

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

П. П. ЛАЗАРЕВА и Э. В. ШПОЛЬСКОГО

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НАУЧНЫМИ УЧРЕЖДЕНИЯМИ (ГЛАВНАУКА)

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО (ГОСИЗДАТ)

1927

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
П. П. ЛАЗАРЕВА и Э. В. ШПОЛЬСКОГО

ТОМ СЕДЬМОЙ

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НАУЧНЫМИ УЧРЕЖДЕНИЯМИ * 1927 * ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

СОДЕРЖАНИЕ.

	<i>Стр.</i>
Дж. Г. Джинс. Современное развитие космической физики	1
Н. Н. Андреев. Элементы волновой механики	25
И. Р. Ланинский. Современные теории металлической электропроводности	47, 270
М. Корсунский. К вопросу об открытии аналогов марганца	67
Д. Наследов. О точности измерений высоких напряжений рентгеноспектро- графическим путем	69
В. К. Фредерикс. Начала механики Ньютона и принцип относительности	75
С. И. Вавилов. Принципы и гипотезы оптики Ньютона	87
И. И. Френкель. Механические и электромагнитные свойства световых ато- мов (квантов)	107
Исаак Ньютон. Оптические мемуары.	
I. Новая теория света и цветов	124
II. Одна гипотеза, объясняющая свойства света, изложенная в нескольких моих статьях	135
А. Зоммерфельд. Современное состояние атомной физики	165
Э. Шрёдингер. Волновая теория механики атомов и молекул	176
Я. И. Френкель. Вращающийся электрон	202
С. Н. Ржевкин. Слух и речь в свете современных исследований	231
И. Бьерум. Электрические силы между ионами в растворах	269
А. В. Раковский. Об открытии периодической системы элементов	311
И. Йордан. Причинность и статистика в современной физике	318
М. Смолуховский. О понятии случайности и о происхождении законов ве- роятностей в физике	329
Б. Н. Финкельштейн. Электрическая теория растворов сильных электро- литов	350, 483
К. Шефер. Основы и критика оствальдовской теории цветов	377
Г. А. Гамов. Начало принципиальной наблюдаемости в современной физике	385
Э. Халфин. Новые работы по вопросу о разложении атомов	392
С. Гиншельвуд. Кинетика гомогенных реакций	411
Э. В. Шпольский. Механизм элементарных фотохимических процессов	433
Дж. Эггерт и В. Ноддак. Геория квантов и фотография	462
Г. С. Ландсберг. Новые опыты с молекулярным пучком по методу О. Штерна	449

БИБЛИОГРАФИЯ.

Н. Petersson und G. Kirsch. Atomzertrümmerung. Э. Шпольский	71
О. Nahn. Was lehrt uns die Radioaktivität über die Geschichte der Erde. Э. Шполь- ский.	72
С. Н. Бернштейн. Теория вероятностей. А. Хинчин	302
М. Планк. Введение в общую механику. И. Тамм	303

Э. Дехер. Курс физики для медиков и биологов. Г. Ландсберг	304
А. Эйхенвальд. Электричество. Г. Ландсберг	305
У. Брагг. О природе вещей. Г. Ландсберг	306
Дж. Томсон. Электрон в химии. П. Казарновский	306
Р. Хаустен. Свет и цвета; В. Оствальд. Цветоведение; Л. Рихтера. Основы учения о цветах. С. Вавилов	308
А. С. Ирисов. Звук и музыка. С. Ржевский	310
П. Н. Беликов. Речь и слух. С. Ржевский	310
Г. Фихтенгольц. Математика для техников; Г. Филиппс. Дифференциальное исчисление; Его же. Интегральное исчисление; Я. Тамаркин и В. Смирнов. Курс высшей математики для техников. Я. Штильрейн	400
О. Д. Хвольсон. Курс физики. Том дополнительный. Г. Ландсберг	401
С. Я. Лившиц. Курс архитектурной акустики. С. Ржевский	402
И. Ньютон. Оптика. А. Гачинский	403
А. Michelson. Studies in Optics. С. Вавилов	405
М. Планк. Einführung in die theoretische Optik. С. Вавилов	497
Г. Вилейтнер. Как рождалась современная математика. П. Чистяков	498
Н. А. Изгарышев. Химическая термодинамика. А. Бачинский	499

Заставки и концовки в вып. 2, посвященном памяти Исаака Ньютона, взяты из книг: *I. Newton. Optics. London, 1721; I. Newtoni Opticis Libri tres accedunt ejusdem Lectiones Opticae etc., Patavii MDCCXLIX; L. Castel. Le vrai système de physique générale de M. I. Newton, exposé et analysé en parallele avec celui de Descartes, á Paris MDCCXLIII.*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИФР
110СОВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ¹⁾.*Дж. Г. Джинс, Лондон.*

До последнего времени астрономия занималась почти исключительно солнцем, луною и планетами; звезды были только невообразимо удаленными светящимися точками, представлявшими небольшой интерес. Теперь Урания вышла за пределы комочка пыли, который мы называем солнечной системой, и претендует на всю вселенную; интерес астронома сосредоточен почти исключительно на звездах. Астроном-динамик, например, потерял интерес к движениям планет и их спутников и изучает распределение и движения звезд в надежде, по крайней мере, обнаружить общий план строения и механизма вселенной; для него вселенная — единая динамическая система, образованная из неисчислимых частиц-звезд, каждая из которых притягивает другую, согласно закону всемирного тяготения.

Астроном-физик интересуется звездами с другой стороны. Для него каждая отдельная звезда — целая физическая система. Это тигель, в котором материя подвергается действию таких температур и давлений, которые совершенно недоступны земному физическому. Исследуя излучение звезд, астрофизик пытается разобраться в их физическом строении, открыть источник их энергии и понять механизм, посредством которого энергия переносится к поверхности звезд, разряжаясь затем в пространство в виде излучения. Таким путем есть надежда узнать о свойствах материи, которые недоступны земному физическому в силу ограниченности пределов физических условий, находящихся в его распоряжении. Я позволю себе сделать сравнение, верное, по крайней мере, в отношении масштаба: бактерии в дождевой капле могут узнать кое-что о свойствах воды, манипулируя частицами капли посредством своих ничтожных сил; но они могут также кое-чему научиться, наблюдая Ниагарский водопад, находящийся вне их власти.

¹⁾ Лекция, читанная в Лондонском университете 9 ноября 1926 г. Nature, Suppl. № 2979, Dec. 4, 1926.

Объект астрофизика очень похож на Ниагару; конечная цель астрофизика — слить космическую физику с земной так, чтобы получилась всеобъемлющая наука. Только осуществив это, можно будет понять основные тенденции и факты физической вселенной.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРОВ.

Только один метод пригоден для этой цели — изучение радиации различных звезд. Если исключить ненаучные домыслы, то можно сказать, что астрофизика родилась в 1863 г., когда Гэггинс соединил спектроскоп с телескопом и нашел, что некоторые линии звездных спектров совпадают с линиями, которые в земных лабораториях испускаются известными химическими элементами. Прежние астроспектроскописты были убеждены, что они исследуют «химию звезд», но теперь мы знаем, что на самом деле они начинали исследование фундаментальной проблемы физики звезд. Например, было найдено, что спектр Сириуса дает очень сильные линии водорода и очень слабые линии кальция. В солнечном спектре относительная интенсивность этих линий находится в обратном отношении: линии кальция сильные, линии водорода слабые. Прежде заключали, что водород доминирует на Сириусе, а кальций на Солнце. Предполагая, что Сириус должен когда-нибудь обратиться в звезду, подобную нашему Солнцу, астрофизики заключали, что вещество должно постепенно превращаться из водорода в кальций и другие более сложные элементы. Таким образом, как будто бы подтверждалась старая гипотеза о том, что более сложные элементы образовались путем постепенной эволюции из простейших.

Действительное толкование этих старых наблюдений, как убедительно доказали исследования Сага, Р. Фоулера и Мильна, заключается просто в том, что на поверхности Сириуса такая температура, при которой водород особенно активно излучает и поглощает радиацию; на поверхности солнца температура ниже, водород там относительно инертен, зато активны кальций, железо и пр. Как физик в лаборатории может получать различные спектры в одной и той же пустотной трубке, меняя способ и условия возбуждения, так и природа производит различные спектры от одного и того же звездного материала, при различных температурах.

Ясно, что это обстоятельство отнимает у звездных спектров всякое прямое значение для понимания эволюции. Спектры звезд говорят нам только о температуре, которая царит в настоящее время на их поверхности. Если бы мы расположили звезды в порядке их возрастов, то сравнение их спектров показало бы нам только, что поверхности становятся горячее или холоднее; мы не получили бы никаких данных о химических изменениях в веществе звезд.

РАЗМЕРЫ ЗВЕЗД.

Однако знание температуры поверхности звезд открывает дверь к дальнейшим ценным сведениям. Чем горячее поверхность, тем энергичнее она излучает тепло; зная температуру поверхности звезды, легко вычислить ее радиацию на 1 см^2 поверхности. Например, Солнце излучает приблизительно 90 000 калорий в минуту с 1 см^2 , что соответствует приблизительно мощности машины в 8 лощ. сил. Самые горячие звезды излучают, по всей вероятности, по крайней мере в 1000 раз бóльшую энергию с 1 см^2 , чем Солнце.

Таким путем можно оценить радиацию звезды на 1 см^2 ее поверхности. Мы можем также оценить излучение со всей поверхности. Это сразу вычисляется по расстоянию и кажущейся яркости звезды. Простое деление дает величину поверхности звезды, а следовательно, радиус и объем. Вычисленные радиусы звезд колеблются в пределах от радиусов, в 300 раз превышающих солнечный (Бетельгейзе) до 0,03 солнечного радиуса (спутник Сириуса).

Хорошо известно, что диаметры некоторых звезд недавно были непосредственно определены интерферометром Майкельсона¹⁾, причем измеренные величины почти полностью совпадают с радиусами, вычисленными указанным простым способом. Интерференционный метод применим только для самых больших звезд, но на другом крайнем конце шкалы на помощь пришла теория относительности. В излучении спутника Сириуса наблюдалось смещение спектральных линий в красную сторону, предсказанное Эйнштейном, как необходимое следствие теории относительности²⁾. Найденная величина смещения в точности согласуется с значением радиуса, вычисленным для звезды указанным способом. Об этих измерениях размеров Бетельгейзе и спутника Сириуса было написано много сенсационного, однако, следует помнить, что хотя методы новы и представляют огромный интерес и важность, но результаты оказались в точности теми, которые всеми ожидалось; они практически неизбежны, как показывает простой арифметический расчет. В этом расчете есть только один недостаток. Он основан на предположении, что поверхности звезд испускают свое полное температурное излучение подобно поверхности Солнца. Если бы звезды были прозрачными телами подобно планетарным туманностям, или, наоборот, твердыми телами в роде луны, то сделанное предположение оказалось бы ошибочным, что и обнаружилось бы наблюдениями.

Изложенные наблюдения показали нам то существенно новое и положительное, что Бетельгейзе и спутник Сириуса не являются

¹⁾ См. У. Ф. Н. 4, 29, 1924. *Прим. перев.*

²⁾ Ср. У. Ф. Н. 5, 457, 1925. *Прим. перев.*

ни прозрачными, ни твердыми телами, но полными радиаторами подобно Солнцу. Более того, три звезды, о которых идет речь, т.-е. Бетельгейзе, Солнце и спутник Сириуса, различаются между собою в наибольшей возможной для звезд степени: они приблизительно представляют две крайности и середину в шкале звезд, при любом ее расположении. Отсюда естественно предположить, что все звезды — полные радиаторы как в отношении механизма излучения, так и подобия строения.

Физическое состояние внутри звезд.

Каков же механизм излучения? И что можно предварительно сказать о физическом состоянии звездной материи? В прежнее время спектроскописты, исходя из ошибочной аналогии с лабораторными опытами, предполагали, что нагретый газ всегда дает линейный спектр, а непрерывный спектр, подобный звездному, может излучаться только твердыми и жидкими телами. Теперь все поняли, что такой взгляд ошибочен: непрерывный спектр звезды указывает только, что она непрозрачна и вопрос о строении звезды остается открытым.

Теперь общераспространенным является взгляд, что звезды состоят из материи, в значительной степени распавшейся вследствие высокой температуры звезды на составляющие электроны и ядра, которые движутся почти независимо, подобно молекулам газа. В более мирных условиях электростатические притяжения быстро соединили бы блуждающие ядра и электроны в полные атомы и молекулы; но они бессильны в общем вихре летящих корпускул и перед дробящими ударами квантов радиации высокой частоты, соответствующей высокой температуре внутри звезды. Когда в 1917 г. я впервые высказал такой взгляд (Phil. Trans. 218, p. 209), я думал, что он совершенно нов, но впоследствии узнал, что еще в 1644 г. Декарт догадывался, что Солнце и неподвижные звезды созданы из материи, «которая обладает столь бурным движением, что, наталкиваясь на другие тела, она дробится на бесконечно малые частицы». Мое предположение — не догадка, оно имеет неопровержимые научные основания. В 1907 г. Эмден опубликовал расчеты¹⁾ относительно внутреннего состояния Солнца и звезд. Он предполагал, что звезды являются массами газа, пребывающими в равновесии, подобно нижним облакам земной атмосферы. Это случай так называемого «адиабатического» равновесия, в котором предполагается наличие потоков, достаточных для постоянного перемешивания составляющих газов. Основываясь на этом предположении, Эмден нашел, что если бы Солнце состояло из воздуха, или других двухатомных газов равного молекулярного веса, то темпе-

¹⁾ Emden. Gaskugeln, S. 96.

ратура в центре должна бы достигать 455 миллионов градусов. Если бы Солнце состояло из водорода, или другого двухатомного газа с молекулярным весом 2, то центральная температура была бы 31,5 миллионов градусов. Эти температуры настолько высоки, что ни один атом, или молекула выдержать их не могут. При 31,5 миллионах градусов квант тепловой радиации обладает энергией в $2,1 \cdot 10^{-8}$ эрга, достаточной для движения электрона в поле с противодействующей разностью потенциалов в 13500 вольт. Однако даже при таких квантах, летающих вокруг, атомные ядра останутся целыми; для разложения ядер на составные электрические заряды нужны температуры, значительно превышающие температуры в центре звезд. Но электроны неизбежно должны вырваться из атомов среднего атомного веса, и ядра останутся совершенно или почти обнаженными.

Как первое грубое приближение, мы можем рассматривать звездную материю, во всяком случае, в горячих центральных областях как смесь чистых ядер и электронов. От центра к периферии звезды температура падает, и мы встречаем все более сформированные атомы; наконец, вблизи поверхности атомы совершенно закончены, за исключением, может быть, одного или двух внешних электронов. На поверхности наиболее холодных звезд мы находим даже молекулы, например, окись титана и гидрид магния, обнаруживающиеся в спектрах некоторых классов звезд.

МЕХАНИЗМ ВНУТРЕННОСТИ ЗВЕЗДЫ.

Смесь свободных электронов и ядер, или не вполне сформированных атомов должна вести себя подобно смеси одноатомных газов. В совершенно разложившемся водороде каждая молекула водорода порождает четыре движущихся единицы — два протона и два свободных электрона; эффективный молекулярный вес смеси будет 0,5. Соответствующая цифра для гелия — 1,33, для кальция — 1,90, для железа — 2,07, для свинца — 2,50; но атомы свинца не могут полностью разложиться при звездных температурах, поэтому значение эффективного молекулярного веса свинца в звездах будет несколько выше. Примем временно 2 как средний молекулярный вес звездной материи; тогда, по расчетам Эмдена (для водородных молекул), мы найдем для центральной температуры Солнца 31,5 миллионов градусов. В эту цифру нужно внести различные поправки; они имеют, однако, сравнительно небольшое значение, и первоначальное значение Эмдена в 31,5 миллионов градусов, вероятно, не очень далеко от действительной температуры в центре Солнца. Рассель недавно указал, что большинство звезд имеет температуру в центре очень близкую к 32 миллионам градусов (*Nature*, август 8, 1925).

Одна из необходимых поправок, упущенная Эмденом при его расчете, — поправка на световое давление внутри звезд¹⁾. При 31,5 миллионах градусов световое давление достигает примерно 2500 миллионов атмосфер. Колоссальное в сравнении с земными давлениями, это световое давление составляет, однако, только около 5% газового давления разложившихся атомов и электронов в центре Солнца. Учесть это световое давление значило бы то же самое, что понизить принятый нами средний молекулярный вес на 5%, но ни в одном случае мы не знаем этого молекулярного веса с такой точностью. В исключительно больших звездах давление света приобретает несколько большее значение. Например, в центре звезды с массой, примерно, в 10 раз больше солнечной, световое давление составляет приблизительно половину газового давления. Для учета его действия в этом случае нам пришлось бы понизить принятый средний молекулярный вес, примерно, с 2 до 1. Во всяком случае, мы получим верную картину строения звезд, если будем представлять себе слои звездной материи, тяготение которых к центру сдерживается непрерывным натиском некоторого числа атомных ядер, или частично оголенных атомов с «молекулярным весом», практически совпадающим с соответствующим весом полных атомов; вместе с ядрами и атомами тяготению противодействует огромное число свободных электронов с постоянным «молекулярным весом» 0,00055 и значительное меньшее число «молекул радиации», молекулярный вес которых чрезвычайно мал. Комбинированный натиск этих трех типов корпускул и охраняет звезду от сокращения под действием собственного тяготения.

Полагаю, что это — наиболее верная грубая картина строения звезды. Соответствующий образ механизма этого строения получится, если представить себе вместо ядер α -частицы, вместо свободных электронов — β -частицы, а вместо радиации — γ -лучи (хотя в большинстве звезд главная часть излучения имеет длины волн X-лучей), точно так же, как в лаборатории β -лучи — более проникающие, чем α -лучи, а γ -лучи проникают больше, чем те и другие.

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ВНУТРИ ЗВЕЗДЫ.

В обычной кинетической теории газов теплопроводность рассматривается как результат действия молекул — носителей энергии. Ка-

¹⁾ Я впервые обратил на это внимание в рецензии на книгу Эмдена (Astroph. Journ. 30, 72, 1909) и дал довольно точную цифру для отношения светового давления к обычному давлению газа внутри звезд в 1917 (Phil. Trans. 218, p. 209). За несколько месяцев до этого Эддингтон опубликовал расчеты, по которым это отношение было переоценено в несколько сот раз. При первой же возможности он исправил эту цифру (Mon. Not. R. A. S. Июнь 1917). Вместе с исправлением отпало и сенсационное следствие, что световое давление имеет доминирующее значение в динамике внутренности звезд.

ждая молекула обладает переносной способностью, точно пропорциональной ее тепловой энергии, ее скорости и длине свободного пути. Внутри звезд, как мы видели, есть три различных типа носителей: ядра (или атомы), свободные электроны и радиация. Относительную переносную способность этих трех типов носителей можно сравнить, перемножая энергию, скорость и длину свободного пути каждого носителя.

Ядра и свободные электроны имеют, конечно, вполне определенные длины свободных путей. Тоже можно сказать и в отношении радиации, если рассматривать ее как состоящую из дискретных квантов; в момент излучения кванта свободный путь начинается, в момент поглощения — кончается. Будем ли мы стоять на волновой или квантовой точке зрения, мы можем предполагать, что пучок радиации убывает в своей интенсивности соответственно множителю e^{-kx} , проходя толщину x материи плотности ρ ; k здесь — коэффициент поглощения материи. Сравнивая это выражение с формулой кинетической теории $e^{-\frac{x}{\lambda}}$, определяющей убывание силы потока движущихся молекул, мы видим, что свободный путь радиации должен быть равным $\frac{1}{k\rho}$. Если воспользоваться этим значением свободного пути радиации и вычислить переносные способности вышеуказанным способом, то оказывается, что переносная способность как ядер, так и электронов незначительна в сравнении с радиацией. Энергия, переносимая ядрами и электронами, может быть много больше, однако, расстояние, на которое энергия переносится, свободный путь ядер и электронов значительно меньше, чем у радиации; скорость их также меньше, так как радиация переносит энергию со скоростью света. Отсюда вытекает, что практически весь перенос энергии изнутри звезды на поверхность осуществляется посредством радиации.

Этот общий принцип впервые был отчетливо выяснен Сэмпсоном в 1894 г. (Mem. R. A. S. 51, p. 123), но его фактическому применению мешал принятый им ошибочный закон излучения. Двенадцать лет спустя Шварцшильд независимо высказал ту же идею (Gött. Nachr., p. 41, 1906): он показал, что температура некоторого элемента внутри звезды должна определяться тем условием, что этот элемент получает столько же радиации, сколько излучает, и дал точные уравнения равновесия радиации; эти уравнения и служили основанием всех последующих рассмотрений задачи.

Конфигурация звезды в равновесии.

Как следствие того, что радиация совершенно вытесняет материальных носителей при переносе энергии к поверхности звезды, строение последней полностью определяется значениями k — коэффициента поглощения внутри звезды. Если этот коэффициент всюду

равен нулю, — звезда совершенно прозрачна и не может удерживать тепла; это звезда нулевой температуры и, следовательно, бесконечного протяжения. Если, с другой стороны, k всюду бесконечно, — звезда совершенно непрозрачна, излучение собирается там, где оно зарождается до тех пор, пока температура не станет бесконечной; это случай звезды с бесконечной температурой, но исчезающе-малого радиуса. Практический интерес имеют, разумеется, промежуточные значения k ; указанные два крайних случая показывают только, что строение звезды зависит полностью от значения коэффициента поглощения. Все попытки исследовать строение звезд, прежде чем стал известным коэффициент k , могут рассматриваться только как спекуляции.

