

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

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

---

---

ТОМ VIII

МАЙ — ИЮНЬ

ВЫП. 3

---

---

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>В. Карчагин.</i> А. П. Соколов . . . . .	269
<i>В. Гротриан.</i> О происхождении спектральных линий туманностей . . . . .	279
<i>Н. Бор.</i> Квантовый постулат и новое развитие атомистики . . . . .	306
<i>П. С. Тартаковский.</i> Волновые взгляды на природу материи и опыт . . . . .	338
<i>П. Кобеко и И. Курчатov.</i> Ионная и смешанная проводимость твердых тел . . . . .	361
<i>В. Анри.</i> Строение молекулы метана . . . . .	394

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Гравитационное смещение спектральных линий на солнце . . . . .	408
Строение радиоактивных атомов и происхождение $\alpha$ -лучей . . . . .	410
Аномальная дисперсия в области рентгеновских лучей . . . . .	413
Экспериментальное изучение электромагнитных процессов высокого напряжения и высокой частоты с помощью катодного осциллографа Роговского . . . . .	415
О распределении землетрясений по широте . . . . .	417
<i>БИБЛИОГРАФИЯ</i> . . . . .	420

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1928 ГОД  
НА ЖУРНАЛ

# НАУЧНОЕ СЛОВО

ВЫХОДИТ 10 РАЗ В ГОД

Отв. ред. О. Ю. Шмидт. ★ Зам. редактора К. Х. Кекчев.

Журнал „Научное слово“ знакомит своих читателей с актуальнейшими проблемами современной науки в ее целом.

Журнал „Научное слово“ содержит отделы: общественных наук (философии, истории культуры, права, экономических наук), точных наук, биологии, медицины, техники, гигиены и организации умственного труда.

Журнал „Научное слово“ проводит в вопросах естествознания материалистическую точку зрения, а вопросы обществоведения освещает с точки зрения диалектического материализма (марксизма).

Журнал „Научное слово“ стремится научные вопросы поставить в связь с практической жизнью, с вопросами мировой экономики, социалистического строительства и в особенности с проблемой индустриализации СССР.

Журнал „Научное слово“ имеет постоянный состав сотрудников, в число которых входят крупнейшие ученые Советского союза, излагающие на страницах журнала результаты своих собственных исследований.

Журнал „Научное слово“ дает в каждом номере несколько крупных статей, посвященных достижениям мировой науки и техники, и критические обзоры новых научных теорий.

Подписная цена за 10 выпусков на год—8 р., на 6 мес.—4 р. 50 к.

Цена отдельного номера—1 р.

В 1928 году будут даны

Приложения к журналу „Научное слово“ по пониженной цене:

I. ————— 2 серии: ————— II.

Книги по естествознанию. Книги по обществоведению.

Списки книг будут опубликованы в первых номерах журнала.

СОДЕРЖАНИЕ № 1 ЖУРНАЛА „НАУЧНОЕ СЛОВО“.

От редакции.

Проф. П. С. Осадчий. Наука в плановой работе социалистического строительства.

Проф. Н. И. Вавилов. Географическая изменчивость растений.

Г. Д. Трофимский. Проблемы Севера.

Проф. А. С. Серебровский. Получение новых наследственных свойств рентгеновыми лучами.

Проф. В. А. Любарский. Вакцинация против туберкулеза.

Проф. Я. И. Френкель. Международный физический конгресс в память Вольты в Комо.

Проф. М. Я. Лапиров-Скобло. Америка и ее техника. I. Нью-Йорк.

Прив.-доц. К. Х. Кекчев. Механизация умственного труда.

Н. Н. Гусев. Как работал Л. Н. Толстой. (Из воспоминаний его секретаря Из жизни и науки. ★ Библиография.

Подписка принимается: Госиздат, Москва, центр, Рождественка, 4, т. 4-87-19

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## АЛЕКСЕЙ ПЕТРОВИЧ СОКОЛОВ (1854—1928)

(Некролог) <sup>1)</sup>

*Вл. Карпин, Москва.*

Среди ученых, память о которых надолго сохранится русскими физиками, не будет забыто имя проф. А. П. Соколова, 50 лет жизни отдавшего делу развития науки и знания. В то время, к которому относится начало деятельности Алексея Петровича, преподавание физики в наших университетах только что начинало приобретать те формы, которые могли отвечать насущным требованиям этой отрасли знания. Это было время, когда при кафедрах физики только что начали возникать научные и даже учебные лаборатории. Так было не только в России. Еще в 1862 г. у Кирхгофа в Гейдельберге не было физической лаборатории и, приблизительно в это же время Магнус в Берлине вел свои исследования в своей частной лаборатории. В Московском университете, благодаря энергии проф. А. Г. Столетова и поддержке, оказанной ему в этом проф. Н. А. Любимовым, после почти трехлетних хлопот, в 1872 г. удалось наконец устроить физическую лабораторию и открыть ее

<sup>1)</sup> Материалами для составления некролога служили: 1) *Scientificum vitae* А. П. Соколова, написанный им самим, находящийся в Научно-исследовательском институте физики и кристаллографии, из которого многое заимствовано, иногда без изменения. 2) Формулярный список А. П. Соколова, 3) А. Г. Столетов (некролог). А. П. Соколов. Ж. Р. Ф. X. Q. 1897 г. 4) Сведения, сообщенные вдовой покойного М. Ю. Соколовой.

для практических работ студентов. Несмотря на примитивное оборудование, необязательность для студентов занятий в ней, недостатка в практикантах никогда не было. Но что важнее всего, эта лаборатория с самого же начала своего существования стала выполнять и другую роль—быть местом укрепления и развития науки. В этой лаборатории кипела живая научная работа, давшая нам целую школу физиков „воспитанных в духе нового направления — любви к науке и неустанного труда“<sup>1)</sup>. К этой школе принадлежал и А. П. Соколов. Мечтой вдохновителя и руководителя этой школы проф. А. Г. Столетова, мечтой последних десяти лет его жизни было создание в Москве Физического института, по образцу возникших к тому времени институтов в Западной Европе, где бы можно было поставить те работы, осуществлению которых препятствовали бедность оборудования и недостаток помещения первой физической лаборатории в Москве. Мечты этой осуществить А. Г. Столетову не удалось: он скончался в 1896 г. Восемь лет после этого прошло прежде чем была закончена постройка нового здания Физического института. Ученики А. Г. Столетова, проф. А. П. Соколов и проф. Н. А. Умов, вместе с проф. П. Н. Лебедевым осуществили эту мечту. А. П. Соколов взял на себя организацию, руководство и заведывание новым Общим физическим практикумом, составлявшим главную часть нового института. Все, что во время многочисленных поездок А. П. Соколова за границу было подмечено им оригинального и важного в различных лабораториях Запада, было устроено им и в Физическом практикуме нового института. Вместе с новыми идеями в физике и требованиями преподавания, нашедшими себе отражение в ряде задач практикума, практикум, в целом, обязанный своим возникновением деятельности и организаторскому руководству А. П. Соколова, стал первым в России самым обширным и оборудованным классическим физическим практикумом. Несколько тысяч окончивших Московский университет, пройдя через этот практи-

---

<sup>1)</sup> А. Г. Столетов (некролог). А. П. Соколов. Ж. Р. Ф. Х. О. 1897 г.

кум, унесли с собой не только формальное знание физики как отвлеченной науки, но и любовь к ней и к эксперименту, так необходимому для закрепления и уяснения физических явлений. Нашей задачей не является подробно и всесторонне проанализировать деятельность покойного, наша задача не идет дальше того, чтобы дать краткий очерк жизни и деятельности А. П., к изложению чего мы теперь и переходим.

А. П. Соколов родился в г. Калуге 22 февраля 1854 г. в бедной чиновничьей семье; был пятым по счету ребенком. Нам ничего не известно о его детских годах, исключая разве того, что среднее образование А. П. Соколов получил в Калужской гимназии. Обучался он в гимназии бесплатно, так как средств в семье его родителей, состоявшей из десяти человек, очевидно нехватало. С 12-летнего возраста А. П. уже дает уроки, зарабатывая себе, как он сам выражался, на „белый хлеб“. Эти его занятия позволили А. П. к окончанию гимназии в 1873 г. скопить рублей 200 — сумму, с которой он поехал в Москву продолжать свое образование. Из *curriculum vitae*, написанного самим покойным, мы знаем, что в 1873 г. он поступил в Московский университет на физико-математический факультет. В университете в ту пору лекции по физике читались профессорами Н. А. Любимовым и А. Г. Столетовым. Слушая, их А. П. вскоре стал специализироваться по физике и уже со второго курса начал работать в физической лаборатории, не задолго до того организованной проф. А. Г. Столетовым. Занятия в ней, несмотря на необходимость зарабатывать средства для жизни уроками, отнимавшими значительное время, имели своим следствием появление первой научной работы А. П. Соколова: „О кручении призматических тел“, удостоенной золотой медали и напечатанной в „Математическом сборнике Московского математического общества“ в 1878 г. Этот год можно считать годом начала научной деятельности А. П. продолжавшейся до последних дней его жизни. В 1877 г. А. П. окончил Московский университет и был оставлен при нем для приготовления к профессорскому званию по кафедре физики. После сдачи в январе месяце 1879 г. маги-

стерских экзаменов А. П. Соколов был командирован на 2 года за границу „с ученой целью“, с содержанием от министерства. За границей эти два года А. П. провел главным образом в Берлине, слушая лекции профессоров Кирхгофа и Гельмгольца и работая в физическом институте под руководством последнего. Результатом прослушанных у Кирхгофа лекций является статья А. П. „Из теории света“, напечатанная в ученых записках Московского университета в 1882 г. Работа в лаборатории Гельмгольца была отражена появлением второй статьи А. П. „Из теории электричества“, напечатанной в „Ученых записках Московского университета“ в 1880 г., а также дала ему возможность, как он пишет сам в *curriculum vitae*, подготовить первую экспериментальную работу, послужившую темой для магистерской диссертации, „О гальванической поляризации электронов“.

По возвращении из-за границы, в августе 1881 г., А. П. был утвержден и. д. доцента в Варшавском университете по кафедре физики, где читал курс теоретической физики. После „публичного защищения“ им диссертации на вышеуказанную тему был советом Московского университета утвержден 13 февраля 1882 г. в степени магистра физики. За защитой диссертации последовало утверждение А. П. в должности доцента Варшавского университета. Согласно избранию А. П. советом Московского университета на должность доцента по кафедре физики, после ухода проф. Н. А. Любимова попечителем округа, в январе 1883 г. А. П. переводится в Москву. В Московском университете А. П. читает лекции по теоретической физике, физической географии с метеорологией, а также руководит практическими занятиями студентов в физической лаборатории. В ноябре 1884 г. А. П. утверждается экстраординарным профессором по кафедре физики и физической географии. В марте 1886 г. после защиты диссертации на тему: „Опытное исследование электрических колебаний в электролитах“, исполненной целиком в Московской физической лаборатории, А. П. утверждается в степени доктора физики. В апреле 1891 г. А. П. был утвержден ординарным профессором Московского университета. В 1894 г. физическая география в Московском

университете была выделена в особую кафедру, а преподавание опытной физики было разделено на 2 параллельных двухгодичных курса. Один из них до конца своей жизни читал А. Г. Столетов, а другой был поручен А. П. Соколову. В 1904 г., как уже было сказано выше, А. П. Соколов берет на себя организацию физического практикума в институте и, не прерывая чтения лекций, работает над его устройством. В помощь работающим в этом практикуме А. П. составляет руководство, изданное под заглавием „Физический практикум Московского университета“, изд. 1909 г. В настоящее время имеется 2-е издание этого руководства, переработанное и изданное под совместной редакцией профессоров А. П. Соколова и К. П. Яковлева, изд. 1926 г. В феврале 1907 г. А. П. утверждается в звании заслуженного ординарного профессора и с 1909 г., со дня выслуги 30-летнего срока, получает пенсию, выходя из числа штатных профессоров, но не прерывая своей работы в университете. К 1912 году относится организация А. П. Соколовым при помощи ассистентов К. П. Яковлева и А. П. Снесарева, первой в России радиологической лаборатории, предназначенной как для работ самого А. П., уже с 1901 г. начавшего интересоваться областью радиоактивных явлений, так и для работ практикантов. Для ознакомления с постановкой специальных исследований за границей А. П. исходатайствовал командировки для К. П. Яковлева в Манчестер в лабораторию Резерфорда и А. П. Снесарева — в Берлин. В течение целого ряда лет А. П. предпринимал поездки на Кавказ, в Крым и другие местности России для исследования радиоактивности вод и лечебных грязей, а также и для исследования ионизации воздуха. Но более всего привлекал А. П. Запад с кипучей жизнью его лабораторий. За период с 1878 г. по 1914 г. А. П. был двадцать раз командирован за границу с ученой целью, и восемь раз ему был разрешен заграничный отпуск. В 1914 г. А. П. организовал на средства, отпущенные министерством, экспедицию для наблюдения полного солнечного затмения в Киеве. Экспедиция не достигла своей цели, как и многие другие, также находившиеся в Киеве, из-за ненастной погоды во время полной

фазы затмения. Мировая война побуждает А. П. Соколова организовать в Физическом институте, совместно с проф. К. П. Яковлевым, в то время старшим ассистентом физического института, обширные мастерские для изготовления необходимых военному ведомству точных измерительных приборов (калибров и лекал), а также и проверку их. Работа А. П. в области радиоактивности вод и грязей, развиваемые им мысли, высказанные еще в 1903 г. (в речи, произнесенной в годовичном заседании Русского бальнеологического общества в Пятигорске, на тему „Ионизация и радиоактивность атмосферного воздуха“, „Записки общества“ 1904 г.) о возможном терапевтическом значении ионизации воздуха, были поводом избрания его в 1919 г., уже 65-летним человеком, профессором на вновь учрежденную кафедру физики при медицинском факультете I МГУ, а также профессором физики в открывшейся тогда Высшей медицинской школе.

В 1922 г., за достижением предельного возраста, А. П. выбывает из состава штатных профессоров медицинского факультета I МГУ, а в 1924 г. из состава профессоров в Высшей медицинской школе, но в качестве сверхштатного профессора А. П. еще продолжает читать курс „радиоактивности“ для студентов химического отделения физико-математического факультета I МГУ.

Начиная с 1920 г., ежегодно, летом А. П. совершал поездки по поручению Главного курортного управления на различные минеральные воды для измерения радиоактивности их и ионизации воздуха. Центральное научное совещание при Главном курортном управлении, членом которого состоял покойный, всегда держалось в курсе работ по радиоактивности и ионизации и пришло к убеждению (работы А. П. сыграли здесь главную роль) в необходимости создания специальной „комиссии по изучению электро-метеорологических факторов в курортном деле“. Председателем этой комиссии был выбран А. П. В результате работ этой комиссии появилась „Инструкция к употреблению аспирационного прибора Эберта“, составленная проф. А. А. Сперанским, с дополнением к инструкции „Учет влияния медленных ионов на результаты измерений“, составленным В. И. Барано-



вым. С начала 1927 г. А. П. избирается в действительные члены Исследовательского института физики и кристаллографии, где при избрании было обращено большое внимание на работу А. П. „О внутреннем состоянии земли в связи с ее радиоактивностью“, напечатанную в „Изв. Физ. инст. Общества научных институтов“, где было отмечено изящное математическое разрешение поставленной проблемы.

А. П. Соколов был членом многих научных обществ, активно участвуя в их работе и входя в состав президиума некоторых из них. Таковы физическое общество им. П. Н. Лебедева, РФХО, Российская ассоциация физиков, Общество любителей естествознания, Леденцовское общество, Московское метеорологическое общество, Московское общество радиологов и рентгенологов, Московское научное курортное общество и многие другие.

В последние годы своей жизни, на основании своих наблюдений над ионизацией воздуха от различных источников, употребляемых в физиотерапевтических институтах, а также побуждаемый к тому известными опытами д-ра Пикарда, устанавливающими терапевтическое значение сильно ионизированного воздуха, А. П. разрабатывает вопрос о простом и дешевом способе получения интенсивной ионизации. Проект его способа получает одобрение со стороны медицинского ученого совета при Наркомздраве, как пишет в *curriculum vitae* А. П., и в тубинституте Мосздравотдела готовы были начаться предварительные опыты, но годы и болезнь взяли свое... Еще летом 1927 г. А. П. производит наблюдения над ионизацией воздуха в Пятигорске. Он сам еще обрабатывает результаты наблюдений по возвращении в Москву. Осенью 1927 г. он еще читает лекции по радиоактивности в I МГУ, но уже в ноябре замечаются первые признаки серьезного заболевания. Все реже появляется А. П. в своем рабочем кабинете. Наконец болезнь потребовала помещения его в клинику, где он чувствует себя все более и более плохо. Делается операция (явления менингита), но ничто уже не помогает. В ночь на 26 марта 1928 г. Алексей Петрович скончался. Приводимый далее список научных трудов А. П. Соколова, составлен им самим.

## СПИСОК РАБОТ А. П. СОКОЛОВА

1. Задача о кручении призматических тел.  
Мат. сбор. моск. математ. общ. Москва, 1878 г.
2. Элементарный закон взаимодействия токов и магнитов.  
Журнал Русск. физ. хим. общ. Том X. СПб. 1878 г.
3. Заметка об экстерновой химической теории электричества сопряжения.  
Ж. Р. Ф. Х. О. Том XIII. 1881 г.
4. Из теории электричества.  
Учен. зап. Моск. унив. Москва, 1880 г.
5. Из теории света.  
Учен. зап. Моск. унив. Москва, 1882 г.
6. О гальванической поляризации электродов.  
Магистерская диссертация. Учен. зап. Моск. унив. Москва, 1881 г.
7. К теории кривой дифракционной решетки.  
Ж. Р. Ф. Х. О. Том XV, 1883 г.
8. Несколько слов по поводу статьи Бардского: „О характере сил частичного притяжения“.  
Ж. Р. Ф. Х. О. Том XVI, 1884 г.
9. Опытное исследование электрических колебаний в электролитах.  
Докторская диссертация. Ж. Р. Ф. Х. О. Том XIX, 1887 г.
10. К теории поляризационных токов.  
Труды Отделения физич. наук Общ. любит. естествозн., антропол. и этнограф. Том XIII, вып. II. Москва 1890 г.
11. Работы Гельмгольца по электричеству в связи с химией. Излекций, читанных различными профессорами Моск. унив. в 1891 г. в пользу Гельмгольтцевского фонда. Учен. зап. Моск. унив., вып. IX, 1892 г.
12. Критика методы Винкельман-Щегляева для определения диэлектрических постоянных.  
Ж. Р. Ф. Х. О. Том XXIV, 1899 г.
13. По поводу „исследований“ кн. Б. Голицына.  
Критическая статья, написанная совместно с проф. А. Г. Столетовым.  
Учен. зап. Моск. унив., выпуск XI, 1893 г.
14. О зависимости упругости насыщенного пара от сил электрического поля. Ж. Р. Ф. Х. О. Том XXVI, 1894 г.
15. Рецензии магистерской диссертации А. П. Грузинцева.  
«Электромагнитная теория света».  
Учен. зап. Моск. унив., выпуск XIII, 1895 г.
16. Французский перевод № 14-го 1896 г.
17. Опытное исследование электролиза воды.  
Ж. Р. Ф. Х. О. Том XVIII, 1896 г.
18. Немецкий перевод предыдущей статьи.
19. Александр Григорьевич Столетов. Биографический очерк.

Отчет и речи Моск. унив. за 1896 г. и более подробно.

20. А. Г. Столетов. Ж. Р. Ф. Х. О. Том XXIX, 1897 г.

21. Сжижение газов. Физич. обозр. Выпуски I и II. Варшава 1900 г.

22. Возраст земли. Речь, читанная в публичном заседании Общ. любителей естествознания, антропология и этнографии. 11 ноября 1900 г. Русск. мысль, 1901 г.

23. Современное состояние наших сведений об электролизе. Речь, читанная на XI съезде русских естествоиспытателей и врачей в СПб 27 декабря 1901 г. Ж. Р. Ф. Х. О. 1902 г. и более кратко.

24. Современное состояние учения об электролизе. Физ. обзор. Том III, 1902 г.

25. Ионизация и радиоактивность атмосферного воздуха. Речь, произнесенная в годичном заседании Русск. бальнеологического общ. в Пятигорске 11 июня 1903 г. записки Русск. бальнеологического общ. в Пятигорске 1904 г. в сокращении.

26. Наблюдение ионизации воздуха в Пятигорске и Кисловодске 27 мая—9 июня 1903 г. Ж. Р. Ф. Х. О. 1904 г.

27. О радиоактивности газов Нарзана (Кисловодск), Елизаветинского источника (Пятигорск) и грязи Тамбуканского озера. Записки Русск. бальнеол. общ. в Пятигорске. 1904 г.

28. Радиоактивность некоторых русских минеральных вод, грязей и почв. Ж. Р. Ф. Х. О. 1905 г.

29. Радиоактивность земли. Речь, произнесенная на XII съезде естествоиспытателей и врачей, декабря 1909 г. в Москве.

30. Определение содержания радия в русском минерале ферганите.

Читана в Физич. инст. общ. научных институтов в Москве в октябре 1918 г.

31. О внутреннем состоянии земли в связи с ее радиоактивностью. Предварительное сообщение.

