная смена картин мира. Механическую картину мира сменила электромагнитная. На смену последней пришла картина, не имеющая общепризнанного названия. Ее называют, например, релятивистской квантовой картиной. На наш взгляд, лучше называть эту современную нам картину полевой картиной мира, ибо в основе ее лежит представление о том, что *все есть поле*. Какая картина мира ее сменит — сказать трудно. Автору этих строк кажется очень правдоподобным, что это будет вакуумная картина мира (*все есть вакуум* или *все из вакуума*).

Существует очень тесная связь между картиной мира, законами сохранения и принципом симметрии. Единственным руководящим принципом, который позволял до недавнего времени быстро продвигаться в создании полевой картины мира, является принцип симметрии. Сейчас наступил период серьезных трудностей. Если пользоваться классификацией, предложенной Вигнером [48], то выражающие симметрию законы инвариантности можно разделить на два существенно разных класса: геометрические законы и динамические законы. Первые представляют собой *terra cognita* (знакомую землю),

вторые — *terra incognita* (неведомую землю), где приходится двигаться вслепую. У автора этих строк есть подозрение, что динамические законы относятся не столько к полевой картине мира с ее наглядными пространственно-временными образами и связанными с ними геометрическими законами инвариантности, сколько к будущей вакуумной картине, в которой современные представления о пространстве и времени, вероятно, претерпят радикальные изменения. Многие соображения говорят в пользу того, что квантовые (субстанциональные) описания явлений, с одной стороны, и пространственно-временные (опирающиеся на существующие представления о пространстве и времени), с другой стороны, представляют *дополнительные*, в смысле Бора, описания. Возможно, что в этом и коренится основная трудность сочетания идей общей теории относительности с идеями квантовой физики.

Как бы то ни было, симметрия представляет собой фундаментальное свойство природы (возможно, наиболее фундаментальное из всех, которые нам известны). Она обуславливает порядок и изящество в природе. Как говорит Герман Вейль [49, стр. 5], «симметрия, в каком бы широком или узком смысле мы ни понимали это слово, есть та единственная идея, с помощью которой человек испокон веков пытался постигнуть и воспроизвести порядок, красоту и совершенство».

Еще более важно то, что симметричное устройство мира обеспечивает его устойчивость, что при всем многообразии изменений что-то сохраняется. Каждому виду симметрии, вообще говоря, соответствует свой закон сохранения. В ходе познания все более «глубоких» процессов (т. е. процессов, вызывающих все более радикальное изменение существующего) выясняется приближенный характер данной симметрии и соответствующего закона сохранения. Хорошо известный пример: в процессах, влекущих за собой лишь перестройку электронной оболочки атома, прекрасно выполняются закон сохранения массы и закон сохранения энергии; при более радикальных процессах, задевающих ядро атома, каждый из этих законов сохранения в отдельности не выполняется, но выполняется более глубокий закон, объединяющий в единое сохраняющееся «нечто» массу и энергию.

Все в мире несет на себе печать определенной асимметрии (диссимметрии), следовательно, и неустойчивости, несохранения, изменчивости. Вполне симметричным, устойчивым, сохраняющимся может быть только вакуум. Он и является подлинным субстратом или субстанцией существующего. Но если это действительно так, то расходимости (бесконечности) в релятивистской квантовой теории поля вполне естественны: мы рассматриваем систему частиц или полей как замкнутую и ожидаем поэтому, что для нее выполняются законы сохранения конечных величин, тогда как на самом деле эта система не замкнута, взаимодействует с вакуумом; замкнутой могла бы считаться лишь система, включающая и вакуум.

Вернемся, однако, к космологии. Здесь имеются по крайней мере две трудности. Первая связана с известной корреляцией между силой взаимодействия и соблюдением законов сохранения: чем слабее взаимодействие, тем большее число законов сохранения оно нарушает. Гравитационное взаимодействие как ультраслабое должно нарушать наибольшее количество законов сохранения. Не было бы ничего особенно удивительного, если бы оказалось, что гравитационное взаимодействие может нарушать *все* известные законы сохранения и для него нужно искать новые, более глубокие симметрии и законы сохранения. В то же время оно является единственным известным универсальным типом взаимодействия. В итоге получается не очень вдохновляющая картина: наиболее универсальное взаимодействие наиболее радикально нарушает наиболее универсальные законы природы! С другой стороны, картина здесь в некотором смысле менее безнадежна, чем в микрофизике: поскольку гравитация теснейшим образом связана с пространством — временем, то можно ожидать, что здесь с помощью обычных геометрических законов симметрии можно продвигаться значительно дальше, чем в теории других полей.

Вторая трудность, вероятно, связанная с первой, состоит в том, что гравитационное поле принципиально не может быть локализовано. Казалось бы, о выполнении закона сохранения энергии гравитационного поля (для гравитационного взаимодействия) можно говорить только применительно ко Вселенной как целому. Но хорошо известно, что это фактически тоже невозможно, по крайней мере для обычных однородных моделей:

если Вселенная пространственно (метрически) бесконечна, то полная масса (энергия) также бесконечна и закон сохранения вырождается в бессодержательное тождество $\infty = \infty$; если Вселенная (или Метагалактика) пространственно конечна, то полная масса равна нулю (гравитационный дефект массы в точности равен сумме масс) и закон сохранения вырождается в тождество $0 = 0$. Обе эти трудности опять-таки наводят на мысль, что без учета вакуума обычная Вселенная не может считаться (термодинамически) замкнутой системой. (Может, конечно, оказаться, что Вселенная устроена так, что понятие системы — в мало-мальски привычном смысле — к ней вообще неприменимо.)

В связи со всеми высказанными соображениями уместно обратиться к теории стационарной Вселенной. Мы придерживаемся взгляда, высказанного семь-восемь лет тому назад [18, стр. 324—325]: эту теорию нельзя отвергнуть простой ссылкой на то, что она противоречит общим принципам. Гипотезы и теории вправе претендовать на изменение принципов. Существенно другое: теория стационарной Вселенной, видимо, не учитывает внутренних тенденций развития проблемы. Действительно, в варианте теории, предложенном Бонди, материя возникает из ничего, автор это специально подчеркивает [14, стр. 144]. Тем самым законы сохранения просто отбрасываются, между тем как закономерность развития состоит в том, что оказавшийся приближенным закон выступает как аспект или часть другого, более общего, более глубокого закона сохранения. В варианте теории, предложенном Хойлом [36], вещество возникает из поля неизвестной природы. Слабый пункт теории в том, что такое поле вводится *ad hoc*, специально для достижения заранее известного результата.

§ 3. ГИПОТЕЗА СИММЕТРИЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

Для иллюстрации того, как можно было бы представить себе развитие теории в соответствии с ее внутренними тенденциями, приведем здесь микрофизическую часть гипотезы симметричной Вселенной [50]. Гравитационные проблемы гипотезы будут изложены ниже (см. § 6).