Первая попытка Эддингтона вычислить k теоретически в 1922 г. (Mon. Not. R. A. S. 83, p. 32) оказалась неуспешной и была оставлена. В следующем году Крамерс (Phil. Mag. 46, p. 836) разработал ныне общепринятую теорию поглощения. Пользуясь коэффициентом поглощения, даваемым этой теорией, можно вполне определить строение звезды данной массы и с данной энергией. Таким способом я показал (Mon. Not. R. A. S. 85, стр. 196 и 394), что звезда данной массы может оставаться в равновесии при любом радиусе от нуля до бесконечности, при чем различные радиусы соответствуют различной скорости образования энергии в звезде от нуля до бесконечности. Звезда меняет радиус соответственно скорости отдачи энергии, чему соответствует поверхностная температура и спектральный тип. Если скорость образования энергии внезапно изменится, то звезда расширится или сожмется до радиуса и температуры, соответствующей новому значению скорости отдачи энергии. В противоположность обычному мнению, возрастание скорости образования энергии в звезде вызывает ее сжатие и повышение температуры; наоборот, ослабление скорости отдачи сопровождается расширением и охлаждением. Так, например, гигантские красные звезды, в роде Бетельгейзе, обязаны своим огромным размером не излучению слишком большой энергии, а, наоборот, слишком малой. Действительно, сравнительно компактные звезды, каковы, например, звезда Пласкетта и *V Pupis*, излучают значительно больше в отношении к их массам. Общий теоретический принцип можно проверить исследованием звездных пар приблизительно одинаковой массы, каковы, например, две пары в нижеследующей таблице. Поверхностная температура выведена здесь непосредственно по наблюдаемым спектрам, а радиусы вычислены ранее объясненным способом (см. табл. стр. 9).

Эволюция звезд.

Скорость отдачи энергии, повидимому, не меняется резко в действительных звездах. Имеется медленное вековое убывание, связанное с медленным всковым убыванием звездной массы, происходящим вслед-

Звезда	Масса (в сравнении с солнечной)	Образование энергии на г (эргов в секунду)	Наблюденная температура	Радиус (в сравнении с солнечным)
{ Солнце	1,00	1,9	5 750 °	1,00
{ α Центавра В . . .	0,97	1,4	3 700 °	2,03
{ Прокион	1,13	10,2	8 300 °	1,17
{ α Центавра А . . .	1,14	2,3	5 000 °	1,56

ствии непрерывного излучения. Например, 90 000 калорий радиации в минуту с 1 см² солнечной поверхности соответствует потере массы в 4.10⁻⁹ г; отсюда легко вычислить, что масса Солнца ежеминутно уменьшается на 250 миллионов тонн. Через миллионы миллионов лет такая растрата массы будет соответствовать гигантской массе Солнца. Для того чтобы проследить изменения радиуса и температуры действительной звезды, мы должны изучить последовательные конфигурации, получающиеся в результате изменения массы и отдачи энергии. Таким образом я нашел (Mon. Not. R. A. S., январь 1925), что нормальная звезда сначала должна уменьшаться в размерах и становиться горячее, но затем, в конце концов, расширяться и охладиться. Этот результат дает простое динамическое толкование последовательности „восходящих и нисходящих температур“, указанной впервые Локайером и составляющей основное следствие теории звездной эволюции Рэсселя (1913), хотя наша интерпретация весьма отлична от теории Рэсселя.

Атомный вес звездной материи.

В простейшем случае, когда энергия образуется равномерно по всей массе звезды, поверхностная температура T звезды массы M и данной яркости (с данной отдачей энергии) определяется уравнением:

$$\text{Яркость звезды} = C \cdot \left(\frac{N^2}{A}\right)^{-0,8} T^{0,8} \mu^{6,8} f(M):$$

здесь C — известная постоянная, N и A — атомный номер и атомное число звездных атомов, μ — эффективный молекулярный вес (около 2) разложившегося звездного вещества, T — температура поверхности звезды и $f(M)$ — функция, которую я вычислил и для которой составил таблицу; эта функция зависит только от массы звезды (Mon. Not. R. A. S. 85, p. 395).

Количество $\frac{N^2}{A}$ необходимо фигурирует в написанной формуле, так как коэффициент поглощения, определяющий все строение звезды,

пропорционален $\frac{N^2}{A}$. Если бы максвелловский демон мог разделить каждое атомное ядро в куске вещества на две равные части, то N и A и также $\frac{N^2}{A}$ уменьшились бы вдвое, и вещество стало бы вдвое прозрачнее, чем раньше. Отсюда ясно, что большое скопление материи в форме массивных ядер значительно сильнее поглощает X -лучи, чем большое число малых ядер с той же общей массой. По этой причине физик и врач выбирают свинец как материал для защиты от X -лучей: тонна свинца значительно надежнее в отношении предохранения от нежелательных X -лучей, чем тонна дерева, или железа. Если мы знаем силу рентгеновского аппарата и общий вес экранирующего материала вокруг него, то мы можем очень точно определить атомный вес материала, из которого сделан экран, измеряя количество X -радиации, проходящей через него.

Очень схожий метод может быть применен для определения атомного веса атомов, из которых составлена звезда. Звезда в действительности есть не что иное, как гигантский рентгеновский аппарат. Мы знаем общую массу многих звезд и легко можем вычислить скорость образования в них X -лучей; эта скорость — просто отдача лучистой энергии в пространство. Если бы можно было запустить нашего максвелловского демона внутрь звезды и заставить его разрубить каждое атомное ядро пополам, оставляя массу звезды и отдачу радиации неизменной, он уменьшил бы коэффициент поглощения звезды вдвое. В результате — строение звезды изменилось бы; ее радиус увеличился бы вчетверо, а поверхностная энергия уменьшилась бы вдвое. Мы можем следить за успешностью работы демона, наблюдая изменения поверхностной температуры звезды. Таким образом, наблюдая поверхностную температуру любой звезды известной массы и яркости, возможно определить атомный вес атомов, из которых составлена звезда. Формула, данная выше, позволяет это сделать.

Я должен, пожалуй, мимоходом указать, что Эддингтон и другие подошли к этому вопросу с другого конца, приписывая $\frac{N^2}{A}$ величины по догадке на основании наших сведений об элементах в атмосфере Солнца и звезд. Такой путь, однако, очень рискованный. Звездный спектр не дает указаний на то, какие элементы следует выбрать как находящиеся внутри; по крайней мере, есть возможность сказать a priori, что элементы внутри звезды совершенно отличны от элементов на поверхности. Какую ошибку сделал бы наблюдатель на другом небесном теле, если бы он предположил, что на земле нет других химических элементов, кроме тех, которые есть в атмосфере!

Но, положим, мы рискнули и приписали такие значения $\frac{N^2}{A}$, все количества, входящие в формулу для яркости, известны, остается

только вопрос, согласуются ли вычисленные яркости с наблюдаемыми непосредственно в телескоп? Не согласуются.

Ясно, что значение $\frac{N^2}{A}$ должно быть исправлено так, чтобы согласие получилось. Это и соответствует непосредственному определению $\frac{N^2}{A}$ по формуле яркости. Сделав это для ряда звезд, я нашел (Mon. Not. R. A. S., июнь 1926), что выясняются два очень важных факта. Во-первых, большинство значений, определенных таким образом, оказывается бóльшим, чем для урана, самого тяжелого элемента на земле. Во-вторых, различные значения $\frac{N^2}{A}$ систематически располагаются так, что наиболее молодые звезды дают наибольшие значения для $\frac{N^2}{A}$, по мере старения звезд числа уменьшаются.

Второй результат имеет обширные следствия. В противоположность взглядам прежних спектроскопистов, а также, повидимому, господствующему и теперь мнению, атомы звезды становятся тем проще, чем она старше; эволюция происходит от сложного к простому, а не от простого к сложному, как в биологии. В настоящее время нет прямых экспериментальных данных по этому вопросу, за исключением радиоактивности, где эволюция, несомненно, идет от сложного к простому: атомы с меньшим атомным весом непрерывно получают как результат исчезновения тяжелых атомов.

Данные астрофизики, указывающие на эволюцию материи в том же направлении, заставляют предположить что общая эволюция вещества во вселенной, может быть, протекает также, являясь обобщением радиоактивных процессов на земле.

Полученные данные целиком основаны на теории Крамерса о поглощении X-лучей. Эта теория, как было найдено, очень хорошо согласуется с наблюдаемым в лабораториях поглощением радиации тех же, примерно, длин волн, как и внутри звезд. Теоретические основания были обстоятельно и критически рассмотрены Эддингтоном, Мильном и др., при чем они не могли указать необходимости каких-либо существенных изменений. Однако, если данные из формулы Крамерса — единственные, то наши заключения, основаны хотя на прочном, но только одном основании. На самом деле, есть множество других доводов, как сейчас увидим.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДЕ.

Звезда неизбежно располагается так, что наибольшая концентрация материи имеется в центре. Это первое следствие закона обратных квадратов тяготения, хотя и закон поглощения имеет при этом некоторое значение. По формуле Крамерса для поглощения, распре-

деление материи в звезде таково, что плотность в центре в 100 или более раз превышает среднюю плотность; по крайней мере. 90 или 95 процентов общей массы звезды концентрировано в сфере половинного радиуса, т.-е. в восьмой части объема. Но степень конденсации в центре очень нечувствительна к изменениям в формуле поглощения; любая рациональная формула будет также давать очень высокую конденсацию в центре. Строгое математическое рассмотрение этого обстоятельства (Mon. Not. R. A. S. июнь 1926, стр. 561) заставляет исключить возможность конвекционных токов, перемешивающих внутренность звезды, как кипящая вода перемешивается в чайнике. Конвекция в чайнике происходит потому, что вода на дне имеет меньшую плотность, чем менее горячая вода наверху; конвекции нет в звезде, потому что накалившаяся материя около центра, несмотря на интенсивный жар, во много раз плотнее холодной материи на поверхности. Таким образом, смесь материи внутри звезды не похожа на нижние слои атмосферы, где составляющие газы перемешиваются ветрами и бурями, но походит скорее на спокойную верхнюю атмосферу, в которой мельчайшие элементы всплывают кверху, а наиболее тяжелые опускаются вниз под действием тяжести.

Эти соображения подсказывают сразу, что элементы, обнаруживающиеся по спектрам на внешних областях Солнца и звезд, являются только наиболее легкими в ряде элементов, существующих на звезде. Естественно, что Земля, образовавшаяся из внешних слоев Солнца, содержит в себе те же химические элементы, как и этот внешний слой, но теперь ясно, что внутри должны быть более тяжелые элементы. Расчет, указывающий, что атомные числа звездной материи выше, чем у урана, не кажется более подозрительным и парадоксальным; он начинает казаться естественным и почти неизбежным.

Возникновение энергии звезды.

Дальнейшее указание на то, что атомные веса звездных атомов больше, чем у какого-либо из известных земных атомов, может быть получено из рассмотрения отдачи энергии внутри звезды. Солнце излучает около 2 эргов в секунду на грамм массы; такое же количество энергии, с такою же скоростью должно возникать внутри. По наиболее достоверным нашим данным, Солнце порождало и излучало энергию в том же количестве несколько миллионов миллионов лет. Могло ли солнце иметь такую способность к излучению, если бы оно состояло внутри из обычных земных элементов: кальция, железа, кремния и пр.?

Первое же побуждение ответить: нет. Если бы даже Солнце было построено из чистого урана, его излучательная способность составляла бы только, примерно, половину наблюдаемой; этой энергии хватило бы только на ничтожную долю того, что мы считаем жизнью Солнца. Солнце из чистого радия излучало бы больше, чем нужно для

данного момента, но жизнь такого Солнца была бы ограничена немногими тысячелетиями. Ни одна возможная комбинация земных элементов не может дать высокой радиации и устойчивости, которые наблюдаем на Солнце и звездах.

Мы должны, однако, помнить, что внутри звезд царят давления и температуры, недостижимые в наших лабораториях. Будут ли наши земные элементы вести себя совсем иначе в звездных условиях? Возможно ли, например, что внутренность Солнца состоит из обычных земных элементов и огромная отдача энергии связана только с высокой температурой и давлением?

Общее рассмотрение астрономического материала значительно освещает этот вопрос. Мы находим сразу, что звезды, излучающие наиболее энергично (на единицу массы), не являются, вообще говоря, наиболее горячими и наиболее плотными. Некоторые из наиболее горячих и плотных звезд совершенно посрамлены в отношении радиации очень холодными звездами малой плотности, каковы Антарес и Бетельгейзе. Если расположить звезды в порядке величины излучения на единицу массы, то окажется, что они распределятся не в порядке температур, или плотностей, но довольно точно в порядке возрастов; самые молодые звезды излучают наиболее энергично; независимо от их внутренней температуры и плотности, старшие звезды кажутся уставшими.

Эта общая тенденция показана в нижеследующей таблице.

Звезда	Отдача энергии (эргов на грамм)	Центральная температура	Центральная плотность	Возраст
Звезда Пласкета . . .	1000	500.000.000	Очень большая	Меньше 10^{11} лет
γ Puppis	640	300.000.000	Больше 1000	
Антарес	320	1.000.000	0,005	
Капелла α	50	8.000.000	0,5	
Сириус	21	150.000.000	1.000	10^{12} лет
Солнце	1,88	70.000.000	300	$7 \cdot 10^{12}$ лет
α Центавра B	1,39	15.000.000	10	$71 \cdot 10^{12}$ лет
Крюгер 60 B	0,02	70.000.000	30.000	Очень старая
Сириус B	0,003	Неизвестна	Более 53.000	Неизвестен.

Спрашивается, могут ли существовать в действительности столь высокие плотности в центре звезд? Ответ получен на спутнике Сириуса (Сириус B). Непосредственное наблюдение показало, что средняя плотность этой звезды около 53 000, и, следовательно, плотность в центре должна быть еще больше. Между прочим, как заметил

Эддингтон, здесь мы имеем убедительное подтверждение нашего взгляда о том, что материя звезд состоит из атомов, разложившихся на главные составные части. Невозможно сжать материю, состоящую из целых атомов радиуса 10^{-8} см или более, до таких плотностей; это затруднение, однако, исчезает в отношении ничтожно малых ядер и электронов, размеры которых порядка 10^{-13} см.

Следует заметить, что многие данные таблицы являются только недостоверными догадками и не претендуют на большую точность. Многие астрономы предпочли бы другие цифры в этой таблице, однако, я сомневаюсь, что найдется кто-нибудь, кто стал бы серьезно опровергать общее положение, что способность звезды генерировать энергию прежде всего зависит от ее возраста, а не от центральной температуры и плотности.

Разумеется, могут существовать исключения из общего правила. Крайним примером этого служат Земля и Солнце. Материя обоих одного и того же предельного возраста, однако, они излучают весьма различные количества энергии на единицу массы. Это можно просто объяснить тем, что тяжелые атомы, определяющие энергию Солнца, опустились глубоко внутрь и потому не вошли в состав Земли и планет; такое же объяснение можно дать различной излучательной способности компонентов двойных систем. Эти исключения являются результатом особых условий в отдельных случаях; они не нарушают общего закона, что отдача звезды не определяется ее плотностью и температурой.

Таблица показывает, что закон хорошо подтверждается наблюдательной астрономией; его можно получить также теоретическим изучением действительного процесса образования энергии в звезде. Множество данных, в большинстве динамических, указывает, что звезды должны были существовать миллионы миллионов лет. Вот пример: недавно образовавшиеся двойные звезды имеют круговые, или почти круговые орбиты; это следствие способа их образования. Всякое гравитационное возмущение на круговой орбите стремится сделать ее более эллиптической, поэтому, чем старше двойная звезда, тем эллиптичнее должна быть ее орбита. В действительности так и происходит. На основании данных о числе и массах звезд, странствующих вокруг в пространстве, можно определить, с какой скоростью должна возрастать эллиптичность орбит двойных звезд; отсюда, обратно, можно определить возрасты действительных звезд. Это чисто-динамическая проблема. Ответ получается в миллионах миллионов лет.

Теперь можно определить количество радиации, излученной отдельными звездами в течение миллионов миллионов лет их существования. За исключением самых молодых звезд, общая масса излученной энергии оказывается значительно большей, чем масса звезды

в настоящем состоянии. Масса звезды ко времени ее рождения получается сложением массы излученной энергии и остающейся массы звезды. Таким образом, масса звезды при ее зарождении была много больше, чем теперь. Но в любой момент масса звезды состоит, главным образом из массы материи, из которой звезда построена; мы видим поэтому, что большая часть вещества, находившегося в звезде сначала, перестала существовать как вещество, она уничтожилась и, превратившись в радиацию, улетела в пространство. Еще в 1904 г. (*Nature*, 70, p. 101), я высказал предположение, что энергия создается в результате уничтожения материи; теперь действительно приходится считать, что в этом заключается источник энергии, излучаемой Солнцем и звездами. Электроны и протоны внутри звезды время от времени должны сталкиваться и взаимно уничтожать друг друга; соответствующая энергия испускается в виде излучения.

Энергия такого процесса колоссальна, она может сообщить обеим массам, принимающим участие в процессе, скорости, составляющие 0,866 скорости света. Другого способа, которым материя могла бы выделять энергию в таком же количестве нет; например, обычное сжигание тонны угля дает энергию достаточную для движения локомотива-экспресса в течение часа, а превращение тонны угля полностью в энергию сопровождалось бы выделением энергии, достаточной для отопления, освещения, механической работы и транспорта всей Великобритании в течение века.

Уничтожение каждого протона, или атома сопровождается вспышками лучистой энергии, странствующими внутри звезды, пока в результате неисчислимых поглощений и испусканий энергия не дойдет до поверхности и не улетит в пространство. Такие вспышки лучистой энергии схожи с вспышками, производимыми радиоактивными материалами в спинтарископе, но они во много тысяч раз мощнее. Огромная энергия этих вспышек компенсируется до некоторой степени их редкостью. Например, на Солнце только один атом из 10^{17} уничтожается в течение часа. В 1 см^3 солнечной массы заключается, примерно, 10^{22} атомов, из них исчезает каждый час около 100 000. Таким образом, энергия, возникающая в 1 см^3 солнечной массы, не очень велика: она равна приблизительно 9400 эргов или 0,00022 калории в час. Мощность потока энергии с поверхности Солнца определяется тем, что вся энергия, образующаяся в конусе глубиною в 695 000 км, должна выходить через отверстие этого конуса.

Таков в немногих словах механизм образования звездной энергии. Непосредственно за этим возникает вопрос, происходит ли образование энергии более бурно, сталкиваются ли электроны и протоны чаще внутри звезды в условиях огромных температур и плотностей?

На опыте известно, что обыкновенные радиоактивные процессы остаются безучастными и не усиливаются при тех высоких температурах, которые доступны в лаборатории; теория квантов объясняет это обстоятельство. Эйнштейн показал, что образование субатомной энергии может происходить только двумя путями: произвольно или под влиянием внешней радиации. Легко вычислить температуру, при которой последний фактор может стать заметным. Квант радиации при этой температуре должен равняться энергии, освобождаемой при данном субатомном процессе. Таким образом, температура, необходимая для разложения урана, оказывается равной приблизительно 120 000 миллионов градусов. Отсюда ясно, почему нагревание урана в лаборатории не может ускорить его распада. Такой же расчет показывает, что температура, потребная для ускорения скорости субатомного самоуничтожения материи, порядка 7 500 000 миллионов градусов. Можно заметить, что при более низких температурах, недостаточных для действительного уничтожения материи, могут все же ускоряться другие субатомные процессы. Это правильно в отношении мгновенной радиации звезды, но такие процессы не могут длительно влиять на радиацию. Все процессы, на которые влияет температура ниже 7,5 миллионов градусов, оставляют общее число электронов и протонов в звезде неизменным. Между тем все, данные астрономии говорят за то, что число электронов и протонов в звезде непрерывно убывает.

Эти соображения показывают, что относительно низкие температуры звезд, которые меньше миллиардов градусов, оказываются почти бездейственными в отношении образования звездной энергии; жар наиболее накаленных звезд не может оказывать на процесс уничтожения энергии большего влияния, чем тепло летнего дня на процесс разложения урана. Таким образом, достаточно ясно, что уничтожение материи в звездах определяется ни жаром, ни холодом, ни высокой или низкой плотностью, а просто течением времени.

Несмотря на это, Рассель (Nature, авг. 8, 1925), а затем Эддингтон (Nature, май 1, 1926), соглашаясь, что конечный источник звездной радиации есть уничтожение материи, предполагают, однако, что такое уничтожение может произойти, если температура обычной материи достигнет некоторого критического значения в 30—40 миллионов градусов. По Расселю, до этой критической температуры материя инертна, но как только она достигнута, внезапно происходит беспрепятственное превращение материи в радиацию.

Помимо нарушения изложенных физических принципов, это предположение связано еще с таким затруднением: образование энергии, возникающее по этому предположению, происходит не только беспрепятственно, но оно и неограниченно; если оно началось, его нельзя остановить. По гипотезе Расселя и Эддингтона, материя становится гермодинамически неустойчивой при звездных температурах, она

приобретает свойства взрывчатого вещества в точке взрыва. Если звездная материя достигла где-нибудь критической точки, то происходящее в результате уничтожение материи будет сопровождаться выделением такого тепла, что соседние слои материи также достигнут критической температуры и вся звезда почти мгновенно должна будет взорваться и перейти в радиацию. Мы не видели бы на небе постоянных светочей, но только последовательные появления новых звезд самого устрашающего типа по мере того, как различные звезды достигали бы критической точки и по очереди „лопались“. Несмотря на высокое положение, занимаемое в астрономической науке отцом и отчимом этой гипотезы, я считаю ее неприемлемой не только потому, что она противоречит общим принципам физики, но и потому, что против нее говорят звезды своим покойным видом.