Известия Физич. института общ. научных институтов, 1920 г.

32. Перевод той же статьи на французском языке в Journal de Physique 1924 г.

33. Ионизация воздуха в Ессентуках по наблюдениям 1920 г. Будет напечатана в «Курортном деле».

34. Измерения радиоактивности Кавказских минеральных вод. (Пятигорск, Железноводск, Ессентуки) летом 1920 г. и 1926 г. Напечатано в «Курортном деле» 1927 г. № 1.

35. Новые задачи русской бальнео- и климатотерапии. Речь, произнесенная в Москве на бальнеологическом съезде в марте 1922 г. и напечатанная в «Вестнике радиологии и рентгенологии» за 1922 г. Том I. Петербург.

36. Значение ионизации воздуха для радиотелеграфии. Речь, произнесенная на электротехническом съезде в Москве в декабре 1921 г. и напечатанная в „Журнале телефонии и телеграфии.“ Н.-Новгород, 1922 г.

37. Ионизация воздуха, как биологический и терапевтический фактор. Курортное дело 1925 г. № 2.

38. Измерения ионизации воздуха от различных приборов, употребляемых в физиатрич. институтах г. Москвы в 1924/25 г. Труд и быт медработников г. Москвы, выпуск III, 1925 г.

39. Ионизация воздуха как способ борьбы с туберкулезом. Журнал для усовершенствования врачей. Ленинград, сентября 1925 г. и труды V научно-бальнеологического съезда в Пятигорске, 1925 г.

40. Физический практикум, 2-е издание 1926 г., переработанное, изданное под совместной редакцией А. П. Соколова и К. П. Яковлева.

41. Наблюдение ионизации воздуха в Анапе, Кисловодске и курортах Сочинского района летом 1924 и 1925 г. „Курортное дело“ 1926 г. № 4.

42. Радиоактивность кисловодских нарзанов и вопрос об их генетической связи по наблюд. 1922 и 1926 гг. „Курортное дело“ 1927 г. № 7.

43. Бальнеологическая ценность радиоактивности пятигорских теплосерных источников, по наблюдениям 1926 г. Сдана в печать в „Курортное дело“.

Еще не напечатанные, но доложенные в ученых обществах работы:

1. Паразитная ионизация при взбалтывании воды с воздухом по лабораторным исследованиям. Доложена в заседании Лебедевского физ. общ. в 1922 г.

2. Электризация воздуха и песка при их встряхивании, по лабораторным исследованиям в 1924/25 г. Доложено в Лебедевском физ. общ. в 1925 г.

3. Способ предупреждения градобитий и грозových ударов. Доложено на геофиз. съезде в Москве 1925 г.

---

## О ПРОИСХОЖДЕНИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ТУМАННОСТЕЙ<sup>1)</sup>.

*В. Гротриан, Берлин-Потсдам.*

### К Л А С С И Ф И К А Ц И Я Т У М А Н Н О С Т Е Й .

Согласно принятой в настоящее время системе классификации, космические образования, известные в астрофизике под именем туманностей, распадаются на две группы по своему положению в отношении Млечного пути: 1) туманности галактические и 2) туманности вне-галактические.

Ко второй группе относятся прежде всего спиральные туманности. Вероятно, они представляют собой скопления большого числа звезд, лежащих очень далеко за пределами нашей системы Млечного пути (расстояние до туманности в созвездии Андромеды равно 850 000 световых лет), и сами представляют собой образования, подобные ему. Таким образом, собственно говоря, спиральные туманности называются „туманностями“ не по праву, потому что под туманностью мы всегда представляем себе некоторое газообразное образование или образование, состоящее из небольших частиц. Спиральные же туманности, как и все остальные вне-галактические туманности, состоят из большого числа отдельных звезд; даже если среди них и есть настоящие туманности, то называть весь этот комплекс туманностью так же неверно, как если бы мы вздумали назвать туманностью весь комплекс космических образований, относящихся к системе Млечного пути. В строгом смысле слова туман-

---

<sup>1)</sup> „Naturwissenschaften“, 11, 177 и 12, 193, 1928.

ностями являются только космические образования, относящиеся к группе 1, и все дальнейшее относится только к туманностям этой группы.

#### Общие сведения о галактических туманностях.

Галактические туманности, которые по своему параллаксу и распределению на небе принадлежат к системе Млечного пути, либо являются газообразными, либо состоят из космической пыли, т. е. из частиц, заведомо превышающих по размеру атомы или молекулы. По своему внешнему виду они разделяются на 2 подгруппы: туманности диффузные, или неправильные, и туманности планетарные. Диффузные туманности, прототипом которых служит туманность Ориона, имеют совершенно неправильную форму, нерезкие очертания и как общее правило очень большие размеры. Они бывают как светлыми, так и темными; иногда же в них, как в туманности Ориона, чередуются темные и светлые места. Планетарные туманности обязаны своим названием тому исключительному обстоятельству, что в телескоп они разрешаются в кружок и выглядят как планеты, хотя, конечно, они не имеют с планетами ничего общего. Форма их кругообразная или слегка эллиптическая, иногда — кольцевидная или еще более сложная, но почти всегда они имеют резко отграниченные края. Прототипом планетарных туманностей может служить кольцевая туманность в созвездии Лиры. Планетарные туманности довольно редки. Всего их известно около 150, тогда как число спиральных туманностей оценивается приблизительно в 1 миллион.

Характерным для галактических туманностей является то обстоятельство, что вблизи них или в них самих — в планетарных туманностях иногда даже точно в центре — находятся звезды, которые по своей спектроскопической классификации относятся приблизительно в половине наблюдаемых случаев к типу В или к типу О, т. е. к звездам типа Вольфа-Райе (Wolf-Rayet). Это — самые горячие звезды, какие нам известны. Температуру звезд типа В оценивают в  $17\,000^\circ$ , а звезд типа О от  $20\,000$  до  $30\,000^\circ$  и даже выше. Звезды типа В имеют непрерывный спектр, в котором ясно

заметны прежде всего абсорбционные линии водорода. Спектры звезд типа О несколько различаются в зависимости от того, к какому подтипу они относятся. Иногда они содержат светлые размытые полосы, длины волн которых нельзя точно определить, но которые во многих случаях приблизительно совпадают с известными линиями водорода (бальмеровскими линиями) и с линиями нейтрального и ионизированного гелия [например,  $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ , первый член серии Фаулера (Fowler),  $\nu = 4R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ ]. Другие звезды типа О имеют непрерывный спектр, на который либо налагаются светлые полосы, либо в котором, напротив, имеются темные абсорбционные линии. Интенсивность непрерывного спектра сильно возрастает по направлению к ультра-фиолетовому концу и не достигает максимума в тех длинах волн, какие еще пропускаются земной атмосферой. Сказать точно, где лежит этот максимум, невозможно, но это нарастание интенсивности дает возможность приблизительно оценить температуру звезды и приводит к указанным выше значениям ее.

Испускаемое этими звездами типа В или О излучение является, как с несомненностью вытекает из исследований Геббля (Hubble), источником, возбуждающим свечение в окружающей туманности. Геббль нашел качественные и количественные взаимоотношения между яркостью этих звезд и яркостью туманности, окружающей их или находящейся вблизи них. В этом он усмотрел подтверждение высказанной раньше Расселем (Russell) гипотезы о том, что эмиссия света туманностями возбуждается излучением, исходящим из этих звезд; излучение это может быть либо волновым с очень малой длиной волны, либо корпускулярным. Здесь не может быть и речи о простом отражении или рассеянии испускаемого звездами света материей туманности; это следует из того, что спектр туманности совершенно отличен от спектра возбуждающей звезды. Отражением или рассеянием, может быть, и можно объяснить непрерывный спектр, встречающийся в некоторых туманностях и похожий по распределению интенсивности на спектр возбуждающей

звезды. Но происхождение частей спектра, обуславливающих главным образом яркость туманности, объяснить этим путем невозможно.

#### СПЕКТР ГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ И ГИПОТЕЗА НЕБУЛИЯ.

Спектры туманностей отличаются один от другого в зависимости от спектрального типа возбуждающей звезды или, что то же, от ее температуры. Если звезда относится к типу  $B_1$ , что соответствует самой низкой температуре, какую может иметь возбуждающая звезда, то по Слайферу (Slipher) туманности имеют непрерывный спектр с абсорбционными линиями. Если температура звезды несколько выше, что соответствует типу  $B_0$ , то на непрерывный спектр налагаются светлые эмиссионные линии. Наконец, если возбуждающая звезда имеет самую высокую температуру, т. е. относится к типу  $O$ , то непрерывный спектр исчезает, остается только спектр со светлыми, резкими эмиссионными линиями. Этот спектр и представляет для нас особый интерес. Его линии можно отчасти идентифицировать с известными линиями земных элементов. Так, в нем мы находим довольно интенсивные линии бальмеровской серии водорода; иногда их можно проследить до довольно высоких порядковых членов серии и даже заметить непрерывный спектр, примыкающий к границе бальмеровской серии. Далее мы находим в спектре линии нейтрального и ионизированного гелия; первый дает как линии ортогелия, так и линии паргелия, второй же дает не только известную линию  $\lambda = 4686$  из серии Фаулера  $\nu = 4R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ , но и линии из серии Пикеринга (Pickering)  $\nu = 4R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ . Наконец в спектре имеется несколько более слабых линий из искровых спектров углерода, кислорода и азота; среди них известная линия искрового спектра углерода (CII)  $\lambda = 4267,14$  ( $\nu = 3d - 4f$ , первый член серии Бергмана). Но кроме этих известных линий, в спектрах туманностей имеется еще



ряд линий, отчасти очень сильных, которые нельзя было обнаружить ни в одном из спектров, полученных от земных источников света. Самыми сильными из них являются две зеленые линии с длинами волн  $\lambda = 5\,006,84$  и  $4\,958,91$ . Открытие этих совершенно новых линий, которые резко выступают

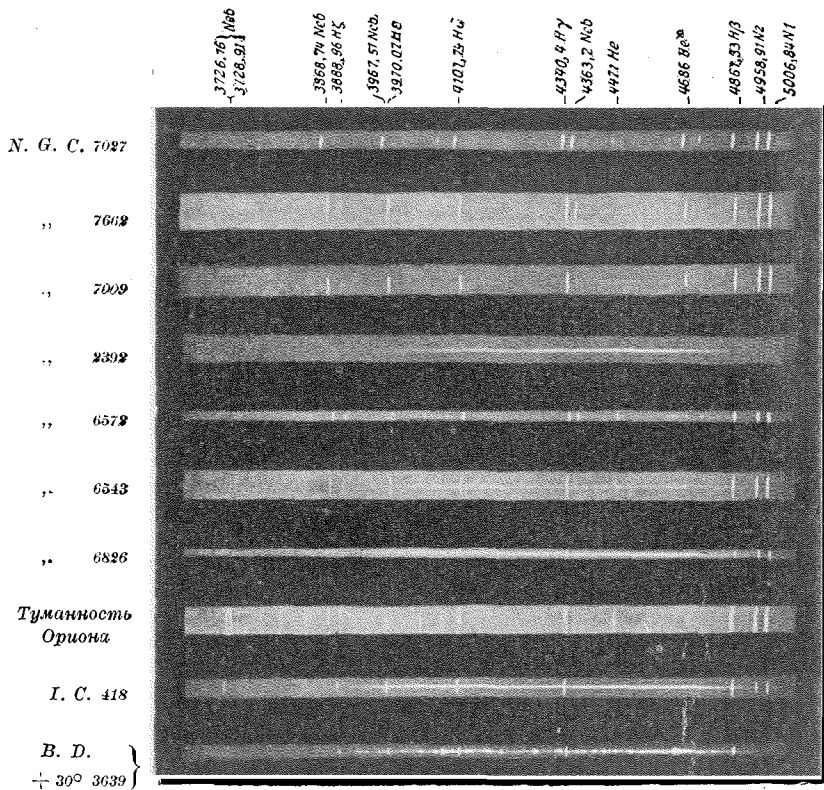


Рис. 1. Спектры некоторых галактических туманностей по Райту (W. H. Wright, Publ. Lick. Observ. 13, табл. 45, 1918).

почти во всех туманностях с эмиссионными спектрами, привело к гипотезе, согласно которой в туманностях должен находиться новый элемент, не встречающийся на земле; его назвали „небулием“. Соответственно этому для обеих сильных зеленых линий были введены обозначения  $N_1$  и  $N_2$ .

На рис. 1 мы воспроизводим спектры некоторых туманностей, дающих эмиссионные линии. Слева указан номер

соответствующей туманности по каталогу или ее наименование<sup>1)</sup>). Вверху стоят длины волн самых сильных линий и указан элемент, к которому они относятся: Н, Не или небулий ( $N_1$ ,  $N_2$  и Neb.). Как мы видим, линии  $N_1$  и  $N_2$  очень сильны в спектрах всех туманностей, причем уже из этого рисунка ясно, что они не могут принадлежать ни водороду, ни гелию, потому что отношение интенсивностей линий  $H_3$  или  $\lambda=4686$ , с одной стороны, и линией  $N_1$  и  $N_2$ , с другой стороны, совершенно различно для разных туманностей. Напротив, отношение интенсивности  $N_1:N_2$  имеет приблизительно одно и то же значение для всех туманностей. Это доказали безупречные и тщательные измерения Райта (Wright). Мы должны, таким образом, прийти к выводу, что эти линии имеют одно и то же происхождение, т. е. что они принадлежат одному и тому же элементу. То же имеет место и для других линий небулия, например для ультрафиолетовых линий  $\lambda=3728,91$  и  $3726,16$ , которые очень сильны на рис. 1 в спектре туманности Ориона. В середине спектрограмм некоторых планетарных туманностей на рис. 1, например N. G. C. 2392, 6543, 6826, I. C. 418, видна узкая полоска. Это спектр центральной звезды. Мы видим, что он является непрерывным и простирается далеко в область ультрафиолета. Светлые и темные полосы в нем в репродукции едва заметны. Однако мы ясно видим, что спектр ядра совершенно не похож на спектр туманности. В некоторых спектрограммах, прежде всего в спектре туманности N. G. C. 7662 и туманности Ориона, заметен также непрерывный спектр самой туманности с его распределением интенсивности, простирающимся далеко в ультрафиолет.

#### Возражения против гипотезы небулия.

Появление в туманностях линий, которые не удается отнести ни к одному из спектров элементов, встречающихся на Земле, составляло до последнего времени одну из заме-

<sup>1)</sup> N. G. C. означает New General Catalogue; I. C.—первый дополнительный каталог к N. G. C.; B. D.—Боннская классификация.

чательнейших и наиболее трудных загадок астрофизики. Нужно иметь в виду, что случаи, когда не удается объяснить происхождение линий, встречающихся в спектрах звезд, чрезвычайно редки. Число линий неизвестного происхождения равно едва 120<sup>1)</sup>, тогда как тысячи линий удается с несомненностью идентифицировать с линиями определенных элементов на основании совпадения длины волны линий звезд с теми линиями, которые появляются в спектрах определенных элементов при применении искусственных источников света. Так как при этом оказалось, что те же элементы, какие мы находим на Земле, имеются и в звездах, и притом в почти таком же распределении, то становится очень мало вероятным, чтобы в туманностях новый элемент мог находиться в столь большом количестве, что спектр его доминирует в спектре туманности. К этому присоединяется еще то обстоятельство, что современная спектроскопия совместно с атомной теорией привела нас к выводу, что каждый элемент имеет не один спектр, а столько спектров, сколько электронов содержит соответствующий атом. Уже довольно давно было установлено различие между дуговым и искровым спектром; атомно-физический смысл этого различия заключается в том, что линии дугового спектра испускаются нейтральным атомом, а искровые линии — ионом с однократным положительным зарядом, т. е. атомом, который уже потерял в процессе ионизации один электрон. Новые исследования, особенно исследования Милликэна (Millikan) и его сотрудников, показали, что искры в вакууме представляют собой источник света, в котором появляются спектры не только однократно, но и двукратно, трехкратно и т. д. ионизированных атомов, вплоть, приблизительно, до семикратно ионизированных. При этих исключительно сильных исходных условиях появляются линии, которых нет в обыкновенных источниках света. Мы видим таким образом, что вообще нельзя утверждать, будто мы знаем уже все линии элементов, встречающихся на земле, а это заставляет предполагать, что и линии туманностей принадлежат хорошо

<sup>1)</sup> Сводку их см. F. E. Wahlandall, Monthly Notices, 84, 166, 1923.

известным нам элементам, но что до сих пор не удалось еще получить эти линии в земных источниках света. Это предположение подкрепляется еще тем, что в туманностях температуры очень высоки, а плотности очень малы; оба эти условия благоприятствуют появлению высокоионизированных атомов.

#### ОТКРЫТИЕ БАУЭНА.

Руководствуясь, несомненно, указанными выше соображениями, один из известных сотрудников Милликэна Д. С. Бауэн (J. S. Bowen) сумел в самое последнее время разрешить загадку линий небулия, причем решение оказалось лежащим именно в том направлении, где его следовало ожидать. Так как в спектрах туманностей есть только линии самых легких элементов Н, He, С, О и N, то естественно было поставить вопрос, не принадлежат ли линии небулия к спектру одного из этих элементов или к спектру какого-нибудь другого легкого элемента. Действительно, Бауэн сумел показать, что небулий представляет собой не что иное, как смесь кислорода с азотом. Хотя до сих пор еще и не удалось идентифицировать все линии небулия, тем не менее Бауэн показал, что из восьми самых сильных линий его шесть, в том числе линии  $N_1$  и  $N_2$ , принадлежат кислороду и две — азоту. До сих пор Бауэн опубликовал только короткую заметку в „Nature“ (1 октября 1927, стр. 473)<sup>1)</sup>, содержащую все существенно важное. Известный английский астрофизик и спектроскопист А. Фаулера (A. Fowler) вскоре после этого опубликовал в „Nature“ два письма (22 октября 1927 г., стр. 582 и 29 октября 1927, стр. 617), в которых он подтверждает открытие Бауэна некоторыми вычислениями, произведенными на основании новейших спектроскопических исследований. Мы будем в дальнейшем излагать совместно результаты работ Бауэна и Фаулера, не разделяя их.

---

<sup>1)</sup> В настоящее время работа Бауэна опубликована в *Astrophys. Journ.* 1928.

Причины неудачи прежних попыток получить линии небулия в земных источниках света.

Прежде всего нужно отметить, что Бауэну отнюдь не удалось получить линии небулия в лабораторных условиях, что было бы, конечно, самым верным доказательством того, что они принадлежат определенным элементам. Хотя, вообще говоря, нельзя утверждать, что совершенно невозможно получить эти линии в земных условиях, тем не менее мы можем заранее указать причины, делающие успех этих попыток весьма маловероятным. Спектры кислорода и азота были получены самыми разнообразными методами, при сильнейших возможных условиях возбуждения, и никогда в них не было обнаружено никаких следов линий небулия. Если тем не менее эти линии принадлежат указанным элементам, то они, очевидно, могут возникать только при особых условиях, существующих в туманностях. Воспроизвести эти условия в лаборатории почти невозможно, так как два характерные для туманностей и, вероятно, определяющие эмиссию линий условия — это совершенно ничтожная плотность и огромное протяжение светящегося газа. Хотя современные технические средства и дают возможность получить очень малые плотности, тем не менее, как мы покажем дальше, они еще значительно превосходят те плотности, какие имеют место в туманностях. Совершенно непреодолимые трудности возникают и при попытке воспроизвести второе условие. Тем не менее нельзя считать исключенной возможность, что когда-нибудь удастся получить линии туманностей и в лабораторном опыте. Ибо, хотя невозможно воспроизвести в лаборатории те условия, какие имеют место в туманностях, однако, быть может, удастся найти другие, осуществимые в лаборатории условия, при которых также появятся эти линии. Как раз такой случай мы имеем при получении известной зеленой линии полярного сияния. Последняя наблюдалась Мак-Леннаном (Mc. Lennan) в лаборатории, при условиях, значительно отличающихся от тех условий, которые действительно имеют место в верхних слоях атмосферы. Этот пример должен внушить нам

надежду, что, быть может, когда-нибудь удастся получить линии туманностей и в лаборатории. До сих пор, как было сказано, это еще не удалось.

### Метод идентификации линий небуля.

Каким же образом сумел Бауэн, не прибегая к этому экспериментальному доказательству, установить, что линии небуля принадлежат спектрам кислорода и азота? Это удалось ему сделать следующим путем. По теории Бора всякая спектральная линия возникает при переходе атома из одного квантового состояния с энергией  $E_1$  в другое с энергией  $E_2$ , и частота излучаемой при этом переходе линии  $\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}$  (условие

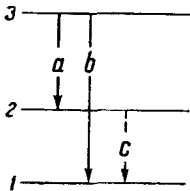


Рис. 2. Схема уровней энергии, показывающая „дозволенные“ и „запрещенные“ переходы.