Исходной идеей является идея недираковского антимира. Напомним, что одним из важнейших достижений теоретической физики последнего десятилетия явилась формулировка *CPT*-теоремы Паули — Людерса — Швингера [51, 52]. С достаточной для наших целей точностью теорема может быть сформулирована так: всякая разумная теория поля, удовлетворяющая принципам специальной теории относительности, оказывается верной также после замены частиц на античастицы при одновременном отражении всех пространственных и временной координат, т. е. после преобразований, обозначаемых соответственно C , P (иногда I) и T . Или еще иначе: все физические процессы, в которых участвуют известные нам элементарные частицы, инвариантны относительно *CPT*-преобразования¹. Если бы в один прекрасный день наш мир был мгновенно «вывернут наизнанку», т. е. все частицы превратились бы в свои античастицы, время потекло бы вспять, а пространство претерпело зеркальное отражение, то в нем ничего не изменилось бы и мы не заметили бы этой страшнейшей ломки. Словом, если «каркас» и «начинка» изменяются одновременно и надлежащим образом, то все остается по-старому.

Систему, полученную из обычного мира в результате *CPT*-преобразования, назовем антимиром. Разумеется, это чисто мыслительная, математическая операция. Но поскольку все в антимире происходит в точности так же (по тем же самым законам физики), что и в мире, то никакой закон природы не запрещает его реального существования. Внутренние свойства антимира в точности те же, что и мира, т. е. никакими наблюдениями нельзя установить, каким он является на самом деле — миром или антимиром. Ситуация вполне аналогична сопряжению частица — античастица: никаких внутренних свойств, которые делали бы одну из них частицей, а другую — античастицей, нет. Но если мы одну из них (например, электрон) назовем частицей, то другую (в данном случае по-

¹ В 1964 г. в Принстоне был выполнен эксперимент, в котором наблюдался небольшой эффект (порядка 0,2% от общего числа событий), одним из четырех или пяти возможных объяснений которого является нарушение комбинированной четности (т. е. *CP*-инвариантности), что означало бы также и нарушение *T*-инвариантности (см., например, [53]). Это имело бы серьезнейшие последствия для фундаментальных представлений современной физики.

зитрон) должны считать ее античастицей. Наиболее глубокоим оправданием этого является то, что при взаимодействии они взаимно «сокращаются», аннигилируют. В случае нашего антимира такое оправдание является даже более сильным: их взаимодействие привело бы к аннигиляции не в общепринятом в физике смысле, а в буквальном смысле, в смысле превращения в ничто. Будучи по своим внутренним свойствам вполне тождественными, по внешним свойствам, по отношению друг к другу они являются полнейшими антагонистами, как это видно непосредственно из определения (способа получения) антимира. Нетрудно проверить, что при «складывании» мира и антимира не только такие характеристики, как масса (энергия), импульсы, заряды, барионные числа, дают в сумме тождественный нуль, но исчезают также пространственные и временные интервалы и координаты, т. е. не только «начинка», но и «каркас». При этом строго выполняются все законы сохранения.

В действительности взаимодействие между миром и антимиром (во всяком случае, в обычных условиях и обычном смысле) невозможно. Они существуют в разных, притом несовместимых пространственно-временных «каркасах». Не существует способа совместить событие в мире с событием в антимире. Мир и антимир оказываются устойчивыми.

Из изложенного выше видно также, что симметричная Вселенная (мир плюс антимир) может возникнуть из ничего *при строгом соблюдении всех законов сохранения*. Иными словами, древнее положение о том, что ничто не может породить нечто, здесь вовсе не ревизуется. Ничто действительно не может породить нечто, но оно может породить нечто и антинечто. Однако в таком виде гипотеза недостаточно физична. Поскольку мир и антимир не могут обмениваться информацией, гипотеза мало что дает для понимания реальных процессов Вселенной. Кроме того, в таком случае трудно представить, каким образом ничто (вакуум, чтобы пользоваться менее пугающим словом) может разделиться на мир и антимир так, чтобы они «навсегда разошлись». Появляется асимметрия рождения и аннигиляции.

Проблема состоит, очевидно, в выяснении того, не могут ли существовать такие необычные условия, при которых запрет на взаимодействие мира и антимира сни-

мается. Более или менее очевидно, что это должны быть такие условия, в которых метрика и топология пространства — времени существенным образом деформированы. Иными словами, мы должны вернуться к теории гравитации и космологии.

§ 4. ЭВОЛЮЦИЯ ЦЕНТРАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ПОЛЯ

4.1. Решение Шварцшильда. Исторически первым строгим решением уравнений Эйнштейна явилось известное решение Шварцшильда [54] для поля со сферической симметрией. Описываемое этим решением статическое поле создается материальной точкой и любым распределением вещества с центральной симметрией, в том числе и нестатическим, если только движение вещества является центрально-симметричным, т. е. скорость в каждой точке направлена по радиусу. С точки зрения космолога решение интересно тем, что описываемая им ситуация может считаться чем-то промежуточным между той, которая описывается простейшими (однородными и изотропными) космологическими решениями, и ситуацией в реальной Метагалактике, где требования однородности и изотропии не выполняются строго.

Для историка науки полувековая история исследований решения Шварцшильда интересна как яркий пример того, какие разительные сюрпризы могут таиться даже в простейших и, казалось бы, полностью изученных вещах.

На основе этого решения изучались все три экспериментальных подтверждения общей теории относительности (смещение перигелия Меркурия, гравитационное красное смещение и искривление световых лучей в гравитационном поле). Но в течение примерно четверти века, если не больше, оно практически совсем не интересовало ни астрофизиков, ни космологов. Астрофизики не интересовались этим решением потому, что даже внутри звезд (во всяком случае, «нормальных» звезд) релятивистскими гравитационными эффектами можно пренебречь, поскольку гравитационный потенциал очень мал по сравнению с квадратом скорости света. Космологов это решение не интересовало потому, что оно статичес-

кое, а Метагалактика нестационарна, как это стало ясно после открытия красного смещения в спектрах далеких галактик.