Общее математическое рассмотрение проблемы устойчивости показывает, что звезда, построенная из материи, на отдачу энергии которой совершенно не влияют изменения температуры и плотности, будет динамически устойчива. Однако степень устойчивости невелика. Если свойства звездной материи таковы, что при повышении температуры увеличивается отдача энергии, то последний запас устойчивости исчезает. Всякое существенное влияние в этом направлении сделает звезду динамически неустойчивой.

Комбинируя этот чисто-динамический результат с изложенными физическими принципами, мы приходим к выводу, что, по крайней мере, в первом приближении, повышение температуры звездной материи не увеличивает отдачи энергии.

Звездная радиация должна возникать либо в материи земного типа, либо в материи иного типа, нам неизвестного. Если принять, что высокая температура и плотность не могут ускорить отдачи радиации обычной материи, то звездная радиация должна возникать из материи неизвестного на земле типа. Должны существовать другие типы материи, и хотя за последние годы физика и химия сильно сбились с дороги, однако, можно утверждать, что эти новые типы могут быть только элементами с более высокими атомными весами, чем у урана. Теперь становится ясным значение расчетов, показавших, что звездные атомные веса в большинстве случаев больше, чем у урана.

СОПОСТАВЛЕНИЕ И ТОЛКОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Тремя различными путями мы пришли к заключению, что атомные веса звездных атомов должны в большинстве случаев превышать атомный вес урана: 1) непосредственным вычислением по формуле Крамерса; 2) из соображения, что атомы вблизи центра звезды должны быть значительно тяжелее, чем около поверхности; 3) на основании того, что атомы с атомным весом меньшим, чем у урана, не

могут дать ни при каком нагревании и сжатии той интенсивной и длительной радиации, которая излучается звездами.

Оказалось, что атомные веса звездных атомов не только больше, чем у урана, но они систематически меняются от звезды к звезде. Коротко говоря, наиболее молодые звезды обнаруживают наибольшие атомные веса, и этот ключ наводит порядок в прежнем хаосе.

Мы предполагаем, что в первоначальной стадии материя состоит из смеси элементов с различными атомными весами. Наиболее тяжелые особенно легко произвольно самоуничтожаются, превращаясь в лучистую энергию; длительность их существования наиболее коротка. Эти элементы исчезают первыми по мере старения звезды; исчезновение их понижает средний атомный вес звезды и среднюю скорость отдачи радиации на единицу массы, так как тяжелые элементы — наиболее энергичные радиаторы. Так же как на берегу наиболее твердые скалы дольше всего выдерживают разрушающий натиск моря, так на звезде наиболее легкие элементы дольше всего противостоят разрушающему действию времени. В конце концов на звезде остаются только самые легкие элементы и она теряет излучающую способность. Наши земные элементы в столь малой степени способны к самопроизвольным превращениям, что их, по праву, можно назвать „постоянными“. Расчет показывает, что если бы эти элементы претерпевали заметное превращение за периоды, сравнимые с возрастом звезд (примерно, 10^{13} лет), то самостоятельное образование тепла земной массой нагрело бы ее до такой степени, что она стала бы необитаемой для человека. Радиоактивные элементы, разумеется, — исключение; они, вероятно, являются последними пережитками первоначальной более бурной материи и, таким образом, являются мостом между постоянными элементами и недолговечными элементами звезд.

Интересно знать, превращаются ли тяжелые атомы в радиацию сразу или через последовательные стадии превращений? Астрономические данные определенно указывают, что наиболее массивные звезды содержат большее разнообразие атомов, чем наше солнце, хотя вариации звездных масс шире, чем вариации атомных весов их атомов. Так как со временем эти звезды уменьшаются до массы Солнца, то процесс эволюции должен, очевидно, сопровождаться фактическим уничтожением атомов; недостаточно постулировать постепенное уменьшение атомного веса каждого атома до тех пор, пока он не станет постоянным. Радиоактивность показывает, что последний процесс может также происходить, но данные астрономии говорят за то, что это в лучшем случае — второстепенный процесс.

Число „постоянных“ атомов в массивной звезде, например, Антарес или *V Puppis*, не может заметно уменьшиться в ближайшие 10^{13} лет, так что они все должны дожить до конечной стадии звезды с массой,

составляющей, может быть, пятидесятую часть современной. Таким образом, примерно, 98% современных масс этих звезд должны состоять из непостоянных атомов. Другими словами, современная масса таких звезд, как Антарес и V Puppis, должна на 98% состоять из атомов, осужденных на превращение в радиацию, и только на 2% из атомов, которые не могут перейти в излучение. Ясно, что первичная материя вселенной должна быть непостоянного типа; наши земные атомы — только остатки непревращаемого пепла. Подобно бактериям в дождевой капле, взвешиваемым на Ниагаре, мы видим, что наша физика и химия — только каемка обширной науки; за побережьем, исследованным в наших лабораториях, лежит океан, существование которого мы только начинаем подозревать.

Мы приходим, следовательно, к выводу, что наиболее молодые звезды состоят из вещества, которое практически целиком неизвестно на Земле и обладает атомным весом большим, чем у урана. Это вещество самопроизвольно может уничтожаться, при чем освобождающаяся энергия проявляется в виде радиации. Скорость отдачи энергии, определяемая по яркости наиболее молодых звезд, порядка 1 000 эргов на грамм в секунду. Полное уничтожение 1 г материи сопровождается выделением $9 \cdot 10^{20}$ эргов, следовательно, звездная материя должна обладать „периодом спадания“ в $9 \cdot 10^{17}$ секунд или 30 000 миллионов лет. По мере того, как звезда стареет и остается менее превращающаяся материя, период спадания соответственно удлиняется. Материя Солнца, излучающего 2 эрга на грамм в секунду, должна иметь период спадания в 15 000 000 миллионов лет. Эти периоды спадания определяют скорость эволюции и длительность жизни звезд. Грубо говоря, звезда живет столько же, сколько атомы, ее составляющие, а длительности жизни атомов являются постоянными периодами.

Заметим, что периоды спадания звездных атомов длинны в сравнении с периодами обычного радиоактивного распада; это указывает, что радиоактивные элементы — только переходные образования в эволюции материи.

КРИТИЧЕСКАЯ ЦЕНТРАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА.

А priori можно ожидать, что в группе звезд с приблизительно одинаковыми массами, например, Солнце, Прокионе и двух компонентах α Центавра, скорость отдачи энергии будет очень различной, а, следовательно, эти звезды могут иметь очень различные поверхностные и центральные температуры. Действительно, на первый взгляд, такие звезды могут иметь любые температуры от нуля до бесконечности. На самом деле, однако, поверхностные температуры четырех указанных звезд, а также всех других звезд с той же массой лежат в узких пределах от 3 700 до 8 300 градусов; их центральные темпе-

ратуры, вероятно, колеблются в пределах от 15 до 100 миллионов градусов. Для звезд с другими массами пределы иные и значительно шире для звезд с большими массами. Но звезды определенной массы всегда обнаруживают определенный верхний предел, как поверхностной, так и центральной температуры. Эти пределы никогда не превосходятся, и большинство звезд с данной массой стремятся к ним. Наличие одного предела заставляет, разумеется, предполагать наличие другого и, повидимому, предельная центральная температура более существенна. Звезды с массой, как у нашего Солнца, никогда не имеют центральных температур выше 80 миллионов градусов, и большинство имеют центральные температуры, не очень далекие от 80 миллионов градусов. Для звезд с массами в 20 раз большими солнечной, соответствующий предел, вероятно, около 300 миллионов градусов, промежуточные пределы имеют звезды с промежуточными массами.

Это, разумеется, один из основных фактов астрофизики. Что он значит? Нормальный ход событий для звезды в роде *V Puppis* по мере потери массы и уменьшения радиации должен бы заключаться в постепенном сокращении размеров, сопровождающемся непрерывным возрастанием центральной температуры. Что останавливает это нормальное течение эволюции, как только центральная температура достигает 300 миллионов градусов?

Недавно я высказал предположение, что верхняя граница температуры для любой звезды соответствует просто той температуре, при которой ее центральные атомы теряют все или почти все электроны. Рассчитывается это очень просто, но надо предположить, что атомы в центре звезды имеют высокие атомные веса, что согласуется с предыдущими соображениями. Например, температура в 300 миллионов градусов достаточна, чтобы оборвать последние электроны с атомов атомного веса 300 или больше. Уменьшение критической центральной температуры по мере старения и уменьшения массы звезды является с этой точки зрения прямым следствием уменьшения атомного веса звездного материала, происходящего по мере постепенного уничтожения наиболее тяжелых атомов.

Остается объяснить, почему эта температура составляет верхний предел, почему звезда не может стать еще горячее, после того как у ее внутренних атомов оборваны последние электроны? Насколько я понимаю, есть только один возможный ответ. После того как с атома сорваны последние электроны, исчезает его способность к самоуничтожению и прекращается дальнейший рост отдачи радиации. С этого момента центральные атомы звезды действуют подобно регулятору паровой машины, управляя образованием энергии так, что центральная температура держится близкой к критической температуре. Если звезда начинает становиться горячее, центральные атомы все в большем числе теряют последние электроны и прекращают генерирование

энергии. Тогда звезда начинает охлаждаться, но при этом атомы восстанавливаются и снова начинают производить энергию, нагревая звезду. Механизм дает совершенный термостат, и легко показать, что действие его устойчиво. По мере старения звезды более тяжелые атомы в центре превращаются в радиацию первыми и исчезают, их место занимает более легкими атомами; для обрыва всех электронов с этих атомов достаточна более низкая температура, поэтому центральная критическая температура звезды падает.

Интересное подтверждение этой гипотезы дают компоненты недавно образовавшихся двойных звезд. Они обладают скоростью отдачи на единицу массы, как у молодых звезд, но массы их соответствуют значительно более старым звездам. Ясно, что „регуляторное“ действие должно быть особенно деятельно в отношении ограничения отдачи этих звезд, так что они должны иметь центральные температуры, очень близко совпадающие с максимальной для их масс. В действительности так и есть.

Все данные, доступные до сего времени, указывают, что уничтожение материи — квантовое явление; возможно, что оно соответствует не чему иному, как произвольному падению электрона на O -квантовую орбиту. Таким образом, объяснилось бы, почему голые ядра и свободные электроны не способны к уничтожению и почему, следовательно, атомы с оборванными электронами не превращаются в энергию.

ПРОНИКАЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.

Если земля дает только один конец цепи химических элементов, то где искать другой конец? Двигаясь по эволюционной лестнице, мы приходим к наиболее молодым звездам, содержащим элементы все с повышающимся атомным весом. Минувя звезды, мы приходим к туманностям; здесь мы должны найти элементы с наивысшими атомными весами и материю с наибольшей излучательной способностью.

По внешнему виду туманности — крайне слабые объекты, их излучение видимой радиации на единицу массы приблизительно такое, как у Солнца. Есть, однако, существенное различие в радиации звезд и туманностей. В момент зарождения радиация должна обладать огромной проникающей способностью; одновременное уничтожение одного электрона и протона дает излучение с длиной волны только в $1,3 \cdot 10^{-13}$ см. Однако огромная проникающая способность этого излучения внутри звезды достаточна только для прохождения ее на расстояние в малую долю радиуса звезды; последующие поглощения и излучения смягчают эту радиацию вследствие особого рода обобщенного эффекта Комптона, и она выходит за поверхность звезды в виде обычного температурного излучения. Но плотность туманности настолько меньше, чем у звезд, что такая радиация, зародившись

в туманности, проходит почти беспрепятственно в пространство. По дороге эта радиация может разрушить отдельные атомы, выбрасывая электроны со скоростями в миллионы вольт, но большая часть проходит беспрепятственно, пока не встретит среду с большой поглощательной способностью. Таким образом, нужно ожидать, что атмосферы звезд, Солнца и Земли и даже твердое тело Земли находятся под непрерывной бомбардировкой проникающей радиации, зарождающейся в туманностях.

Такая радиация открыта в земной атмосфере Кольгэрстером, Милликэном¹⁾ и другими, которые нашли, что она вне-земного происхождения. Если она зарождается в звездах, то количество ее должно сильно зависеть от положения Солнца. Этого нет, поэтому радиация идет из туманностей, или других космических масс, отличных от звезд. Совсем недавно (*Nature*, октябрь 9, 1926) Кольгэрстер и фон-Залис нашли, что интенсивность радиации изменяется в зависимости от положения космических масс, радиация идет, главным образом, из областей около Млечного Пути, в особенности из области Андромеды и Геркулеса.

Я вычислил, что общее количество проникающего излучения, получаемого на земле, примерно, вдвое больше, чем можно было бы получить от одной туманности Андромеды (*Nature*, декабрь 12, 1925), если бы она состояла только из материи с тою же излучательной способностью, как у самых молодых звезд. Ясно, что порядок величины наблюдаемой радиации согласуется с этим расчетом; с другой стороны, эта радиация настолько сильна, что трудно представить другой источник ее происхождения. Проникающая способность ее, по-видимому, значительно меньше, чем следовало бы ожидать от одновременного уничтожения электрона и протона, но я думаю, что это затруднение, если оно и существует, не непреодолимо. Совсем недавно Росселанд (*Astr. Journ.* Май 1926) указал, что бомбардировка этой радиацией может быть причиной наблюдаемых широких линий звездных спектров. До этого (*Nature*, декабрь 12, 1925) я предположил, что также объясняется свечение неправильных туманностей.

Есть соблазн пойти дальше в физику туманностей, попробовать понять свойства материи в ее первоначальных формах и заглянуть, может быть, в акт ее создания. Но это завело бы нас далеко в область догадок и спекуляций. До этих пор наша аргументация не зависела от догадок и домыслов. Там, где сначала, казалось, можно выбирать различные пути, при ближайшем рассмотрении все пути, за исключением единственного, оказывались запрещенными или наблюдаемыми фактами или хорошо установленными принципами физики или динамики; никогда не приходилось выбирать. По этой причине полученные

¹⁾ Ср. У. Ф. Н. 6, стр. 1, 1926. *Ред.*

заклучения, хотя и, несомненно, новые и, может быть, неожиданные, кажутся мне в основных чертах неизбежными. Я не вижу способа, как их можно избежать.

Жизнь и вселенная.

Обзор результатов, полученных космической физикой, заставил нас предположить, что физика земных лабораторий, только — окраина общей физики. Первичный физический процесс во вселенной — превращение материи в радиацию, о котором мы на земле ничего не знали, примерно, до 1904 г. Первичная материя вселенной состоит из чрезвычайно диссоциированных атомов — состояние вещества, о котором мы и не думали до 1917 г. Первичная радиация вселенной — не видимый свет, но радиация с короткими волнами и жесткостью, которая показалась бы невероятной в начале нашего века. Все наши знания о действительных основных физических условиях вселенной, в которой мы живем, есть результат работы последней четверти века.

Простое объяснение этого в том, что жизнь довольно естественно начинает исследование природы с изучения условий, непосредственно ее окружающих. Общие условия вселенной, как целого, — значительно более трудная задача для жизни на нашей планете, и к ней мы только приближаемся. Физические условия, в которых возможна жизнь, — только ничтожная доля шкалы физических условий вселенной, как целого. Понятие жизни предполагает длительность во времени; не может быть жизни там, где атомы меняют свой вид миллионы раз в секунду и ни одна пара атомов не может соединиться. Для жизни нужна также некоторая подвижность в пространстве. Эти два требования ограничивают небольшой интервал физических условий, в которых возможно жидкое состояние. Наш обзор показал, как малы эти границы сравнительно с тем, что происходит в целой вселенной. Первичная материя должна превращаться в излучение в течение миллионов миллионов лет, чтобы получилось исчезающе малое количество инертного пепла, на котором может существовать жизнь. И даже здесь этот пепел не должен быть слишком горячим, или холодным, иначе жизнь будет невозможной. Трудно вообразить жизнь какого-то высшего порядка, кроме как на планетах, согреваемых Солнцем. Если даже звезда проживет свои миллионы миллионов лет, то вероятность того, что она окажется Солнцем, окруженным планетами, составляет, насколько мы можем вычислить ее, примерно, одну стотысячную. Во всех отношениях пространства, времени, физических условий жизнь ограничена бытием только в ничтожно-малом уголке вселенной.

Что же такое жизнь? Есть ли это последняя цель, к которой движется все, для которой миллионы миллионов лет превращается материя в необитаемых звездах и туманностях и могучая радиация

посылается в пустынные пространства? Является ли все это только пышной подготовкой для жизни? Или она только случайный и совсем неважный побочный продукт естественных процессов, у которых свои более удивительные цели? Или — еще более скромная точка зрения, — не является ли жизнь своего рода болезнью, поражающей материю в старости, когда она потеряла высокую температуру и способность порождать радиацию высокой частоты, при помощи которых молодая и более сильная материя сразу разрушила бы жизнь? Или, отбрасывая смирение, мы должны сказать, что жизнь — единственная реальность, которая сама творит, вместо того, чтобы твориться гигантскими массами звезд и туманностей в необозримые промежутки астрономических сроков? Трудно даже перечислить те способы, которыми можно истолковать достигнутые результаты. Нет, однако, полагаю, ни одного способа их избежать.

ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКИ.

Н. Н. Андреев. Ленинград.

За последние годы механика атома явным образом переживала кризис: выяснилось, что квантование движений составных частей атома только в простейших случаях одного электрона приводит к результатам, согласным с опытом; кроме того, оставался непонятным процесс излучения атомом электромагнитной энергии, и все попытки истолковать его кончались неудачно. Никакие лекарства не помогали против этих двух основных болезней квантовой теории, и постепенно выросло убеждение, что для дальнейшего развития теории необходимо выставить какие-то совершенно новые принципы. В настоящее время мы имеем две таких попытки¹⁾: первая принадлежит Гейзенбергу, Борну и Иордану, — так называемая матричная механика атома; автором второй является Шрёдингер, и ей правильнее всего присвоить название волновой механики. Очень скоро выяснилось, что несмотря на резкое различие как физических предпосылок, так и математических методов, обе теории совершенно равнозначны: и результаты их и возможности одинаковы. Но теория Шрёдингера оказалась много шире по своему содержанию и смогла подойти к более глубоким вопросам, чем теория Гейзенберга-Борна-Иордана.

1. Жизнь атома не может быть описываема языком механики системы конечного числа точек, даже если применять то обобщение, которое дает специальный принцип относительности и из допускаемых Ньютонской механикой решений искусственно — квантованием — выбирать наиболее подходящие, — вот основная мысль, рождающаяся у каждого, знакомого с современной теорией атома. Естественны поэтому неоднократно возникавшие попытки описывать состояние атома дифференциальными уравнениями в частных производных, иначе говоря, вместо того, чтобы смотреть на атом, как на дискретную систему точек, считать его непрерывной системой. Первые попытки такого описания явлений в атоме довольно стары,

¹⁾ Общую характеристику этих новых течений в теории квантов см. В. Гейзенберг — Квантовая механика. Усп. Физ. Наук, 6, 425. 1926. *Ред.*

и отчет о них имеется в Handbuch der Spectroskopie Кайзера; самая замечательная из них принадлежала безвременно умершему швейцарскому физику Ритцу¹⁾; в ней он считает атом двухмерной непрерывной системой, наподобие мембраны, но описываемой дифференциальным уравнением в частных производных десятого порядка. Результаты, полученные Ритцем, замечательны, но дать какое-нибудь физическое истолкование своим уравнениям он не смог, и вскоре сам от них отказался, перейдя к совсем другой точке зрения.

Совершенно иного рода обобщение было предложено в 1924 г. молодым французским физиком Л. де-Бройлем²⁾; основное утверждение его было: с каждой частицей, будь то квант света, электрон или протон, связана некоторая „фазовая“ волна. Следствия из этой основной мысли выводились де-Бройлем при существенной помощи специального принципа относительности и оказались очень обещающими; в частности, получило физический смысл квантование замкнутых путей водородного электрона; именно, оказалось, что на каждом из этих путей укладывается целое число фазовых волн. Однако, несмотря на двухлетнее существование, теория де-Бройля дальнейшего развития не получила, очевидно, вследствие узости выбранного ею пути обобщения.

Шрёдингер, однако, сумел, воспользовавшись идеями де-Бройля, — об этом он сам неоднократно упоминает, — сделать столь крупный шаг вперед, что не было бы несправедливым присвоить созданной им теории его имя. Его основной мыслью было³⁾: обобщение современной, Боровской, квантовой механики надо вести по тому же пути, по которому ведется обобщение геометрической оптики в оптику волновую. На целесообразность такого пути указывает известная с давних времен аналогия между геометрической оптикой и Ньютоновской механикой.

Так как волновая оптика исходит из дифференциального уравнения в частных производных, то задачей теории атома является нахождение соответственного уравнения в частных производных и для атомной системы.

¹⁾ Zur Theorie der Serienspektren. Ann. d. Phys. 12, 264, 1903 и Phys. ZS. 4, 406, 1903.

²⁾ L. de-Broglie. A Tentative Theory of Light Quanta, Phil. Mag. 47, 446, 1924; Thèses, Ann. de Physique (см. также Усп. Физ. Наук, 4, 329, 1924. Реферат И. И. Френкеля).

³⁾ Трудно определенно утверждать, что именно такова была первая мысль Шрёдингера, в особенности потому, что в его первой статье: Quantisierung als Eigenwertproblem, Ann. d. Phys. 79, 361, 1926, его исходная точка — другая. Но главная мысль его теории, несомненно, такова, как мы утверждаем; кроме того, она наиболее убедительна и дидактически, хотя по причинам, о которых будет сказано ниже, ныне она оставлена.