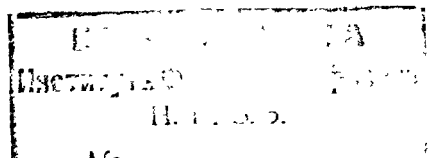
частот Бора), где  $h$  есть постоянная Планка. Это дает возможность, после того, как установлены закономерные соотношения между линиями спектра, вычислить энергии возможных квантовых состояний атома. Однако интенсивностью, достаточной для того, чтобы их можно было наблюдать, обладают только те спектральные линии, которые соответствуют некоторым совершенно определенным переходам между квантовыми состояниями атома, т. е. те линии, которые „дозволены“ так называемыми правилами отбора. Но мыслимы, а при известных исходных условиях могут быть получены с достаточной интенсивностью и линии, „запрещенные“ правилами отбора; во всяком случае, зная энергетические уровни разных квантовых состояний, или, как говорят спектроскописты, зная „термы“ атома, мы можем по боровскому условию частот точно вычислить длины волн или частоты этих „запрещенных“ линий.

На рис. 2 мы поясняем этот важный пункт простым примером, так как он очень важен для понимания всего дальнейшего. Положим, что анализ спектра какого-нибудь элемента дал нам возможность установить для него три энерге-

тических уровня, обозначенных на рис. 2 цифрами 1, 2 и 3. Пусть далее только переходы  $3 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 1$  являются „дозволенными“, и потому в спектре существуют только линии, соответствующие этим переходам; частоты этих линий на нашей диаграмме пропорциональны длинам отрезков  $a$  и  $b$ . Переход же  $2 \rightarrow 1$ , отмеченный на рисунке пунктирной линией, является „запрещенным“, и соответственно этому спектральной линии с частотой  $c$  в спектре нет. Тем не менее из разности энергетических уровней 2 и 1 мы можем, конечно, вычислить частоту и длину волны этой „запрещенной“ линии  $c$  с почти такой же точностью, с какой измеряются частоты или длины волн линий  $a$  и  $b$ .

**Гипотеза Бауэна:** линии небуля соответствуют „запрещенным“ переходам из метастабильных начальных состояний.

Бауэн задался вопросом о том, не являются ли линии небуля как раз такими линиями, которые хотя и не могут быть получены в лаборатории, так как они соответствуют „запрещенным“ переходам, тем не менее могут возникнуть в туманностях при особенно благоприятных условиях. В действительности существует только одна определенная группа „запрещенных“ линий, появления которой можно ждать в туманностях. Это — линии, начальными состояниями которых являются так называемые метастабильные состояния атома. Метастабильными состояниями называются такие состояния, энергия которых больше, чем энергия нормального состояния, но для которых по правилам отбора не существует никаких „дозволенных“ переходов к более низким энергетическим уровням, связанным с изучением света. Положим, что на нашем схематическом рисунке 2 уровень 1 соответствует нормальному состоянию атома и что между уровнями 2 и 1 нет никаких других уровней, переход к которым с уровня 2 был бы „дозволен“; в этом случае уровень 2 представлял бы собой метастабильное состояние.



### ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ АТОМОВ В МЕТАСТАБИЛЬНОМ СОСТОЯНИИ.

Атом, находящийся в таком состоянии и не подвергающийся никаким внешним возмущениям, остается в нем известное время. О продолжительности жизни таких метастабильных атомов мы знаем пока немного, мы можем только сказать, что она велика по сравнению с продолжительностью нормальных возбужденных состояний, имеющих порядок величины  $10^{-8}$  сек. По новейшим исследованиям продолжительность метастабильных состояний несомненно может достигать от  $10^{-3}$  до  $10^{-2}$  сек. <sup>1)</sup> Если в результате какого-нибудь процесса длительно происходит возбуждение атомов, то метастабильные атомы в силу большой продолжительности их существования должны накапливаться до тех пор, пока не будет достигнуто равновесие между процессами, вызывающими их возникновение и уничтожение. В лабораторных опытах метастабильные атомы уничтожаются либо потому, что они снова возбуждаются светом, либо в результате столкновений с другими атомами и стенками сосуда; при этом энергия возбуждения, которой они обладают, передается соударяющимся атомам или стенкам сосуда в форме кинетической энергии, без испускания света (толчки второго рода; иногда энергия возбуждения может передаваться другим атомам). Что же произойдет, если метастабильный атом не будет иметь возможности столкнуться с другим атомом или со стенкой? Тогда, утверждаем мы, в течение времени, соответствующего продолжительности его существования, он будет оставаться в этом состоянии, а затем он перейдет на один из возможных более низких энергетических уровней, испустив „запрещенную“ линию. В пользу этого предположения говорят как многочисленные экспериментальные наблюдения последнего времени, так и теоретические рассуждения. Из тех и из других следует: правила отбора не следует понимать в том смысле, что противоречащие им переходы вообще никогда не могут иметь места; эти переходы только являются весьма маловероятными. Вероятность

<sup>1)</sup> См., например, Н. В. Dorgelo, Zeitschr. f. Phys., 34, 766, 1925

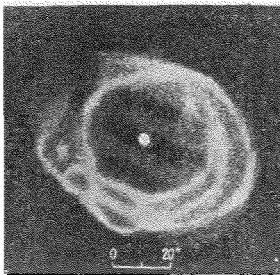


переходов обратно пропорциональна продолжительности существования атома в данном возбужденном состоянии. Поэтому нужно ожидать, что для метастабильных состояний они в сто тысяч раз меньше, чем для нормальных возбужденных состояний. Если в тот промежуток времени, в течение которого атом существует в метастабильном состоянии, он не испытает никаких столкновений, то он перейдет в состояние с меньшей энергией, испустив свет так же, как нормальный возбужденный атом. Соответствующие этим переходам „запрещенные“ линии потому даже в лучших случаях лишь *очень слабо заметны в разрядных трубках наших лабораторных опытов*, что метастабильные атомы, еще находясь в этом состоянии, испытывают столкновения, разрушающие их <sup>1)</sup>. Легко, однако, видеть, что исключительно малая плотность туманностей является обстоятельством, благоприятствующим появлению таких линий.

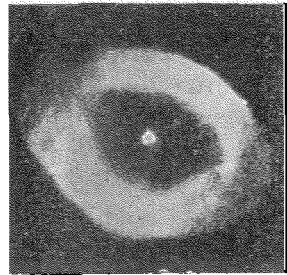
1) Не все столкновения метастабильных атомов с другими атомами или молекулами приводят к передаче энергии возбужденного атома другому атому или молекуле. Это показали особенно убедительно опыты Д он ата (K. Donat, ZS. f. Phys., 29, 345, 1924) и Вуда (R. W. Wood, Proc. of the roy. soc. of London, ser. A, 103, 679, 1924) над метастабильными атомами ртути. Метастабильные атомы ртути могут многократно сталкиваться с атомами аргона или молекулами  $N_2$ , не отдавая им своей энергии. Передача энергии имеет место только при столкновении с другими атомами (у Д он ата, например, с атомами таллия) или со стенками сосуда. Это обстоятельство дает возможность сохранять метастабильные атомы в таком их состоянии в течение промежутка времени, соответствующего продолжительности их существования. В этом случае, если изложенное выше представление правильно, они должны испускать „запрещенные“ линии. Этот случай, кажется нам, реализован в последних опытах Вуда (Phil. Mag., 4, 466, 1927), который наблюдал „запрещенную“ линию  $\lambda = 2655,8 (1S - 2p_3)$  в свечении под влиянием оптического возбуждения паров ртути, к которым было прибавлено несколько миллиметров азота. Здесь метастабильные атомы разрушаются только при столкновении их со стенками сосуда. Если мы вычислим, сколько, в среднем, времени требуется метастабильному атому, чтобы продвигнуться при условиях опытов Вуда на отрезок в 1,25 см, равный радиусу трубки, применявшейся Вудом, то мы получим около  $10^{-1}$  сек. Это время несколько больше, чем предполагаемая продолжительность существования метастабильных атомов, и потому изложенные выше представления заставляют нас ожидать в этом случае появления „запрещенных“ линий.

### ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ТУМАННОСТЯХ.

Напомним, каковы физические условия в туманностях, воспользовавшись в качестве примера кольцевой туманностью в созвездии Лиры; два изображения ее воспроизведены на рис. 3а и 3б. Исходя из наблюдаемой скорости вращения туманности, Кэмпбелл и Мур вычислили приблизительную массу кольцевой туманности Лиры, содержащуюся в угле в  $25''$ <sup>1)</sup>. В зависимости от того, какое из двух зна-



3а.



3б.

Рис. 3а и 3б. Кольцевая туманность в Лире. Слева — рисунок по фотографическим снимкам с различными экспозициями по Кертису (H. D. Curtis, Publ. Lick Observ., 13. Табл. 17, 1918); справа — фотографический снимок.

чений параллакса, полученных при разных измерениях, принималось в расчет, они получили для этой массы значения соответственно 3,7 и 13,8 массы Солнца. В основу дальнейших выкладок, имеющих целью только определение порядка величин, мы положим среднее значение 8,7 массы Солнца.

Так как расстояние, как мы уже заметили, приблизительно известно, то из линейных размеров туманности можно вычислить ее объем и затем плотность. Для плотности получается чрезвычайно малое значение  $7 \cdot 10^{-17}$  г/см<sup>3</sup>. Если мы будем вести вычисления со средним атомным весом 6, так как, повидимому, в туманностях имеются только самые легкие элементы, то мы найдем, что в кубическом сантиметре со-

<sup>1)</sup> W. W. Campbell and J. H. Moore, Lick Observ. Bull., 13 177, 1918.

держится приблизительно  $7 \cdot 10^6$  атомов. Если бы эти атомы имели комнатную температуру, то это соответствовало бы давлению около  $2 \cdot 10^{-10}$  мм ртутного столба. Мы видим, таким образом, что здесь идет речь о разрежениях, которые еще в  $10^4$  раз меньше, чем те давления, которые мы можем получить с помощью лучших вакуумных насосов.

Далее мы можем вычислить среднюю длину свободного пробега  $L$ , если мы сделаем известные предположения о диаметре атома. Приняв его равным  $2 \cdot 10^{-8}$  см, что по порядку величины должно быть правильно, мы найдем, что  $L = 1140$  км. Если для вычислений примем температуру кругло в  $20\,000^\circ$ , то для скорости атома получим при атомном весе 6 значение  $8,4$  км/сек., а отсюда для среднего промежутка между двумя столкновениями найдем значение приблизительно в 2 минуты <sup>1)</sup>. Эти числа, конечно, очень негочны, но окончательный результат с несомненностью показывает, что время между двумя столкновениями велико по сравнению с продолжительностью существования метастабильных состояний. Расстояние между двумя минутами и  $10^{-2}$  сек. настолько велико, что в этом почти не может быть сомнений. Мы можем ожидать таким образом, что раз возбужденные в туманностях метастабильные атомы не испытывают столкновений до конца своего существования, а затем испускают „запрещенные“ линии. При огромных размерах

---

<sup>1)</sup> *Прим. при корр.* В опубликованном во время печатания этой статьи дальнейшем коротком сообщении (Astr. Soc. Pacific, 39, 295, 1927) Бауэн дает для среднего промежутка между двумя столкновениями значение от  $10^4$  до  $10^7$  сек., не приводя данных, которые легли в основу его расчетов. Если пользоваться тем значением плотности в центре диффузной туманности  $\rho = 10^{-20}$  г/см<sup>3</sup>, которое дает Эддингтон (Eddington) в своей книге „Внутреннее строение звезд“, то при прежних предположениях мы найдем, что число атомов в кубическом сантиметре равно  $10^3$ , длина свободного пробега  $L = 8 \cdot 10^6$  км, а время между двумя столкновениями равно  $10^6$  сек. В наших прежних расчетах для кольцевой туманности Лиры данные выбраны так, чтобы они соответствовали наименее благоприятным мыслимым предположениям. Так как тем не менее полученное нами для промежутка времени между двумя столкновениями значение еще достаточно велико, то во всяком случае физические условия в туманностях должны соответствовать гипотезе Бауэна.

туманностей интенсивность этих линий должна быть, несмотря на чрезвычайное разрежение, достаточно велика для того, чтобы они были доступны наблюдению.

#### СТРУКТУРА ИСКРОВЫХ СПЕКТРОВ КИСЛОРОДА И АЗОТА.

Как мы уже отмечали, речь может идти только об атомах азота и кислорода, притом не о линиях, испускаемых нейтральными атомами и принадлежащих к дуговому спектру, а об искровых линиях, носителями которых являются ионы. В спектроскопии принято обозначать дуговой спектр какого-нибудь атома его химическим символом с цифрой I, первый искровой спектр — тем же символом с цифрой II, второй искровой спектр — цифрой III и т. д. Идентифицированные Бауэном линии туманностей принадлежат к спектрам OII, OIII и NII. Эти спектры очень сложны и богаты линиями. Закономерные соотношения между этими линиями найдены были прежде всего Фаулером<sup>1)</sup>, а для далекой ультрафиолетовой части спектра Бауэном<sup>2)</sup>; они были истолкованы в связи с теорией атомных спектров Гунда (Hund). Попытка изложить здесь сложную структуру этих спектров завела бы нас слишком далеко, да это не необходимо для понимания открытия Бауэна. Мы можем ограничиться лишь несколькими указаниями относительно самых низких энергетических уровней этих спектров.

#### ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ СПЕКТРОВ OIII и NII.

Рассмотрим сначала спектры OIII и NII, испускаемые двукратно ионизированным атомом кислорода и однократно

---

<sup>1)</sup> Для OII: A. Fowler, Proc. of the roy. soc. of London, 110, 476, 1927; теоретическое истолкование этого спектра R. H. Fowler and D. R. Hartree, Proc. of the roy. soc. of London, 111, 83, 1926. Для OIII: C. Mihul, C. R., 183, 1035, 1926 и 184, 89, 874, 1055, 1927; A. Fowler, Proc. of the roy. soc. of London, serie A, 117, 317, 1928. Для NII: A. Fowler and L. I. Freeman, Proc. of the roy. soc. of London, 114, 662, 1927.

<sup>2)</sup> Y. S. Bowen, Phys. Rev., 29, 231, 1927.

ионизированным атомом азота. Эти ионы содержат одинаковое число электронов, именно 6, и по своему строению похожи, стало быть, на нейтральный атом углерода. Оба спектра имеют поэтому одну и ту же структуру, и мы можем рассматривать их совместно. Шесть электронов этих ионов распадаются прежде всего на две группы: по 2 и 4 электрона соответственно. Оба внутренних К-электрона имеют главное квантовое число  $n=1$  и образуют не имеющую импульса замкнутую оболочку, как и два электрона гелия в нормальном состоянии. Четыре электрона второй группы являются L-электронами и имеют главное квантовое число  $n=2$ . Они снова распадаются на две подгруппы в зависимости от значений второго квантового числа, которое мы должны приписать им. Это второе квантовое число раньше обозначалось по Зоммерфельду как азимутальное квантовое число  $k$  и могло принимать значения 1, 2, 3... при условии, что  $k \leq n$ . В современной квантовой механике доказывается, что вместо  $k$  нужно вводить другое квантовое число, которое обозначается через  $l$  и принимает значения 0, 1, 2... при условии, что  $l \leq n-1$ . Из четырех L-электронов два относятся к подгруппе с  $l=0$ , два других — к подгруппе с  $l=1$ . Оба первых L-электрона образуют, так же как и К-электроны, замкнутую оболочку и не играют существенной роли в возникновении тех квантовых состояний, которыми нам нужно заняться; это относится и к К-электронам. Другие же два L-электрона с  $l=1$  в зависимости от того, как складываются соответствующие значения  $l$  моменты импульсов (в смысле боровской модели  $l$  есть момент импульса вращения электрона по его орбите) с импульсами вращения электронов  $s_i$ , дают различные состояния, имеющие существенное значение для возникновения линий туманностей. По современным воззрениям каждый электрон вращается вокруг оси, проходящей через его центр так, что момент импульса вращения равен  $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ , где  $h$  — постоянная Планка. Для всех электронов, стало быть,  $s_i = \frac{1}{2}$ .

В зависимости от того, направлены ли эти импульсы вращения  $s_i = \frac{1}{2}$  для обоих электронов в противоположных направлениях ( $\Sigma s_i = 0$ ) или они имеют одинаковое направление ( $\Sigma s_i = 1$ ), возникают состояния (см. рис. 4), которые в спектроскопии носят название синглетных, или триплетных, состояний. Кроме ротационных импульсов, геометрически складываются и импульсы  $l$ ; при этом, если для обоих электронов  $l = 1$ , то результирующая  $L$ , получающаяся при

$$\begin{array}{cc} s = \frac{1}{2} \uparrow & s = \frac{1}{2} \uparrow \\ s = \frac{1}{2} \downarrow & s = \frac{1}{2} \downarrow \\ \Sigma s = 0 & \Sigma s = 1 \\ \text{Синглет} & \text{Триплет} \end{array}$$

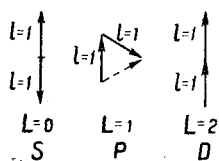


Рис. 4. Векторное сложение моментов импульсов  $s$  и  $l$ .

их векториальном сложении, может иметь значения 0, 1 или 2. В спектроскопической номенклатуре принято обозначать состояния, для которых  $L = 0$ , буквой  $S$ , состояния с  $L = 1$  буквой  $P$  и состояния с  $L = 2$  буквой  $D$ . Мультиплетность этих термов (в нашем случае их синглетность, или триплетность) обозначается соответствующей цифрой, помещаемой у буквы слева вверху. Таким образом для спектров ОШ и НШ мы должны ожидать состояний со следующими

спектроскопическими обозначениями:

$$\begin{array}{ccc} {}^1S & {}^1P & {}^1D \\ {}^2S & {}^2P & {}^2D \end{array}$$

Но очень глубокий принцип, открытый Паули (Pauli), показывает, что если оба наружных электрона имеют одни и те же значения  $n$  и  $l$  (такие электроны называются эквивалентными), то не все состояния, допустимые согласно нашим прежним рассуждениям, являются возможными; некоторые из них выпадают. Можно показать, что остаются только состояния

$${}^1S \quad {}^3P \quad {}^1D.$$

Из них среднее  ${}^3P$  является триплетным, а другие два синглетными. Три состояния группы  ${}^3P$  различаются друг от друга по значениям квантового числа  $j$  общего момента импульса, являющегося результирующей  $\Sigma s_i$  и  $L$ . Вводя

в символическое обозначение и значения  $j$  и помещая их внизу справа, мы получим такие пять состояний:

$${}^1S_0 \quad {}^3P_0 \quad {}^3P_1 \quad {}^3P_2 \quad {}^1D_2.$$

Энергии этих состояний различны и, что самое важное, для спектров O III и N II известны из исследований Фаулера и Бауэна. Мы можем опять наглядно изобразить их на схеме уровней. Такая схема для спектра O III изображена на рис. 5, а для спектра N II — на рис. 6. Слева указаны

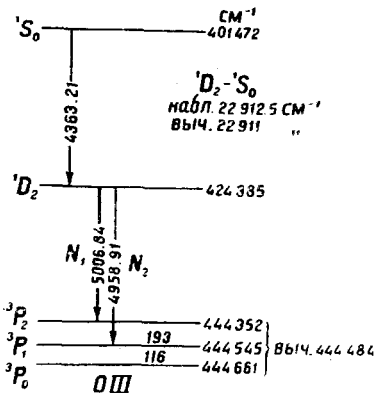


Рис. 5. Схема уровней основных состояний спектра O III.

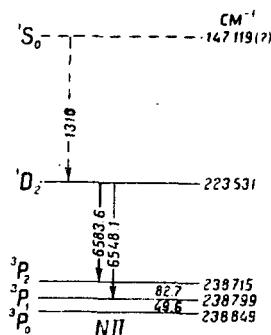


Рис. 6. Схема уровней основных состояний спектра N II.

спектроскопические обозначения; справа даны значения энергии каждого уровня в обычно применяющихся в спектроскопии единицах частоты ( $\text{cm}^{-1}$ ), а для состояний  ${}^3P$  указаны и значения разности энергетических состояний.

Мы видим, что ниже всего лежат состояния  ${}^3P$ , за ними следует состояние  ${}^1D$  и, наконец, состояние  ${}^1S$ . Из состояний  ${}^3P$  ниже всего лежит то, для которого  $j=0$ ; оно является, собственно говоря, нормальным состоянием дважды ионизированного атома кислорода или однократно ионизированного атома азота. Все переходы между этими пятью состояниями являются „запрещенными“, так как при „дозволенном“ переходе  $l$  должно было бы измениться, по крайней мере, для одного электрона, тогда как для всех этих пяти состояний значения  $l$  для обоих электронов имеют

значение  $l=1$ . Поэтому все состояния за исключением основного состояния  ${}^3P_0$  являются метастабильными. Мы имеем как раз тот случай, какой мы выше уже рассматривали.

### Линии небулия, принадлежащие спектрам O III и N II.

Что же нам дает наблюдение? В земных источниках света до сих пор не было наблюдеено ни одной линии, которую можно было бы истолковать как переход между этими пятью уровнями. В туманностях же некоторые из этих линий появляются. Как было уже указано выше, поскольку термы этих спектров нам известны, нетрудно вычислить частоты или длины волн линий, соответствующих таким переходам.

Рассматривая прежде всего спектр O III, Бауэн показывает, что длины волн линий, соответствующих переходам  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$  и  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_1$ , совпадают с зелеными линиями небулия  $N_1$  и  $N_2$  с той точностью, на какую мы в праве здесь рассчитывать; при этом, в частности, разность частот обеих этих линий точно равна известной нам разности частот состояний  ${}^3P_2$  и  ${}^3P_1$ . Точно так же длина волны линии, соответствующей переходу  ${}^1S_0 \rightarrow {}^1D_2$ , хорошо совпадает с длиной волны сильной линии небулия  $\lambda=4363,21$ . На рис. 5 переходы, соответствующие этим линиям, отмечены вертикальными стрелками, у которых отмечены длины волн.