Изменение взглядов на решение Шварцшильда и всю проблему центрально-симметричного поля шло по двум относительно независимым линиям, которые, однако, за последние годы сомкнулись. Сразу же после открытия источников энергии звезд возник вопрос о судьбе звезды, исчерпавшей эти источники. Ответ, значение которого было оценено лишь много лет спустя, содержался уже в классических работах Оппенгеймера с сотрудниками [55, 28]: если звезда достаточно массивна, то она будет катастрофически сжиматься в собственном поле тяготения (гравитационный коллапс). Вторая линия развития связана с чисто математическим исследованием особенностей решения Шварцшильда. Решение имеет две хорошо известные особенности. Если обозначить через r шварцшильдову радиальную координату (аналог обычного радиального расстояния в кеплеровой задаче теории Ньютона), то при стандартной записи линейного элемента метрики Шварцшильда (см., например, [56, стр. 339]) метрические коэффициенты имеют вид $g_{00} = g_{11}^{-1} = 1 - r_0/r$, где $r_0 = 2km/c^2$ — гравитационный радиус, т. е. находящаяся в начале отсчета масса, выраженная в единицах длины (k — ньютонова постоянная тяготения). При $r = r_0$ («на сфере Шварцшильда») g_{00} обращается в нуль, а g_{11} — в бесконечность; при $r = 0$ в нуль обращается g_{11} , а в бесконечность g_{00} . Исследования, начало которым положила работа Леметра [57], показали, что эти особенности неравноценны: первая может быть устранена надлежащим выбором системы отсчета, вторая является «истинной» (неустранимой) особенностью. Эти исследования привели к тем же результатам, что и первая линия развития: в ходе сжатия сфера Шварцшильда не является непреодолимым барьером, система может сжаться в точку (до $r = 0$). Таким образом, центрально-симметричное гравитационное поле является статическим только в определенной системе отсчета, вообще же говоря, оно катастрофически нестационарно. Сверх этого, однако, выяснилось, что наряду со взрывом, направленным внутрь и приводящим к сжатию вещества до сверхплотного состояния (коллапс, имплозия), должен существовать также и гравитационный взрыв, направлен-

ный наружу, т. е. катастрофическое расширение сверхплотного вещества (собственно взрыв, эксплозия или антиколлапс). Математически это является следствием того, что аналитическое продолжение решения Шварцшильда за сингулярность $r=r_0$ двузначно, а соответствующее пространство многосвязно [58—63]. Кроме того, оказалось, что гравитационное взаимодействие здесь не T -инвариантно и антиколлапс не есть просто обращенный во времени коллапс [60, 63].

В 1963 г. были открыты объекты, названные «сверхзвездами» (квазизвездными радиоисточниками, квазарами), а в 1965 г. — квазизвездные галактики [64]. Последние очень многочисленны и, по-видимому, представляют типичное население Метагалактики на ранних стадиях ее существования (скажем, через миллиард лет после возникновения). Не останавливаясь на астрофизической характеристике этих объектов (см., например, [65, 66]), напомним главное: вновь открытые объекты отличаются совершенно чудовищный выход энергии, для объяснения которого совершенно недостаточен основной для астрофизики механизм — термоядерных реакций. Ситуация очень серьезна. Наблюдательные данные пока недостаточно точны, но ясно, что выход энергии по порядку величины равен максимально возможному, т. е. mc^2 . Механизм гравитационных взрывов (коллапс, антиколлапс), и только он, если иметь в виду то, что известно современной физике, в принципе может объяснить такой выход энергии, хотя и не без затруднений. Если же в результате уточнения данных наблюдений окажется, что удельный выход энергии *больше* c^2 , то мы можем оказаться отброшенными почти к аристотелевой космологии: на Земле и в космосе действуют не одна и та же физика (соотношение $E=mc^2$ в современной физике столь же непреложно, как и таблица умножения, его нарушение имело бы следствием руины современной физики).

Как бы то ни было, довольно правдоподобно, что именно здесь мы имеем один из тех случаев, когда отделаться открытием «чего-то не слишком нового» не удастся и привычные представления должны подвергнуться более или менее серьезной ломке.

4.2. Проклятый вопрос: что такое время? «Каркасом» мира в теории относительности является пространство — время, к наглядному восприятию которого мы не приспособ-

соблекеы. Для нас оно определенным образом разделено на пространство и время, и мы лишь с трудом привыкаем к мысли, что это разделение зависит от системы отсчета и может осуществляться способами, весьма отличными от того, который мы психологически склонны считать единственным.

Выбор системы отсчета в сущности является экспериментом (мысленным или реальным), производящим определенное расщепление пространства на пространственную и временную «проекции». А от способа этого расщепления зависит многое: искривленность или неискривленность пространства, его конечность или бесконечность, стационарность или нестационарность метрики.

На примере эволюции центрально-симметричного поля все это видно очень хорошо. Имеется по крайней мере три разных времени, одинаково объективных и одинаково относительных. Первое — шварцшильдово время t — время статической системы отсчета далекого наблюдателя. Гравитационное поле — постоянное (статическое, не зависящее от времени). Для падающей в этом поле частицы сфера Шварцшильда является непреодолимым барьером: при приближении к ней скорость частицы стремится к нулю и за все бесконечное время сжатие вещества не может завершиться.

Второе время — собственное время τ , отсчитываемое часами, связанными с падающей частицей. Оно может быть названо также гравитационным временем (время, отсчитываемое свободно падающими часами, например в системе Леметра [57]). Здесь сфера Шварцшильда достигается и преодолевается за конечный промежуток времени, причем процесс продолжается, и за *конечное* же время все вещество сожмется в точку (плотность вещества и кривизна пространства обращаются при этом в бесконечность). Поле катастрофически нестационарно. Шварцшильдов барьер здесь не существует в смысле барьера движения, но он сказывается в каком-то более значительном смысле: при переходе через $r=r_0$ временная и одна из пространственных координат (радиальная) меняются ролями [59, 60, 63]. На языке привычных понятий, которые здесь, однако, почти заведомо неприменимы, мы должны были бы сказать, что происходит превращение времени в пространство и пространства во время

или что-то в этом роде. Смысл всего этого пока далеко не выяснен, ясно лишь, что здесь мы встречаемся с весьма убедительным свидетельством неабсолютного, инвариантного характера пространства и времени, рассматриваемых вне их неразрывного единства — пространства — времени.

Наконец, введение «каркаса», который охватывал бы всю историю частиц, т. е. «вмещал» бы геодезические на всем их протяжении, влечет за собой появление третьего типа времени, которое назовем глобальным. Примерами могут служить системы Синга [59], Фрондэла [61], Крускала [62]. В таких системах пространство много-связно, события «удваиваются», а покоящаяся частица обязательно начинает и кончает свое существование катастрофически. При этом она оказывается в области, которая не охватывается даже глобальным максимально расширенным временем.

Таким образом, мир выглядит существенно по-разному в зависимости от того, в какой временной проекции он рассматривается. Видимо, все еще прав Аристотель: среди неизвестного в окружающей нас природе самым неизвестным является время.

4. 3. Сохраняется ли что-нибудь? Попытаемся теперь понять, что происходит с веществом по мере его сжатия, в ходе неограниченного возрастания плотности и давления. Соответствующие исследования (см., например, [67, 68]) показывают, что будут возникать и преобладать все более тяжелые частицы — нуклоны, гипероны, резонансы (которые в этих условиях оказываются вполне стабильными). Что происходит дальше, мы не знаем. Сейчас неизвестно, существует ли верхний предел массы для резонансов и образований типа *файерболлов*. Если нет, мыслимо превращение *всей* сжимающей массы (звезды, «сверхзвезды», системы галактик) в одну-единственную «элементарную» частицу — некий суперрезонанс.