2. Аналогия между механикой и геометрической оптикой. Эта аналогия, в особенности совершенно развитая Гамильтоном, несмотря на ее полезность (Гамильтон при ее помощи пришел как к носящим его имя уравнениям механики, так и к так называемому Якоби-Гамильтонову уравнению) была прочно забыта; не воскресила ее и пропаганда знаменитого геттинггенского математика Феликса Клейна, пользовавшегося ею в своих лекциях по механике и указывавшего на нее в своих докладах; поэтому не будет излишним вкратце изложить ее содержание¹⁾. Сущность ее в том, что траектория движущейся точки может быть рассматриваема как путь светового луча в изотропной среде с определенно подобранным показателем преломления; именно, пользуясь этим замечанием, Иоганн Бернулли решил задачу брахистохроны²⁾; оно же, очевидно, лежит и в основе Ньютоновой теории света.

Самая полная формулировка этой аналогии лучше всего осуществляется сравнением принципа Фермата с принципом Гамильтона-Якоби. Если мы обозначим показатель преломления через n , элемент пути светового луча — через dl , то принцип Фермата утверждает, что путь светового луча между двумя точками A и B удовлетворяет условию стационарности интеграла от показателя преломления, взятого по пути луча, т. е.

$$\delta J = \delta \int_A^B n dl = 0. \quad (1)$$

Мы не будем здесь входить в доказательство этого положения³⁾, но иллюстрируем справедливость принципа Фермата для важнейшего частного случая — закона преломления. Сравним два пути: фактический путь луча от A до B (рис. 1) и бесконечно близкий к нему $AO'B$.

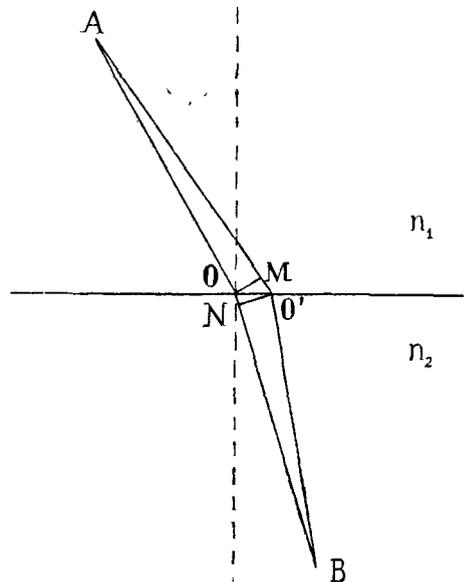


Рис. 1.

$$J = AO \cdot n_1 + OB \cdot n_2,$$

¹⁾ См. также Whittaker, *Analytische Dynamik*. Berlin, 1924, а также английский оригинал этой книги. На русском яз. см. мою статью в сборнике „Основания новой квантовой механики“, Ленинград, 1926.

²⁾ См. Э. Мах. *Механика*. С.-Петербург, 1909, р. 361.

³⁾ См. мою вышецитированную статью.

для второго:

$$J = AO \cdot n_1 + O'B \cdot n_2$$

и, следовательно,

$$\delta J = (AO - AO')n_1 + (OB - O'B)n_2.$$

Отложив $AM = AO$, $NB = O'B$, найдем:

$$\delta J = -MO'n_1 + NO'n_2.$$

Но так как треугольники OMO' , $ON'O'$ можно при малости углов A и B считать прямоугольными, а в области OO' оба пути AOB и $A'O'B$ образуют с перпендикуляром к поверхности углы, удовлетворяющие закону преломления (все это с точностью до бесконечно малых второго порядка), то легко заметить, что

$$\frac{NO}{MO'} = \frac{n_1}{n_2},$$

т.-е. что $\delta J = 0$.

Сам Фермат и Герон, формулировавший этот принцип для отражения света, излагали его несколько иначе, именно, что свет выбирает такой путь от A до B , при котором прохождение его требует кратчайшего времени. Действительно, если стать на точку зрения элементарного принципа Гюйгенса, из которого, как известно, вытекает, что показатель преломления есть отношение скоростей, то вместо n можем написать $\frac{c}{v}$ (c — скорость света в пустоте, v — в рассматриваемой среде), а следовательно:

$$\delta J = \delta c \int_A^B \frac{dl}{v} = c \delta \int_{t_A}^{t_B} dt = 0. \quad (2)$$

В этой форме принцип Фермата теряет свой чисто-геометрический смысл, так как теперь в его формулировку уже входит понятие скорости. Поэтому (2) представляет собою уже принцип не геометрической оптики, не имеющей в себе никаких кинематических элементов, но принцип примитивной волновой оптики, в духе Гюйгенса.

3. Наиболее известный из вариационных принципов механики есть принцип Гамильтона:

$$\delta \int_{t_A}^{t_B} (T - U) dt = 0. \quad (3)$$

Здесь T — кинетическая, U — потенциальная энергия точки — функция только координат ее, т.-е. места. Якоби получил из него

принцип чисто-геометрического характера, исключив время при помощи соотношения

$$T^2 = (E - U) \frac{m}{2} \left(\frac{dl}{dt} \right)^2$$

$$T = \sqrt{\frac{m}{2}} \sqrt{E - U} \cdot \frac{dl}{dt}.$$

Внося в (3) вместо U величину $E - T$ (E — полная энергия точки), находим прежде всего

$$\delta \int_{t_A}^{t_B} 2T \cdot dt = 0, \quad (4)$$

так называемый принцип Мопертюи (вариирование производить, считая E постоянным!), а отсюда, путем вышеуказанной подстановки, вытекает:

$$\delta \int_A^B \sqrt{2m(E - U)} \cdot dl = 0 \quad (5)$$

принцип Гамильтона — Якоби, не содержащий в себе никаких кинематических элементов, а потому имеющий чисто-геометрический характер. Выполняя вариирование по координатам, мы находим из (5) уравнения траектории движущейся точки, но никаких заключений о скорости ее, очевидно, получить не можем.

Аналогия между (1) и (5) очевидна: материальная точка, полная энергия E которой дана, движется в силовом поле U по той же траектории, которую имеет световой луч, движущийся в среде с показателем преломления

$$n = \sqrt{2m(E - U)}. \quad (6)$$

Но здесь, собственно говоря, аналогия и кончается; расширить ее и на область кинематики не удастся. В самом деле, в примитивной волновой оптике показатель преломления обратно пропорционален скорости луча, тогда как (6) показывает нам, что соответствующая ему в механике величина прямо пропорциональна скорости; именно это обстоятельство и погубило эмиссионную теорию Ньютона, утверждавшую, что в среде с большим показателем преломления и скорость световой частицы больше.

4. Де-Бройль сумел, однако, сделать еще один шаг на пути развития нашей аналогии ¹⁾, обратившись к понятию не волновой,

¹⁾ См. вышецитированные работы и в особенности Journal de Physique, 7, p. 1. 1926. Наше изложение ближе всего к этой последней его работе.

а групповой скорости. Если в обладающей дисперсией среде распространяется группа волн мало различающейся частоты, то вследствие интерференции их наблюдаются биения, скорость распространения которых оказывается уже не $\frac{c}{n}$, а $\frac{c}{\frac{d(n\nu)}{d\nu}}$ ¹⁾. Пользуясь этой

формулой, мы сейчас покажем, что скорость движущейся точки совпадает с групповой скоростью волн в среде с показателем преломления (6); но для этого необходима некоторая новая гипотеза. Чтобы выражение (6) определяло диспергирующую среду (иначе $\frac{d(n\nu)}{d\nu} = n$, и группа волн распространяется с той же скоростью $\frac{c}{n}$, что и отдельная волна), мы положим:

$$E = h\nu. \quad (7)$$

Это, конечно, чрезвычайно существенная гипотеза, но уже привычная для всякого физика; не пытаюсь пока ее истолковать, будем ею пользоваться; отметим только одну важную ее особенность: она определяет энергию вполне, а не только с точностью до произвольной постоянной, как это имеет место в Ньютоновой механике.

Прежде всего заметим, что выражение (6) не имеет размерности 0, как это следует для показателя преломления. Поэтому вместо (6) напомним:

$$n = \frac{\sqrt{2mc^2(E - \Gamma)}}{E}. \quad (8)$$

Это — вторая гипотеза, выставленная де-Бройлем. Конечно, с точки зрения механической введение в принцип Якоби (5), или в принцип Мопертюи (4) постоянного множителя $\frac{c^2}{E}$ вполне возможно. так как в этих принципах вариирование подразумевается именно при постоянной энергии; но при наличии соотношения (7) мы вводим

¹⁾ Напомним, как получается этот результат при наличии простейшей группы из двух волн, имеющих частоты ν и $\nu + d\nu$. Мы имеем:

$$\begin{aligned} & \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x n \nu}{c} \right) + \sin 2\pi \left(\nu + d\nu \cdot t - \frac{x n \nu}{c} - \frac{x}{c} \frac{d(n\nu)}{d\nu} \cdot d\nu \right) = \\ & = 2 \sin 2\pi \left[\left(\nu + \frac{d\nu}{2} \right) t - \frac{x}{c} \left(n\nu + \frac{1}{2} \frac{d(n\nu)}{d\nu} \cdot d\nu \right) \right] \cos \pi d\nu \left(t - \frac{x}{c} \frac{d(n\nu)}{d\nu} \right). \end{aligned}$$

Частота второго множителя весьма мала по сравнению с частотой первого: поэтому второй множитель можно рассматривать как амплитуду, медленно меняющуюся со временем; скорость распространения такой измененной амплитуды есть, очевидно, $c \left/ \frac{d(n\nu)}{d\nu} \right.$.

этим вполне определенную зависимость показателя преломления от частоты, а это существенно.

Из (8) находим:

$$n' = \frac{d(m)}{dv} = \frac{d(En)}{dE} = \frac{c\sqrt{2m}}{2\sqrt{E-U}} = \frac{c\sqrt{\frac{m}{2}}}{\sqrt{T}} = \frac{c}{v}. \quad (9)$$

Отсюда же:

$$\frac{c}{\frac{d(m)}{dv}} = \frac{c}{n'} = v, \quad (10)$$

т.е. в среде с показателем преломления (8) групповая скорость волн совпадает со скоростью точки, движущейся по законам Ньютоновой механики. Таким образом, аналогия между геометрической оптикой и механикой продолжена до полного совпадения¹⁾; но пока не дано физическое истолкование (7) и (8), это — чисто-формальная аналогия. Де-Бройль выставляет утверждение, что с движением точки всегда связан какой-то колебательный процесс, управляемый соотношением (7); волны, характеризующие этот процесс, названы им „фазовыми“ волнами; однако никакой физической картины, поясняющей его утверждения, он дать не может.

5. Квантование атома водорода. Тем более замечательно одно из следствий вышеустановленной аналогии, именно квантование атома водорода. Внося в (8) $U = \frac{e^2}{r}$, где e — элементарный заряд, а r — расстояние между ядром водорода и его электроном, мы получаем среду с радиально-симметричным показателем преломления и определенной дисперсией. Вычисление показывает, что лучи света в такой среде — эллипсы, имеющие одним из фокусов ядро²⁾. Приводить это вычисление нет нужды хотя бы потому, что мы знаем заранее этот результат из решения соответствующей механической задачи. Квантовые условия дают возможность выделить из этих эллипсов некоторые определенные, допускаемые квантовой теорией. И вот, как показал Де-Бройль, число фазовых волн (длина их есть, очевидно, $\lambda = \frac{c}{nv}$), расположенных по обводам этих квантовых эллипсов, — непременно целое число. Этот замечательный результат, а также и другие, полученные де-Бройлем, невольно наталкивают на заключение, что аналогия де-Бройля действительно имеет какой-то глубокий физический смысл, а не является чисто

¹⁾ Только для механики одной точки, однако!

²⁾ Это было известно уже Бугеру, давшему изящный геометрический метод решения этой задачи.

формальной. Поэтому естественно желать дальнейшего развития этой аналогии, и оно-то и привело Шрёдингера к его теории.

6. Как мы уже отметили, та оптика, с которой де-Бройль устанавливает аналогию — есть примитивная геометрическая оптика в духе Гюйгенса, не могущая дать объяснения таким, например, явлениям, как диффракция. Это — оптика столь коротких длин волн, что диффракционные и интерференционные явления становятся незаметными. Но удача де-Бройлевской механики естественно наводит на мысль, что полезно и дальнейшее ее обобщение, которое должно относиться к де-Бройлевской механике, как Френелевская волновая оптика относится к оптике Гюйгенса. Такова именно основная мысль Шрёдингера.

Но вся Френелевская оптика содержится в уравнении:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \Delta \varphi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}. \quad (11)$$

Связь этого уравнения с Гюйгенсовой волновой оптикой легко установить, если рассмотреть те его решения, которые соответствуют малой длине волны, т. е. большой частоте; положим поэтому

$$\varphi = e^{2\pi i v \left(t - \frac{\phi}{v}\right)} = e^{2\pi i v t - 2\pi i \phi} \quad (12)$$

$$\phi = \phi(x, y, z),$$

т. е. будем рассматривать распространяющиеся со скоростью v синусоидальные волны, длина которых

$$\lambda = \frac{v}{\nu}, \quad (13)$$

а фронт имеет форму:

$$f(t, x, y, z) = \text{const} \quad \text{или} \quad \phi(x, y, z) = \text{const} + vt. \quad (14)$$

Внося (12) в (11), находим:

$$(2\pi i \nu)^2 \varphi \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 \right] + 2\pi i \nu \varphi \Delta f = \left(\frac{2\pi i \nu}{v} \right)^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)^2 \varphi. \quad (15)$$

При большой частоте первый член слева значительно перевешивает второй, а потому мы получаем:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 = \text{grad}^2 f = \frac{1}{v^2} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)^2. \quad (16)$$

Внося сюда ϕ , находим:

$$\text{grad}^2 \left(\frac{\phi n}{c} \right) = \frac{n^2}{c^2}. \quad (17)$$

Это уравнение и есть основное уравнение геометрической оптики: если задана некоторая поверхность $\psi = \text{const}$, — поверхность фронта, — то (17) показывает, как следует вести линии, имеющие направление $\text{grad } \psi$, т. е. перпендикулярные к этой поверхности геометрические лучи; то обстоятельство, что направление grad определяется двузачно:

$$\text{grad} \left(\frac{n\psi}{c} \right) = \pm \frac{n}{c}, \quad (18)$$

соответствует известной теореме геометрической оптики, что обращенные направления лучей не меняет их траекторий.

Уравнение (16), содержащее (по внешности только) время, рационально толковать как уравнение примитивной волновой оптики; в него, как видно и из уравнения (14), входит скорость распространения v , определяющая, как перемещается в пространстве поверхность

$$\psi = \text{const} + vt.$$

Нетрудно далее показать, что по (17) следует и принцип Фермата¹⁾.

Все наши рассуждения предполагали постоянство n , а следовательно, и v . Но можно показать, что и в более общем случае, когда среда неоднородна, и когда уравнение (11) приходится заменить более сложным, мы для коротких волн получаем уравнения (16) и (17); однако ради краткости мы не будем приводить этих вычислений.

7. Если мы заменим в (17) показатель преломления n его выражением (8), то найдем:

$$\text{grad}^2 [\psi (\sqrt{2m(E-U)})] = 2m(E-U), \quad (19)$$

а это уравнение своим видом чрезвычайно напоминает известное уравнение механики, так называемое уравнение Якоби-Гамильтона:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)^2 = 2m(E-U) \quad (20)$$

и полное тождество между обоими уравнениями устанавливается при помощи соотношения:

$$S = \psi \sqrt{2m(E-U)}. \quad (21)$$

Отсюда выясняется, как надо вести обобщение механики Ньютона-де-Бройля: надо от уравнения (20), характерного [при наличии (7) и (8)] для этой „геометрической“ механики, перейти к новому уравнению путем обратным тому, каким мы от уравнения (11) Фре-

¹⁾ См. мою вышецитированную статью.

нелевой оптики перешли к уравнениям (16), (18) и (19). Проще всего это сделать, положив в уравнении (11) скорость v равной $\frac{c}{n}$, при чем n взять из (8). Тогда получим первое уравнение Шрёдингера:

$$\Delta\varphi = \frac{2m(E-U)}{E^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}, \quad (22)$$

которое и есть исходный пункт всей его теории.

Прежде чем мы перейдем к применениям этого замечательного уравнения, нам надо еще раз подчеркнуть, что наше обобщение есть самое простое, но отнюдь не единственно возможное. Правда, оно по форме соответствует Френелеву уравнению (11); но не надо забывать, что последнее содержит в себе в виде коэффициента постоянную скорость, тогда как у нас этот коэффициент вдвойне переменный: U есть функция координат, а E — пропорционально частоте. Кроме того, уравнение (11) не соответствует никакой известной нам теории света, если рассматривать v как функцию места и частоты: и Максвеллова и упругая теории света приводят нас для неоднородной среды к уравнениям совсем иного вида. Наконец, не забудем, что все наши рассуждения и аналогии относились к механике одной точки; если же мы будем рассматривать механику системы N точек, то дело будет обстоять сложнее: тогда Френелево уравнение, относящееся к пространству трех измерений, никоим образом не может явиться обобщением уравнения (20), которое будет в этом случае относиться к $3N$ переменным. Шрёдингер должен был поэтому для продолжения аналогии и обобщения в этом случае обратиться к оптике (геометрической и волновой) многомерных пространств.

Все эти соображения показывают, что приписывать аналогии между механикой и оптикой физический смысл, например, отождествлять механическую точку с группой, или, как лучше называет Шрёдингер, „пакетом“ волн — невозможно.

В своей второй статье Шрёдингер ¹⁾ пытался это сделать, но в настоящее время эту попытку надо считать неудавшейся, и сам Шрёдингер отказался от такой точки зрения. Надо, впрочем, отметить, что де-Бройль попрежнему склонен ее придерживаться ²⁾.

Таким образом, перед нами аналогия, по всей вероятности чисто формальная, каких мы знаем довольно в теоретической физике; стоит, например, только вспомнить аналогию между электростатикой и стационарным течением несжимаемой жидкости. Но метод формальных

¹⁾ Quantisierung als Eigenwertproblem. Zweite Mitteilung. Ann. d. Phys. 79, 489. 1926. См. также Naturwissenschaften, 14, 664, 1926.

²⁾ L. de Broglie. Les principes de la nouvelle mécanique ondulatoire. Jour. de Physique, 7, 321, 1926.

аналогий тем не менее весьма полезен в областях, где есть нужда в обобщении, и им всегда пользовались и будут пользоваться.

8. Ротатор с неподвижною в пространстве осью. Решение уравнения (22) оказывается, вообще говоря, довольно сложным и требует от физика знакомства с математическим аппаратом, до сих пор еще мало для него привычным, хотя исторически и не новым. Но в случае ротатора с неподвижною в пространстве осью решение может быть доведено до конца весьма элементарными средствами, при чем весьма ярко выступает метод квантования, характерный для теории Шрёдингера. Поэтому мы особенно остановимся на этом примере.

Но ранее, чем приступить к решению нашей задачи, сделаем одно общее замечание. Решение (22) находится следующим образом: во-первых, ищут частные решения для синусоидальных волн, затем, имея в виду, что уравнение (22) есть линейное уравнение, для которого справедлив принцип суперпозиции, находят полное решение суммированием найденных частных.

Для синусоидальных волн можем положить:

$$\psi = \psi(x, y, z) \cdot e^{2\pi i \nu t},$$

а так как для нас энергия пропорциональна частоте, то можем написать вместо этого:

$$\varphi = \psi \cdot e^{\frac{2\pi i E t}{h}}. \quad (23)$$

Подстановка в (22) дает нам:

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \psi = 0. \quad (24)$$

Это — второе уравнение Шрёдингера; полезно отметить простой рецепт, которым оно получается из уравнения Гамильтона-Якоби (20), которое мы перепишем так:

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 - 2m(E - U) = 0 \quad (25)$$

здесь p , — компоненты вектора количества движения, как известно, получаемые дифференцированием Якоби-Гамильтоновой функции S по координатам. Очевидно, чтобы перейти от (25) к (24), надо применить к функции ψ операцию такого вида:

$$\left\{ \left(\frac{2\pi i}{h} \right)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - 2m(E - U) \right\}, \quad (26)$$

получающуюся по (25) заменой p_x , на оператор $\frac{2\pi i}{h} \frac{\partial}{\partial x}$; при этом при производстве операции при помощи оператора (26) надо совер-

шать формальное умножение его на ψ . Этот рецепт полезен в очень большом числе случаев в теории Шрёдингера.

Переходим теперь к решению нашей задачи, при чем будем исходить сразу из второго уравнении Шрёдингера, где положим:

$$U=0; E=\frac{mr^2\dot{\psi}^2}{2}=\frac{M\dot{\psi}^2}{2}=\text{const.} \quad (27)$$

Здесь $\dot{\psi}$ — угловая скорость, M — момент инерции, r — неизменный радиус вращения. Переходя к полярным координатам r , φ , ψ и, принимая во внимания постоянство r , ψ , находим вместо (24):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d^2\psi}{d\varphi^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E\psi = 0$$

или

$$\ddot{\psi} + \frac{8\pi^2 M}{h^2} E\psi = 0. \quad (28)$$

Вследствие постоянства коэффициента у ψ , уравнение это разрешается без труда; мы находим:

$$\psi = \sin \omega\varphi \quad (29)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{8\pi^2 M E}{h^2}}.$$

По истечении одного оборота, т.-е. при возрастании φ до $\varphi + 2\pi$, наша движущаяся точка приходит в прежнее положение; рассматриваемое нами явление Ньютоновой механики периодически. Но в механике Шрёдингера мы имеем дело с функцией ψ , которая должна описывать нам физическую сторону явления. Каков подлинный физический смысл этой функции, мы пока не знаем; но если только он существует, то функция ψ должна удовлетворять основным требованиям, которые физик предъявляет к каждой интересующей его функции: она должна быть однозначна, непрерывна и конечна во всем реальном пространстве. В нашем частном случае это означает, что ψ должна иметь одно и то же значение для φ и для $\varphi + 2\pi$; в самом деле, в реальном пространстве φ и $\varphi + 2\pi$ определяют одну и ту же точку.