Аналогичные результаты получаются и для спектра N II (рис. 6). Здесь для длин волн линий, соответствующих переходам  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$  и  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_1$ , получаются значения, совпадающие с длинами волн двух красных линий небулия  $\lambda=6583,6$  и  $6548,1$  с точностью, лежащей в пределах ошибок наблюдения. Что же касается состояния  ${}^1S_0$ , то по Фаулеру его энергетический уровень так высок (если его анализ спектра в этом вопросе дает правильный результат<sup>1)</sup>), что линия, соответствующая переходу  ${}^1S_0 \rightarrow {}^1D_2$ , лежит в той

<sup>1)</sup> Мы предполагаем, что терм  $\nu=147118,8 \text{ см}^{-1}$ , найденный Фаулером и Фрименом (Proc. of the roy. soc. of London, Ser. A, 114, 673, 1927), не соответствует основному терму  ${}^1S_0$ , но что последний лежит



ультрафиолетовой части спектра, которая поглощается земной атмосферой и не поддается наблюдению.

Мы отметим здесь же, что как для спектра О III, так и для спектра О II третий возможный переход, именно переход  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_0$ , не происходит, так как линии, которые соответствуют этим переходам и длину волны которых можно точно вычислить; не наблюдаются в спектре туманностей. Отсутствие этих линий является в известной степени понятным, так как они „запрещены“ не только вышеупомянутым правилом отбора, но и другим правилом отбора, относящимся к значениям  $j$ . Это правило гласит, что могут иметь место только такие переходы, для которых  $\Delta j = 0$  или  $\pm 1$ . Переходу же  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_0$  соответствует  $\Delta j = 2$ . Таким образом это правило отбора, повидимому, остается в силе. Но, с другой стороны, мы видели, что переход  ${}^1S_0 \rightarrow {}^1D_2$ , для которого  $\Delta j = -2$  имеет место, хотя он и „запрещен“ правилами отбора для  $j$ . Объяснить эти противоречивые результаты пока не удалось. Можно предполагать, что в невозможности перехода  ${}^1D_2 \rightarrow {}^3P_0$  играет роль одновременно происходящая перемена мультиплетности, т. е. переход от синглетной к триплетной системе, но это остается пока только неясным общим предположением.

Мыслимы были бы также и переходы из состояния  ${}^1S_0$  к состояниям  ${}^3P$ , но к сожалению линии, соответствующие этим переходам, как для спектра О III, так и для спектра N II падают в неподдающуюся наблюдению ультрафиолетовую часть спектра.

Что касается интенсивностей наблюдаемых линий, то здесь мы имеем хорошее согласие с тем, что мы в праве ожидать по правилам интенсивности. Наблюдение показывает, что линия  $N_1$ ,  $\lambda = 5006,84$  сильнее, чем линия  $N_2$ ,  $\lambda = 4958,91$ ; точно так же линия  $\lambda = 6583,6$  сильнее, чем линия  $\lambda = 6548,1$ . Согласно качественным правилам распределения

---

значительно ниже. Аналогичное спектру О III положение терма  ${}^1S_0$  мы получим, если положим, что линия небулия  $\lambda = 5754,8$  соответствует переходу  ${}^1S_0 \rightarrow {}^1D_2$ , откуда для  ${}^1S_0$  получаем значение  $\nu = 206159 \text{ см}^{-1}$ . К сожалению, опубликованный материал, относящийся к длинам волн, не дает возможности проверить это предположение.

интенсивности, которые были установлены Зоммерфельдом (Sommerfeld) и затем проверены на большом экспериментальном материале, наиболее сильными должны быть линии, для которых  $\Delta l$  равно  $\Delta j$ . Но так как для всех переходов, с которыми мы здесь имеем дело,  $\Delta l = 0$ , то линии, для которых  $\Delta j = 0$ , должны быть сильнее тех линий, для которых  $\Delta j = 1$ . Действительно, как ясно показывают рис. 5 и 6,  $\Delta j = 0$  для линий  $N_1 \lambda = 5\,006,84$  и  $\lambda = 6\,583,6$  и  $\Delta j = 1$  для линий  $N_2 \lambda = 4\,958,91$  и  $\lambda = 6\,548,1$ .

Линии небулия, принадлежащие к спектру О II.

Мы переходим теперь к тем линиям небулия, которые по Бауэну принадлежат к спектру О II. Однократно ионизированный атом кислорода имеет 7 электронов. Седьмой электрон, присоединяющийся к шести электронам двукратно ионизированного атома, является также  $L$ -электроном с  $n = 2$  и  $l = 1$ . Мы имеем теперь, стало быть, три таких  $L$ -электрона. Мы не станем приводить расчетов того, какие атомные состояния могут возникнуть в результате взаимодействия этих трех электронов; сообщим только результат. Получаются дублетные и квартетные состояния, из которых снова пять состояний с наименьшими во всем спектре значениями энергии соответствуют случаю, когда все три  $L$ -электрона находятся на „орбитах“ с  $n = 2$  и  $l = 1$ . Эти атомные состояния имеют следующие спектроскопические обозначения<sup>1)</sup>:

$${}^4S_2 \quad {}^2D_2 \quad {}^2D_3 \quad {}^2P_1 \quad {}^2P_2.$$

Относительное положение этих состояний поясняется рис. 7. Значения энергии снова показаны справа в единицах частоты<sup>2)</sup>. Ниже всего лежит уровень состояния  ${}^4S_2$ , за ним

<sup>1)</sup> Действительные значения  $j$  являются целыми числами с половинами. Для удобства мы ввели в наши символы в качестве нижнего индекса вместо  $j$  значения  $j + \frac{1}{2}$ .

<sup>2)</sup> При своем сообщении Бауэн еще не знал точного значения терма  ${}^4S$ . Последнее вычислено Фаулером в его втором письме в „Nature“ на основании найденных Крозом и Миюль (M. F. Croze et C. Mihal, C. R., 185, 702, 1927) комбинационных линий дублетной и квартетной системы.

следуют состояния  ${}^2D$  и, наконец, состояния  ${}^2P$ . Зная энергии этих состояний, мы снова можем вычислить частоты или длины волн линий, соответствующих „запрещенным“ переходам между этими основными состояниями иона  $O^+$ . При этом для переходов  ${}^2D_2 \rightarrow {}^4S_2$  и  ${}^2D_3 \rightarrow {}^4S_2$  получаются значения, совпадающие в пределах ошибок наблюдения с сильными ультрафиолетовыми линиями туманности Ориона  $\lambda = 3726,16$  и  $\lambda = 3728,91$ . Распределение интенсивности снова таково, как следует ожидать. Линия  $\lambda = 3726,16$ , для которой  $\Delta j = 0$ , сильнее, чем линия  $\lambda = 3728,91$ , соответствующая  $\Delta j = 1$ . Бауэн предполагает, кроме того, что красная линия туманностей  $\lambda = 7325$ , лежащая на границе видимого спектра со стороны длинных волн, соответствует переходу  ${}^2P \rightarrow {}^2D$ . Из положения энергетических уровней можно вычислить длины волн, соответствующие переходам  ${}^2P_2 \rightarrow {}^2D_2$  и  ${}^2P_2 \rightarrow {}^2D_3$ ; для них получаются соответственно значения  $\lambda = 7322$  и  $\lambda = 7330$ . Кроме этих линий, должна была бы иметься еще и третья линия, соответствующая переходу  ${}^2P_1 \rightarrow {}^2D_2$  (отмеченному на рис. 7 пунктиром), но длина ее не может быть вычислена, так как положение отмеченного на рис. 7 пунктиром уровня  ${}^2P_1$  неизвестно. Сильнее всех должна бы быть линия, соответствующая переходу  ${}^2P_2 \rightarrow {}^2D_2$ , и мы должны признать совпадение между  $\lambda_{\text{выч.}} = 7322$  и  $\lambda_{\text{набл.}} = 7325$  удовлетворительным, если примем во внимание, что точность измерений в этой части спектра очень невелика.

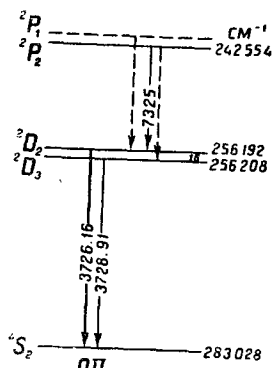


Рис. 7. Схема уровней для основных состояний спектра  $O II$ .

Остальные линии небуляя.

Мы показали детально, как по Бауэну можно истолковать восемь сильных линий спектра туманностей как линии искровых спектров кислорода и азота. Из остальных линий туманностей, которые до сих пор приписывались гипотетиче-

скому элементу небулию, остаются неистолкованными только три сильные линии с длинами волн  $\lambda = 3967,51$ ,  $\lambda = 3868,74$  и  $\lambda = 3426,2 \text{ \AA}$  и ряд слабых линий<sup>1)</sup>. Этот успех Бауэна дает основания надеяться, что в недалеком времени удастся раскрыть происхождение и остальных линий, и вряд ли можно сомневаться в том, что решение проблемы лежит в том же направлении, как и для линий, уже идентифицированных Бауэном. Но уже теперь можно утверждать, что открытие Бауэна делает совершенно излишней гипотезу небулия. Тот факт, что и в далеких мирах туманностей нет никаких новых элементов, будет воспринят всеми с большим удовлетворением. Действительно, в периодической системе элементов нет места для такого элемента, который если он вообще существует, должен обладать низким атомным весом.

#### Возбуждение светового излучения в туманностях.

Несмотря на эти результаты, столь удовлетворительные в общем и целом, некоторые пункты остаются еще загадочными и замечательными. Некоторые из них мы отметим. Мы видим, что линии туманностей можно считать соответствующими „запрещенным“ переходам между самыми низкими энергетическими уровнями ионов. Но кроме этих линий спектры этих ионов содержат еще ряд других линий, которые появляются в земных источниках света; только изучение их и дало возможность вычислить значения энергии этих основных состояний. Хотя самые сильные из этих линий и как раз те из них, которые соответствуют переходу с вышележащих уровней к этим основным состояниям, и падают в крайнюю ультрафиолетовую область, так что о наличии их или отсутствии в спектре сказать ничего нельзя, тем не менее можно определенно сказать, что ряд сильных линий,

<sup>1)</sup> В появившемся во время печатания этой статьи сообщении Бауэна указывает, что длины волн линий туманностей  $\lambda = 3313$ ,  $3342$ ,  $3445$  и  $3759$  совпадают с длинами волн четырех сильных линий, которые Миюль наблюдала в спектре O III и уложила в схему уровней. Кроме того, Бауэн предполагает, что линия  $\lambda = 3426,2$  относится к спектру N IV, а линия  $3346$  — к спектру O IV.

соответствующих „дозволенным“ переходам между более высокими уровнями, отсутствует в спектре туманностей<sup>1)</sup>. Напротив, в нем мы имеем совершенно нормальные линии водорода и гелия с распределением интенсивности, которое совершенно схоже с спектрами земных источников. Причина этого может лежать только в тех несомненно очень замечательных условиях возбуждения, благодаря которым возникает световое излучение в туманностях. Каковы эти условия, сказать в настоящее время еще нельзя. Как мы уже отметили вначале, причиной свечения туманностей должно быть излучение, испускаемое центральной звездой, притом либо волновое излучение с очень малой длиной волны, либо корпускулярное излучение. Быть может, следующая аналогия говорит в пользу предположения о корпускулярном излучении, в частности об электронном излучении. Мы знаем, что северное сияние возбуждается электронами, которые испускаются солнцем и попадают в верхние, разреженные слои земной атмосферы. В спектре северного сияния особенно сильно выступает зеленая линия  $\lambda = 5\,577,35 \text{ \AA}$ . Мак-Леннан с несомненностью доказал, что эта линия принадлежит спектру испускания нейтрального атома кислорода, но до сих пор не удавалось поместить эту линию в известную нам схему уровней атомов кислорода. Открытие Бауэна делает естественным предположение, что и зеленая линия северного сияния может быть одной из „запрещенных“ линий<sup>2)</sup>. Это подтверждается тем обстоятельством, что и в спектре

<sup>1)</sup> *Прим. при корр.* Это затруднение в известной степени устраняется тем идентифицированием линий, которое произвел Бауэн в последнем сообщении, потому что эти новые линии соответствуют „дозволенным“ переходам. Точно так же совершенно ясно, что при малых плотностях туманностей „запрещенные“ линии должны быть гораздо сильнее, чем самые сильные „дозволенные“ линии, которые падают в область видимого спектра.

<sup>2)</sup> Высказанное автором предположение оправдалось в самый короткий срок. Мак-Леннан действительно показал, что зеленая линия полярного сияния является „запрещенной“ линией спектра кислорода и указал термы, соответствующие этому переходу ( $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ ). Подробнее см. в заметке „The Aurora and its Spectrum“, Nature, № 3062 от 7 июля 1928. *Перев.*

северного сияния нет остальных хорошо известных линий, соответствующих „дозволенным“ переходам и сильно выступающих в разрядных трубках. Если мы положим, что между этими двумя явлениями существует аналогия, то мы должны будем прийти к заключению, что характер возбуждения свечения в туманностях должен быть тот же, что и для северного сияния, а это приводит к гипотезе об электронном излучении.

В том, что очень горячие центральные звезды, кроме волнового излучения, испускают и электроны, сомневаться не приходится. Труднее представить себе, каким образом эти электроны проникают на такие огромные расстояния, как, например, в кольцевой туманности Лиры, даже при очень большой начальной скорости. Чтобы объяснить это, нужно предполагать, что плотность туманности имеет гораздо меньшее значение, нежели мы принимали в прежних выкладках. С другой стороны, несомненно, что испускаемое звездами волновое излучение играет очень важную роль как источник, возбуждающий свечение туманности. В частности Г. Цанстра<sup>1)</sup> сумел показать, что появление бальмеровских линий с той интенсивностью, с какой они наблюдаются, можно объяснить, если предположить, что нейтральные, невозбужденные атомы водорода поглощают излучения возбуждающей звезды частоты, лежащие по ту сторону серии Леймана, и этим ионизируются. При рекомбинации ионов  $H^+$  и электронов испускаются в числе прочих и бальмеровские линии. Возможно также, что вторичные электроны, образуемые при поглощении коротковолнового излучения, играют известную роль в возбуждении спектральных линий, особенно, быть может, „запрещенных“ линий.

Наконец мы хотели бы отметить, что и в солнечной короне мы имеем совершенно аналогичные обстоятельства. В спектре короны также существуют линии, которые не удается идентифицировать. После фиаско, которое потерпела гипотеза небулия, вряд ли можно считать правдоподобной

---

<sup>1)</sup> H. Zanstra, *Astrophys. Journ.*, 65, 50, 1927.

гипотезу о существовании неизвестного нового элемента „корония“. Объяснение этих линий скорее нужно искать в „запрещенных“ переходах. Вероятнее всего, что эти линии принадлежат к спектру кальция. Нужно будет, стало быть, искать „запрещенные“ линии в спектре Ca II или скорее в спектре Ca III. Что в возбуждении линий короны решающую роль играют корпускулярные лучи и, вероятнее всего, электроны, следует очень ясно из вида короны.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Открытие Бауэна стало возможным только в результате взаимодействия методических успехов, которые были достигнуты главным образом американскими исследователями в двух совершенно различных областях. Одна из них — исследование туманностей с помощью больших рефлекторных инструментов, другая — вакуумная спектроскопия в крайнем ультрафиолете. В еще более широком смысле мы можем сказать, что астрофизика и атомная физика должны были объединить свои усилия, чтобы добиться этого результата. Что это объединение приносит пользу обеим дисциплинам, блестяще подтверждается открытием Бауэна. Обе отрасли науки обогатились ценным новым материалом получить который без их взаимной работы было бы невозможно.

---

## КВАНТОВЫЙ ПОСТУЛАТ И НОВОЕ РАЗВИТИЕ АТОМИСТИКИ <sup>1)</sup>.

*Н. Бор, Копенгаген.*

В связи с дискуссией по поводу физического толкования квантовых методов, развившихся за последние годы, мне очень хотелось изложить нижеследующие общие замечания о принципах, лежащих в основе описания атомных явлений. Эти замечания, надеюсь, помогут некоторому примирению взглядов, резко расходящихся в данной области.

### § 1. КВАНТОВЫЙ ПОСТУЛАТ И ПРИЧИННОСТЬ.

Для квантовой теории характерно признание принципиальной ограниченности классических физических понятий в применении к атомным феноменам. Положение, создающееся вследствие этого, очень своеобразно, ибо наше толкование опытного материала в существенных чертах основано именно на применении классических понятий. Но несмотря на затруднения, возникающие отсюда, для формулировки со-

---

<sup>1)</sup> Статья в существенном совпадает с содержанием доклада о современном состоянии теории квантов, сделанном во время празднования юбилея Вольты 16 сентября 1927 г. в Комо. Обзор состояния теории непосредственно перед развитием новых вспомогательных средств в этой области можно найти в докладе автора „Атомная теория и механика“ (Naturwissenschaften 14, 1, 1923 г. Nature, 116, 809, 1925). Чрезвычайное развитие теории с того времени вызвало весьма обширную литературу. Здесь мы ограничиваемся только некоторыми указаниями в тексте на новые работы, особенно важные для излагаемых соображений. [Статья Н. Бора появилась одновременно на английском языке (Nature, 121, 580, 1928) и на немецком (Naturwissenschaften 16, 245, 1928). Русский перевод сделан с немецкого текста и сверен с английским.]



держания теории квантов, смысл ее может быть повидимому выражен, как мы убедимся, так называемым квантовым постулатом. Согласно этому постулату, каждый атомный процесс содержит черты прерывности или, скорее, индивидуальности, выражаемые планковским квантом действия и совершенно чуждые классической теории.

Следствием постулата является отказ от причинного пространственно-временного описания или координации атомных феноменов. В самом деле наше обычное описание явлений природы покоится в конечном счете на предположении, что само наблюдение данного явления на последнее существенно не влияет. Это ясно видно, например, в формулировке теории относительности, оказавшейся столь плодотворной для уяснения классических теорий. Каждое наблюдение, или измерение, как показано Эйнштейном, основано в конце концов на совпадении двух независимых событий в одной и той же точке пространства-времени. Вот это-то совпадение не должно зависеть от различия, которое в остальном может существовать в пространственно-временном описании разных наблюдателей. По квантовому постулату, однако, всякое наблюдение атомных явлений связано с таким взаимодействием последних со средствами наблюдения, которым нельзя пренебречь, и потому невозможно приписать самостоятельную физическую реальность в обычном смысле как феномену, так и средству наблюдения. Вообще понятие наблюдения включает в себе некоторый произвол, поскольку по существу оно зависит от того, какие предметы учитываются вместе с системой, подлежащей наблюдению. Разумеется, в конце концов, всякое наблюдение может быть сведено к ощущениям наших чувств. Но при истолковании наблюдений мы должны всегда привлекать теоретические представления, в результате чего в каждом отдельном случае является вопросом целесообразности тот пункт, где следует вводить понятие наблюдения, вместе с квантовым постулатом с присущей последнему иррациональностью.

Такое положение дела влечет за собою важные последствия. С одной стороны, определение состояния физической

системы, в обычном смысле, требует исключения всяких внешних влияний; но в таком случае по квантовому постулату исключается и всякая возможность наблюдения и прежде всего теряют свой непосредственный смысл понятия времени и пространства. Если, с другой стороны, для того чтобы сделать наблюдения возможными, допустить некоторые взаимодействия с подходящими, не относящимися к системе, средствами наблюдения, то по сути дела однозначное определение состояния системы более невозможно и не может быть речи о причинности в обычном смысле. Соответственно существу теории квантов, мы должны, следовательно, считать пространственно-временное представление и требование причинности, сочетание коих характеризует классические теории, как черты дополнительные, но исключающие одна другую при описании содержания опыта,— как черты символизирующие идеализацию возможностей наблюдения и соответственно определения. Точно так же, как в теории относительности целесообразность резкого разделения пространства и времени, требуемого нашими чувствами, основана на том, что обычные относительные скорости малы в сравнении со скоростью света, так и теория квантов должна привести к признанию, что допустимость всего причинного пространственно-временного воззрения обусловлена только малостью кванта действия в сравнении с обычными действиями, проявляющимися при ощущениях. Действительно при описании атомных феноменов квантовый постулат ставит перед нами задачу развития некоторой „теории дополняемости“ (Komplementaritätstheorie), об отсутствии противоречий в которой можно судить, только взвешивая возможности определений и наблюдений.