С точки зрения некантовой релятивистской теории, каковой является общая теория относительности, элементарная частица есть *точечный* объект, и сжатие в точку не представляет собой ничего мистического.

Как обстоит дело с законом сохранения числа барионов, который из всех законов сохранения в наибольшей мере ответствен за стабильность наблюдаемого мира?

Вопрос очень непрост. Ссылка на то, что до сих пор весь наш опыт свидетельствовал об абсолютности этого закона и поэтому предположение о возможности его нарушения есть предположение фантастическое, не очень убедительно, ибо на протяжении жизни одного поколения несколько «несомненно абсолютных» законов сохранения оказались неабсолютными. При коллапсе, видимо, мыслимы две одинаково нетривиальные ситуации:

а) барионное число сохраняется даже тогда, когда нет самих барионов;

б) закон сохранения барионного числа, как, вероятно, любой другой из числа известных нам законов сохранения, есть неабсолютный закон, закон, который в определенных условиях может нарушаться. Об обстоятельствах, заставляющих считать ситуацию именно такой, см., например, [69—71].

4.4. Две тенденции. Когда мы сталкиваемся с очень непривычным положением вещей, можно делать прогнозы двойного характера. Можно надеяться, что «все образуется», что в конце концов все объяснится на основе привычных представлений. Но можно опасаться, что это не удастся, и начинать заранее искать выход на случай, если действительно не удастся.

Эти две тенденции сказываются и в оценке ситуации, возникшей в связи с открытием квазизвездных объектов и трудностями их интерпретации на основе гравитационных взрывов (при практически полном отсутствии каких-либо других серьезных объяснений). С одной стороны, подчеркивается (см., например, [70, 71]), что в катастрофической области (внутри сферы Шварцшильда, если пользоваться наглядными образами) должно иметь место по крайней мере одно из следующих нетривиальных обстоятельств: 1) уравнения тяготения Эйнштейна неприменимы; 2) существующие пространственно-временные представления непригодны; 3) масса (энергия) может быть отрицательной; 4) нарушаются по крайней мере некоторые «абсолютные» законы сохранения. С другой стороны, подчеркивается, что здесь «заведомо не может происходить ничего фантастического» и «нет необходимости в придумывании фантастических нарушений надежно установленных законов физики» [72, стр. 414]. Высказывается надежда, что «загадка сверхзвезд будет решена без привлечения столь необыч-

ных предположений о задержке расширения»¹ [72, стр. 528].

Разумеется, «здоровый консерватизм» в науке вполне уместен. Как правило, новые представления не находят кредита, пока остается хотя бы какая-то надежда обойтись старыми; более того, до этого новое и ищут-то не очень всерьез. Однако тема статьи не позволяет ограничиться констатацией того, что привычные представления можно (а может быть, даже и нужно) отстаивать. Мы должны задаться вопросом, который ставят перед читателем авторы детективных рассказов: «Как быть, если патроны кончились, а Черная Лошадь не отвечает?»

Действительно, как быть, если известные имеющиеся средства физики будут исчерпаны, а эксперимент поставит вопрос, на который существующая теория вообще не отвечает? Например, окажется, что в квазизвездных источниках нарушаются «абсолютные» законы сохранения. Действительно ли мы будем отброшены к космологии Аристотеля? Ответ таков: вовсе не обязательно.

§ 5. ГИПОТЕЗЫ СОПРЯЖЕННЫХ МИРОВ

Когда теория сталкивается с серьезными трудностями в объяснении наблюдаемых явлений, не обязательно думать, что неверны положения самой теории. Это может быть результатом того, что мы применяем неправильные «краевые условия» (в самом широком смысле слова), например, считаем рассматриваемую систему замкнутой, изолированной, тогда как в действительности она таковой не является. Мы, может быть, не учитываем какие-то факторы (процессы, поля, взаимодействия).

Космология дает большой простор для таких предположений, поскольку эффекты, являющиеся в условиях лаборатории или даже отдельной галактики пренебрежимо малыми, могут в масштабах Метагалактики изменить картину до неузнаваемости. Космологический член и творящее S -поле Хойла являются типичными приме-

¹ Речь идет о гипотезе И. Д. Новикова [73], согласно которой сверхзвезды могут объясняться антиколлапсом — взрывным расширением отдельных участков фридмановского мира, по неизвестным причинам не участвовавших до этого в общем космологическом расширении (см. также работу Неемана [74]).

рами. В обоих случаях речь идет о полях или взаимодействиях, которые в лабораторных и обычных астрономических (не космологических) масштабах пренебрежимо малы даже по сравнению с ультраслабым (гравитационным) взаимодействием. Предположения этого рода, возможно, являются простейшим способом «спасти явления» (кажется, здесь уместно пользоваться этим выражением Платона). Простейшим, но, по-видимому, не очень надежным. Их трудно выбрать так, чтобы они удовлетворяли критерию, который Эйнштейн [88] назвал *внутренним совершенством*. Такие предположения можно делать, но они не кажутся *необходимыми*. Кроме того, они обычно «спасают» какое-то одно явление, и легко может оказаться, что другие, вновь открытые явления им противоречат. Тогда они лишаются и того, что Эйнштейн [88] назвал *внешним оправданием*. Так случилось с С-полем Хойла: становится все очевиднее¹, что наблюдательные, главным образом радиоастрономические, данные не согласуются с основанной на этой идее теорией стационарной Вселенной [36]; тем самым становится сомнительной и возможность объяснения на этой основе сверхзвезд [87].

Рассмотрим более радикальные попытки: вместо предположения, что «начинка» нашего мира имеет неучтенные свойства, можно предположить существование неучтенных миров или, иными словами, предположить, что «начинка» Вселенной разделена на очень слабо взаимодействующие части — сопряженные миры. Со времени открытия античастиц и факта их полного равноправия с частицами такие гипотезы в принципе удовлетворяют критерию внутреннего совершенства. Однако построение космологической гипотезы, которая отвечала бы этому критерию больше, чем только в принципе, является в действительности весьма деликатной процедурой.

Гипотеза Дирака [77] предполагает возможность существования антимиров — космических объектов (звезд, галактик), построенных из антивещества, но находящихся в обычном пространстве — времени.

Согласно гипотезе Гольдхабера [78], элементарная частица «универсон» (с массой, равной массе Вселенной) распалась на две зарядовосопряженные части — «кос-

¹ См., например, статью Мак-Витти в [69, стр. 349] и статью Райла и Кларка в [22, стр. 303].

мон» и «антикосмон», которые затем разошлись (опять-таки в обычном пространстве — времени).