Очевидно, это условие в приложении к (29) означает, что ω есть целое число n ; а для удовлетворения этого надо соответственно подобрать значение единственного находящегося в нашем распоряжении параметра E ; мы находим:

$$E = \frac{h^2 n^2}{8\pi^2 M}. \quad (30)$$

Таким образом, энергия нашего движения оказывается проквантованной, при чем результат этого квантования в данном частном случае совпадает с результатом прежней квантовой механики¹⁾.

На этом примере ясно виден смысл квантования в теории Шрёдингера: квантование состоит в таком выборе параметра энергии, при котором ψ в (24) удовлетворяет условиям непрерывности, однозначности и конечности в области допустимых значений координат. В таком способе квантования нельзя не видеть большого шага вперед по сравнению с прежней квантовой теорией: там оно сваливалось как будто с неба, здесь является условием, давно знакомым физику. Если мы, например, решаем уравнение колебаний струны, закрепленной в двух точках, то получаем совершенно аналогичное квантование допустимых периодов колебания, которые мы называем собственными периодами. Кстати сказать, задача нахождения собственных периодов струны и формально совпадает с только что рассмотренною задачею; в самом деле, уравнение струны есть

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0,$$

решаем мы его предположением:

$$u = U(x) e^{2\pi i t},$$

при чем подстановка этого предположения, соответствующего стоячим волнам, приводит нас к уравнению:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2 \nu^2}{v^2} U = 0,$$

совершенно аналогичному уравнению (28); решение этого уравнения есть

$$U = \sin \omega x$$

при

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi^2 \nu^2}{v^2}} = \frac{2\pi \nu}{v};$$

наконец, если мы поставим условием, чтобы распространение волн на струне имело период $x = l$, т.-е. чтобы амплитуды перемещений и скоростей повторялись через расстояние l (так называемое условие периодичности), то увидим, что для этого должно быть соблюдено условие:

$$\omega l = \frac{2\pi \nu l}{v} = 2\pi n,$$

аналогичное (30). Если из такой струны мы вырежем кусок l и согнем его, не изменяя условий колебания в круг, то начало и конец его

¹⁾ См., например, Born. Vorlesungen über Atommechanik, p. 71.

вследствие условия периодичности, окажутся совершающим одно и то же движение — нарушения непрерывности здесь не будет.

Аналогия, таким образом, полная. Но и в других случаях, о которых мы говорим ниже, теория Шрёдингера приводит нас к решению подобных же задач, с тою только разницей и усложнением, что коэффициент у ψ в уравнении (24) сам есть функция координат; в случаях одной переменной задача Шрёдингера становилась бы, например, аналогичной задаче о колебаниях струны с неравномерно распределенною массой. Но все это — старые задачи математической физики, и способы их решения достаточно разработаны; всегда, как и в случае струны, решения, удовлетворяющие условиям на концах, существуют (в вышеуказанном физическом смысле) лишь при дискретных (редко при непрерывных) значениях параметра, входящего в коэффициент при неизвестной функции; эти значения получили название характеристических чисел и обозначаются обыкновенно буквою λ_n ; число их бесконечно. Соответствующие характеристическим числам интегралы основного уравнения (24) носят название фундаментальных функций. Нахождение характеристических чисел и фундаментальных функций, вообще говоря, — задача нелегкая; но, конечно, мы и не можем излагать здесь приемы ее решения¹⁾.

Еще одно замечание относительно смысла отыскиваемых решений. Так как мы исходим из частного решения вида (23), то, очевидно, как и в вышеприведенном примере струны — мы разыскиваем частные решения, соответствующие стоячим волнам; это обстоятельство отличает механику Шрёдингера от механики де-Бройля, который рассматривает бегущие волны.

9. Другие примеры квантования по Шрёдингеру. Вышерассмотренный пример — простейший по отношению к вычислительной стороне дела. Мы не будем приводить подробных решений для других случаев механики точки, ибо никаких принципиальных физических отличий от вышеразобранного решения в них не имеется, и разница только в чисто-математической стороне дела. Перечислим только некоторые наиболее интересные случаи, решение которых могло быть доведено до конца.

Осциллятор. В этом случае энергия точки имеет вид:

$$E = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 + \frac{1}{2} \alpha x^2 = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 + 2\pi^2 m \nu_0 x^2.$$

Отсюда определяется коэффициент при ψ в уравнении (24):

$$\frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - 2\pi^2 m \nu_0 x^2).$$

¹⁾ См. статью В. А. Фока в „Основаниях новой квантовой механики“. Гос Изд. 1927. Там указана и литература.

Решение уравнения Шрёдингера приводит к характеристическим числам вида:

$$\lambda_n = \frac{2E_n}{h\nu_0} = 2n + 1 \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

т.-е.

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu_0.$$

Здесь ν_0 — собственная частота осциллятора в механическом смысле слова.

Результат прежней квантовой теории хорошо известен:

$$E_n = nh\nu_0.$$

Как видим, разности уровней энергии в обеих теориях одинаковы; но в теории Шрёдингера сами уровни смещены на $\frac{1}{2} h\nu_0$; не лишне вспомнить, что эта величина встречается в квантовой теории удельных теплот.

Атом водорода ¹⁾. Уравнение Шрёдингера имеет вид:

$$\Delta \phi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r}\right) \phi = 0.$$

Решение ведется в полярных координатах r, ϑ, φ , при чем удобно искать его в форме произведения двух функций, одна из которых зависит только от r , другая от ϑ, φ . Получаются два отдельных уравнения: то из них, которое содержит только угловые переменные, оказывается известным уравнением, решения которого суть так называемые поверхностные шаровые функции; другое, содержащее только r и некоторый параметр $\alpha = p(p+1)$ (p — целое число), имеет характеристические числа двух родов: при $E > 0$ они представляют непрерывное множество, т.-е. при всяком значении $E > 0$ существует решение, однозначное, конечное и непрерывное во всем пространстве и исчезающее в бесконечности; но при $E < 0$ характеристические числа, а следовательно, уровни энергии дискретны, именно:

$$E_n = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 (n+2)^2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

при чем n должно быть не менее вышеупомянутого p . Эти результаты совпадают с прежней квантовой теорией, при чем уровни $E_n < 0$ соответствуют эллиптическим путям электрона, $E > 0$ — гиперболическим. Интересно отметить, что прежняя квантовая механика допу-

¹⁾ Schrödinger. Quantisierung als Eigenwertproblem. Erste Mitteilung. Ann. d. Phys. 79, '361, 1926.

скала уровень энергии, соответствующий прямолинейному колебанию электрона через ядро, и приходилось этот случай исключать просто запретом, смысл которого оставался непонятным; в механике Шрёдингера этот случай исключается автоматически, отсутствием соответствующего ему характеристического числа.

Шрёдингер, а также Фок¹⁾ решили так же и задачу, соответствующую явлению Штарка — разделение линий спектра в электрическом поле, — при чем была найдена для уровней энергии формула, совпадающая в первом приближении с формулой прежней квантовой теории, полученной Эпштейном; во втором приближении формулы расходятся, в особенности для малых квантовых чисел²⁾.

Двухатомные молекулы. До сих пор мы говорили только об уравнении Шрёдингера для одной точки; но его без труда можно обобщить и на любое число степеней свободы. Путей к этому несколько; например, можно исходить из аналогии с оптикой многомерных сред (не имеющей, конечно, прямого физического смысла), как это и делает Шрёдингер в своей второй статье, или же пользоваться указанным выше формальным рецептом; есть и другие пути. Такое более общее уравнение Шрёдингера было применено к нескольким случаям, в которых удалось довести расчет до конца. Так, Фюсс³⁾ рассмотрел двухатомную молекулу и пришел к результатам, хорошо согласующимся с опытом, при чем и здесь новая теория показала ряд преимуществ перед старой. Наконец, упомянем, что Александров⁴⁾ подсчитал потенциал ионизации водородной молекулы, при чем нашел его равным $16,4 V$, в полном согласии с экспериментальными результатами, тогда как прежняя теория давала $23,7 V$, — число, эксперименту совершенно не соответствовавшее; вообще старая теория приводит к неверным результатам во всех тех случаях, когда дело идет о системе более, чем двух тел. Поэтому лучшей проверкой новой теории был бы расчет спектра гелия; однако эта задача еще не решена, хотя уже есть подходы к ее решению.

10. Основным вопросом всякой теории атома является подсчет излучаемых им частот и их интенсивностей, и квантование есть только первый шаг к решению этой задачи. В теории Бора второй

¹⁾ A. Schrödinger, Quantisierung als Eigenwertproblem. Dritte Mitteilung, Ann. d. Phys. 80, 437, 1926. Fock, Zur Schrödingerschen Wellenmechanik. Z. f. Phys. 38, 242, 1926.

²⁾ G. Wentzel, Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik. Z. f. Phys. 38, 518, 1926.

³⁾ Fuess, Die Schwingungen zweiatomiger Moleküle in der Undulationsmechanik. Ann. d. Phys. 80, 367, 1926, и Zur Intensität der Bandenlinien u. des Affinitätsspektrums zweiatomiger Moleküle. Ann. d. Phys. 80, 281, 1926.

⁴⁾ W. Alexandrow, Das Wasserstoffmolekülion und die Undulationsmechanik. Ann. d. Phys. 81, 603, 1926.

шаг состоял в утверждении, что получаемые частоты определяются соотношением:

$$h\nu = E' - E''; \quad (31)$$

вопросы же интенсивности решались при помощи принципа соответствия; и этот последний, и соотношение (31) являлись чисто формальными утверждениями, лишенными физического смысла. Все поиски последнего оказались неудачными, хотя для отыскания его прибегали (Бор, Крамерс, Слэтер) к таким отчаянным мерам, как отказ от строгой точности закона сохранения энергии и сохранению за ним лишь статистической верности. Поэтому вопросы о частотах и интенсивностях должны явиться оселком и для теории Шрёдингера, и важно знать, как она их разрешает; теперь мы попытаемся возможно кратче дать представление о том, что достигнуто ею до сих пор в разрешении этой задачи.

Математически уравнение Шрёдингера может считаться окончательно разрешенным, если найдены и характеристические числа

$$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$$

и соответствующие им (т.-е. представляющие решения уравнения Шрёдингера с подставленными в него соответственным λ_n) фундаментальные функции:

$$\psi_1, \psi_2, \psi_3 \dots$$

Так как уравнение Шрёдингера линейно, то для него справедлив принцип суперпозиции, и вообще его решение есть

$$\psi = c_1 \psi_1 + c_2 \psi_2 + \dots = \sum c_n \psi_n, \quad (32)$$

где c_n суть произвольные постоянные. Смысл характеристических чисел, их связь с уровнями энергии (имеющими такое яркое физическое выражение, как потенциалы возбуждения электронным ударом) уже выяснены. Поэтому дальнейшим шагом в развитии теории Шрёдингера должно явиться установление физического смысла функции ψ , и естественно ожидать, что именно по этой функции мы должны суметь подсчитать частоты и интенсивности. Но здесь можно было бы ожидать, что задача может быть разделена на две части. Как показывает (до сих пор всегда оправдывавшаяся) формула (31), надо ожидать, что вопрос о получаемой частоте решается только при помощи характеристических чисел λ_n , или же при помощи их ω , целиком ими определенных функций ψ_n , но коэффициенты c_n не играют здесь никакой роли, ибо последние ничем с λ_n не связаны и могут быть выбираемы произвольно. Что же касается вопроса об интенсивностях, то значение c_n для его решения может быть и необходимо. Однако самый этот вопрос можно ставить двояко. Во-первых, можно

искать интенсивность элементарного акта излучения; например, можно спросить себя, как распределяется энергия электромагнитных волн вокруг данного атома водорода, как распределяется интенсивность по линиям явления Зеемана и т. д.; сюда же войдет вопрос и о поляризации излучения. Но, с другой стороны, в практически наблюдаемых случаях мы имеем дело не с излучением одного атома, а с явлением статистическим: множество атомов, находящихся в различных состояниях, излучают; и в результате мы не замечаем ни поляризации, ни различия излучения в разных направлениях, да кроме того, мы видим не одну, а всевозможные частоты.

Таким образом, мы можем искать c_n , соответствующие данному элементарному акту, или же, решившись иметь дело только с наблюдаемыми величинами, искать некоторые средние статистические функции от ψ , характеризуемые некоторыми средними значениями c_n ; говорим — функции от ψ , а не сами ψ , потому что, как выясняется, самим ψ не удастся подыскать простого физического смысла.

11. Согласно всем этим соображениям, остановимся прежде всего на приспособлении теории Шрёдингера к Боровскому условию частот (31), при чем будем оперировать только λ_n и ψ_n , забыв о c_n .

Как показывает (23), мы должны исходить не от ψ_n , а от

$$\varphi_n = \psi_n e^{\frac{2\pi i E_n t}{h}}, \quad (33)$$

ибо они представляют решения основного уравнения Шрёдингера (22). Легко видеть, что сами φ_n не определяют электромагнитных волн, ибо частот излучения $\nu_n = \frac{E_n}{h}$ в спектре нет; но и нетрудно заметить, что произведения фундаментальных функций на им сопряженные имеют желаемый вид; например, имеем (черта над функцией есть знак сопряжения)

$$\overline{\varphi_n \varphi_s} = \psi_n e^{\frac{2\pi i E_n t}{h}} \psi_s e^{\frac{-2\pi i E_s t}{h}} = \psi_n \psi_s e^{\frac{2\pi i t}{h} (E_n - E_s)}.$$

К общему решению, имеющему вид:

$$\varphi = \sum c_n \psi_n e^{\frac{2\pi i E_n t}{h}}, \quad (34)$$

приложимо то же замечание:

$$\overline{\varphi \varphi} = \sum \sum c_n \overline{c_s} \overline{\psi_n} \psi_s e^{\frac{2\pi i t}{h} (E_n - E_s)};$$

предполагаем ради общности, что c_n может быть комплексными. Отсюда естественно сделать два заключения: 1) для наличия излучения атома необходимо, чтобы в нем существовали одновременно два разных про-

цесса, характеризуемые двумя разными фундаментальными функциями: 2) величины $\psi_n \psi_s$ должны иметь связь с амплитудой излучения атома. Если вспомнить, что в электромагнитной теории излучение осуществляется в простейшем случае колеблющимся электрическим диполем, то мы пожелаем, чтобы $\psi_n \psi_s$ было каким-то отражением амплитуды такого диполя. Но последний есть точечный образ, тогда как $\psi_n \psi_s$ — пространственные функции; они поэтому должны соответствовать некоему пространственному распределению электричества, а никак не точечному. Все эти довольно неопределенные рассуждения приводят Шрёдингера¹⁾ к гипотезе, что можно считать плотностью распределения электричества в атоме величиной

$$\varphi \cdot \bar{\varphi}.$$

Поэтому количество электричества в элементе объема $d\tau$ есть

$$\varphi \bar{\varphi} \cdot d\tau,$$

а компоненты момента диполя суть эта величина, умноженная на координаты элемента $d\tau$; например, компонент диполя на ось x -ов есть

$$x \varphi \bar{\varphi} \cdot d\tau.$$

Результирующий диполь есть сумма всех дипольных элементов, т. е.

$$M_x = \int x \varphi \bar{\varphi} \cdot d\tau. \quad (35)$$

Если функция φ состоит только из одного члена

$$\varphi_k = \psi_k e^{\frac{2\pi i E_k t}{h}},$$

то $\varphi_k \bar{\varphi}_k = \psi_k^2$ и зависимости от времени не будет; ясно, что таким образом объяснено, отчего не наблюдается частот излучения $\nu_k = \frac{E_k}{h}$.

Если же в φ присутствуют два члена, φ_k и φ_s , то имеем:

$$\begin{aligned} \varphi \bar{\varphi} &= (\overline{c_k \varphi_k + c_s \varphi_s}) (c_k \varphi_k + c_s \varphi_s) = \\ &= c_k \bar{c}_k \bar{\varphi}_k \bar{\varphi}_k + c_s \bar{c}_s \bar{\varphi}_s \bar{\varphi}_s + c_k \bar{c}_s \bar{\varphi}_k \bar{\varphi}_s + \bar{c}_k c_s \bar{\varphi}_k \varphi_s; \end{aligned}$$

первые два члена не зависят от времени и поэтому не интересуют нас; вторые два приводятся к виду:

$$\psi_k \psi_s \gamma_k \gamma_s \left\{ e^{i(2\pi \nu_{ks} t + \delta_{ks})} + e^{-i(2\pi \nu_{ks} t + \delta_{ks})} \right\},$$

¹⁾ Vierte Mitteilung. Ann. d. Phys. 81, 109, 1926.

где

$$c_k = \gamma_k e^{i\delta_k}; \quad \delta_{ks} = \delta_k - \delta_s;$$

$$\nu_{ks} = \frac{E_k - E_s}{h};$$

имея в виду, что x и ρ действительны, находим

$$M_x = 2 \gamma_k \gamma_s \cos i(2\pi\nu_{ks}t + \delta_{ks}) \int x \psi_k \psi_s d\tau. \quad (36)$$

Таким образом, зависящая от времени часть дипольного момента имеет нужную частоту Бора

$$\nu_{ks} = \frac{E_k - E_s}{h}. \quad (31)$$

Рассуждение это незатруднительно распространить на любое число членов (34), и таким образом мы получаем представление о физическом смысле условия Бора (31).

12. Если в (34) присутствуют все члены ($c_n \neq 0$), то число интегралов, входящих в (36):

$$x_{ks} = \int x \psi_k \psi_s d\tau \quad (36)$$

есть, очевидно, ∞^2 ; написав их в виде таблицы:

$$\begin{array}{cccc} x_{11} & \cdot & \cdot & x_{12} & \cdot & \cdot & x_{13} \\ x_{21} & \cdot & \cdot & x_{22} & \cdot & \cdot & x_{23} \\ x_{31} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{array}$$

мы получим так называемую матрицу; аналогичные таблицы мы получим и для любой другой функции F (которая пусть содержит в виде множителя $e^{2\pi i\nu_{ks}t}$) по правилу:

$$F_{ks} = \int F \psi_k \psi_s \cdot d\tau. \quad (37)$$

Но как раз в работах Гейзенберга, Борна и Иордана, развитых затем Дираком Паули и многими другими, всякая квантовая величина представляется в форме матрицы. Для примера рассмотрим излучение атома; частоты, им испускаемые, суть ν_{ks} ; если мы назовем через x_{ks} амплитуды этих излучений, то

$$q_{ks} = x_{ks} e^{2\pi i\nu_{ks}t} \quad (38)$$

представит нам элемент матрицы, по которому мы сможем определить как частоты ($\nu_{i,s}$), так и соответственные интенсивности ($x_{i,s}^2$). Создатели матричной механики показывают, что можно составить матричные уравнения для нахождения этих величин, при чем эти уравнения имеют большую формальную аналогию с уравнениями Гамильтона: каждая задача прежней квантовой теории, написанная в виде уравнений Гамильтона, может быть претворена в задачу матричной механики путем простой формальной замены обыкновенных величин матричными. Мы не можем входить здесь в изложение их рассуждений; скажем только, что элементы их матриц совпадают с (37). Это обстоятельство дает возможность считать матричную механику частью механики Шредингера, но благоприятно отзываясь и на этой последней. Именно, расчеты интенсивностей по матричной механике дали благоприятные результаты; поэтому можно пользоваться и в механике Шредингера формулой (36) для расчета интенсивностей и поляризации. Шредингер¹⁾ выполнил это для явления Штарка и нашел согласие с опытом довольно хорошее, во всяком случае, лучшее, чем давала прежняя квантовая теория при помощи принципа соответствия.

13. Из всего вышеизложенного видно, что теория Шредингера, давая нередко лучшее числовое согласие с экспериментом, чем теория Бора, превосходит последнюю еще и с другой стороны: она дает такое толкование квантованию и условию частот, которое, повидимому, не содержит в себе внутренних противоречий и, во всяком случае, физически приемлемее, чем формальные рецепты Бора. Конечно, можно посоветовать на то, что она уже не имеет дела с точечными электронами, а, так сказать, размазывает электрон по всему пространству, да вдобавок не дает ясной модели атома. Но первая особенность — обращение к уравнению непрерывной среды — не так уже ново, как мы и указывали в начале нашей статьи, и к нему надо просто привыкнуть, как привыкли же мы к нелепым физическим условиям Бора; второй же недостаток — отсутствие модели — еще может оказаться восполненным дальнейшим развитием теории, хотя нельзя не отметить, что у некоторых авторов (Борн, Я. И. Френкель) существует убеждение, что такая модель принципиально невозможна, ибо самая сущность механики Шредингера — статистическая. В нашем изложении мы старались не становиться на такую точку зрения, ибо нам кажется, что она не необходима для механики Шредингера.

14. Имея в виду изложение только основ механики Шредингера, мы не затронули многих вопросов, связанных с ее дальнейшим развитием. Мы не говорили об ее обобщении на многие степени сво-

¹⁾ Dritte Mitteilung, Ann. d. Phys., 80, 437, 1926.

боды и в область механики специальной теории относительности, что уже выполнено. Кроме того, установлена и весьма многообещающая связь с теорией относительности и уравнениями Максвелла, так что появляется надежда весьма общего и непротиворечивого изложения явлений излучения; наконец, статистика Бозе—Эйнштейна¹⁾ также оказывается тесно связанной с теорией Шрёдингера; кто знает, не близки ли мы к весьма крупному синтезу принципов физики в одно стройное целое?

¹⁾ См. о ней Иг. Тамм, Усп. Физ. Наук, 2, 1926.

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ.

П. Г. Лапинский, Киев.