Такая интерпретация становится нужной уже в столь дискутируемом вопросе о природе света и частиц материи. Распространение света представляется, как известно, рациональным образом в электромагнитной теории света. В частности интерференционные явления в пустом пространстве и оптические свойства материальных сред управляются всецело волновым принципом суперпозиции. Тем не менее сохранение энергии и импульса при взаимодействии излуече-

нии и материи, проявляющееся в фотоэлектрическом и комптоновском эффекте, находит рациональное выражение в представлении о световых квантах, развитом Эйнштейном. Сомнения в строгой выполняемости принципа суперпозиции и в точной справедливости принципов сохранения, к которым привело это кажущееся противоречие, опровергнуты, как известно, решающими прямыми опытами. Такое положение дела ясно показывает невыполнимость причинного пространственно-временного описания световых явлений. Желая проследить пространственно-временное распространение световых действий, мы обречены, согласно квантовому постулату, на статистическое рассмотрение. С другой стороны, настаивая на требовании причинности в отдельном световом процессе, характеризуемом квантом действия, мы вынуждены отказаться от пространственно-временных отношений. Разумеется никогда не может быть речи о совершенно независимом применении пространственно-временного описания и понятия причинности. Оба толкования природы света являются скорее двумя различными попытками приспособления экспериментальных фактов к нашим обычным воззрениям, в этих попытках находит себе взаимно дополняющее выражение ограниченность классических понятий.

К аналогичному заключению приводит рассмотрение свойств материальных частиц. Индивидуальность электрических элементарных частиц как будто бы следует из самых общих опытов. Тем не менее мы вынуждены для объяснения различных фактов, в частности недавно открытого селективного отражения электронов на металлических кристаллах, прибегнуть к волновому принципу суперпозиции в соответствии с идеями, первоначально высказанными Л. де Бройлем. Подобно тому как в вопросе о свете, так и в отношении сущности материи, удерживая классические понятия, мы стоим перед неизбежной дилеммой, которую можно считать точным выражением анализа опытного материала. В действительности здесь перед нами не взаимно противоречащие, но взаимно дополняющие толкования явлений, которые только вместе дают естественное обобщение классического способа описания. При рассмотрении этих вопросов нельзя

упускать из виду, что, говоря об излучении в пустом пространстве или об изолированной материальной частице, мы имеем дело, в соответствии с излагаемым здесь толкованием, с абстракциями, так как свойства их по квантовому постулату доступны наблюдению и определению только при взаимодействии с другими системами. Тем не менее эти абстракции, как увидим, являются необходимым средством для выражения содержания опытов на основе нашего привычного воззрения.

Затруднения, противостоящие причинному пространственно-временному описанию в теории квантов, давно составлявшие предмет дискуссии, выдвинуты в последнее время на первый план, благодаря развитию новых символических методов. Важным шагом вперед в вопросе о безупречном применении этих методов является новая работа Гейзенберга (ZS. f. Phys. 43, 172, 1927). Он указал на своеобразную взаимную недостоверность, свойственную всякому измерению атомных величин. Прежде чем перейти к более подробному рассмотрению его соображений, целесообразно будет показать, как взаимно дополняющие черты описания, проявляющиеся в этой недостоверности, являются неизбежными уже при анализе самых простых понятий, положенных в основу истолкования опытов.

## § 2. Квант действия и кинематика.

Фундаментальное противоречие между квантом действия и классическими понятиями становится сразу ясным из простых формул, составляющих общее основание теории световых квантов, и волновой теории материальных частиц. Обозначая через  $h$  постоянную Планка, мы имеем, как известно:

$$E\tau = J\lambda = h, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия,  $J$  — импульс,  $\tau$  и  $\lambda$  — соответствующие период колебания и длина волны. В этих формулах вышеупомянутые два толкования света резко противостоят одно другому. Энергия и импульс соответствуют понятию частицы

и по классическому воззрению могут быть характеризованы координатами пространства-времени, с другой стороны, период и длина волны относятся в пространственно-временном отношении к безграничному, плоскому гармоническому чередованию волн. Только при помощи принципа суперпозиции здесь можно установить связь с обычным способом описания. Действительно ограничение пространственно-временного протяжения волновых полей всегда может быть интерпретировано как следствие интерференции внутри группы гармонических элементарных волн. Де Бройль доказал, что переносная скорость индивидуумов, сопряженных с волнами, может быть представлена при помощи так называемой групповой скорости волн. Обозначим плоскую элементарную волну так:

$$A \cos 2\pi (t\nu - x\sigma_x - y\sigma_y - z\sigma_z + \delta),$$

где  $A$  и  $\delta$  — постоянные, определяющие соответственно амплитуду и фазу, величина  $\nu = \frac{1}{\tau}$  — частота колебаний,  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  — волновые числа в направлении координат (они могут быть рассматриваемы как компоненты волнового числа  $\sigma = \frac{1}{\lambda}$  в направлении распространения);  $\frac{\nu}{\sigma}$  — является волновой или фазовой скоростью, групповая же скорость определяется через  $\frac{d\nu}{d\sigma}$ . По теории относительности для частицы со скоростью  $v$ :

$$J = \frac{v}{c^2} E \text{ и } v dJ = dE,$$

где  $c$  — скорость света. По формуле (1) фазовая скорость равна, следовательно,  $\frac{c^2}{v}$ , а групповая скорость равна  $v$ . С одной стороны, то обстоятельство, что, вообще говоря,  $\frac{c^2}{v} > c$ , указывает сразу на символический характер этих рассуждений. С другой стороны, возможность отождествления

скорости частицы с групповой скоростью является указанием на область применения пространственно-временных образов в теории квантов. Здесь сказывается одновременно дополнительный характер описания, ибо применение волновых групп с необходимостью связано с нерезкостью определения периода и длины волны, а следовательно согласно (1) и сопряженных величин энергии и импульса.

Ограниченное волновое поле может быть представлено, строго говоря, только наложением множества элементарных волн, соответствующих всевозможным значениям  $\nu$ ,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$ . В отношении порядка величины средняя разность этих значений для двух элементарных волн группы дается в благоприятнейшем случае условий:

$$\Delta t \cdot \Delta \nu = \Delta x \Delta \sigma_x = \Delta y \Delta \sigma_y = \Delta z \Delta \sigma_z = 1,$$

где  $\Delta t$ ,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  указывают протяжение волнового поля во времени и по направлениям пространственных координатных осей. Эти соотношения, хорошо известные из теории оптических инструментов, в особенности на основании соображений Рэлея о разрешающей способности спектральных приборов, выражают условие, что волновые отрезки могут погаситься вследствие интерференции на пространственно-временных граничных поверхностях волнового поля. Это же условие может быть истолковано так же, как отсутствие фазы у группы в целом, в том смысле как последняя приписывается отдельным элементарным волнам. Из формулы (1) следует затем, что:

$$\Delta t \Delta E = \Delta x \Delta J_x = \Delta y \Delta J_y = \Delta z \Delta J_z = h, \quad (2)$$

что выражает наибольшую возможную точность определения энергии и импульса индивидуума, сопряженного с волновым полем. Условия для сопряжения некоторых значений энергии и импульса с волновым полем по формуле (1) будут в общем случае еще менее благоприятными. Если свойства волновой группы удовлетворяют в начале соотношениям (2) то с течением времени протяжение группы будет испытывать такие изменения, что она должна становиться все менее при-

годной для представления индивидуума. Именно в этом обстоятельстве и лежит парадоксальность вопроса о природе света и материальных частиц. Ограничение классических понятий, выражаемое соотношением (2), тесно связано с ограниченной применимостью классической механики, отвечающей в волновой теории материи геометрической оптике, в которой распространение волн изображается „лучами“. Только в предельном случае таких „лучей“ можно однозначно определить энергию и импульс на основе пространственно-временной картины. Для общего определения этих понятий мы должны прибегать непосредственно к принципам сохранения, рациональная формулировка коих составляет основную проблему символических методов, к которой мы обратимся позднее.

На языке теории относительности содержание соотношений (2) можно формулировать таким образом: по теории квантов существует общая взаимная связь между максимальной остротой определения, вектора пространства-времени и соответственно векторов энергии-импульса. Такая связь может рассматриваться как простое символическое выражение взаимно дополняющей природы пространственно-временного описания и требования причинности. Одновременно общий характер этой связи позволяет до некоторой степени объединить принципы сохранения с пространственно-временным представлением наблюдений; вместо совпадения в одной точке пространства-времени некоторых точно определенных событий можно говорить о встрече неточно определенных индивидуумов в пределах конечной пространственно-временной области.

Это обстоятельство позволяет обойти известные парадоксы, характеризующие описание рассеяния излучения свободными электрическими частицами и соударения двух частиц. По классическим понятиям описание рассеяния требует конечной протяженности излучения в пространстве и времени, а в изменении движения электрона, требуемом по квантовому постулату, речь как будто бы идет о мгновенном действии, разыгрывающемся в пространственной точке. Но как для излучения, так и для электрона нельзя

определить энергию и импульс, не прибегая к конечной пространственно-временной области. Далее применение законов сохранения к данному процессу предполагает, что точность определения вектора импульса — энергии, одна и та же как для излучения, так и для электрона. Согласно (2) обоим индивидуумам при взаимодействии может быть, следовательно, сопряжена одна и та же пространственно-временная область.

Совершенно то же справедливо и для соударения между двумя материальными частицами; правда, до тех пор, пока неизбежность волнового представления не была установлена, не обращали внимания на значение квантового постулата для этого явления. Здесь этот постулат заменяет предположение об индивидуальности частиц, идущее навстречу требованию причинности, но выходящее за пределы пространственно-временного описания. В то время как конкретное содержание представления о световых квантах дается только законами сохранения энергии и импульса, в случае электрических элементарных частиц следует учитывать в этом отношении еще неизменяемость электрического заряда. Едва ли нужно напомнить, что для детального описания взаимодействий индивидуумов нельзя удовлетворяться только фактами, находящими свое выражение в формулах (1) и (2), требуется еще привлечь вспомогательные средства, позволяющие учесть взаимную связь, характеризующую взаимодействия, в которой и проявляется значение электрического заряда. Как увидим ниже, эти вспомогательные средства требуют, однако, еще более глубокого отказа от наглядности в обычном смысле.

### § 3. ИЗМЕРЕНИЯ В ТЕОРИИ КВАНТОВ.

В упомянутом уже исследовании об отсутствии противоречий в квантовых методах Гейзенберг установил соотношение (2) как выражение наибольшей возможности точности, с которой одновременно могут быть измерены пространственно-временные координаты и значения импульса — энергии для некоторой частицы. Он основывается при этом



на следующем соображении. С одной стороны, положение частицы может быть установлено с любой желаемой степенью точности, например, при помощи какого-нибудь оптического инструмента, если только при получении изображения пользоваться излучением с достаточно короткой длиной волны. Но по теории квантов рассеяние излучения предметом всегда связано с конечным изменением импульса, которое тем больше, чем короче волны. С другой стороны, импульс частицы может быть измерен с любой точностью, например по доплеровскому эффекту рассматриваемого излучения, если только применяемая длина волны настолько велика, что можно пренебречь отдачей при излучении, но соответственно этому станет неточным определение места.

Центр этого рассуждения лежит в неизбежности квантового постулата при суждении о возможностях измерения. Требуется, однако, более точное исследование возможностей определения, чтобы всесторонне выяснить взаимно дополнительный характер описания. Прерывное изменение энергии и импульса само по себе не могло бы нам служить препятствием, чтобы приписать совершенно точные значения пространственно-временным координатам и величинам импульса — энергии, до и после процесса. Взаимно связанная неопределенность, всегда присущая указанию этих значений, обусловлена, как явствует из вышеизложенного, прежде всего ограниченной точностью, с которой могут быть определены изменения энергии и импульса, когда волновые поля, применяемые для наблюдения, должны быть достаточно малыми, чтобы можно было установить пространственно-временные координаты частиц.

При определении положения с помощью оптического инструмента нужно помнить, что изображение получается всегда только со сходящимся пучком. Если через  $\lambda$  обозначить длину волны, то разрешающая способность микроскопа будет определяться известным выражением  $\frac{\lambda}{2\varepsilon}$ , где  $\varepsilon$  — так называемая числовая апертура, т. е. синус половины отвесного угла. Даже в случае освещения предмета параллель-

ным светом, когда импульс падающего кванта  $\frac{h}{\lambda}$  известен и по направлению, конечная апертура будет нам все же мешать при точном установлении обратного удара при рассеянии.

Если даже точно известен импульс частицы до процесса рассеяния, то компонента импульса в плоскости предмета будет наблюдаться нами с неточностью, лежащей очевидно

в пределах  $\frac{2\varepsilon h}{\lambda}$ . Произведение точностей, с которыми могут быть указаны координаты положения и компонента импульса в определенном направлении, выражается, следовательно, снова формулой (2). Можно было бы думать, что для суждения о точности определения положения важна не только сходимостъ лучей, но и длина волнового отрезка, так как частица в течение конечного времени освещения может изменить положение. Но поскольку длина волны света не существенна для нашего расчета, постольку легко видеть, что волновой отрезок может быть выбран для каждой апертуры настолько коротким, чтобы возможно было пренебречь изменением положения частицы за время наблюдения в сравнении с пределами точности определения положения, зависящими от разрешающей способности.

При измерении импульса с помощью эффекта Доплера (с учетом эффекта Комптона) придется пользоваться параллельным волновым отрезком. Для точности, с которой может быть измерено изменение длины волны рассеянного света, существенно, однако, протяжение волнового отрезка в направлении распространения. Пусть направления падающего и рассеянного излучения будут такие же, или противоположные, как у подлежащих измерению компонентов положения и импульса; тогда выражение  $\frac{c\lambda}{2l}$  может считаться мерою точности измерения скорости ( $l$  — длина волнового отрезка), при этом скорость света принята для простоты большей в сравнении со скоростью света. Если  $m$  — масса частицы, то недостоверность, связанная с определением импульса по наблюдениям, равна  $\frac{cm\lambda}{2l}$ . В этом

случае величина обратного удара  $\frac{2h}{\lambda}$  достаточно хорошо определена и не может привести к заметной недостоверности при нахождении импульса частицы по наблюдению. Общая теория эффекта Комптона позволяет определить компоненты скорости в направлении излучения до и после изменения импульса по разности длин волн падающего и рассеянного излучения. Если кроме того точно известны начальные координаты положения частицы, то все же останется недостоверность в определении положения после наблюдения. Вследствие невозможности приписать обратному удару точный момент времени, мы в состоянии определить среднюю скорость в направлении наблюдения за время процесса рассеяния только с точностью  $\frac{2h}{m\lambda}$ . Отсюда недостоверность указания положения по наблюдению достигает  $\frac{2h\lambda}{mck}$ . И здесь произведение точностей измерения положения и импульса выражается общей формулой (2).

Так же как и при определении положения, длительность процесса наблюдения при измерениях импульса может быть произвольно короткой, если только пользоваться достаточно короткими волнами. Увеличение отдачи, или обратного удара при этом, как мы видели, не влияет на точность измерения. Можно еще заметить, что, говоря неоднократно о скорости частицы, мы имели в виду только целесообразную в данном случае связь с обычным пространственно-временным описанием. Как явствует из приведенных выше соображений де Бройля, понятие скорости должно применяться с осторожностью. Однозначное определение этого понятия исключается и квантовым постулатом, что особенно надо иметь в виду, сравнивая результаты многих последовательных наблюдений. Положение некоторого индивидуума в два данных момента времени может быть определено с любой желаемой точностью, но если мы хотим отсюда привычным образом вычислить скорость за промежуточное время, то получим некоторый идеальный результат, из коего нельзя извлечь никаких однозначных заключений о прежнем или будущем поведении индивидуума.

По сказанному выше относительно возможностей определения свойств индивидуумов, рассмотрение точности измерения положения и импульса частицы не может, очевидно, несколько отличаться, если от рассеяния излучения мы обратимся к соударениям материальных частиц. В обоих случаях мы находим, что рассматриваемая недостоверность в равной мере присуща как описанию средства измерения, так и описанию объекта. Действительно эта недостоверность неизбежна при описании поведения индивидуумов по отношению к обычной координатной системе с твердыми телами и невозмущаемыми часами. Условия опыта — открывания и закрывания диафрагм и т. д. — позволяют сделать только заключения о пространственно-временном протяжении сопряженных волновых полей.

Сводя наблюдения к нашим ощущениям, мы снова встречаемся с квантовым постулатом при восприятии средства наблюдения, будет ли это непосредственное действие на глаз или на подходящее вспомогательное средство в виде фотографической пластинки, облачных следов в камере Вильсона и т. д. Но легко видеть, что статистический элемент, приводящий при этом, не может повлиять на степень недостоверности описания объекта. Можно было бы даже предполагать, что произвол в выборе того, что считать объектом и средством наблюдения, открывает возможность обойти эту недостоверность. Можно, например, задаться вопросом, нельзя ли при измерении положения частицы посредством оптического инструмента определить при помощи закона сохранения импульс, отдаваемый при рассеянии, по изменению импульса, испытываемого при наблюдении микроскопом (вместе с источником света и фотографической пластинкой). Ближайшее исследование показывает, однако, что такое измерение невозможно, если одновременно желательно знать с достаточной точностью положение микроскопа. В самом деле, по опытам, находящим свое выражение в волновой теории материи, следует, что положение центра тяжести любого тела и его общий импульс могут быть определены только в пределах точности, указываемых формулой (2).

Строго говоря, понятие наблюдения присуще именно причинному пространственно-временному способу описания. Но вследствие общего характера соотношения (2) это понятие без противоречий может быть применено и в квантовой теории, если только принять во внимание недостоверность, выражаемую названным соотношением. Как указывает Гейзенберг, мы получаем поучительную иллюстрацию квантового описания атомных (микроскопических) явлений, если сравним эту недостоверность с недостоверностью, свойственной при обычном описании явлений природы каждому наблюдению по причине несовершенства измерений. Он замечает при этом, что даже в отношении макроскопических процессов можно в некотором смысле сказать, что они возникают вследствие повторных наблюдений.

Нельзя, однако, забывать, что по классическим теориям каждое последующее наблюдение позволяет предвидеть дальнейшее течение явлений все с большей достоверностью, так как при каждом новом наблюдении приобретает все более точное знание начального состояния системы.

По теории квантов, однако, при каждом новом наблюдении привходит совершенно новый, не поддающийся контролю элемент, вследствие взаимодействия с измерительным средством при каждом наблюдении; причем этим взаимодействием нельзя пренебречь. Как видно из предыдущего, измерение координат положения частицы связано не только с конечным изменением динамических переменных: установление положения частицы обозначает полный разрыв с причинным описанием динамического поведения частицы; точно так же знание ее импульса приобретает только за счет незаполнимого пропуска в проследовании ее пространственно-временного распространения. Это обстоятельство ясно показывает взаимно дополнительный характер квантового описания атомных феноменов, который можно рассматривать как прямое следствие противоречия между квантовым постулатом и разделением предмета и измерительного средства, характерным для понятия наблюдения.

#### § 4. Принцип соответствия и теория матриц.

До сих пор мы рассматривали только некоторые общие черты квантовой проблемы. По существу дела центр тяжести лежит, однако, в формулировке законов взаимодействия объектов, символизированных абстрактными образами изолированной частицы и излучения. Точки опоры для такой формулировки были найдены прежде всего в вопросе о строении атома. Здесь, как известно, удается осветить многие опытные факты, просто применяя классические понятия в прямой связи с квантовым постулатом. Возможность этого основана на том, что для этих вопросов можно отвлечься от детального описания пространственно-временного течения процессов. Например опыты с возбуждением спектров электронными ударами или излучением находят рациональное толкование в предположении дискретных стационарных состояний и индивидуальных процессов перехода.

При этом отличие от обычного способа описания проявляется здесь особенно резко: спектральные линии, приписываемые в классической интерпретации одному и тому же состоянию атома, по квантовому постулату соответствуют различным процессам перехода, которые предоставляются атому на выбор после возбуждения. Несмотря на это противоречие, здесь возможно установить формальную связь с классическими представлениями в предельных случаях, когда асимптотически исчезает относительное различие свойств соседних состояний и при статистических применениях возможно пренебречь прерывностями. Связь такого рода дала возможность истолковать в широких пределах закономерности в спектрах на основе наших представлений о строении атома.

Стремление рассматривать теорию квантов как рациональное обобщение классических теорий привело к установлению так называемого принципа соответствия. Истолкование этого принципа для объяснения спектральных результатов основывалось на символическом применении классической электродинамики: с каждым процессом перехода сопрягалась одна из гармонических компонент движения атом-

ной частицы, которого можно ожидать в данном случае на основании обычной механики. За исключением упомянутых предельных случаев, где можно не учитывать относительное различие последовательных стационарных состояний, такое частичное применение классических теорий позволяло только в отдельных случаях получить строгое количественное описание явлений. В этом отношении особенно следует напомнить связь, установленную Ладенбургом и Крамерсом между классическим толкованием дисперсии и статистическими законами, развитыми Эйнштейном для процессов перехода, сопряженных с явлениями излучения. Теория дисперсии Крамерса привела к выводам, весьма важным для рациональной разработки идеи соответствия. Однако стремления, заложенные в принципе соответствия, стали вполне выполнимыми только с помощью квантовых методов, созданных за последние годы.