Наконец, в недавней гипотезе Нисидзимы и Саффуро [79] вводится понятие «теневого мира», связанного с нашим миром лишь слабым и гравитационным взаимодействием. И здесь сопряженный мир находится в общем с нашим миром пространственно-временном «каркасе». Поскольку «выключить» гравитационное взаимодействие затруднительно (в силу его универсальности), приходится вводить дополнительное предположение, согласно которому плотность вещества теневого мира в нашей области Вселенной очень мала, — иначе создаваемое этим веществом гравитационное поле сказывалось бы на движении планет Солнечной системы. Гипотеза выдвинута для объяснения результатов сенсационных опытов, поставивших под сомнение сохранение CP -инвариантности [53], о которых уже говорилось выше. Если K_2 -мезон может распадаться на два π -мезона, то отпадает основной аргумент в пользу сохранения CP -четности. Согласно [79], на деле на два π -мезона распадается не K_2 , а K'_1 , т. е. K_1 -мезон из теневого мира. Наблюдатель в нашем мире, не знающий ничего о существовании теневого мира, должен интерпретировать это как возникновение π -мезонов из ничего. CP -инвариантность сохраняется (распад $K_1 \rightarrow 2\pi$ не запрещен). В современную эпоху эффект спонтанного рождения ничтожно мал, но в прошлом, при большей плотности вещества в теновом мире, реакция $K'_1 \rightarrow 2\pi$ могла быть источником пополнения нашего мира энергией.

Интересно отметить, что все гипотезы сопряженных миров исходят из того, что «начинка» Вселенной может быть разной, но «каркас» должен быть единым. По-видимому, решиться на отказ от единого «каркаса» психологически гораздо труднее, чем свыкнуться с мыслью о двоякой «начинке». В действительности же, как нам кажется, и теоретико-групповые основы теории элементарных частиц (CPT -теорема), и новые результаты общей теории относительности (открытие «расширенных» пространств) делают почти неизбежной радикализацию гипотез сопряженных миров в этом направлении. В 1964 г. был выдвинут возможный вариант такой гипотезы [50]. Рассмотрим гравитационные аспекты [76] этой гипотезы.

§ 6. ГРАВИТАЦИЯ В СИММЕТРИЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

6.1. «Лишнее» в «расширенных» пространствах. История науки свидетельствует, что математика является могущественным орудием познания физического мира, часто намного опережающим эксперимент. Если уравнения сформулированы на основе правильной физической идеи, пусть первоначально даже очень смутной, то они начинают жить некой независимой жизнью, «выдавая» новые физические результаты, которые даже не предугадывались. Хорошо известными примерами являются уравнения Масквелла (излучение электромагнитных волн), уравнение Дирака (античастицы), уравнения Эйнштейна (расширение Метагалактики). «Лишнее» в хороших уравнениях — источник нового знания.

В «стандартной» метрике Шварцшильда, как уже говорилось, время таково, что барьер $r = r_0$ не может быть преодолен (или хотя бы достигнут) за конечный промежуток времени. Между тем с точки зрения инвариантных характеристик (инвариантов кривизны, поведения геодезических), при $r = r_0$ вообще нет никакого барьера. Отсюда возникла задача аналитического продолжения (по возможности полного) функции, описывающей центрально-симметричное поле, за шварцшильдов барьер. Все полученные решения [59—62] содержат нечто «лишнее»; в частности, продолжение двузначно. Тем самым чисто математическим путем была выяснена возможность существования наряду с гравитационным коллапсом и антиколлапса. Не могут ли другие «лишние» элементы также явиться источником нового знания?

6.2. Интерпретация системы Крускала. Из отмеченных новых результатов [59—62] наибольшего внимания заслуживает система отсчета Крускала [62]¹. Она реализует максимально возможное продолжение решения Шварцшильда, полученное вместе с тем при минимальных и очень естественных предположениях (центральная пространственная симметрия, изотропность геодезических для световых лучей, обычные требования непрерывности и конечности и т. п.). Диаграмма Крускала (см. рисунок)

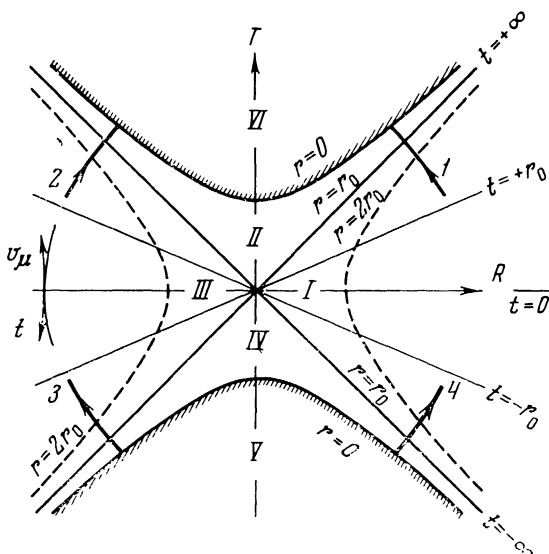
¹ Основные результаты [62] приведены в [69, стр. 94—97]. Алгоритм для вычисления геодезических дается в работе [75]. Важнейший итог этой работы также воспроизведен в [69] в виде диаграммы на стр. 120.

внешне очень напоминает хорошо известную диаграмму Минковского и имеет с ней много общего, несмотря на существенное различие в метриках (лишь при $r \gg r_0$, $t \rightarrow 0$ обе метрики практически совпадают).

Наряду с «обычным», устойчивым миром, изображаемым правым квадрантом диаграммы, последняя включает еще три «мира», три лишние пространственно-временные области. Катастрофическая область, изображаемая верхним квадрантом, соответствует внутренности сферы Шварцшильда, достигаемой при коллапсе. Наличие нижнего квадранта предсказывает возможность антиколлапса. Левый (некатастрофический) квадрант, насколько известно автору этих строк, до сих пор никакой интерпретации не получил. Но он представляет именно то, чего не достает Вселенной с точки зрения гипотезы [50]: антимир, получаемый из обычного мира путем «выворачивания наизнанку» его пространственно-временного «каркаса». С включением в мир и антимир также катастрофических областей (общих для этих сопряженных миров) можно условно считать, что правая половина диаграммы изображает весь мир, а левая половина ($R < 0$) — весь антимир.

Процессы коллапса в мире и антимире (как и соответствующие антиколлапсы) вполне симметричны и полностью компенсируют друг друга в смысле [50]. Таким образом, возможно как возникновение, так и исчезновение вещества при строгом соблюдении всех законов сохранения. Однако законы сохранения при таких (катастрофических) процессах соблюдаются только для симметричной Вселенной в целом, но отнюдь не для каждой из ее «половинок» (сопряженных миров) в отдельности. В некатастрофических процессах (история которых изображается ходом геодезических в некатастрофических квадрантах) законы сохранения выполняются и для каждого из сопряженных миров в отдельности.

Если возникновение квазизвездных объектов должно интерпретироваться как гравитационный взрыв, т. е. процесс катастрофический (а других возможностей сейчас вообще не видно), то при этом выкачиваемая из «абсолютного вакуума» (в смысле [50]) энергия вообще ничем не ограничена, если только в мир и антимир выкачивается одинаковое количество энергии (энергия в антимире, с точки зрения мира, имеет обратный знак; для наблюдателя в самом антимире она, разумеется, положительна).