1. Основное содержание теории металлической проводимости.
2. Старая или классическая теория металлической проводимости.
3. Физические гипотезы, на которых основана старая теория металлической проводимости.
4. Основные уравнения старой теории.
5. Попытки реформы теории металлической проводимости. Работа Штарка.
6. Теория В. Вина.
7. Первая теория Дж. Дж. Томсона.
8. Вторая (целная) теория проводимости Дж. Дж. Томсона.
9. Работа Борелиуса по теории металлической проводимости.
10. Работа Верейде по теории металлической проводимости.
11. Теория П. Бриджмена.
12. Равнолесная теория металлической проводимости А. Уотермана.
13. Влияние атомного веса на электропроводность.
14. Электропроводность и строение.
15. Итоги обзора.
16. Указатель литературы по теории металлической проводимости и связанным с нею вопросам.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Теория металлической проводимости представляет физическую теорию, которая при помощи предположения о перемещении электронов внутри проводника, на основе некоторых, наиболее приемлемых динамических положений, объясняет механизм электрического тока в металлических проводниках, а также всю сложную и разнообразную группу соединений с этим явлением. Сюда прежде всего относится ряд так называемых термо-электрических явлений: возникновение термо-электродвижущей силы в замкнутой цепи из двух металлов с разными температурами спаев, явления Пельтье и Томсона, затем распространение тепла в металлических проводниках и связь между величиной теплопроводности и электропроводности (закон Видемана - Франца), зависимость электропроводности от температуры и давления. Здесь же мы имеем дело с сложной группой явлений, сопровождающих распространение электрического и теплового тока в магнитном поле: поперечные и продольные электрические и тепловые явления, получившие от имен открывших их исследователей названия: явления Холла, Эттингсгаузена, Нернста, Ледюка-Риги, Корбино и т. д. Сюда же следует отнести два явления, недавно изучен-

ные Бенедиксом, указывающие на роль градиента температуры в проводнике, и на влияние формы проводника в явлениях металлической проводимости. Как частный случай, мы имеем влияние магнитного поля на электрическое сопротивление проводника. Далее, с теорией металлической проводимости тесно связаны оптические свойства металлов, особенно для длинных тепловых лучей. Можно сказать с уверенностью, что большая часть физических свойств металлов, особенно же касающаяся связи между электрическими и тепловыми явлениями в них, имеет самое близкое отношение к теории металлической проводимости.

2. СТАРАЯ ИЛИ КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Старая электронная теория металлической проводимости, созданная в период 1898—1912 года благодаря работам Рике, Друде, Дж. Томсона и особенно Г. А. Лоренца (см. литературный указатель в конце статьи), была первой физической теорией, которая, исходя из определенных физических гипотез и динамических принципов, пыталась создать теоретическую схему, объясняющую все перечисленные выше явления, связанную внутренним единством с представлениями о металлической проводимости. Дальнейшей разработкой этой теории в разных направлениях занимались: М. Рейнганум, Ван-Эвердинген, И. Кенигсбергер, П. Грунер, Г. Егер, Кунц, Шенк, Ф. Крюгер, К. Бедекер, П. Дебай, Н. Бор и др. (см. указатель литературы).

Основная динамическая схема этой теории была целиком заимствована из кинетической теории газов. Поэтому было бы справедливо эту теорию металлической проводимости именовать кинетической.

Развитая постепенно и последовательно до своих логических пределов, эта теория во многих пунктах оказалась в противоречии с опытом. Судьба ее напоминает классическую теорию теплового излучения. Разногласия между результатами этой теории и опытом привели к радикальной реформе этой теории и созданию теории квантов. Тем не менее, не подлежит сомнению, что в минувший период развития физики старая теория металлической проводимости сыграла плодотворную роль: со одной стороны, как рабочая теория, побудившая к целому ряду опытных исследований, накопивших перед нами обширный, хотя и не всегда надежный материал, с другой стороны, как испытание некоторых допущений, весьма вероятных раньше и весьма сомнительных при свете современных физических знаний.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ГИПОТЕЗЫ, НА КОТОРЫХ ОСНОВАНА СТАРАЯ ТЕОРИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Согласно старой теории, электрический ток в металлических проводниках состоит в одностороннем движении электронов, отделившихся

от атомов металлического проводника, и свободно перемещающихся в пространстве между атомами, под действием электрической силы внешнего электрического поля, приложенного к проводнику. Эти электроны, называемые свободными, существуют в проводнике и при отсутствии внешнего электрического поля. В этом заключается одна из основных гипотез старой теории металлической проводимости. Свободные электроны имеют в совокупности свойство газа, находящегося в тепловом равновесии с металлом. В газах средняя кинетическая энергия молекул зависит только от температуры. Поэтому тепловое движение электронов было подчинено той же зависимости:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \alpha T. \quad (1)$$

Здесь m — масса электрона, v — скорость поступательного теплового движения и $\alpha = 2,05 \cdot 10^{-16}$. Это уравнение (1), которое тоже является основным для старой теории металлической проводимости, содержит в себе гипотезу, изменявшую значительно и радикально прежние представления о природе тепла, а именно, что носителями тепла являются не только атомы и молекулы, но и свободные электроны. Отсюда уже вытекают следствия об участии электронов в теплоемкости, теплопроводности и т. д. Как указал Лоренц, такие электроны вызывают тепловое излучение, которое выражается формулой Релей-Джинса и с результатами опыта не совпадает. Для коротких волн эта формула дает большую интенсивность, нежели это получается из опыта. Новые теории теплоемкости, построенные на основе теории квантов и удовлетворительно согласующиеся с опытом, приводят к заключению, что на долю электронов не может приходиться сколько-нибудь значительного количества тепловой энергии.

Уравнение (1) выражает динамический принцип равномерного распределения энергии по степеням свободы, примененный к движению электронов внутри тела. Кроме того, принимается, что при своем движении от одного столкновения с тем или иным атомом до другого электроны не подвержены действию других сил, кроме силы внешнего электрического поля.

4. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СТАРОЙ ТЕОРИИ.

Как результат указанных положений, получается для электропроводности d выражение:

$$d = \frac{1}{2} \frac{ne^2 l}{m \alpha} = \frac{ne^2 l}{4 \alpha T}. \quad (2)$$

Здесь n — число свободных электронов в единице объема, v — скорость теплового движения электронов, e — заряд электрона, l — средняя величина его свободного пробега, m — масса электрона, T — абсолютная

температура электронного газа. Аналогичное выражение получается для теплопроводности металлов k :

$$k = \frac{1}{3} n l \alpha, \quad (3)$$

что приводит к важному следствию:

$$\frac{k}{d} = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{e} \right)^2 T. \quad (4)$$

Соотношение (4) выражает приближенно одну из наиболее важных закономерностей, установленных для металлов, а именно, закон Видемана и Франца: для всех металлов при одной и той же температуре отношение $\frac{k}{d}$ одинаково. Кроме того, из (4) вытекает, что отношение $\frac{k}{d}$ изменяется пропорционально абсолютной температуре (закон Моренца).

5. Попытки реформы теории металлической проводимости. Работа П. Штарка.

Уже к 1912 году выяснилась необходимость перестроения электронной теории металлической проводимости на новых основаниях. Все появившиеся за этот более чем десятилетний период работы можно рассматривать, как попытки найти новые пути к более удовлетворительному и согласованному с данными опыта решению основной задачи теории металлической проводимости: установлению детальной схемы движения переносящих ток электронов как в виде установления новых физических гипотез, так и в виде применения новых динамических принципов, главным образом, теории квантов.

Уже Камерлинг-Оннес [36] применил к области низких температур эмпирическую формулу, по которой электрическое сопротивление пропорционально:

$$1 + \sqrt{\frac{T h \nu}{e^{h \nu} k T - 1}}, \quad (5)$$

где T — абсолютная температура металла, h — элементарное количество действия по Планку, ν — частота атомных колебаний металла.

Штарк в 1912 г. [33] был, повидимому, один из первых физиков, который, подвергнув критике старую теорию металлической проводимости и сомнению ее основные положения, пытался радикально изменить ее содержание. Штарк исходил из гипотезы, что по поверх-

ности атома в виде отдельных зерен расположены электроны. Атом, таким образом, состоит из сферического ядра и электронов. Силовые линии, выходящие из электрона, служат для скрепления атомов в молекулу, а также связывают молекулу в твердое или жидкое тело. Исходя из электрона, силовые линии оканчиваются либо на $+$ ядре своего

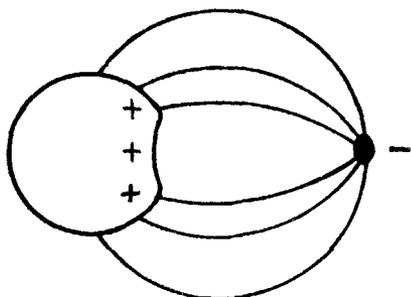


Рис. 1.

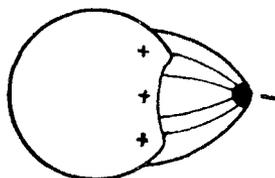


Рис. 2.

атома, либо на ядрах чужих атомов. Металлы, обладающие большой электропроводностью, имеют больших размеров электрическое поле, ограниченное с одной стороны $+$ -ядром атома, с другой — весьма удаленными электронами (см. рис. 1).

Рис. 2 дает форму электрического поля атомов металлоида. На рис. 3 представлено расположение положительных атомов и электронов в кристаллической решетке одновалентного металла правильной системы. Здесь силовые линии отдельного электрона частью идут к ядру своего атома, частью к соседним и соединяют отдельные атомы в кристаллическую решетку. Сопротивление, которое оказывает электрон своему смещению по разным направлениям, неодинаково. Это сопротивление отсутствует, когда электрон смещается по таким направлениям, когда его силовые линии не изменяются. Эти направления лежат в плоскостях, проведенных симметрично относительно $+$

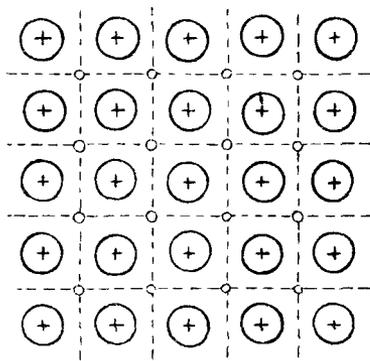


Рис. 3.

$+$ ядер. На рис. 3 следы таких плоскостей отмечены пунктиром. По таким поверхностям электрон перемещается без производства работы, как перемещался бы по поверхностям равного потенциала. Такие поверхности Штарк назвал поверхностями смещения (Schubflächen). По таким поверхностям под действием ничтожно-малой электрической силы смещается не один электрон, а вместе со множеством других. Поверхности смещения могут быть не только плоскими, но и любой кривизны.

Пересекаясь между собою, они образуют узловые точки. Число электронов, способных перемещаться в одновалентном металле, равно числу атомов и не зависит от температуры. При действии внешней электрической силы электрон движется по тем возможным направлениям, которые имеют наименьший наклон относительно электрической силы. Электрическое сопротивление обусловлено тепловыми колебаниями атомных электрических полей, действующих возмущающим образом на движение смещающейся решетки электронов. Отсюда получаются соответствующие выводы относительно изменения сопротивления с температурой. По Штарку, все электроны образуют одну нераздельную твердую решетку, перемещающуюся между атомами. Отдельный электрон обладает таким количеством тепловой энергии, которое приходится на него, как на составную часть атома при его тепловых колебаниях.

Для полуметаллических тел при тепловых колебаниях отдельные электроны могут так далеко отдалиться от атома, что придут на поверхность смещения и смогут передвигаться под действием электрической силы. Такие тела Штарк назвал „Teilmetalle“. В то время как типичные металлы, по Штарку, обладают при $T=0^\circ$ abs. бесконечно большой величиной проводимости, в полуметаллах при $T=0^\circ$ abs. все электроны лежат вне поверхностей смещения, и удельное сопротивление их бесконечно велико. При движении близ колеблющихся атомов электроны испытывают тормозящее действие от переменных электрических полей атомов. Если n — число электронов для единицы объема, то $\frac{dn}{dT} < 0$ (6) для металлов и $\frac{dn}{dT} > 0$ (7) для полуметаллов. Далее, если r есть подвижность электронов в электрическом поле, то $\frac{dr}{dT} < 0$ (8) и поэтому для металлов изменение удельной электропроводности λ с температурой:

$$\frac{d\lambda}{dT} = -n \frac{dr}{dT} > 0 \quad (9)$$

и для полуметаллов:

$$\frac{d\lambda}{dT} = n \frac{dr}{dT} - \frac{dn}{dT} \lambda < 0 \quad (10)$$

Поэтому будет такая температура T_1 , когда $\frac{d\lambda}{dT} = 0$, т.-е. проводимость полуметалла достигает наибольшей величины. Для перемещения в полуметаллах электрона от его атомного ядра до поверхности смещения нужно произвести работу определенной величины H . Эта работа H аналогична работе диссоциации, введенной Кенигсбергером [31] в его теории проводимости полуметаллических проводников. В металлических соединениях также может иметь место такое смещение электронов из их нормального состояния на поверх-

ности перемещения, и этим вызывается их металлическая проводимость, вообще нарастающая с температурой. Изменение электропроводности при плавлении металлов и меньшую проводимость в жидком состоянии Штарк объясняет тем, что при переходе в жидкое состояние кристаллическая решетка исчезает, и форма поверхностей сдвига электронов постоянно меняется, становясь более искривленной, чем в твердом состоянии.

Работа Штарка хотя и носила схематический характер, будучи лишена подсчетов и вывода формул, тем не менее внесла много нового и оригинального в теорию металлической проводимости. Наиболее важным является мысль Штарка о значении кристаллической решетки для выяснения электрических свойств металла. Другая мысль об ограничении движения электронов внутри металла известными путями получила потом подтверждение в других теориях (Дж. Томсон, П. Бриджман и др.).

6. Теория В. Вина.

Почти одновременно со Штарком В. Вин [64] пытался обосновать теорию электропроводности металлов на иных основаниях: прежде всего, он отрицает применимость основного уравнения старой кинетической теории металлической проводимости (1), по которому квадрат скорости электрона пропорционален абсолютной температуре T .

Вместе с этим приходится отказаться от весьма простого вывода закона Видемана и Франца. Вин сохраняет данное в труде выражение для величины металлической проводимости $d_1 = \frac{1}{2\pi n} e^2 n l$ (11);

здесь n — число свободных или проводящих электронов в 1 см^3 , l — средний их пробег, v — средняя скорость электронов, d_1 — удельная электропроводность. Относительно v Вин принимает, что эта скорость не зависит от температуры и не меняет своей величины при $T = 0^\circ \text{ abs.}$; иными словами, он заменяет основное уравнение (1) $\frac{mv^2}{2} = \alpha T$ через $v = \text{const}$ (12).

Величину v Вин также принимает независимой от T . Только одна величина l изменяется с температурой, и ее изменение одно обуславливает температурный ход проводимости. Как следствие из теории Вина, вытекает, что $\frac{dd_1}{dT} = \frac{dl}{dT}$ (13), т.-е. температурный ход электропроводности d_1 дает изменение с температурой l . Так как в твердом металле сферы действия атомов налагаются одна на другую, то, по Вину, нет основания говорить о „свободном“ движении электронов, так как при своем движении они находятся под действием атомов. Принимая, что число столкновений электронов с колеблющимися атомами тем

больше, чем больше амплитуда колебаний и энергия атомов, он находит для l уравнение:

$$\frac{1}{l} = \text{const} \frac{\nu^3 d\nu}{e \frac{h\nu}{kT} - 1}, \quad (14)$$

где ν — частота атомных колебаний и дает для сопротивления W такое выражение:

$$W = C \int_0^{\nu_{\text{max}}} \frac{\nu^3 d\nu}{e \frac{h\nu}{kT} - 1}. \quad (15)$$

Подробный анализ этого выражения указывает, что для очень больших T величина $W_T = \text{const } kT$, а при низких температурах W пропорциональна $T^{3/2}$. К тем же результатам, что у Вина, пришел также Ф. Гауер [27]: главная причина изменения сопротивления есть изменение длины свободного пробега.

Теоретическое исследование Вина имело большое значение в деле постановки вопроса. Из работы Вина видны те новые вопросы, которые выдвинула теория проводимости. Эти вопросы такие: в чем следует искать влияния температуры на электропроводность металлов и, в частности, как влияет T на движение электронов (на их скорость u и свободный пробег l); как велико число свободных электронов n , участвующих в переносе электрического тока, и как происходит их отделение от атома.

7. ПЕРВАЯ ТЕОРИЯ ДЖ. ТОМСОНА.

Несколько иначе, нежели Штарк и Вин, пытался перестроить теорию металлической проводимости Дж. Томсон (The Nature, 1915 Dec.). Подвергнув внимательному рассмотрению выводы старой электронной теории, он указал, что температурное изменение электропроводности и особенно явления сверхпроводимости не согласуются с основами старой теории электронной проводимости. Поэтому Томсон предложил новую схему механизма проводимости, заимствованную из теории магнетизма Ланжевена. Томсон предполагает, что каждый атом металла можно рассматривать как электрический диполь, аналогичный молекулярному магниту. Такой диполь состоит из электрона и равного ему по величине положительного заряда. Под действием электрической силы эти дипольные моменты стремятся расположиться вдоль линий электрической силы, подобно тому как молекулярные магниты располагаются по линиям магнитной силы. В результате под действием внешнего электрического поля часть дипольных моментов расположится по направлению электрической силы, остальные же будут беспорядочно ориентированы по разным направлениям. Атомные дипольные моменты вызывают

вокруг себя интенсивные электрические силы, которые стремятся перетянуть электрон от одного атома к другому. Разница между изолятором и металлом, по Томсону, состоит в том, что электроны в атомах изолятора способны оказать достаточное сопротивление этой силе и удержаться в атомах. В металлах же они легче отрываются, уступая силе притяжения и переходят, таким образом, вдоль цепи от одного атома к другому. Сила, перетягивающая электроны, вызывается соседними атомами и потому не зависит от внешней электрической силы. Если вдоль одной цепи за секунду проходит p электронов, а число таких цепей на 1 см^2 — N , то плотность тока $Npe = i$ (16), где e — заряд электрона. Далее, если в единице объема по направлению электрической силы расположилось l биполюсов, а d — расстояния между центрами соседних биполюсов, то на единицу длины цепи их будет: $\frac{1}{d}$

$$l = \frac{N}{d} \text{ и } i = l d p e. \quad (17)$$

Далее Томсон, по аналогии с известными формулами теории магнетизма Ланжевена, получает выражение l , соответствующее данной внешней электрической силе X_0 :

$$l = \frac{\frac{Nm^2}{3} X_0 \frac{1}{RT}}{1 - \frac{Nm^2 k}{3RT}}. \quad (18)$$

Здесь T — абсолютная температура, R — газовая постоянная, m — электрический момент биполюса, kI — внутреннее электрическое поле, происходящее от действия на данный биполюс соседних атомов. Или, обозначая через T_0 температуру, при которой $\frac{Nm^2 k}{3RT} = 1$, получаем:

$$l = \frac{1}{k} \frac{X_0 T_0}{T - T_0} \text{ или } i = \frac{d p e}{k} \frac{X_0 T_0}{T - T_0}. \quad (19)$$

Таким образом, удельная проводимость металла $\sigma = \frac{d p e}{k} \frac{T_0}{T - T_0}$. (20).

При $T = T_0$ она обращается в бесконечность. Заслуживает внимания роль внутренней силы kI . Прежде всего, эта сила чисто электрического характера. Далее, из уравнения:

$$\frac{kI}{X_0} = \frac{T_0}{T - T_0} = F(T) \quad (21)$$

видно, что это внутреннее электрическое поле всегда пропорционально полю внешнему и достигает особенно большого значения при $T = T_0$, когда оно значительно больше поля внешнего, так что цепи атомных биполюсов удерживаются, главным образом, междуатомными силами.

Поэтому роль внешней электрической силы в металлической проводимости состоит, по Томсону, в том, чтобы поляризовать металл, т.е. образовать ряд цепей. Поэтому Джоулево тепло соответствует работе образования цепей, т.е. преодолению сил, препятствующих ориентированию диполюсов. Когда цепи образованы, то электрический ток передается вдоль них под действием одних атомных сил, т.е. адиабатно. Поэтому, если с удалением электрической силы поляризация остается, то должен остаться и ток. Теория Томсона еще более, чем теория Вина, уклоняется от прежних схем, на которых была основана старая теория проводимости. Она вводит, как важную физическую величину, междумолекулярное электрическое поле $kI = \frac{X_0 T_0}{T - T_0}$.

К сожалению, эта схема передачи электрического тока ничего не говорит о других явлениях, связанных с электропроводностью: термоэлектрических явлениях теплопроводности, влиянии магнитного поля на сопротивление и т. д.

8. Вторая (цепная) теория проводимости Дж. Томсона.