Начало новой стадии развития было положено, как известно, фундаментальной работой Гейзенберга, в которой ему удалось вполне освободиться от классического понятия движения. Гейзенберг заменил с самого начала привычные кинематические и механические величины символами, относящимися прямо к индивидуальным процессам, требуемым квантовым постулатом. Это было достигнуто заменой разложения классически механических величин в ряд Фурье некоторой схемой — матрицей, элементы которой символизируют чисто гармонические колебания и сопряжены с возможными переходами между стационарными состояниями. На основании требования, чтобы частоты, сопряженные элементам матрицы, всегда удовлетворяли комбинационному принципу спектральных линий, получаются, как показал Гейзенберг, простые правила расчета для символов, позволяющие непосредственно перевести основные уравнения классической механики на язык теории квантов. Эта смелая и рациональная атака динамической проблемы атомной теории с самого начала оказалась крайне сильным и плодотворным средством для количественного толкования экспериментальных результатов. При сотрудничестве Борна, Иордана, а также Дирака теория получила формулировку

которая в отношении законченности и общности может спорить с классической механикой. Особенно примечательно, что элемент, характерный для теории квантов, именно постоянная Планка, входит в явной форме только в правилах расчетов над символами. Для матриц, соответствующих канонически сопряженным переменным в смысле уравнений Гамильтона, не выполняется правило коммутативности при перемножении; вместо этого для двух таких величин  $q$  и  $p$  справедливо следующее правило перестановки множителей:

$$pq - qp = \sqrt{-1} \frac{h}{2\pi}; \quad (3)$$

это соотношение резко выражает символический характер теории. Часто называют теорию матриц исчислением с непосредственно наблюдаемыми величинами. Следует, однако, помнить, что описанный прием ограничивается только такими проблемами, в которых возможен в широком объеме отказ от пространственно-временного описания при применении квантового постулата, и поэтому вопрос о наблюдении в подлинном смысле отходит на задний план.

Для дальнейшего развития соответствия квантовых законов и классической механики основное значение получило углубление статистического характера квантового описания, обусловленного квантовым постулатом. Большое продвижение вперед в этом отношении было достигнуто благодаря обобщению символических методов Дираком и Иорданом. Им удалось оперировать с матрицами, расположенными не по стационарным состояниям, именно с матрицами, в которых как индексы элементов матрицы входят допустимые значения любых переменных. В первоначальной форме теории „диагональные элементы“ матрицы, относящиеся только к одному стационарному состоянию, могли быть истолкованы как средние значения во времени от изображаемых величин. Точно так же общая теория преобразования матриц позволяет представить средние значения некоторой механической величины. При вычислении этих средних величин некоторое число переменных, характеризующих „состояние“, имеют данные значе-



ния, в то время как канонически сопряженные величины пробегают всевозможные значения. Основываясь на методе, разработанном указанными авторами, а также на идеях Борна и Паули, Гейзенберг попытался дать в работе, уже указанной вначале, более детальный анализ физического содержания теории квантов и особенно на первый взгляд парадоксального правила перемещения (3). В связи с этим он установил соотношение:

$$\Delta q \cdot \Delta p \approx h, \quad (4)$$

которое должно в совершенно общем виде указывать максимальную возможную точность одновременного наблюдения, две канонически сопряженные переменные. Таким путем Гейзенбергу удалось очень интересным образом выяснить многие парадоксы, встречаемые при применении квантового постулата, а также доказать в широких рамках отсутствие противоречий в символическом методе.

В связи с оттеняемой здесь взаимно дополняющей природой квантового описания, при суждении об отсутствии в нем противоречий нужен, как уже неоднократно указывалось, одновременный учет возможностей наблюдения и определения. Именно при рассмотрении этого вопроса, как увидим, большую помощь оказал метод волновой механики, развитый Шредингером. Этот метод дает общее применение принципа суперпозиции также для частиц, находящихся во взаимодействии, и таким образом позволяет установить непосредственную связь с вопросом об излучении и свободных частицах. В дальнейшем мы вернемся к связи волновой механики с общей формулировкой квантовых законов при помощи теории преобразования матриц.

## § 5. Волновая механика и квантовый постулат.

В своих соображениях о волновом описании материальных частиц де Бройль с самого начала указал на возможность представлять стационарные состояния атома как интерференционное явление фазовых волн, сопряженных

со связанными электронами. Эта точка зрения вначале в количественном отношении давала не больше, чем старые методы, опирающиеся на применение классически-механических понятий, при разработке которых особенно многое сделал Зоммерфельд. Но Шредингеру удалось развить волновой метод, открывший новые горизонты и имевший решающее значение для больших успехов атомной теории в последнее время. Как известно, собственные колебания волнового уравнения Шредингера дают рациональное представление стационарных состояний в атоме. При этом энергия каждого состояния связана с сопряженным периодом колебания общим квантовым соотношением (1). Счет узлов собственных колебаний дает простое толкование понятия о квантовом числе, известном уже по старым методам, но в первое время исчезнувшем в матричной формулировке. Далее Шредингер мог связать с решениями волнового уравнения непрерывные плотности электричества и тока, каковые в применении к некоторому собственному колебанию выражают электростатические и магнитные свойства атома в соответствующем стационарном состоянии. Подобным же образом наложение двух собственных решений соответствует непрерывному распределению электрических колебаний. Их излучение, вычисляемое по классической электродинамике, служит поучительной иллюстрацией к следствиям квантового постулата и требованиям соответствия в отношении процессов переходов, формулируемых в теории матриц. Борн указал важное для дальнейшего развития метода Шредингера применение его к исследованию соударений атомов и свободных электрических частиц. В связи с этим он дал статистическое толкование волновой функции, которое позволяет вычислить вероятность индивидуальных процессов перехода между стационарными состояниями, требуемых квантовым постулатом. Это соответствует волновой формулировке адиабатного принципа Эренфеста, плодотворность коего явствует особенно из многообещающих исследований Хунда о проблеме образования молекул.

Основываясь на этих результатах, Шредингер высказал надежду, что последовательное развитие волновой теории,

быть может, позволит совершенно обойти иррациональность, содержащуюся в квантовом постулате, и постепенно подойти к описанию атомных феноменов, соответствующему основным чертам классических теорий. В подтверждение такого взгляда в недавно появившейся работе (Ann. d. Phys. 83, 956, 1927) Шредингер подчеркнул, что в волновой теории мы имеем дело с простой проблемой резонанса в том случае, когда по квантовому постулату дело идет о прерывном обмене энергии между атомами. В частности, представление об индивидуальных стационарных состояниях оказалось бы в таком случае фикцией и его применимость служила бы только иллюстрацией упомянутого резонанса. Следует, однако, принять во внимание, что в указанной проблеме резонанса речь идет о замкнутой системе, которая, согласно интерпретации, положенной нами в основу, не поддается никакому наблюдению. Вообще с этой точки зрения волновая механика (и теория матриц) должна рассматриваться как символический перевод соответствующей проблемы движения в классической механике,— перевод, приспособленный к требованиям теории квантов и поддающийся истолкованию только при явном привлечении квантового постулата. Вообще обе формулировки проблемы взаимодействия (в отношении к их исходным пунктам, волновому и корпускулярному толкованию свободных индивидуумов) должны бы считаться как взаимно-дополняющие. С этим связано и кажущееся противоречие в применениях понятия энергии в обеих теориях.

Основные трудности, стоящие на пути пространственно-временного описания взаимодействующей системы частиц с помощью классических понятий, явствуют сразу из факта неизбежности принципа суперпозиции при описании поведения индивидуальных частиц. Как мы видели, знание импульса и энергии свободной частицы уже исключает точное указание координат пространства-времени. Отсюда следует, что непосредственное использование понятия энергии в связи с классическим представлением о потенциальной энергии системы здесь невозможно. В волновом уравнении Шредингера эти затруднения обходятся тем, что классическое

выражение гамильтоновой функции заменяется некоторым дифференциальным оператором при помощи соотношения:

$$p = \sqrt{-1} \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial q}, \quad (5)$$

где  $p$  — обобщенная компонента импульса и  $q$  — канонически сопряженная переменная. При этом отрицательное значение энергии рассматривается как сопряженное со временем. Таким образом как время и пространство, так энергия и импульс применяются сначала чисто формально.

Символический характер метода Шредингера ясен не только потому, что простота его так же, как и метода матриц, основана на существенном применении мнимых арифметических величин. Здесь не может быть речи о непосредственной связи с нашим привычным воззрением прежде всего потому, что „геометрическая“ проблема, представляемая волновым уравнением, отнесена к так называемому координатному пространству, число измерений коего равно числу степеней свободы системы и поэтому, вообще говоря, отлично от трех измерений обычного пространства. Помимо того, формулировка проблемы взаимодействия в волновом уравнении, так же как и матричная формулировка теории квантов, ограничены тем, что в классически-механической проблеме, положенной в основу, не принимается во внимание конечность скорости распространения сил, требуемая теорией относительности.

Желание наглядности в отношении пространственно-временных картин в проблеме взаимодействия и незаконно. Все наши сведения о свойствах атомов, если они не затрагивают их движения как целого, основаны на реакциях излучения или ударов. В конце концов толкование наблюдения делается с помощью излучения в пустом пространстве и свободных материальных частиц; на этих абстракциях покоится все наше пространственно-временное толкование явлений, так же как и определение понятий импульса и энергии. Говоря о применении этих вспомогательных средств мы можем судить только об отсутствии внутренних противо-

речей, причем надо принимать во внимание возможности определения и наблюдения.

Собственные колебания волнового уравнения Шредингера дают удобное представление стационарных состояний именно потому, что в связи с общим квантовым соотношением (1) они позволяют однозначно определить энергию системы.

При этом, однако, при интерпретации наблюдений неизбежен отказ в широком размере в отношении пространственно-временного описания. Как мы увидим, последовательное применение понятия стационарных состояний исключает всякую возможность более детального постижения поведения отдельных частиц в атоме. В проблемах, где описание этого поведения существенно для истолкования наблюдений, мы можем обратиться к исследованию общего решения волнового уравнения, получаемого из суперпозиции собственных решений. Здесь перед нами взаимное дополнение возможностей определения того же типа, как и в рассмотренном ранее вопросе о свойствах света и свободной материальной частицы. В то время как определение энергии и импульса индивидуальных связано с понятием гармонической элементарной волны, всякая пространственно-временная черта описания явлений основывается, как мы видели, на рассмотрении интерференций, происходящих в группе таких волн. И в случае, рассматриваемом сейчас, можно непосредственно доказать согласование возможностей наблюдения с возможностями определения.

По квантовому постулату всякое наблюдение поведения электрона всегда сопровождается изменением состояния атома. Как отмечено Гейзенбергом, при наблюдении атомов в стационарных состояниях с малыми квантовыми числами, это изменение состоит в общем случае даже в выбрасывание соответствующего электрона из атома. Описание „орбиты“ электрона посредством последовательных наблюдений в таких случаях, следовательно, исключается. Это связано с тем, что из собственных колебаний с немногими узлами нельзя построить волновой группы, которая могла хотя бы приближенно представлять „движение“ частицы.

Дополнительная природа описания выражается, однако, прежде всего тем, что однозначное использование наблюдений над поведением частиц в атоме всегда основано на возможности пренебречь взаимодействием в процессе наблюдения и считать частицы свободными. Но для этого требуется, чтобы длительность процесса наблюдения была мала в сравнении с естественным периодом атома, что неизбежно влечет за собой неточность в определении энергии, изменяющейся в процессе, неточность большую, чем разности энергий соседних стационарных состояний.

При суждении о возможностях наблюдения вообще следует помнить, что решения волновой механики постольку могут получить наглядное истолкование, поскольку они описуемы с помощью понятия свободных частиц. Здесь особенно ярко обнаруживается различие классической механики и квантовой трактовки в проблеме взаимодействия. В первом случае указанная оговорка ненужна потому, что частице приписывается непосредственная „реальность“, независимо от того, свободна она, или связана. Это следует особенно иметь в виду при безупречном применении шредингеровской плотности электричества как меры вероятности нахождения электронов внутри определенной пространственной области в атоме. При упомянутой оговорке такое толкование сводится непосредственно к предположению, что вероятность присутствия свободного электрона определяется электрической плотностью, сопряженной с волновым полем, так же как вероятность наличия светового кванта определяется по плотности излучения, вычисляемой по волновой теории.

Как уже указывалось, способ общего безупречного использования классических понятий в квантовой теории дан в теории преобразования Дирака-Гейзенберга, с помощью этой теории Гейзенберг формулировал свое общее соотношение неточности (4). Именно в этой теории волновое уравнение Шредингера получило поучительное применение. Собственные решения этого уравнения служат вспомогательными функциями для преобразования матриц, в которых индексами служат значения энергии системы в матрицы, где индексами являются пространственные ко-

ординаты частиц. В связи с этим следует упомянуть, что недавно Иордан и Клейн (*ZS. f. Phys.* 45, 751, 1927) получили формулировку проблемы взаимодействия, содержащуюся в волновом уравнении Шредингера; опираясь на волновое представление отдельной частицы, они воспользовались символическим приемом, связанным с широкой трактовкой проблемы излучения, развитой Дираком на основе теории матриц. К этому мы вернемся ниже.

### § 6. РЕАЛЬНОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ.

В понятии стационарных состояний, как говорилось, перед нами характерное применение квантового постулата. По существу своему это понятие требует полного отказа от описания во времени. С нашей точки зрения именно этот отказ является условием однозначного определения энергии атома. Строго говоря, понятие стационарного состояния требует устранения всякого внешнего взаимодействия с индивидуумами, не относящимися к системе. Приписывая такой замкнутой системе определенное значение энергии, мы непосредственно выражаем требование причинности, скрытое в начале сохранения энергии. В этом мы видим оправдание предположения, лежащего в основе применения квантового постулата к вопросам строения атомов, о сверхмеханической устойчивости стационарных состояний; по этому предположению атом до и после внешних воздействий находится в точно определенном стационарном состоянии.

При суждении о хорошо известных парадоксах, возникающих при описании реакций удара и излучения на основе этого предположения, существенно учитывать ограниченность возможностей определения средств реакции, выражаемую соотношением (2). Действительно, определение энергии реагирующих индивидуумов, настолько точное, чтобы можно было говорить о сохранении энергии при реакции, требует согласно (2) сопряжения такого промежутка времени с реакцией, который велик в сравнении с периодом, связанным с процессом перехода; этот период согласно (1) зависит от разности энергий стационарных состояний. Это обстоятель-

ство сказывается интересным образом при рассмотрении процессов, разыгрывающихся при прохождении быстро движущихся частиц сквозь атом. По обычной кинематике эффективное время удара здесь очень мало в сравнении с естественными периодами атома, и, повидимому, возникают серьезные затруднения при сочетании закона сохранения с предположением об устойчивости стационарных состояний (ср. ZS. f. Phys. 34, 142, 1925). При волновом воззрении, однако, рассматриваемое время реакции связано непосредственно с точностью определения энергии ударяющей частицы, и поэтому никогда не может быть речи о противоречии с законом сохранения. По поводу парадоксов данного рода Кэмпбэлл (Phil. Mag. 1, 1106, 1926) предложил рассматривать само понятие времени как по существу статистическое. С нашей точки зрения, в которой основание пространственно-временного описания следует искать в абстрактном образе свободных индивидуумов, нельзя провести в соответствии с требованием относительности такого фундаментального различия понятий времени и пространства. Особое положение времени в связи с понятием стационарных состояний должно иметь своим основанием особый характер соответствующих проблем.

Применение понятия стационарных состояний требует, чтобы при всяком наблюдении, позволяющем различить отдельные стационарные состояния (с помощью реакций удара, или излучения), можно было отвлечься от предыдущей истории атома. На первый взгляд при этом можно считать затруднением, что символические квантовые методы приписывают каждому стационарному состоянию некоторую фазу колебания, которая как будто бы устанавливает связь, противоречащую идее стационарных состояний, с теми или иными предшествующими воздействиями. Но если вообще приходится иметь дело с некоторой проблемой времени, то никогда не может быть речи о вполне замкнутой системе. Применение чисто гармонических собственных колебаний при интерпретации наблюдений в действительности является только целесообразной идеализацией, каковая при точном рассмотрении всегда должна заменяться группой гармонических колебаний, соответствующей конечному интервалу частот.



Как уже говорилось, отсутствие у группы в целом фазы в том смысле, как она имеется у отдельных элементарных волн, или собственных колебаний, является общим следствием принципа суперпозиции.

Такая ненаблюдаемость фазы, хорошо знакомая из теории оптических инструментов, проявляется особенно просто при рассмотрении опыта Штерна-Герлаха с молекулярным пучком, столь важного для исследования свойств отдельных атомов. Гейзенберг разъяснил, что для разделения атомов с различной ориентировкой в магнитном поле необходимо, чтобы отклонение лучей было больше чем диффракция от щели для волн де Бройля, представляющих поступательное движение атомов. Простой расчет показывает, что, согласно этому условию, произведение времени, необходимого для прохождения в поле на неточность в определении энергии атома в поле (проистекающую вследствие конечной ширины пучка лучей), должно по меньшей мере равняться кванту действия. Гейзенберг видит в этом результате подтверждение соотношения (2) в отношении взаимной неточности, связанной с указаниями энергии и времени. Однако в данном случае нет простого измерения энергии атома в данный момент. Периоды собственных колебаний атома в поле связаны с его полной энергией общим соотношением (1), поэтому мы видим, что указанное условие для разделения атомов соответствует как раз утрате сведений о фазе. Это обстоятельство позволяет избежать кажущихся противоречий, возникающих в некоторых, часто дискутируемых, рассматриваемых и Гейзенбергом мысленных опытах с когерентностью резонансного излучения.

Когда мы говорили выше об атоме как замкнутой системе, то это обозначало пренебрежение излучением, каковое и без внешних воздействий ограничивает длительность стационарных состояний. Пренебрегать излучением во многих случаях можно потому, что взаимная связь атома и поля излучения, которую можно ожидать по классической электродинамике, вообще говоря, очень слаба в сравнении со связью частиц в атоме. Действительно при описании состояния атома можно в широких пределах пренебрегать обратным

действием излучения, если отвлечься от размытости значенной энергии, связь которой с длительностью стационарных состояний соответствует формуле (2) (ср. *ZS. f. Phys.* 13, 117, 1923). Именно на этом основана возможность вывести заключения о свойствах излучения в связи с классической электродинамикой.

Проблема излучения в новых квантовых методах трактовалась сначала именно на основе количественного применения этих соображений о соответствии. Таков был исходный пункт первоначальных заключений Гейзенберга. Поучительный анализ шредингеровской трактовки явлений излучения на основе принципа соответствия дал в последнее время Клейн (*ZS. f. Phys.* 41, 407, 1927). При рассмотрении, обоснованном более строго (Дирак. *Proc. Roy. Soc. of London A*, 114, 243, 1927), поле излучения включается в разбираемую замкнутую систему. Благодаря этому можно было рационально учесть индивидуальный характер процессов излучения, требуемый теорией квантов, и построить теорию дисперсии, в которой принимается во внимание конечная ширина спектральных линий. Отказ от пространственно-временной наглядности, отличающий этот анализ, является внушительным указанием на фундаментально дополнительную природу квантового описания. Не менее напоминают об этом и резкие отклонения от причинного способа описания, с которыми мы встречаемся в явлениях излучения и о которых говорилось уже в связи с вопросом о возбуждении спектров.

Взаимное исключение понятия о стационарных состояниях и описания поведения отдельной частицы в атоме может казаться затруднительным, если вспомнить об асимптотическом приближении свойств атомов к требованиям классической электродинамики согласно принципу соответствия. Это приближение обозначает, что механические картины электронных движений могут быть рационально использованы в области больших квантовых чисел, где постепенно исчезает относительное различие соседних стационарных состояний. Однако во всем этом нет постепенного перехода к классической теории, где квантовой постулат

становился бы постепенно излишним. Наоборот заключения, извлекаемые из принципа соответствия при помощи классических образов, основаны именно на сохранении понятия стационарных состояний и индивидуальных процессов перехода даже в пределе.

В этом вопросе поучительное применение находят именно новые методы. Шредингер (*Naturwissenschaften* 14, 664, 1926) доказал возможность построения волновых групп в этой предельной области посредством суперпозиции собственных колебаний, причем протяжения групп малы в сравнении с „величиною“ атома, и распространение групп сколько угодно близко подходит к классическому представлению о движущихся материальных частицах, если только квантовые числа выбраны достаточно большими. Для особенно простого случая гармонического осциллятора Шредингер показал, что такие волновые группы существуют даже неограниченное время и колеблются взад и вперед в соответствии с классической картиной движения осциллятора. В этом обстоятельстве Шредингер и увидел опору надежды на чистую волновую теорию материи без квантового постулата. Гейзенберг разъяснил, однако, что простые отношения у осциллятора являются исключением, связанным с чисто гармонической природой соответствующих классических движений. Здесь нет также речи о постепенном приближении к проблеме свободных частиц. В общем случае волновые группы распространятся постепенно на всю атомную область, и движение какого-либо связанного электрона удастся проследить только за такое число оборотов, которое будет порядка величины квантовых чисел, сопряженных с собственными колебаниями. Подробнее этот вопрос разбирается в недавно появившейся работе Дарвина (*Proc. Roy. Soc. of London A.* 117, 258, 1927), в которой дано несколько поучительных примеров поведения волновых групп. Аналогичная проблема с точки зрения теории матриц разобрана Кеннардом (*ZS. f. Phys.* 44, 326, 1927).