Гравитационные взрывы в симметричной Вселенной (диаграмма Крускала [62] с точки зрения гипотезы [50])

Пространственная R и временная T координаты связаны со шварцшильдовыми координатами r, t соотношениями

$$R = \left(\frac{r}{r_0} - 1\right)^{1/2} \exp\left(\frac{r}{2r_0}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{t}{2r_0}\right), \quad T = \left(\frac{r}{r_0} - 1\right)^{1/2} \exp\left(\frac{r}{2r_0}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{t}{2r_0}\right)$$

(по сравнению с [62] обозначения изменены следующим образом: $2m^* \rightarrow r$, $T \rightarrow t$, $u \rightarrow R$, $v \rightarrow T$). Изотропные линии $r = r_0$, $t = +\infty$ и $r = r_0$, $t = -\infty$ разделяют «обычные» и катастрофические области пространства — времени. I и III — «обычные» области (I — мир, III — антимир); II и IV — катастрофические области (II — сжимающаяся, IV — расширяющаяся). Обмен информацией между I и III невозможен, их непосредственное взаимодействие исключено. Гиперболы $r = 0$ соответствуют истинной шварцшильдовой особенности. Области V и VI не охватываются даже глобальным (R, T) -пространством — временем и соответствуют «абсолютному вакууму» [50]. Обозначены условными мировыми линиями: 1 — коллапс в мире; 2 — коллапс в антимире; 3 — антиколлапс в антимире; 4 — антиколлапс в мире. В антимире 4-вектор скорости v_μ направлен (в шварцшильдовом времени) в прошлое (энергия отрицательна).

Вся бесконечная $(-\infty < t < +\infty)$ область шварцшильдового пространства — времени («обычный» мир) составляет лишь квадрант I диаграммы Крускала

Таким образом, почти все может происходить так же, как в гипотезе Новикова — Неемана [63, 74]: квазизвездные объекты — это антиколлапсирующее вещество. Но в отличие от НН-гипотезы здесь не нужно ломать голову над тем, какие таинственные причины заставили часть вещества Метагалактики в течение миллиардов лет пребывать в латентном состоянии. Это состояние здесь просто отпадает.

Материал Метагалактики не должен быть дан весь сразу, он может постоянно обновляться за счет коллапс-антиколлапсного обмена с вакуумом (с точки зрения классических представлений это есть обмен с ничем).

6. 3. О природе вакуума. Источником энергии формально могут считаться сингулярные области выше и ниже гипербол $r = 0$ на диаграмме Крускала, которые *не* охватываются даже глобальным (R, T) -пространством — временем. Применимо ли здесь хотя бы что-нибудь из существующих пространственно-временных представлений — неизвестно. Это, во всяком случае, область квантовых, если не ультраквантовых эффектов. Возможно, например, что именно на этой сцене разыгрывается драма с участием нульмерного дискретного пространства.

Может даже показаться, что обсуждать природу таких загипербольных областей вообще нелепо: они находятся *внутри точки* $r = 0$ (!). Не забудем, однако, что $r = 0$ есть точка в определенной (шварцшильдовой) системе координат. Существует представление [80], в котором точечная частица может иметь вполне определенный конечный инвариантный радиус, хотя ее координатные размеры (в некоторых системах отсчета) равны нулю. Не исключена возможность, что в рассматриваемом случае существует именно эта ситуация. В таком случае (но не только в таком) расширение *из точки* и возникновение суперчастицы-протоквазара именно в виде *точечного* объекта (для внешнего наблюдателя, каким является всякий реальный астроном) не представляет собой ровно никакой мистики. Можно даже представить себе, что именно эта область «внутри точки» явится основным объектом изучения в физике недалекого будущего. На диаграмме Крускала, кстати, вся вообще обычная Вселенная, вполне бесконечная в своем времени ($-\infty < t < +\infty$), есть в каком-то смысле лишь эпизодическое явление между двумя вакуумными (внутриточечными) состояниями!

Не следует также опасаться, что возникновение суперчастицы из вакуума создает для внешнего наблюдателя некое выделенное пространственное направление. На гиперболе $r = 0$ кривизна бесконечна и никаких направлений не существует. Дальше же за $t < 10^{-24}$ сек (если применимы наши очень грубые представления о сильном взаимодействии и пространстве—времени) должен произойти распад на резонансы, затем мезоны, нуклоны и т. д.; этот распад может быть симметричным разлетом возникающих частиц.

6.4. Твист и причинность. Стоит лишь упомянуть о возможности возникновения чего-то из вакуума, как привычный образ мышления сразу же диктует вопрос о *причине* и *механизме* такого рождения. Но мы еще так мало знаем о причинности в многосвязном пространстве — времени, что на такой вопрос пока не только нельзя ответить, его нельзя корректно сформулировать.

В течение тысячелетий человечество считало «каркас» и «начинку» мира независимыми друг от друга. Полвека тому назад стало ясно, что это не так: некоторые свойства «каркаса» (метрические) определяются распределением и движением «начинки». Сейчас мы, возможно, вступили в эпоху, когда начинает проясняться обратная зависимость: по крайней мере некоторые свойства поля (частиц) являются проявлением свойств пространства — времени. Согласно наиболее радикальным представлениям, например геометродинамике Уилера [69], кроме пространства—времени вообще ничего не существует, масса, заряд и пр. — только топологические аномалии «каркаса».

Насколько далеко удастся продвинуться на этом пути, сказать трудно. Во всяком случае вряд ли стоит становиться на позицию письма к ученому соседу: «Этого не может быть потому, что этого не может быть никогда!» Природа представляет собой нераздельное единство, но познавать мы ее можем только по частям, расчленяя ее на отдельные «сущности». В ходе познания такие «несомненно различные» сущности шаг за шагом объединяются (масса с энергией, пространство со временем, а еще раньше оптические, электрические и магнитные явления и т. п.). Те характеристики, которые мы привыкли относить к веществу (масса, заряды и пр.), и то, что мы привыкли относить к пространству—времени (протяженность, кривизна и пр.), тоже могут оказаться лишь «проекциями»

некоего более высокого единства. Или, более грубо: вещество и пространство—время—различные проекции единой более фундаментальной сущности. И это — всего лишь перефразировка Гёте: в природе все едино, в ней нет ни ядра, ни скорлупы.