В 1922 году Дж. Томсон опубликовал [39] вторую теорию металлической проводимости, более близкую по своим динамическим основам к старой кинетической электронной теории металлической проводимости. Ту роль, которую в старой электронной теории играли отдельные электроны, в новой теории Томсона выполняют электронные цепи. По представлению Томсона, решетка твердого металла построена из атомов и электронов, которые расположены, чередуясь. Электрон не связан с отдельным атомом более, чем с остальными. При смещении электрона из положения его равновесия возникают колебания очень большой частоты, соответствующие видимым или ультрафиолетовым лучам. Такие электроны прочно связываются друг с другом и образуют "твердую" цепь. Эта цепь может при своем смещении из положения равновесия совершать колебания, период коих очень велик, так что даже при низких температурах такая цепь получает количество энергии, соответствующее одной степени свободы при равномерном распределении. Цепь может также совершать поступательное движение вдоль линий кристаллической решетки, как одно твердое тело, перенося внутри металла электричество и тепловую энергию. На основе этих представлений Дж. Томсон объясняет изменение сопротивления с температурой, сверхпроводимость и закон Видемана и Франца. Если количество кинетической энергии электрона при температуре T в состоянии теплового равновесия назовем через $3kT$, то энергия всей цепи, как бы ни было велико число электронов n , ее образующих, будет, по Томсону, равна kT , откуда на долю одного электрона приходится $\frac{kT}{n}$, величина очень малая при значитель-

ном n . Образование таких цепей внутри металла Томсон объясняет следующим образом: переменное электрическое поле черного излучения занимает объем, достаточно большой, сравнительно с расстоянием двух соседних электронов. Поэтому электрическое поле черного излучения связывает электроны в одну цепь. Колебание такой цепи вызывает обратную реактивную волну, ослабляющую интенсивность черного излучения. Когда отсутствует внешнее электрическое поле, приложенное к металлу, цепи движутся по всем направлениям, образуя местные токи, распределение коих может быть изменено магнитным полем.

Если через t назовем время между двумя столкновениями электрона с атомами, X — величину электрической силы, e — заряд электрона, то v — величина его скорости — будет по старой теории

$$v = \frac{1}{2} \frac{Xet}{m} \quad \text{или} \quad v = \frac{1}{2} \frac{X\lambda}{m\bar{v}};$$

здесь m — масса электрона, λ — его свободный пробег.

По цепной же теории Томсона кинетическая энергия цепи из n электронов при температуре T равна

$$\frac{1}{2} n m v^2 = \frac{1}{2} k T. \quad (22)$$

Цепи перемещаются в промежутке между атомами, испытывая близ атома наиболее сильное их действие, отчасти напоминающее столкновение по старой теории. Если $2e$ — расстояние центров соседних атомов, а v — скорость перемещения цепи, то время перехода электрона от атома к атому $\frac{2e}{v}$. За это время электрическая сила X

увеличивает скорость движения цепи на $Xe \frac{2e}{m v}$. Но часть кинетической энергии теряется при прохождении цепи близ атома. Если величина трения, которое испытывает электрон, есть g , то скорость его под действием электрической силы X будет

$$g \frac{Xe}{m v} \quad \text{и} \quad g \frac{Xe m v}{k T} = g \frac{e X l v}{2 k T} \quad (l \text{ — длина цепи}). \quad (23)$$

Если число цепей, имеющих направление X , в единице объема есть q , то плотность тока будет:

$$q l \frac{X e l}{2 k T} = q l \frac{X e^2 n l}{2 k T}. \quad (24)$$

Поэтому величина электропроводности σ выразится так:

$$\sigma = q \frac{e^2 l c n q}{2 k T} = q \frac{e^2 l c f p}{2 k T}, \quad (25)$$

где p — число электронов в единице объема, а f — трение их при движении цепей. Как было указано выше, цепи не только обуславливают электропроводность металла, но являются центрами излучения и поглощения лучей в междоатомном пространстве. Аналогично закону смещения Вина, $\lambda_{\max} T = \text{const}$, длина цепи обратно пропорциональна T .

Далее, Томсон дает соотношения: $en = \frac{\xi}{T}$ (26); здесь ξ — постоянная

и $v = \left(\frac{Re}{\xi m}\right)^{\frac{1}{2}} T$ (27), откуда и следует, что nev не зависит от температуры. Поэтому p постоянно и ε обратно пропорционально T . Явление сверхпроводимости металлов Томсон объясняет так: при столкновении цепи с атомами часть энергии цепи переходит к атому. Когда период колебания цепи увеличивается, то количество энергии, передаваемой атомам, убывает. При медленном движении электронов и длительном ударе атом получает очень малую часть энергии: по Джинсу: $e^{-2e\tau}$, где e — длительность удара, ν — частота атомных колебаний. В этом случае скорость электронных цепей, а потому и величина ε , бесконечно возрастает, что и обуславливает сверхпроводимость.

По своему содержанию цепная теория Томсона близка к старой кинетической теории проводимости, отличаясь от нее, главным образом, малой величиной тепловой энергии электрона, особенно при низких температурах, когда длина цепей значительно увеличивается.

Это образование длинных цепей при низких температурах не соответствует слишком малой интенсивности черного излучения. Для Li и Na при обыкновенной температуре получаются цепи длиной около 0,0002 см, содержащие около 10 000 электронов. При 3° abs. длина цепей возрастает до 0,02 см, что соответствует 1 миллиону электронов в одной цепи.

9. Работа Борелиуса по теории металлической проводимости.

Приятие для свободных электронов величины тепловой энергии αT согласно уравнения (1) затрудняет объяснение получаемой из опыта величины теплоемкости металлов и явлений термоэлектричества с количественной стороны. С другой стороны, без этого допущения возникают трудности при объяснении закона Видемана и Франца. Поэтому Борелиус [8] принимает, что большая величина теплопроводности металлов обусловлена прежде всего правильностью их решетки, а уже потом движением электронов. К числу недостатков старой классической теории можно отнести также очень большие значения для величины пробега l электронов. Если взять число свободных электронов n , равным числу атомов N , то для Ag при обыкновенной темпе-

ратуре получается величина, равная 30-кратному расстоянию между атомами. При $n < N$ величина l еще больше. Чтобы обойти указанные выше затруднения, Борелиус принимает, что атомы удерживаются в своих положениях электрическими и гравитационными силами. Отвергая закон равномерного распределения энергии применительно к движению проводящих электронов, он принимает, что энергия проводящего электрона значительно меньше αT (см. уравнение 1) и равна CT , где T — абсолютная температура, C — константа. Далее, Борелиус принимает гипотезу первой теории Дж. Томсона, что внешнее электрическое поле вызывает внутри металла поляризацию. Полагая $n = N$, он дает для момента элементарного атомного диполя ϵr , и, применяя магнитную схему Ланжевена, получает для электрического момента I при действии внешней электрической силы X значение

$$I = I_m \frac{\epsilon r X}{\mu}, \tag{28}$$

где μ — энергия одного электрона, I_m — момент полной поляризации. Благодаря поляризации, возникает одностороннее перемещение электричества. Через площадь 1 см^2 проходит

$$i_m = 4 \epsilon r n \nu, \tag{29}$$

где n — число электронов в 1 см^3 , ν — частота атомных колебаний, $\epsilon = 1,59 \cdot 10^{-20}$ эл.-маг. ед. — элементарный заряд;

$$r = \sqrt[3]{\frac{A}{\rho N_1}}$$

радиус объема, приходящегося на 1 атом, A — атомный вес; ρ — плотность, $N_1 = 6,06 \cdot 10^{23}$ число Авогадро; $n = N = \frac{1}{(2r)^3}$. Далее, автор дает для силы тока i выражение

$$i = \frac{4 \epsilon^2 r^2 n \nu X}{\mu}, \tag{30}$$

откуда величина электропроводности равна

$$\kappa = \frac{4 \epsilon^2 r^2 n \nu}{\mu}, \tag{31}$$

т.е. пропорциональна квадрату атомного дипольного момента ϵr , частоте атомных колебаний ν , числу электронов n и обратно пропорциональна μ — энергии электрона.

Иначе это выражение для электропроводности можно представить еще так:

$$\kappa = \frac{1}{2} \epsilon^2 \frac{\nu}{r \mu}. \tag{32}$$

Так как в последнем уравнении только u значительно зависит от температуры, то r будет обратно пропорционально T . При переходе от металла к металлу, электропроводность x изменяется значительно, чем χ . Такое изменение следует приписать скачку величины u . Уравнение $i_m = 4\pi n e v$ приводит к результату, что для Ag закон Ома будет справедлив при плотностях тока малых сравнительно с $7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$. Далее автор указывает, что его теория дает для энергии электрона u малую величину сравнительно с энергией газовой молекулы. Для Ag и Bi при обыкновенной температуре он находит для отношения:

$$\frac{u}{\alpha T} = \frac{c}{\alpha} = 0,0006 \text{ (для Ag) и } 0,015 \text{ (для Bi)}.$$

Подобно Штарку и Линдеману, Борелиус объясняет сверхпроводимость движением электронов в междоатомном пространстве без сопротивления. Относительно теплопроводности автор принимает передачу тепла в металле упругими волнами в пространственной решетке, при чем часть волновой энергии, равная отношению $\frac{u}{2\alpha T}$, переходит в энергию электронов. Применяя формулу Дебая для теплопроводности

$$\lambda = \frac{1}{4} \rho c q L, \quad (33)$$

где ρ — плотность, c — теплоемкость, q — скорость распространения волны, L — средняя длина пути, на котором происходит убывание волновой энергии на данную величину, и полагая

$$\rho c = \varepsilon \alpha N; \quad N = \left(\frac{1}{2r}\right)^3; \quad L = \frac{4r\alpha T}{u},$$

Борелиус получает для теплопроводности

$$\lambda = \alpha^2 T \frac{\chi}{u}, \quad (34)$$

откуда

$$\frac{\lambda}{\alpha} = 2 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^2 T,$$

т.е. закон Вилемана и Франца в обычной форме. Как видно из предыдущего, работа Борелиуса отражает сильно построения других физиков и отчасти сходна с первой теорией Дж. Томсона.

10 РАБОТА ВЕРЕЙДЕ ПО ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Основываясь на опытах Ленарда над поглощением и отражением электронов от поверхности твердых тел, Т. Верейде в 1918 году [63] пытался набросать схему теории металлической проводимости.

Верейде обращает внимание на то, что слабой стороной старой теории являются: 1) несогласие с опытом формулы излучения, 2) значительная теплопроводность изоляторов, 3) невозможность объяснить малую теплоемкость свободных электронов.

Средняя энергия атомных колебаний, как известно, равна

$$l^r = \frac{3}{2} \frac{h\nu}{e^{h\nu} - 1} \quad (35)$$

Такую же величину Верейде принимает и для энергии вылетающего из атома электрона. Опыты Ленарда (Annal. d. Physik, 12. 1903, p. 932) показали, что поглощение электронов, падающих на твердое тело, подчиняется такому закону: $\frac{dn}{n} = \alpha dl$; здесь n —число движущихся электронов, dn —число поглощенных на расстоянии dl ; α —коэффициент поглощения. Вероятность поглощения электрона на расстоянии dl , если число атомов на 1 см³ будет c , есть $\alpha c dl$. Отсюда Верейде находит для среднего пробега электронов:

$$l = \int_0^{\infty} \alpha c e^{-\alpha c l} l dl = \frac{1}{\alpha c} \quad (36)$$

Таким образом, величина l определяется через c , число атомов в 1 см³, и α , величину поглощательной способности одного атома, не зависящую от скорости электронов. Из статистических расчетов получается для концентрации свободных электронов n

$$n = \frac{\varepsilon}{\alpha v},$$

где ε —число электронов, которые атом выбрасывает в 1 секунду, v —средняя скорость движения свободных электронов. Из формулы

Друде для электропроводности: $d_1 = \frac{1}{2} \frac{e^2 n l}{m v}$ автор элиминирует три неизвестных величины: n , l , v и вводит вместо них: ν —частоту атомных колебаний, ε —излучательную способность атома в 1 секунду, α —поглощательную способность атома для электронов в 1 секунду. По Ленарду: $\alpha = c\alpha$. В результате для электропроводности d_1 Верейде получает:

$$d_1 = \frac{e^2 \varepsilon}{6c\alpha^2} \frac{e^{h\nu}}{h\nu} - 1 \quad (37)$$

и аналогичную формулу для коэффициента теплопроводности λ :

$$\lambda = \frac{k\varepsilon}{2c\alpha^2} \frac{e^{h\nu} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2} \quad (38)$$

Так как в последнем уравнении только u значительно зависит от температуры, то r будет обратно пропорционально T . При переходе от металла к металлу, электропроводность x изменяется значительно, чем χ . Такое изменение следует приписать скачку величины u . Уравнение $i_m = 4\pi n e v$ приводит к результату, что для Ag закон Ома будет справедлив при плотностях тока малых сравнительно с $7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$. Далее автор указывает, что его теория дает для энергии электрона u малую величину сравнительно с энергией газовой молекулы. Для Ag и Bi при обыкновенной температуре он находит для отношения:

$$\frac{u}{\alpha T} = \frac{c}{\alpha} = 0,0006 \text{ (для Ag) и } 0,015 \text{ (для Bi)}.$$

Подобно Штарку и Линдеману, Борелиус объясняет сверхпроводимость движением электронов в межатомном пространстве без сопротивления. Относительно теплопроводности автор принимает передачу тепла в металле упругими волнами в пространственной решетке, при чем часть волновой энергии, равная отношению $\frac{u}{2\alpha T}$, переходит в энергию электронов. Применяя формулу Дебая для теплопроводности

$$\lambda = \frac{1}{4} \rho c q L, \quad (33)$$

где ρ — плотность, c — теплоемкость, q — скорость распространения волны, L — средняя длина пути, на котором происходит убывание волновой энергии на данную величину, и полагая

$$\rho c = \varepsilon \alpha N; \quad N = \left(\frac{1}{2r}\right)^3; \quad L = \frac{4r\alpha T}{u},$$

Борелиус получает для теплопроводности

$$\lambda = \alpha^2 T \frac{\chi}{u}, \quad (34)$$

откуда

$$\frac{\lambda}{\alpha} = 2 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^2 T,$$

т.е. закон Вилемана и Франца в обычной форме. Как видно из предыдущего, работа Борелиуса отражает сильно построения других физиков и отчасти сходна с первой теорией Дж. Томсона.

10 РАБОТА ВЕРЕЙДЕ ПО ТЕОРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Основываясь на опытах Ленарда над поглощением и отражением электронов от поверхности твердых тел, Т. Верейде в 1918 году [63] пытался набросать схему теории металлической проводимости.

Верейде обращает внимание на то, что слабой стороной старой теории являются: 1) несогласие с опытом формулы излучения, 2) значительная теплопроводность изоляторов, 3) невозможность объяснить малую теплоемкость свободных электронов.

Средняя энергия атомных колебаний, как известно, равна

$$l^r = \frac{3}{2} \frac{h\nu}{e^{h\nu} - 1} \quad (35)$$

Такую же величину Верейде принимает и для энергии вылетающего из атома электрона. Опыты Ленарда (Annal. d. Physik, 12. 1903, p. 932) показали, что поглощение электронов, падающих на твердое тело, подчиняется такому закону: $\frac{dn}{n} = \alpha dl$; здесь n —число движущихся электронов, dn —число поглощенных на расстоянии dl ; α —коэффициент поглощения. Вероятность поглощения электрона на расстоянии dl , если число атомов на 1 см³ будет c , есть $\alpha c dl$. Отсюда Верейде находит для среднего пробега электронов:

$$l = \int_0^{\infty} \alpha c e^{-\alpha c l} l dl = \frac{1}{\alpha c} \quad (36)$$

Таким образом, величина l определяется через c , число атомов в 1 см³, и α , величину поглощательной способности одного атома, не зависящую от скорости электронов. Из статистических расчетов получается для концентрации свободных электронов n

$$n = \frac{\varepsilon}{\alpha r},$$

где ε —число электронов, которые атом выбрасывает в 1 секунду, r —средняя скорость движения свободных электронов. Из формулы

Друде для электропроводности: $d_1 = \frac{1}{2} \frac{e^2 n l}{m v}$ автор элиминирует три неизвестных величины: n , l , r и вводит вместо них: ν —частоту атомных колебаний, ε —излучательную способность атома в 1 секунду, α —поглощательную способность атома для электронов в 1 секунду. По Ленарду: $\alpha = c\alpha$. В результате для электропроводности d_1 Верейде получает:

$$d_1 = \frac{e^2 \varepsilon}{6c\alpha^2} \frac{e^{h\nu}}{h\nu} - 1 \quad (37)$$

и аналогичную формулу для коэффициента теплопроводности λ :

$$\lambda = \frac{k\varepsilon}{2c\alpha^2} \frac{n \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2}{\left(\frac{h\nu}{e^{h\nu}} - 1 \right)^2} \quad (38)$$

По наблюдению величины температурного коэффициента сопротивления Верейде предполагает, что ϵ — излучательная способность атома — мало меняется с температурой. Верейде находит, что его формула (37) может объяснить такие закономерности:

1. При больших абс. температурах T , удельное сопротивление металлов ρ растет приблизительно пропорционально T .

2. Изменение сопротивления прежде всего обусловлено изменением энергии тела, зависящей от величины $\frac{h\nu}{kT}$. Этим объясняется

изменение сопротивления при плавлении.

3. С убыванием T сопротивление стремится к пределу 0.

4. При низких температурах для разных веществ кривые изменения сопротивления ρ_{273} идут в порядке атомных частот, — правило, которое дал Шиманк [55].

5. В периодической системе элементов кривая электропроводности аналогична по своему ходу кривой атомных объемов.

6. При прочих равных условиях электропроводность тем больше, чем больше способность атомов выбрасывать электроны, характеризуемая величиной ϵ .

7. Для каждой группы периодической системы величина $\frac{\epsilon}{a^2}$ изменяется так же, как и частота атомных колебаний ν .

8. Внутри одной группы периодической системы α изменяется мало, а потому ϵ изменяется, как частота ν атомных колебаний.

Верейде принимает для α величину порядка 10^{-16} и получает для Fe такие значения:

ϵ	около	10^{23}
l	„	10^{-7}
„	„	10^{23}
ϵ	„	10^{11}

Наиболее существенным результатом в работе Верейде является введение в выражение для металлической проводимости энергии и частоты атомных колебаний.

В этом отношении теория Верейде близка к теории Вина. Очень интересна попытка Верейде наметить ряд (1—8) новых эмпирических закономерностей, связанных с величиной металлической проводимости.

11. Теория П. Бриджмена.

Большой шаг вперед в разработке вопросов металлической проводимости представляют теоретические работы П. Бриджмена, отражающие очень полно полученные им экспериментальные результаты.

В первой работе [3₁] Бриджмен учитывает следующие результаты изменения сопротивления исследованных им 22 металлов под давлением до 12 000 кг/см²: 1) температурный коэффициент проводимости почти не изменяется с увеличением давления; 2) изменение сопротивления с давлением тем меньше, чем больше давления; 3) кривизна кривых: сопротивление-давление в большинстве случаев увеличивается с понижением температуры; 4) два металла — Bi и Sb ведут себя аномально: их сопротивление увеличивается с давлением. Исходя из этих опытных результатов, Бриджмен допускает, что при тесном соприкосновении атомов твердого тела электроны переходят от атома к атому без сопротивления. Такой переход становится невозможным при достаточном удалении атомов друг от друга. Между атомами образуется „щель“, через которую электроны не могут перебраться. Такие щели образуются в металле при нагревании, когда расстояния атомных центров становятся более некоторой определенной величины ν . Сопротивление w металла пропорционально числу таких щелей. Число же щелей зависит от амплитуды атомов. Близ $\tau = 0^\circ \text{ abs.}$ щели исчезают и электроны адиабатно переходят от атома к атому. Этим объясняется сверхпроводимость. Для средних температур Бриджмен принимает для величины колебательной энергии атома закон равномерного распределения энергии. Это дает:

$$\frac{\nu^2 \alpha^2}{\tau} = \text{const.} \quad (39)$$

Здесь ν — частота атомных колебаний, α — их амплитуда, τ — абсолютная температура. Кроме того, Бриджмен принимает, что

$$\left(\frac{\partial \nu}{\partial \tau} \right)_e = 0 \quad (40)$$

и еще вводит данное Грюнейзеном [2₃] соотношение:

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial p} \right)_s = \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)_p \quad (41)$$

Здесь: s — энтропия, p — давление, C — теплоемкость, v — объем.

Эти три соотношения, по Бриджмену, приближительны. При низких τ величина $\nu^2 \alpha^2$ растет быстрее, чем τ . Из (40, 41) Бриджмен получает такой закон изменения частоты ν с температурой и давлением:

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial \tau} \right)_p = \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)_p / C_v \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_\tau \quad (42)$$

и

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial p} \right)_\tau = \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)_p / C_p \quad (43)$$

а для изменения амплитуды:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_\tau = \left(\frac{\partial r}{\partial \tau} \right)_p / C, \quad (44)$$

и

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} \right)_p = \frac{1}{2\tau} - \left(\frac{\partial r}{\partial \tau} \right)_p^2 / C, \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\tau. \quad (45)$$

Бриджмен предполагает, что главной причиной изменения удельного сопротивления w металла является изменение амплитуды α атомных колебаний. Это оправдывается тем, что, с одной стороны, прежние уравнения дают:

$$\frac{2}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} \right)_r = \frac{1}{\tau}, \quad (46)$$

с другой — из опыта получается, что $\frac{\partial w}{\partial \tau}$ для многих металлов обратно пропорционально τ . Дальше Бриджмен дает очень важное соотношение:

$$w \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_\tau = \frac{2}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_\tau + \frac{1}{3} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\tau. \quad (47)$$

Из подсчета опытных данных Бриджмен получает, что изменение w с p вызывается, главным образом, изменением атомных амплитуд. Последний член формулы (47) есть поправочный и дает изменение w небольшое (от 5% до 10%). Старая электронная теория металлической проводимости не могла объяснить изменения w с p , и потому Грюнейзен дал [22] соотношение:

$$w \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_\tau = \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_\tau + \frac{1}{N} \left(\frac{\partial N}{\partial p} \right)_\tau + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial p} \right)_\tau = \frac{1}{C_p} \cdot \frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial \tau} \right)_p \left[1 + \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial \tau} \right)_p \right]. \quad (48)$$

Здесь w — скорость свободных электронов, N — их число в единице объема.