Мы сталкиваемся здесь снова с противоречием волнового принципа суперпозиции и предположения об индивидуальности частиц, с которым мы имели уже дело для свободных частиц,

асимптотическое приближение к классической механике, не знающее никакого существенного различия между свободными и связанными частицами, дает, вместе с тем, особенно ростую иллюстрацию вышеприведенных соображений о свободном от противоречий применении понятия стационарных состояний. Как мы видели, обнаружение какого-нибудь стационарного состояния посредством реакций ударов или излучения связано с некоторым пропуском при прослеживании временных соотношений, порядок величины коего по меньшей мере равен периоду, сопряженному с процессом перехода между соседними стационарными состояниями. В предельном случае больших квантовых чисел этот период может считаться равным периоду обращения. Мы видим, таким образом, что нет возможности установить причинную связь между наблюдениями, позволяющими определить стационарное состояние, и прежними наблюдениями о поведении отдельных частиц в атоме.

Подводя итоги, можно сказать, что у понятий стационарных состояний и индивидуальных переходов в пределах их области применения имеется столь же большая, или столь же малая степень реальности, как у самих индивидуальных частиц. Как в одном, так и в другом случае мы учитываем требование причинности, дополняющее пространственно-временной способ описания, причем рациональное применение этого требования ограничено только возможностями определения соответствующих понятий.

## § 7. ПРОБЛЕМА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.

Приняв во внимание дополнительность, требуемую квантовым постулатом, повидимому, действительно возможно построить с помощью символических методов описание атомных явлений, свободное от противоречий и являющееся рациональным обобщением пространственно-временного описания. Такое заключение не значит, однако, что классическая электронная теория может рассматриваться как простой предельный случай с исчезающе малым квантом действия. Связь с опытом, к которой стремится эта теория, основана на пред-

положениях, которые едва ли отделимы от круга проблем теории квантов. Указанием на это служат уже известные затруднения в попытках объединения индивидуальности электрических элементарных частиц с общими механическими электродинамическими принципами. Общая теория тяготения, в том виде, как она формулирована в теории относительности, тоже не оправдала в этом отношении возложенных на нее надежд. Удовлетворительного решения затронутых здесь вопросов можно ждать только от рациональной переработки общей теории поля, причем электрический элементарный квант должен найти свое естественное место как выражение черты индивидуальности, характерной для теории квантов. В последнее время Клейн (*ZS. f. Phys*, 46, 188, 1927) указал на возможность связать эту проблему с пятимерным единым представлением электромагнетизма и тяготения, предложенным Лалуза. Действительно, в этой теории сохранение электричества является аналогом к принципам сохранения энергии и импульса. Эти последние понятия являются дополнительными к пространственно-временному описанию для атомных феноменов. Точно так же по Клейну допустимость обычного четырехмерного описания, а также его символического квантового применения по существу основана на том, что электрический заряд всегда фигурирует здесь как вполне определенный элементарный квант; поэтому сопряженное пятое измерение и не проявляется непосредственно при истолковании опытов.

Совершенно независимо от этих нерешенных глубоких проблем, классическая электронная теория до последнего времени служила путеводной нитью при дальнейшей разработке описания, основанного на соответствии, причем была добавлена идея, впервые высказанная Комптоном, о том, что у элементарной частицы помимо массы и заряда имеется еще магнитный момент, связанный с моментом импульса, определяемым квантом действия. Это предположение с решительным успехом введенное Гаудсмитом и Уленбеком при рассмотрении аномального зеемановского эффекта, вполне оправдалось в связи с новыми методами, как особенно показали Гейзенберг и Иордан. Можно вполне опреде-

ленно сказать, что гипотеза о магнитном электроны вместе с резонансной проблемой, ясно поставленной Гейзенбергом (*ZS. f. Phys.* 41, 239, 1927) и возникающей при квантовом описании поведения атомов со многими электронами, завершили в некоторой мере толкование закономерностей в спектрах и периодической системе на основе соответствия. Принципы, положенные в основу этой теории, открыли даже путь к некоторым заключениям о свойствах атомных ядер. Деннисону (*Proc. Roy. Soc. of London A* 115, 483, 1927) удалось, например, показать на основе идей Гейзенберга и Гунда, как могут быть обойдены затруднения, оставшиеся до сих пор при объяснении удельной теплоты водорода, если приписать и протону момент импульса такой же величины, как у электрона. Но вследствие большей массы магнитный момент протона должен быть много меньше, чем у электрона.

Недостаточность методов, существовавших до сих пор в проблеме элементарных частиц, проявляется в только что рассмотренных вопросах тем, что они не дают однозначного обоснования для различия поведения электрических элементарных частиц, с одной стороны, и „индивидуумов“, символизируемых в представлении о световых квантах, — с другой. В принципе исключения Паули, в котором и выражено это различие, столь плодотворном для проблемы строения атомов, а также для новейшего развития статистических теорий, мы имеем дело с одной из многих мысленных возможностей, каждая из коих сама по себе удовлетворяет требованию соответствия. В частности, в вопросе о магнитном электроны мы встречаемся с поучительным примером затруднения, как удовлетворить требованию относительности в теории квантов. До сих пор не представлялось возможным согласовать многообещающие положения Дарвина и Паули относительно удобного для данной проблемы обобщения квантовых методов с релятивистски-кинематическими соображениями Томаса, оказавшимися столь существенными для объяснения экспериментальных результатов. Однако в самое последнее время Дираку (*Proc. Roy. Soc. of London A* 117, 610, 1928) удалось успешно подойти к проблеме магнитного

электрона с помощью нового, чрезвычайно остроумного расширения символических методов; при этом получается согласие со спектральными явлениями и одновременно удовлетворяется требование относительности. Эта теория основана не только на комплексности предыдущих методов, характеризуемой применением мнимых величин, в ней в самых основных уравнениях используются числовые тела (матрицы) еще высшей степени комплексности.

По существу своему уже сама формулировка относительности предполагает соединение пространственно-временной координации и требование причинности, свойственное классическим теориям. Поэтому рационально приспособляя требование относительности к квантовому постулату, мы должны быть готовы к еще большему отказу от наглядности в обычном смысле, чем в рассмотренных квантовых методах. Действительно мы находимся здесь на пути, проложенном Эйнштейном, на пути приспособления наших форм воззрения, заимствованных из ощущений, к постепенно углубляющемуся познанию законов природы. Затруднения, с которыми мы здесь встречаемся, происходят прежде всего оттого, что, так сказать, каждое слово языка связано с этими формами воззрения. В квантовой теории с таким затруднением мы встречаемся с самого начала в вопросе о неизбежности черты иррациональности, присущей квантовому постулату. Я надеюсь, однако, что понятие дополнительности способно характеризовать существующее положение дела, которое как будто глубоко аналогично с общими затруднениями образования человеческих понятий, основанными на разделении субъекта и объекта.

---

## ВОЛНОВЫЕ ВЗГЛЯДЫ НА ПРИРОДУ МАТЕРИИ И ОПЫТ.

*П. С. Тартаковский, Ленинград.*

§ 1. Кризис старой квантовой теории, оказавшейся неспособной дать полное, количественно-правильное описание ряда явлений физики атома, привел через ряд новых, казавшихся весьма „радикальными“, идей де - Бройля, через восстановление забытой аналогии основных принципов классической механики и геометрической оптики — к установлению новой „волновой“ механики с ее ставшим уже знаменитым, несмотря на кратковременность своего существования, основным уравнением Шрёдингера, в простейшей форме пишемся так:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0.$$

Решение задачи, например, о движении электрона внутри атома заменяется решением волнового уравнения задачи о волнах некоей функции  $\Psi$  — функции координат и времени. Вместе с естественными требованиями конечности и непрерывности решений, интегрирование волнового уравнения в одних случаях приводит к тем же результатам, что и старая квантовая теория с ее квантовыми условиями, „извне навязанными“, в других приводит к новым результатам, весьма тонко и подробно описывающим действительные явления физики атома, такие, которые старая теория не могла описать.

Но вывод основного уравнения волновой механики — в простейшей ли его форме или в одной из более сложных



и общих — всегда заключает в себе некий произвол, нечто гипотетическое и потому всякий новый успех в описании явлений атома согласно новой теории есть прежде всего новое торжество уравнения Шрёдингера. В данном случае оказывается весьма уместным перифраз старого изречения Герца, относившегося к теории Максвелла: теория Шрёдингера — это уравнение Шрёдингера <sup>1)</sup>. Осторожный теоретик часто склонен рассматривать лишь формальный аппарат теории, так как те более или менее конкретные физические представления, которые привели к установлению теории, часто оказываются содержащими в себе внутренние противоречия.

Но нас в этой статье будет интересовать, главным образом, именно эта сторона вопроса.

Формулируя свою теорию де-Бройль предположил <sup>2)</sup>, что всякая частица связана с каким-то периодическим процессом, а всякая движущаяся частица — будь-то квант света или электрон — связана с особыми „фазовыми волнами“, частота которых определяется энергией частицы, а длину волны которых удобнее всего определить из условия, что количество движения частицы  $mv$  равно количеству движения какого-то „кванта“ соответствующего этим волнам:

$$mv = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (1)$$

Откуда

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (2)$$

Скорость распространения этих фазовых волн определяется формулой

$$w = \frac{c^2}{v} = \frac{c}{\beta}, \quad (3)$$

<sup>1)</sup> См. Д. Иваненко и Л. Ландау. Ж. Р. Ф.-Х. О., ч. физ. 59, 253, 1927.

<sup>2)</sup> Ann. de phys. 3, 22, 1925; Ondes et mouvements, Paris 1926.

следовательно, она всегда больше скорости света и только групповая скорость фазовых волн  $w'$  оказывается равной скорости самой частицы:

$$w' = v. \quad (4)$$

По де-Бройлю фазовые волны, связанные, например, с движущимся электроном, примерно, настолько же реальны, насколько реальны обычные световые волны, „связанные“ с квантами света, наблюдаемыми нами при всех явлениях поглощения или иного действия света.

Ряд представлений теории де-Бройля о фазовых волнах был целиком заимствован Шрёдингером при построении его теории <sup>1)</sup>. Те же формулы (3) и (4) для фазовой и групповой скорости имеют место и в теории Шрёдингера. Для простейшего случая отдельного электрона (частицы с тремя степенями свободы) в первом приближении и длина фазовой волны определяется формулой (2). Только в случае более сложных систем (со многими степенями свободы) фазовые волны Шрёдингера оказываются распространяющимися в многомерном пространстве конфигураций, а не в том физическом пространстве, где движутся частицы.

Физическая же картина теории Шрёдингера существенно отличается от теории де-Бройля. У Шрёдингера волны не связаны с частицами, а заменяют их. В одной из первых статей Шрёдингер <sup>2)</sup> пытался представить частицу как „волновой“ пакет—т. е. как группу волн, занимающую определенную часть пространства и движущуюся целиком. Попытка эта не удалась—пакет волн всегда расплзался. Другая физическая постановка Шрёдингера была связана с вопросом о смысле функции  $\Psi$ . Шрёдингер предложил считать величину  $|\Psi|^2$  определяющей плотность зарядов в пространстве. Согласно этой концепции Шрёдингера заряд электрона не сосредоточен в малом объеме, а „размазан“ по всему пространству, только в некоторых местах плотность заряда  $|\phi|^2$  может иметь мак-

<sup>1)</sup> E. Schrödinger. Zweite Abhandlung. Ann. d. Phys. 79, 489, 1926.

<sup>2)</sup> Naturwiss. 14, 664, 1926.

симум. Эта концепция весьма близка к замене рассмотрения движения электрона рассмотрением волн функции  $\Psi$  во всем пространстве.

Наконец согласно взглядам Борна, ныне поддерживаемым большинством теоретиков, весь смысл теории статистической. Рассматривать движение отдельного электрона нельзя, уравнение волновой механики описывает движение множества электронов и величина  $[\Psi]^2$  дает лишь вероятность нахождения электрона в той или иной точке в определенный момент. Здесь волновой характер теории до известной степени исчезает. „Волны“ существуют только потому, что „случайно“ уравнение, определяющее функцию  $\Psi$ , имеет волновой вид.

Мы станем для удобства изложения на определенно волновую точку зрения, например на точку зрения де-Бройля, и посмотрим, какие опытные факты говорят за существование фазовых волн. Иными словами, мы рассмотрим такие из области электронных явлений, которые плохо или вовсе не могут быть объяснены с точки зрения обычных представлений и хорошо объясняются, если допустить, что с электроном связана „фазовая волна“, как этого требует, например, теория де-Бройля.

§ 2. Класс явлений, при которых обнаруживается, по видимому, действие фазовых волн, можно назвать общим именем „рассеяние электронов“. При явлениях рассеяния, электроны, по старой терминологии, сталкиваются с атомами материи, вступают во взаимодействие либо с внешней электронной оболочкой атома, либо с его ядром. С точки зрения фазовых волн естественно ожидать, что при определенном соотношении между длиной фазовой волны и какими-либо атомными или между-атомными расстояниями произойдет диффракция фазовых волн, а это в свою очередь скажется на характере наблюдаемого явления рассеяния электронов. Тот оптический материал, который можно трактовать с этой точки зрения, частью относится к более раннему периоду и подвергся обработке с точки зрения фазовых волн, так сказать, случайно. Естественно, что здесь мы не имеем особенно яркой, выпуклой картины. Гораздо более ценным

являются те опыты, которые были произведены со специальной целью обнаружить действие фазовых волн.

В экспериментальных установках мы всегда классифицируем электроны по их скоростям, задавая последние тем ускоряющим полем  $V$ , которые электрон прошел. Существенно знать длину фазовой волны, связанной с электроном определенной скорости, выраженной в волнах. Мы имеем выражение кинетической энергии электрона

$$\frac{1}{2} mv^2 = eV. \quad (5)$$

Вычисляя отсюда  $v$  (линейную скорость) и подставляя в (2), получим

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emV}}. \quad (6)$$

Если выражать  $V$  в вольтах, а  $\lambda$  в онгстрёмах, то эта формула приобретает вид

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}} = \frac{12,25}{\sqrt{V}}. \quad (7)$$

Следовательно, электроны в 150 вольт имеют длину фазовой волны в  $1 \text{ \AA}$ . Медленные электроны со скоростью в несколько десятков вольт имеют длину фазовой волны в несколько онгстрём, электронам со скоростями порядка тысяч вольт соответствуют  $\lambda$  в десятые доли онгстрёма, со скоростями в десятки тысяч вольт — фазовые волны, эквивалентные самым жестоким рентгеновым волнам или даже  $\gamma$ -лучами.

§ 3. Эффект Рамзауэра<sup>1)</sup>. Рамзауэр, а за ним и ряд других исследователей, изучили рассеяние медленных электронов при прохождении их через различные газы.

<sup>1)</sup> Новейшие экспериментальные данные, а также полную сводку литературы см. в статьях Брюхе (E. Brüche). Ann. d. Phys. 81, 537, 1926; 83, 1065, 1927; 84, 279, 1927; также Handbuch d. Physik, B. XXIV, стр. 46—51, Berlin Springer 1927.

Эффект наблюдался, так сказать, интегральный. Сущность метода Рамзауэра (так называемый „метод двух приемников“, *Zweikäfigmethode*) можно понять из рис. 1. Электроны, вырванные светом из щитовидной пластинки  $Z$ , небольшим ускоряющим полем вытягиваются к первой диафрагме  $B_1$ , а затем магнитным полем заворачиваются через ряд диафрагм  $B_2, B_3, B_4, B_5$ , расставленных по кругу определенного радиуса. Таким путем выделяется строго монохроматический пучок электронов (одной скорости). Через диафрагму  $B_6$  эти электроны попадают в приемник  $A_1$  и далее часть их через диафрагмы  $B_7$  и  $B_8$  может попасть в приемник  $A_2$ .

Соединяя  $A_1$  и  $A_2$  вместе и измеряя электрометром ток, мы находим общее число электронов данной скорости, прошедших диафрагму  $B_5$ . Ток в приемник  $A_2$  дает число электронов, не подвергшихся рассеянию на пути  $B_6, B_7$ . Отсюда можно определить и число рассеянных на единице пути электронов.

Это число зависит как от внешних условий (температура и давление газа), так и от свойств атомов или молекул его. На основании сравнительно простых соображений из величины рассеяния можно вычислить „эффективное поперечное сечение“ молекулы: чем больше эта величина, тем более рассеяние. Совершенно естественно, что эффективное поперечное сечение является функцией скорости электронов.

В самом деле, быстрые электроны (например  $\beta$ -лучи радия) рассеиваются, главным образом, вследствие взаимодействия с ядром атома, на медленные же действуют электроны внешней оболочки.

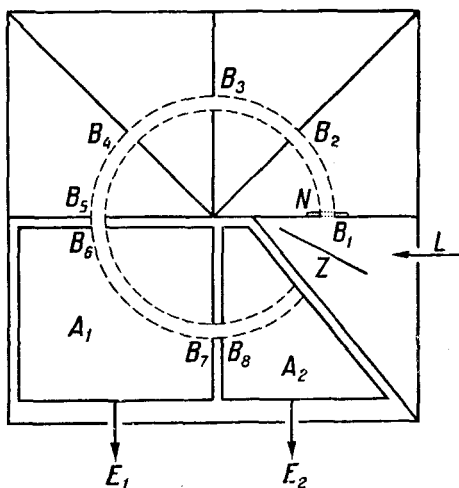


Рис. 1.

Замечательное явление, открытое Рамзауэром сперва на благородных газах, заключается в том (рис. 2), что эффективное поперечное сечение при понижении скорости электронов возрастает, достигает максимума и при дальнейшем понижении скорости опять сильно убывает, достигает значений даже меньших тех, которые вычисляются из кинетической теории газов. Таким образом совершенно неожиданно атомы благородных газов (затем было показано,

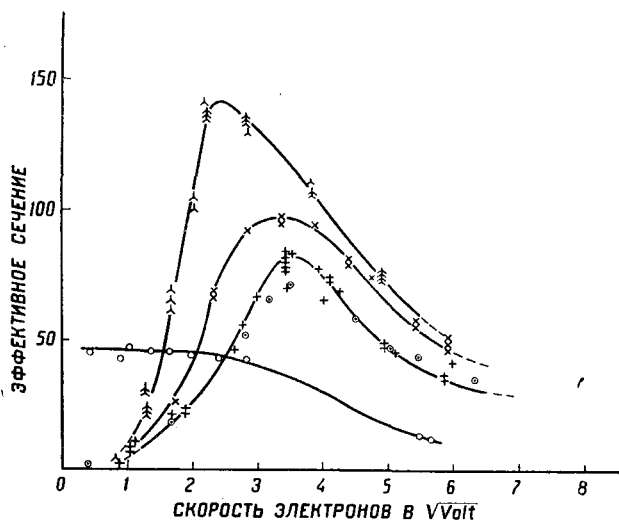


Рис. 2. + Эффективное сечение А. x Эффективное сечение. Кг.  $\lambda$  Эффективное сечение. X. O. поглощающее сечение Н<sub>2</sub>.

что такие максимумы наблюдаются во всех газах) чрезвычайно „прозрачны“ для электронов очень малых скоростей<sup>1)</sup>.

Толкование этого явления — максимума эффективного сечения — вызывает значительные затруднения, если стараться истолковать его с точки зрения старых взглядов —

<sup>1)</sup> Типы получающихся кривых весьма различны для различных газов. По типам кривых можно разбивать газы на классы, характерные для определенной структурой внешней электронной оболочки. Исследование рассеяния медленных электронов может дать ценные указания относительно строения молекул (Б р ю х е).

классических или квантовых (такие толкования были предложены <sup>1)</sup>). Эльзассер <sup>2)</sup> первый предложил толковать эффект Рамзауэра, а также ряд других явлений, о которых мы будем говорить ниже, с точки зрения диффракции фазовых волн. В самом деле, при скоростях, соответствующих максимумам, напр. для А и Х (рис. 2), длины фазовых волн оказываются равными  $2,4(A)$  и  $5,1\overset{\circ}{\text{A}}(X)$ . Возможно, что при этом точно удовлетворяются условия диффракции фазовых волн у атомов и, следовательно, по де-Бройлю, мы имеем и максимум рассеяния электронов. На кривой это проявляется „кажущимся“ увеличением эффективного поперечного сечения атома. Эльзассер указал, что кривые Рамзауэра сходны по виду с кривыми рассеяния света коллоидными частицами. А это явление — типично диффракционное. Мы видим, что объяснение явления Рамзауэра с точки зрения фазовых волн имеет чисто качественный характер.

§ 4. В обычных явлениях диффракции света весьма характерным является определенное пространственное расположение максимумов интенсивности, зависящее как от длин волн, так и от свойств вызывающего диффракцию „прибора“. В явлениях рассеяния электронов атомами гелия, наблюдаемых Даймондом <sup>3)</sup>, присутствуют такие пространственные максимумы интенсивности — максимумы в числах электронов, рассеянных по известным направлениям. И эта работа дает лишь качественные указания на справедливость представления о фазовых волнах: условия рассеяния в этом случае так сложны, что сделать какие-либо количественные расчеты не представляется возможным. Схема установки Даймонда дана на рис. 3.

Внутри сосуда, наполненного гелием при известном (очень малом) давлении, помещена вращающаяся на шлифе „электронная пушка“ А, через щель  $S_1$  которой электроны могли вылетать под различными углами к оси системы щелей  $S_2 S_3$ .

<sup>1)</sup> Hund. ZS.f. Phys. 13, 241, 1923; Zwicky, Phys. ZS. 24, 171, 1923.

<sup>2)</sup> El s a s s e r. Naturwiss. 13, 711, 1925.