Геометродинамика Уилера — далеко не единственное направление в физике, стремящееся понять свойства «начинки» из свойств «каркаса». В неполном перечне Неемана и Розена [83] только направлений, выводящих интимные свойства частиц (динамические симметрии) из тех или иных свойств пространства—времени, насчитывается уже шесть! Автору этих строк больше импонирует, однако, иное, стоящее несколько особняком, направление, которое оперирует особыми геометрическими инвариантами, действующими где-то в промежуточной области между метрическими и топологическими свойствами пространства — времени [84—86]. Вводимые здесь понятия («метричность», «твист» и др.) имеют относительно наглядный смысл и показывают, по крайней мере в принципе, возможность введения квантовых (дискретных) характеристик в сугубо классическую область. Кроме того, возможность попятного течения времени и аномальной причинности вблизи пространственного твиста (на участках с «односторонним движением», как внутри сферы Шварцшильда) в рамках этих представлений является чем-то почти само собой разумеющимся. К этой же концепции можно прийти исходя из техники погружения псевдориманового пространства—времени в абстрактное псевдоевклидово пространство большего числа измерений [61, 82].

В конечном счете сказать, что сверхзвезда есть некая топологическая или иная аномалия пространства—времени и что причина ее появления в том, что пространство танцует твист,— это значит дать объяснение, которое не намного хуже любого другого, за вычетом того, что это «непонятно». Пока непонятно.

§ 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

М. Гарднер, автор одной из лучших популярных книг по теории относительности, замечает, что если станут возможными космические путешествия с околосветовыми скоростями («путешествия во времени»), то возникнут

совершенно необычные моральные проблемы: «Будет ли что-нибудь незаконного в том, например, что женщина вышла замуж за собственного пра-пра-пра-пра-пра-правнука?» Существующая мораль, как и действующий здравый смысл, совершенно не приспособлены для ответов на вопросы, возникающие в условиях относительности времени, много-связности пространства или нульмерности пространства—времени. Как и мораль, здравый смысл (воплощающий опыт и предрассудки своей эпохи) в области неизведанного является ненадежным советчиком.

Если же скажут, что некоторые из высказанных выше соображений слишком парадоксальны или фантастичны, я должен буду ответить: смотря для чего. Если в качестве сюжета научно-фантастических рассказов, то, по-видимому, да; если в качестве адекватного отражения реальности, то вряд ли — они для этого скорее всего недостаточно парадоксальны.

Развитие, разумеется, вовсе не обязательно должно пойти по пути, который рисуется при анализе существующих тенденций. Полученная при этом картина является не больше, чем попыткой иллюстрировать то, насколько велики потенциальные возможности, которые *могут* таиться в теории Эйнштейна. Во всяком случае, вряд ли следует оспаривать мнение [89, стр. 50], что сейчас «мы находимся в самом начале понимания действительного содержания и богатства этой теории».

Цитированный выше Гарднер остроумно описывает ситуацию, возникшую после появления общей теории относительности: «Она вызвала в научном мире нечто похожее на то, что произошло в танцевальных залах США, когда в 1962 г. в них вторгся новый танец, крик моды, твист. Эйнштейн изменил древние ритмы танцев времени и пространства. В удивительно короткое время каждый физик или танцевал новый твист, не скрывая охватившего его ужаса перед ним, или жаловался на старость, мешающую научиться новому танцу».

Похоже, что сейчас мы стоим на самом пороге новой революции во взглядах на пространство и время. Так давайте не пугаться твиста, даже если это твист космического пространства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович. Вестн. АН СССР, 1965, № 2.
2. А. Эйнштейн. Основы общей теории относительности.— В сб.: Принципы относительности. М.-Л., ОНТИ, 1935.
3. А. Эйнштейн. Космология и общая теория относительности.— Там же.
4. А. А. Friedmann [А. А. Фридман]. Z. Phys., 1922, 10, 377 (УФН, 1963, 80, 439).
5. А. А. Friedmann [А. А. Фридман]. Z. Phys., 1924, 21, 326 (УФН, 1963, 80, 447).
6. А. Л. Зельманов. К релятивистской теории анизотропной неоднородной Вселенной. Труды шестого совещания по вопросам космогонии. М., Физматгиз, 1959.
7. Е. Р. Hubble, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1929, 15, 168; Е. Р. Hubble, M. L. Humason. Astrophys. J., 1931, 71, 43.
8. О. Гекман, Е. Шюкинг. Ньютоновская и эйнштейновская космология.— В сб.: Строение звездных систем. М., ИЛ, 1962
9. В. А. Фок. УФН, 1963, 80, 353.
10. Н. Р. Robertson. Philos. Mag., 1928, 5, 835; Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1929, 15, 822; Rev. Mod. Phys., 1933, 5, 62; Science in Progress, 2nd ser., 1940.
11. R. C. Tolman. Relativity, thermodynamics and cosmology. Oxford, 1934.
12. О. Нескманн. Theorien der Kosmologie. Berlin, 1942.
13. Г. Мак-Витти. Общая теория относительности и космология. М., ИЛ, 1961.
14. Н. Bondi. Cosmology. 2nd ed. Cambridge, 1960.
15. G. Lemaître. Rev. Mod. Phys., 1949, 21, 357.
16. La structure et l'évolution de l'Univers. Bruxelles, 1958.
17. О. Нескманн, Е. Шюкинг. Relativistic cosmology. In: Gravitation: an introduction to current research. N. Y.—London., 1963.
18. Г. И. Наан. Вопросы космогонии, 1958, 6, 46; Космология. Философская энциклопедия, т. 3. М., 1964.
19. Я. А. Смородинский. Геометрия Вселенной.— В сб.: Эйнштейн и развитие физико-математической мысли. М., Изд-во АН СССР, 1962.
20. Я. Б. Зельдович. УФН, 1963, 80, 357; Вопросы космогонии, 1963, 9.
21. А. Л. Зельманов. Космология. Физический энциклопедический словарь, т. 3. М., 1964.
22. Наблюдательные основы космологии. Сборник, М., ИЛ, 1965.
23. А. А. Сапар. Публ. Тарт. астроном. obs., 1964, 34, 223; Сообщ. Тарт. астроном. obs., 1965, 13, 1.
24. Г. Мак-Витти. Расстояние и время в космологии. Данные наблюдений.— В сб.: Строение звездных систем. М., ИЛ, 1962.
25. Б. Г. Кузнецов. Эйнштейн. М., 1964.
26. Л. Инфельд, УФН, 1956, 59, 135.
27. A. Sandage. Astrophys. J., 1961, 134, 916.