Бриджмен обобщает уравнение (47) для изменения w не только от давления, но и от других физических факторов и дает ему такой вид:

$$\frac{dw}{w} = 2 \frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{1}{3} dr. \quad (49)$$

При возрастании амплитуд двух соседних атомов и соответствующем значении фаз их колебаний расстояние двух соседних атомов становится больше некоторого предельного, и возникает „щель“. Это вызывает увеличение w .

Другим важным фактором, по Бриджмену, влияющим на сопротивление, является частота атомных колебаний. На изменение частоты влияет время соприкосновения и расхождения атомов. Из уравнения (42) видно, что изменение ν — частоты с давлением того же порядка, что и изменение амплитуды. По старой теории электропроводности, атомы гела были пассивны, представляя из себя стоны, между коими пере-

мещались свободные электроны. Теория Бриджмэна тесно связывает вопросы металлической проводимости с теорией твердого тела. К сожалению, Бриджмэн оставляет в тени целый ряд существенных вопросов, касающихся движения электронов.

Во второй работе, посвященной металлической проводимости [3₂] Бриджмэн несколько расширяет и отчасти видоизменяет свою теорию. Он учитывает при этом результаты своих новых опытных исследований: 1) При больших плотностях тока ($5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$) в тонких слоях Au и Ag найдены отклонения от закона Ома около 1—2%, соответственно с предсказанием Дж. Томпсона (Corpuscular theory of Matter). Если принять, что свободный пробег электронов того же порядка, что и расстояния атомов, то такие отклонения от закона Ома возможны только при плотностях тока около 10^{11} A/cm^2 . Поэтому полученные отклонения делают вероятным более длинный свободный пробег электронов. 2) Прежние опыты Бриджмэна над изменением сопротивления с давлением показали, что 5 металлов (Bi, Sb, Li, Ca и Sr) в противоположность другим металлам, не уменьшают, а увеличивают свое сопротивление с давлением ($\frac{dw}{dp} > 0$). Исследуя изменение сопротивления этих металлов под действием растяжения, он нашел, что эти металлы можно разбить на два типа: тип Bi (Bi, Sr), для коих w убывает с натяжением, и тип Li, (Li, Ca, Sb), для коих w растет с натяжением. 3) Наконец, Бриджмэн исследовал влияние давления до $12\,000 \text{ кг/см}^2$ на теплопроводность.

Эти новые данные заставляют ввести некоторые дополнения и поправки к прежней теории металлической проводимости. Для пробега электронов в металле Бриджмэн различает 2 типа: 1) Нормальный тип, когда с увеличением давления w убывает. В этом случае электроны непосредственно переходят от атома к соседнему атому; 2) Анормальный тип, когда w растет с увеличением давления. Для таких металлов возможны два механизма перехода: либо такой же, как выше, но закон взаимодействия атомов анормален; либо же электроны перемещаются в каналах между атомами (тип Li). В первом случае (тип Bi) анормально изменяются амплитуды с давлением. Для металлов типа Li электроны перемещаются в каналах между атомами. При изменении расстояний между атомами и их амплитуд меняются размеры этих каналов. При изменении температуры, кроме того, меняется еще скорость электронов. Детальное представление формы каналов требует знания подробностей кристаллической структуры. Бриджмэн приводит формы каналов для Li (центриров. куб. решетка), Ca (куб с центрированными гранями), Sb и др. Он принимает длину свободного пробега электрона пропорциональной площади сечения канала:

$$w = \frac{\text{const}}{e^2}, \quad (50)$$

где c — поперечник канала. Тепловое движение атомов производит кажущееся увеличение объема, занятого атомами, и сужение каналов. При постоянной температуре θ :

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_{\theta} = - \frac{2}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_{\theta}, \quad (51), \quad \text{откуда } c = - 2 \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_{\theta} / \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_{\theta}. \quad (52)$$

Если L есть расстояние центров соседних атомов, то

$$\left(\frac{\partial L}{\partial p} \right)_{\theta} = 2 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial p} \right)_{\theta} + \left(\frac{\partial c}{\partial p} \right)_{\theta} \text{ и } \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial p} \right)_{\theta} = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_{\theta} \right]. \quad (53)$$

Принимая максимальную кинетическую энергию атома равной удвоенной кинетической энергии газовой молекулы при той же температуре, Бриджмэн для $300 = T$ abs. и частоты ν получает

$$4\pi^2 \nu^2 \alpha^2 \frac{m}{2} = 2 \cdot 300 \cdot 2 \cdot 10^{-16}.$$

Таким образом, задача нахождения α свелась к нахождению ν , для чего Бриджмэн предлагает формулу Линдемана

$$\nu = 3,08 \cdot 10^{-12} \sqrt{T_0/m\nu^2}.$$

Далее, Бриджмэн дает теорию изменения сопротивления с натяжением. Натяжение вызывает сужение междуатомных каналов. Для изменения атомных амплитуд с натяжением T Бриджмэн находит:

$$\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{\theta} = - \left(\frac{\partial l}{\partial \theta} \right)_{T} / C_T, \quad (54)$$

здесь l — длина свободного пробега электронов и далее

$$\left(\frac{\partial c}{\partial T} \right)_{\theta} = \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_{\theta} = - \frac{L\sigma}{E} \text{ или } \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_{\theta} = - \frac{\sigma}{E} \quad (55)$$

(E — модуль Юнга, σ — коэффициент Пуассона).

Откуда
$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial T} \right)_{\theta} = \frac{2}{c} \frac{L\sigma}{E}. \quad (56)$$

Температурный коэффициент w , по Бриджмену, складывается из двух величин: 1) изменения скорости электронов, 2) изменения их свободного пути. Оба эти фактора обратно пропорциональны температуре. Поэтому

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial \theta} \right)_{\theta} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{1}{2} + 2 \frac{\alpha}{c} \right). \quad (57)$$

(Окончание следует).

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

К ВОПРОСУ ОБ ОТКРЫТИИ АНАЛОГОВ МАРГАНЦА (ЭЛЕМЕНТЫ 43 И 75).

М. Корсунский. Ленинград.

Существование в природе аналогов марганца было предсказано еще Менделеевым, который в своей системе элементов оставил для них два свободных места и назвал их эка-марганец и ди-марганец. С этого времени неоднократно пытались эти элементы обнаружить. Так, Керн в 1877 г. заявил об открытии им в платиновой руде элемента „девня“, который затем оказался смесью иридия и родия. В 1879 г. Гуяр открыл „ураллий“, Курти в 1903 г. „аммарилий“, Френч в 1911 г. — „канадий“. Однако ни одно из вышперечисленных открытий не подтвердилось.

В июне 1925 г. появилась работа Ноддака, Такке и Берга, в которой авторы утверждали, что им удалось в некоторых минералах установить примеси 75-го и 43-го элементов, названных авторами „реннеи“ и „мазурнем“. К числу минералов, в которых по мнению авторов находились примеси аналогов марганца, принадлежат колумбиты и платиновая руда. Ноддаком, Такке и Бергом был впервые (по отношению к аналогам марганца) применен рентгеновский спектральный анализ, который установил, что в спектре вещества, полученного при обогащении колумбитов, имеются линии, принадлежащие 75-му и 43-му элементам.

Работа Ноддака, Такке и Берга возбудила сомнение, так как найденные ими линии могли быть также отнесены и к спектрам вольфрама, осмия и таллия. Результат, полученный ими для платины, относительно которой не был произведен рентгеновский анализ, казался тем более сомнительным.

Для решения этого вопроса в Физико-техническом рентгеновском институте в Ленинграде совместно с Институтом изучения благородных металлов был произведен тщательнейший рентгенографический анализ сырой платины. В результате анализа было установлено, что в платиновой руде нет 75-го элемента в количествах даже в пять раз меньших, чем предполагали Ноддак, Такке и Берг. По данным Ноддака, в платиновой руде имелись примеси 75-го элемента в количестве 0,01⁰ и 43-го — в количестве 0,01⁰. По полученным нами данным, в платиновой руде нет 75-го элемента в количествах больших, чем 0,002⁰.

В конце 1925 года появилась работа Дольежика и Гейровского, которые электролитическим путем, исследуя потенциалы осаждения элементов из их солей, установили, что в солях марганца фирмы Кальбаума и Мерка „pro analysi“ имеются примеси 75-го элемента. Существование 75-го элемента ими было подтверждено также и рентгеновским путем. Им были получены линии 75-го элемента, лучше приближающиеся к теоретически вычисленным, чем те, что получались у Берга.

В начале 1926 года появилась работа Друсса, а затем работы Лоринга и Друсса, которыми удалось найти примеси 75-го элемента в марганцевых рудах.

По утверждению Лоринга, ему удалось найти в одних из исследованных им руд не только 75-й, но также 85-й, 87-й и 93-й.

В середине 1926 года появилась работа Прандля, который повторил работы Ноддака, Такке и Берга, Дoleyжека, Гейровского и Лоринга.

Прандлю при повторении работы Ноддака не удалось обнаружить линий 75-го элемента. Тогда Прандль обратился к Ноддаку с просьбой о присылке ему образцов, в которых по мнению Ноддака находился 75-й элемент. Такой образец был Прандлю прислан, но и в нем Прандлю не удалось установить присутствие 75-го элемента. Тогда Прандль командировал своего ассистента Гримма к Ноддаку в Берлин для выяснения на месте создавшегося противоречия. По возвращении Гриммом была осуществлена установка, которой пользовался Берг при рентгенографическом исследовании. Опыт Ноддака, Такке и Берга был затем повторен до мельчайших подробностей, но опять результат был получен отрицательный.

Далее Прандлем были повторены работы Лоринга и Друса, при чем опять Прандлю не удалось установить присутствие 75-го элемента в марганцевых рудах.

Затем Прандлем была повторена работа Дoleyжека и Гейровского. Прандлю удалось установить, что в солях Кальбаума (послевоенного производства) имеются примеси Zn, W и Co, которые и обуславливают скачок потенциала, наблюдаемый Гейровским. Рентгенографический анализ также не дал линий 75-го элемента.

Таким образом вопрос о нахождении в природе аналогов марганца остается еще и теперь открытым.

ЛИТЕРАТУРА

Noddak, Tacke und Berg: *Naturwissenschaften* 14, 167, 1926.

Dolejšeck und J. Heyrovsky: *Nature*, 116, 782, 1925.

Druce. *Chem. News*, CXXX, № 3420, 273, 1925.

Звягинцев, Корсунский, Селяков: *Журнал Русского Физико-Химического Общества*.

O. Zvjagintzev, M. Korsunski und N. Seljakow. *Nature*, p. 262, 1926.

Prandl. *Zeitschr. für Angewandte Chemie*, № 36 p. 10 9, 1926.

О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫСОКИХ НАПРЯЖЕНИЙ РЕНТГЕНСПЕКТРОГРАФИЧЕСКИМ ПУТЕМ.

Д. Н. Наследов. Киев.

Вопрос об измерении высоких напряжений особенно важен для физики рентгеновских лучей, ибо для многих работ, относящихся к ней, чрезвычайно важно уметь измерить напряжение, приложенное к трубке, с большой точностью. К сожалению, этот вопрос экспериментально был разработан весьма слабо, и только в самое последнее время он был, можно с уверенностью сказать, окончательно решен. В настоящей заметке дается краткий обзор тех работ, которые способствовали разрешению этого вопроса.

Как известно, измерение напряжений спектрографически сводится к определению пограничной длины волны „белого“ излучения рентгеновской трубки. Что же касается напряжения, приложенного к трубке и вызывающего рентгеновское излучение, то его можно вычислить по формуле Эйнштейна, которая гласит

$$V = \frac{12,3}{\lambda_{min}}.$$

Здесь V — напряжение на трубке в киловольтах и λ_{min} — пограничная длина волны в единицах Ангстрема.

Исследования Дюэна и Хента [1], Хёллея и Райса [2], Мюллера [3], Вагнера [4], Вебстера [5] и др. показали, что этот закон следует отнести к числу исключительно точных законов. Но методика этих измерений настолько сложна и громоздка, что практически этот метод не находил себе применений. Важно было, имея технический спектрограф типа Зеемана или Фрица, Марха и Штаунига получить возможность с большой точностью измерить пограничную длину волны λ_{min} , т. е. напряжение V .

В литературе мы встречаемся с весьма ожесточенной полемикой, которую вели Кюстнер и Зееман, и которая была посвящена обсуждению возможностей быстрого и точного измерения λ_{min} . Кюстнер [6], на основании своих исследований с спектрографом Зеемана, утверждал, что даже определяя λ_{min} с помощью микрофотометра Коха, нет возможности измерить λ_{min} с точностью, которая могла бы удовлетворить даже не вполне требовательного экспериментатора. Именно оказалось, что колебания микрофотометрически измеренных λ_{min} достигали 20%. Зееман [7] привел целый ряд возражений Кюстнеру, но благодаря отсутствию опытного материала его возражения не имели большого значения.

Только в последнее время Глоккер и Каупп [8] произвели целый ряд исключительно тщательных измерений, которыми, можно считать, полемика заканчивается. Для того, чтобы исключить возможность колебаний напряжения, авторы вышеупомянутой работы, питали трубку от конденсаторной установки типа „Стабилизольт“, первичную цепь которой питали током от аккумуляторной батареи, преобразованным

предварительно в переменный ток. Спектрограммы получались с помощью спектрографа Зима на Микрофотометр Гартмана давал возможность измерить λ_{min} . Отсчет расстояний велся от линии $K\beta W$. Снимки спектров получались при разных сортах фотопластинок с усиливающим экраном и без него. Последнее особенно важно, ибо до сих пор высказывались предположения, что усиливающий экран искажает результаты. При этом брались самые различные экспозиции. В нижеследующей таблице приведены результаты измерений Глоккера и Кауппа:

Таблица.

Экспозиция	Усилит. экран	Напряжение Γ в киловольтах
80	с	183,7
20	..	184,4
110	„	182,6
14	„	181,9
5	..	181,2
250	без	184,4
150	..	183,7
50	„	184,4
25	„	183,0

Из этой таблицы видно, что колебания измеряемых величин чрезвычайно малы — они не превышают $\pm 1\%$. Далее исключительно важный вывод это — тот, что усиливающий экран и время экспозиции никакого влияния на результаты не оказывают. При различных сортах пластинок получались всегда одинаковые результаты.

Весьма любопытно то обстоятельство, что авторы этой работы пробовали измерять λ_{min} с помощью микроскопа и обыкновенного масштаба на-глаз. В первом случае брался обыкновенный микроскоп с 20-кратным увеличением. Оказалось, что и в этом случае имеется возможность измерить Γ с точностью до $\pm 2\%$. Опять-таки время экспозиции не играет никакой роли. Во втором случае (масштаб) или была достигнута тоже очень большая точность измерений; именно до $\pm 4\%$.

Все это, несомненно, имеет очень большое значение для техники высоких напряжений, ибо здесь мы имеем очень простой и в то же время очень точный метод измерения напряжений.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Duane and Hunt. Phys. Rev. B. 6, p. 166 (1915).
- 2) Hull and Rice. Phys. Rev. (2). B. 8, p. 326; Journ. of Franklin Inst. B. 182, p. 403.
- 3) Müller. Arch. sc. phys. et nat. B. 1, p. 127.
- 4) Wagner. Ann. d. Phys. 57, 401 (1918); Phys. Zeitschrift, 21, 621 (1920).
- 5) Webster. Proc. Nat. Acad. 2, 90 (1916); Phys. Rev. 7, 599, 1916; Proc. Nat. Acad. 3, 181 (1917).
- 6) Küstner. Strahlentherapie 1924, B. 17, H 1; Fortschritte auf dem Leb. d. Röntgenstr. 1924, 31, S. 483.
- 7) Seemann. Verh. d. D. Röntgen-Ges. 1924, 15, S. 189.
- 8) Glocker und Kaupp. Strahlentherapie 1926, 22, H. 1, S. 160.

БИБЛИОГРАФИЯ.

H. PETERSSON und G. KIRSCH. Atomzertrümmerung. Verwandlung der Elemente durch Bestrahlung mit α -Teilchen. Pp. VIII + 247. Akademische Verlagsgesellschaft. Leipzig 1926.

Петерсон и Кирш. Разрушение атомов.

Уже семь с лишним лет прошло с тех пор, как были опубликованы первые удачные опыты Рёзерфорда над искусственным превращением элементов. В наше время, когда темп развития физики достиг совершенно головокружительной быстроты, когда целые направления вырастают в течение нескольких месяцев,— можно было бы ожидать, что за такой длинный срок, как 7 лет, накопится огромная литература. Между тем, на самом деле, число работ, посвященных искусственному разрушению элементов, едва достигает трех-четырех десятков, и, в сущности, можно с полным правом сказать, что на всем земном шаре существует только два места, где эти работы ведутся сколько-нибудь систематически. Эти два места — Кэвендишевская лаборатория Рёзерфорда в Кембридже и лаборатория авторов реферируемой книги в Венском радиологическом Институте. Такая медленность развития и разработки одной из важнейших проблем современной физики, конечно, обусловлена большими экспериментальными трудностями, которые приходится преодолевать при работе в этой области. Авторы считают, что задача реферируемой книги состоит в том, чтобы облегчить исследователям работу путем детального описания экспериментальной методики, преимущественно тех приемов, которые выработаны в Венском радиологическом Институте.

Основные результаты, полученные в той и другой лаборатории, могут быть суммированы следующим образом: 1. Вне всякого сомнения доказана реальность явления, впервые наблюдаемого Рёзерфордом при „обстреливании“ атомов азота быстрыми α -частицами. 2. Так же вне всякого сомнения установлена природа продуктов разрушения, или, говоря точнее,— доказано, что при разрушении выбрасываются именно ядра водорода. В этом отношении особенно наглядны и убедительны опыты сотрудника авторов, Г. Штеттера, которому удалось сконструировать специальный „массовый спектроскоп“ для Н-частиц, аналогичный „массовому спектрографу“ Астона. 3. Разработана методика наблюдений — особенно светосильная оптика, методы изготовления особо-чувствительных сцинтиллирующих экранов, придуманы и использованы расположения для фотометрирования (!) сцинтилляций. 4. Разработаны методы наблюдения продуктов разрушения, отброшенных под прямым углом к направлению потока α -частиц и „ретроградных“ частиц, т.е. частиц, отброшенных под углом в 180° . Оба метода, разработанные совершенно независимым путем как в Кембридже, так и в Вене, значительно расширили возможности наблюдения, так как они позволяют обнаруживать также и такие продукты распада, пробег которых меньше пробега налетающих α -частиц. 5. Исследован длинный ряд элементов и установлено, у каких из них α -частицы вызывают распад ядра. 6. Длинный ряд работ посвящен установлению природы частиц с большим пробегом, испускаемых радием С и торием С. 7. Наконец, детально исследуется, особенно в Кембриджской лаборатории,

рассеяние α -частиц тяжелыми и легкими элементами — один из немногочисленных методов изучения структуры ядра и законов сил, действующих в непосредственной близости от него. В частности опыты Билера (1924 г.) и более поздние опыты Резерфорда и Чадвика (1925) показали, что при рассеянии быстрых α -частиц легкими атомами наблюдаются значительные отступления от простого Кулоновского закона взаимодействия. Билер мог истолковать свои результаты, лишь предположив, что на известном расстоянии к отталкивательной силе, действующей между ядром и α -частицей, присоединяется притягательная, обратно пропорциональная четвертой степени расстояния. Петерсон указал, что возникновение этой добавочной силы можно объяснить, не отказываясь от элементарного закона Кулона, но предполагая, что на близком расстоянии обнаруживается поляризация ядра сильным полем α -частицы. Исходя из того же предположения, Дебай (Phys. Zs. 1926) мог удовлетворительно истолковать аномалии, наблюдавшиеся Резерфордом и Чадвиком.

Реферируемая книга имеет следующее содержание: I. Предварительная история проблемы. II. Излучения (α -лучи, Н-лучи). III. Разрушение атомов. IV. Новые исследования о соударениях ядер. V. Свойства Н-лучей. VI. Вопрос о регулировании радиоактивных процессов. VII. Теоретические соображения. VIII. Методика. IX. Указатель литературы. Книга дает полную картину современного состояния вопроса. Само собою разумеется, что с особенной полнотой авторы останавливаются на работах собственной лаборатории, хотя и комбриджским работам уделяется то внимание, которое соответствует их исключительной важности. По целому ряду вопросов между обеими лабораториями еще имеются существенные разногласия; таковы: вопрос о α -частицах сверхнормального пробега (стр. 72—83), а также вопрос о разрушении ядра углерода и некоторых других элементов. Этим разногласиям не приходится удивляться, т.к. речь идет почти всегда о наблюдениях исключительной трудности.

Физики, интересующиеся этой областью, несомненно будут очень признательны авторам за составление этой интересной и полной сводки. Многочисленные и детальные указания относительно экспериментальной техники окажут большую услугу исследователям, работающим также и в смежных областях.

Э. Шпольский.

O. Hahn. Was lehrt uns Radioaktivität über die Geschichte der Erde. Pp. IV + 64 Verlag von J. Springer. Berlin 1926.

О. Ган. Чему учит нас радиоактивность относительно истории земли?

Эта маленькая книжка представляет собою расширенное изложение доклада, читаного автором в публичном заседании Прусской Академии Наук в ноябре 1925 года. Автор справедливо замечает, что интереснейшим вопросам, составляющим предмет его лекции, до сих пор в широких кругах уделялось слишком мало внимания. Эти вопросы распадается на две большие группы: 1. Определение возраста земли радиоактивными методами и 2. Проблема теплового баланса земли. Обе группы вопросов с достаточной полнотой освещены в реферируемой книжке. Особенно интересны главы III и IV, которые посвящены роли радиоактивности в тепловом балансе земли и увлекательной теории Джонса относительно ритмических изменений земной коры под влиянием теплоты радиоактивного распада.

Книжка предназначена для широких кругов читателей и написана в высшей степени легко и интересно.

Э. Шпольский.