28. J. R. Oppenheimer, H. Snyder. *Phys. Rev.*, 1939, 56, 455.
29. E. Schrödinger. *Expanding Universes*. Cambridge, 1956.
30. А. Л. Зельманов. *ДАН СССР*, 1959, 124, 1030.
31. Г. И. Наан. *Вопросы философии*, 1965, № 12.
32. А. Einstein. *Z. Phys.*, 1922, 11, 326 (*УФН*, 1963, 80, 453).
33. G. Lemaître. *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, 1927, 47A, 49 (MN, 1931, 91, 483).
34. А. Эйнштейн. *Сущность теории относительности*. М., Физматгиз, 1955.
35. A. Schlüter. *Astr. J.*, 1955, 60, 141.
36. F. Hoyle. *Monthly Notices*, 1948, 108, 372; 1949, 109, 365 1960, 120, 256.
37. H. Shapley. *Galaxies*. Cambridge Mass., 1961; P. W. Hodge. *Scient. Amer.*, 1964, 210 (No. 5), 78.
38. Г. И. Наан. *Гравитация и бесконечность*.— В сб.: *Философские проблемы теории тяготения Эйнштейна и релятивистской космологии*. Киев, 1965.
39. H. Bondi, T. Gold. *Monthly Notices*, 1948, 108, 252.
40. Е. Нейман, Э. Л. Скотт. *Крупномасштабная структура распределения галактик*.— В сб.: *Строение звездных систем*. М., ИЛ, 1962
41. G. Lemaître. *The primeval atom hypothesis*. In: *La structure et l'évolution de l'Univers*. Bruxelles, 1958.
42. А. Комар. *Phys. Rev.*, 1956, 104, 544.
43. А. Л. Зельманов. *ДАН СССР*, 1961, 135, 1367.
44. Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников. *УФН*, 1963, 80, 391.
45. И. Д. Новиков. *Диссертация*, ГАИШ МГУ, 1962.
46. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. *ЖЭТФ*, 1965, 49, 170.
47. P. Bergmann. *Phys. Rev. Letters*, 1964, 12, 139.
48. Е. Вигнер. *УФН*, 1964, 83, 729; 1965, 85, 727.
49. H. Weyl. *Symmetry*. Princeton, 1952.
50. Г. И. Наан. *Публ. Тарт. астроном. обс.*, 1964, 34, 423.
51. В. Паули. *Принцип запрета, группа Лоренца, отражение пространства, времени и заряда*.— В сб.: *Нильс Бор и развитие физики*. М., ИЛ, 1958.
52. Р. Иост. *Принцип Паули и группа Лоренца*. — В сб.: *Теоретическая физика 20 века*. М., 1962.
53. М. В. Терентьев. *УФН*, 1965, 85, 179; 1965, 86, 231.
54. K. Schwarzschild. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1916, S. 189.
55. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff. *Phys. Rev.*, 1939, 55, 374.
56. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теория поля*. Изд. 4-е. М., Физматгиз, 1962.
57. G. Lemaître. *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, 1933, A53, 97.
58. А. Einstein, N. Rosen. *Phys. Rev.*, 1935, 48, 73.
59. J. L. Synge. *Proc. Roy. Irish Acad.*, 1950, A53, 83.
60. D. Finkelstein. *Phys. Rev.*, 1958, 110, 965.
61. C. Fronsdal. *Phys. Rev.*, 1959, 116, 778.
62. M. D. Kruskal. *Phys. Rev.*, 1960, 119, 1743.

63. И. Д. Новиков. *Астроном. ж.*, 1961, **38**, 564; *Сообщ. ГАИШ*, 1962, № 120; *Вестн. МГУ, серия III*, 1962, № 5 и 6.
64. A. Sandage. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 1560.
65. «Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse». Chicago, 1965.
66. Дж. Гринстейн. *УФН*, 1964, **83**, 549.
67. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян. *Вопросы космогонии*, 1963, **9**,
68. W. Fowler. *Rev. Mod. Phys.*, 1964, **36**, 545.
69. Дж. Уилер. *Гравитация, нейтрино и Вселенная*. М., ИЛ, 1962.
70. Н.-У. Чию. *Ann. Phys.*, 1964, **26**, 364.
71. R. Penrose. *Phys. Rev. Letters*, 1965, **14**, 57.
72. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков. *УФН*, 1964, **84**, 377; 1965, **86**, 447.
73. И. Д. Новиков. *Астроном. ж.*, 1964, **41**, 1075.
74. Y. Ne'eman. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 1303.
75. R. W. Fuller, J. A. Wheeler. *Phys. Rev.*, 1962, **128**, 919.
76. Г. И. Наан. *Публ. Тарт. астроном. обс. (в печати)*.
77. П. А. М. Дирак. *Теория электронов и позитронов.*— В сб.: *Современная квантовая механика*. Л.—М., 1934.
78. M. Goldhaber. *Science*, 1956, **124**, 218.
79. K. Nishijima, M. Saffouri. *Phys. Rev. Letters*, 1965, **14**, 205.
80. R. Arnowitt, S. Deser, C. W. Misner. *Ann. Phys.*, 1965, **33**, 88.
81. А. Д. Сахаров. *ЖЭТФ*, 1965, **49**, 345.
82. Seminar on the embedding problem (J. Robinson, Y. Ne'eman, A. Friedman et al.). *Rev. Mod. Phys.*, 1965, **37**, 201—230.
83. Y. Ne'eman, J. Rosen. *Ann. Phys.*, 1965, **31**, 391.
84. D. Finkelstein, Ch. W. Misner. *Ann. Phys.*, 1959, **6**, 230.
85. J. W. Smith. *Proc. Nat. Acad. Sci., USA*, 1960, **46**, 105.
86. Y. H. Clifton, J. W. Smith. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 1961, **47**, 190.
87. F. Hoyle, J. V. Narlikar. *Proc. Roy. Soc.*, 1963, **273**, 1; 1964, **277**, 1; 1964, **278**, 465; F. Hoyle, W. Fowler, G. Burbidge, E. M. Burbidge. *Astrophys. J.*, 1964, **139**, 909.
88. А. Эйнштейн. *УФН*, 1956, **59**, 71.
89. J. Ehlers, W. Kundt. *Exact solutions of the gravitational field equations*. In: *Gravitation: an introduction to current research*. L. Witten. (Ed.). N.Y.—London, 1963.

ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
68	1 стр.	$r = \left(\frac{h_3^{-1}}{1-h} \right)^3,$	$r = 0,017(1-h)^3,$
69	Ф-ла (15.2)	$\bar{\rho} = \text{const} \frac{G^3 M^{10}}{K^6} \frac{1}{(1-h)^3}.$	$\bar{\rho} = \text{const} \frac{G^3 M^{10}}{K^6} (1-h)^3.$

Эйнштейновский сб., 1966

Эйнштейновский сборник, 1966

Утверждено к печати Эйнштейновским комитетом АН СССР

Редактор издательства *Е. М. Золотов*

Технические редакторы *Л. И. Матюхина, Ф. М. Хенох*

Художник *В. Г. Рафальский*

Сдано в набор 9/XI 1965 г. Подписано к печати 17/V 1966 г.

Формат 84×108^{1/32}. Печ. л. 11,75. Усл. печ. л. 19,74.

Уч.-изд. л. 20,8. Тираж 16000. Изд. № 769/66. Тип. зак. № 3534.

Темплан 1965 г. (фмл) № 153. Т-05795

Цена 1 р. 68 к.

Издательство «Наука».

Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука».

Москва, Г-99, Шубинский пер., 10