<sup>3)</sup> D y m o n d. Phys. Rev. 29, 433, 1927.

Электроны рассеивались газом в небольшом пространстве перед щелью  $S_2$  и могли попадать в коробку  $D$  через щели  $S_2, S_3$ . Таким образом выделялись электроны, рассеянные под определенным углом к первичному пучку. В коробке  $D$  их можно было подвергнуть анализу скоростей обычным магнитным способом (заворачивая магнитным полем к фардееву цилиндру  $E$ ). Таким образом прибор позволял изучать как распределение электронов по скоростям при заданном угле рассеяния и начальной скорости, так и распределение

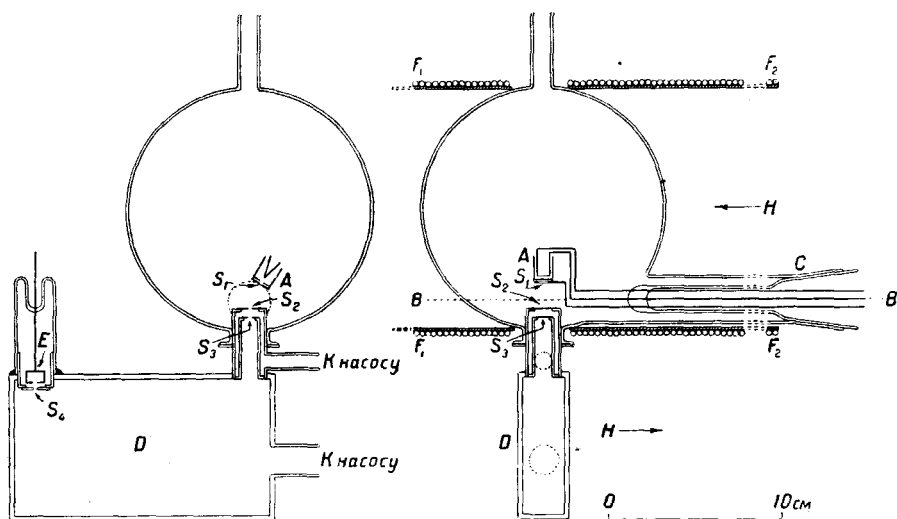


Рис. 3.

рассеянных электронов по углам (при определенной начальной скорости).

Изучение распределения по скоростям показало, что вблизи начальной скорости электронов имеется очень резкий максимум, т. е. огромное большинство рассеянных электронов имеют почти начальную скорость. Но кроме того имеется острый максимум, отстоящий, примерно, на 20 вольт от начальной скорости. Следовательно, имеются столкновения, сопровождающиеся именно такой потерей энергии электрона. Впрочем, эта сторона исследования для нас не существенна.



Рис. 4 показывает полученное распределение электронов по углам. Номера 1—4 относятся к электронам, потерявшим 20,5 вольт, № 6 к электронам, скорость которых равна начальной. На каждом рисунке имеется указание на начальную скорость. На всех рисунках видны характерные максимумы чисел электронов, рассеянных в определенных направлениях. Распределение этих максимумов зависит от скорости, т. е.

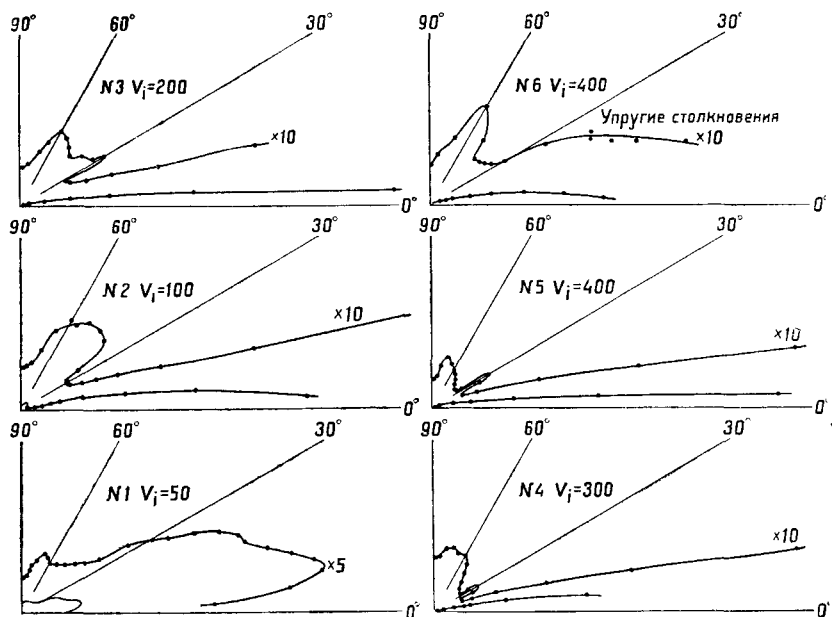


Рис. 4.

от длины фазовой волны. Объяснение такого странного характера рассеяния электронов, сколько-нибудь непринужденное, хотя и качественное, возможно только с точки зрения диффракции фазовых волн. Количественные подсчеты, как уже было указано — затруднительны.

§ 5. Мы переходим теперь к рассмотрению ряда работ, целью которых, по крайней мере в конечной стадии, было непосредственное установление „волновой природы“ электрона путем установления прямой аналогии между определенными диффракционными и интерференционными явлениями

в области рентгеновых лучей и в области рассеяния электронов, где, по предположению, действуют фазовые волны. Все эти работы относятся к рассеянию электронов твердыми телами.

Уже сравнительно давно Дэвиссон с сотрудниками занимался рассеянием электронов при отражении от твердой поверхности. Работа о рассеянии электронов малой скорости платиной и магнием опубликована еще в 1923 г.<sup>1)</sup> С тех пор Дэвиссон непрерывно усовершенствовал методику исследования и к 1927 г., когда опубликованы исследования, давшие вполне количественные результаты, довел технику эксперимента до исключительно высокой степени совершенства.

Уже и работа Дэвиссона и Кунсмана показала, что при исследовании рассеяния электронов металлами существенным условием успеха является весьма совершенный вакуум и тщательное обезгаживание всех металлических частей прибора. С этой целью откачка в опытах Дэвиссона производится мощным трехступенчатым насосом с применением длительного прогревания всего прибора и последующего поглощения остатков газа кокосовым углем, охлаждаемым жидким воздухом. Наиболее ответственные металлические части прибора прогревались катодной бомбардировкой, для чего в различных частях прибора размещались дополнительные горячие катоды. Вакуум, достигаемый Дэвиссоном в его опытах, оценивается им в  $10^{-8}$  мм, причем прибор удается отпаивать от насоса. Столь совершенный вакуум, по указанию Дэвиссона, необходим, чтобы можно было наблюдать рассеянные электроны со скоростями, мало отличающимися от начальных. Дело в том, что огромное большинство рассеянных электронов оказываются „вторичными“ и обладают скоростями значительно меньшими начальной. Самое обнаруживание незначительного числа „первичных“ рассеянных электронов возможно лишь при крайнем вакууме. Уже в работе Дэвиссона и Кунсмана принимались меры, чтобы измеря-

<sup>1)</sup> Davisson and Kunsman. Phys. Rev. 22, 242, 1923.

лось распределение по углам электронов, скорости которых отличались от начальной не более чем на  $10^0/0$ . Мы не будем останавливаться на деталях этой установки, так как новейшая установка явилась усовершенствованием первоначальной. Уже в этой работе, в которой исследовались электроны со скоростями до 1500 вольт, и были получены при изучении распределения по углам максимумы, правда довольно расплывчатые. Эльзассер (l. c.) предложил толковать их с точки зрения диффракции фазовых волн. Любопытно отметить, что задача, которую ставил себе Дэвиссон, начиная исследование рассеяния электронов, не имела ничего общего с кругом идей, нас интересующих.

Мы переходим теперь к рассмотрению исследования Дэвиссона и Джермера<sup>1)</sup>, являющегося основным, так сказать классическим, для всей рассматриваемой области.

Если рассматривать электронные пучки различных скоростей как нечто „волновое“ (с электронами связаны фазовые волны), то является естественная мысль установить аналогию между явлениями электронными и определенными диффракционными явлениями рентгеновых лучей, примерно, той же длины волны, что соответствующие фазовые волны. При отражении рентгеновых лучей от монокристалла мы имеем, как известно, диффракционную картину, соответствующую рентгенограмме Лауэ (белый свет): ряд пятен, определенным образом расположенных (в зависимости от структуры кристалла). Примерно того же следует ожидать и при рассеивании электронов монокристаллом. Меняя скорости электронов и исследуя число рассеянных электронов по различным направлениям в пространстве, мы получаем ряд максимумов, соответствующих пятнам рентгенограммы Лауэ. По этому пути и пошло исследование Дэвиссона и Джермера. Случай, согласно заявлению авторов, заставил их предпринять это исследование. Именно, при работе с пластинкой никеля наблюдалось определенное пространственное распределение электронов. Случайная авария заставила вновь прогреть пластинку для обезгаживания ее.

<sup>1)</sup> Nature, 119, 55<sup>a</sup>, 1927; Phys. Rev. 30, 705, 1927.

При этом произошла кристаллизация, в пластинке появились крупные кристаллы, а картина распределения рассеянных электронов резко изменилась: появился ряд разных максимумов.

Прибор, построенный для специального изучения рассеяния электронов от монокристаллов никеля, изображен на рис. 5. Электроны из закрытой со всех сторон „пушки“  $G$ , пройдя ряд узких диафрагм и получив соответствующую скорость, падали нормально на никелевую монокристаллическую пластинку  $T$ , расположенную на особом вращающемся столике. Рассеянные электроны могли попадать в двойной фарадеев

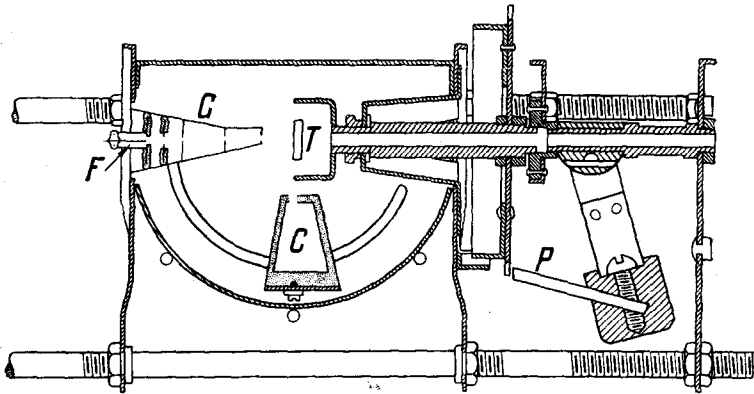


Рис. 5.

цилиндр  $C$ . Приемник  $C$  снабжен особыми лапками, закрепленными на оси, проходящей через плоскость пластинки; следовательно вокруг этой оси приемник может вращаться. Внутренняя часть приемника при помощи хорошо изолированного ввода отводилась к чувствительному гальванометру. Такое устройство позволяло простым наклоном прибора менять угол „широты“, под которым наблюдалось рассеяние (коллектор подвешен, как маятник). Этот угол  $\theta$  менялся в пределах от  $15^\circ$  до  $85^\circ$ , считая от первоначального направления электронов. Угол отсчитывался при помощи индекса и лимба, помещенного снаружи кожуха, закрывавшего все пространство, где происходило рассеяние. Наружная часть пушки, пластинки, внешняя часть приемника и кожух — все

было при одном и том же потенциале, следовательно рассеяние происходило в пространстве без поля. Вращая прибор вокруг оси, нормальной к поверхности пластинки никеля, можно было менять азимут, в котором наблюдалось рассеяние. Ось столика могла вращаться, а к ней был прикреплен тяжелый маятник  $P$  с индексом, который позволял отсчитывать азимут, по особому деленному кругу. Все размеры прибора очень малы. Например, расстояние от отвер-

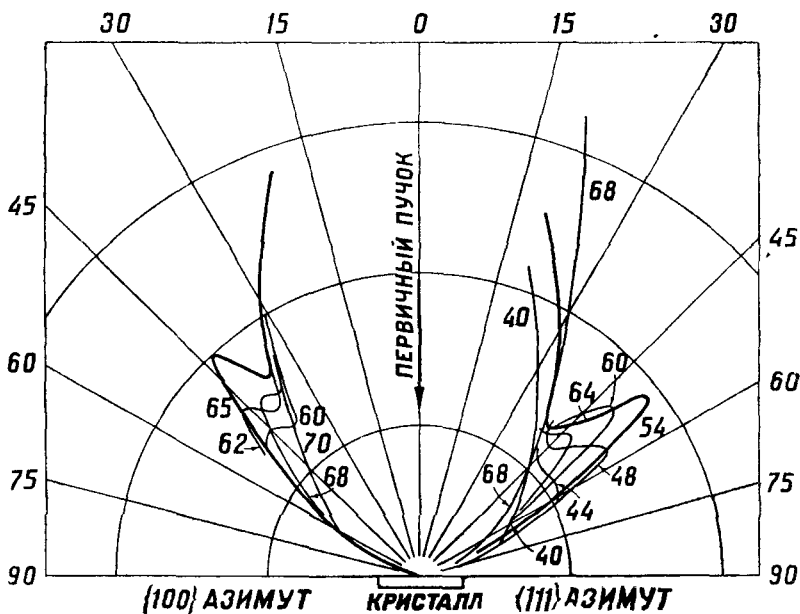


Рис. 6.

стия пушки до поверхности кристалла 7 м.м., от кристалла до приемника 11 м.м. Весь прибор был заключен в оболочку из стекла „Ругех“ и откачивался с соблюдением всех предосторожностей, о которых говорилось выше. Вакуум был порядка  $10^{-8}$  м.м. Кристалл вырезывался параллельно плоскости (111); срез протравлялся и полировался. Микрофотографией констатировано наличие крупных кристаллов. Пластина никеля могла еще прогреваться электронной бомбардировкой, так как сзади ее был помещен добавочный катод. Особыми контактами ее можно было соединять с гальванометром.

Рассмотрение расположения атомов никеля в плоскостях, параллельных поверхности (111) приводит к выводу, что при изменении азимута картина рассеяния должна повторяться с периодом  $\frac{2\pi}{3}$  (имеется, например, три направления (111) в этой плоскости под углами в  $120^\circ$ ).

Специальное исследование скоростей позволило из общей массы рассеянных электронов выделить электроны „полной

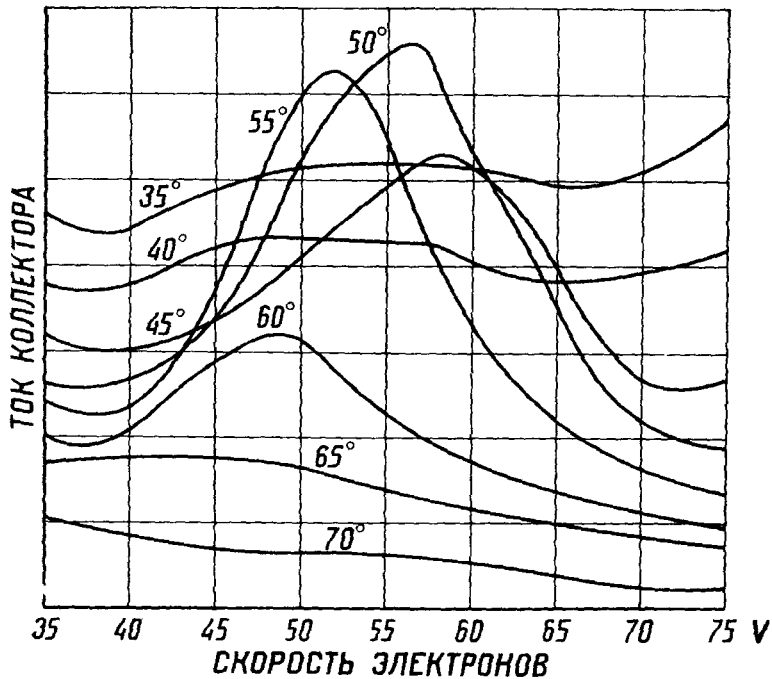


Рис. 7.

скорости“ и таким образом отделить неизбежный „фон“. При всех исследованиях распределения электронов по углам потенциал внутренней части приемника подбирался так, чтобы иметь дело лишь с электронами полной скорости. Ток „бомбардировки“ был порядка  $10^{-6}$  А, ток в приемник порядка  $10^{-10}$  и измерялся чувствительным гальванометром.

Рис. 6, 7, 8 передают общий характер результатов исследования пространственного распределения. На рис. 6

видно постепенное нарастание максимума, соответствующего 54 вольтам, при постепенном изменении угла  $\theta$  (широты).

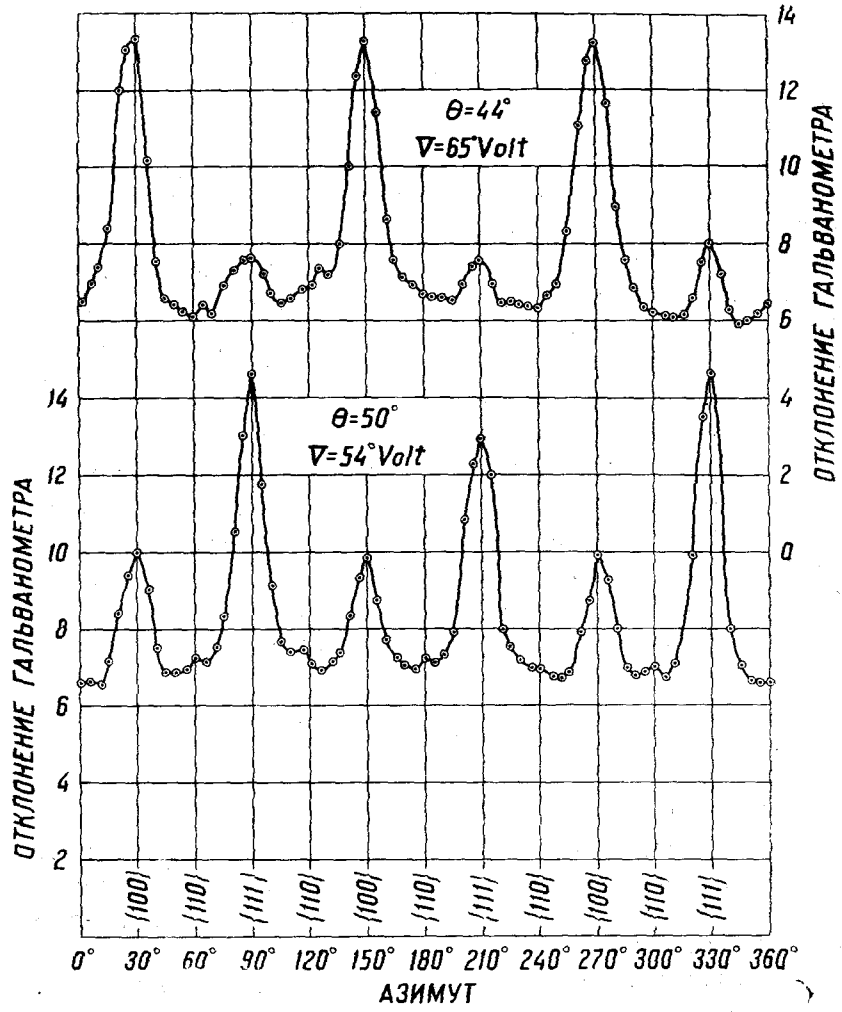


Рис. 8.

Наиболее выраженным этот максимум оказывается при  $\theta = 50^\circ$  [каждая кривая соответствует определенному углу  $\theta$ ; азимут — направление (111)]. Рис. 10 дает зависимость от ази-

мута, причем видна резко периодичность  $\frac{2\pi}{3}$ . Кривые соответствуют максимумам в 65 и 54 вольта.

Исследование совокупности этих наиболее развитых максимумов в связи с их пространственным расположением и дает нам „электрограмму“ кристалла [длины фазовых волн вычисляются по формуле (7)].

Для количественного сравнения результатов с теорией, нужно рассчитать из расположения атомов в кристалле, в каких направлениях и при каких длинах волн должны получиться интерференционные максимумы, пользуясь теми же правилами расчета, что и для рентгеновых лучей. Можно было бы, например, рассчитать полную рентгенограмму Лауэ для кристалла никеля. Дэвиссон пользуется более простым и наглядным методом.

Поверхность кристалла с расположенными на ней атомами, как легко видеть, можно рассматривать как совокупность нескольких плоских диффракционных решеток; ряды атомов представляют черточки решетки (одноатомный слой). В зависимости от того, в каком направлении падают лучи, мы и будем иметь несколько решеток с различной постоянной  $d$ , которую легко рассчитать. Диффракция определяется обычным уравнением плоской решетки:

$$n\lambda = d \sin \theta. \quad (8)$$

Такой способ рассмотрения имеет большие преимущества в случае электронов малых скоростей, сильно поглощаемых металлом, так что имеет смысл говорить об отражении в слое в один атом. Особенно это относится к пучкам, падающим под большим углом  $\theta$  (близко к скользящему падению).

Действительно, ряд такого рода пучков и был обнаружен. Критерием, что пучок отразился от плоской решетки, является следующее обстоятельство. По (7)  $\lambda$  обратно пропорционально  $\sqrt{V}$ , следовательно при постоянных  $n$  и  $d$  (данный порядок отражения и данная решетка) по (8) должно быть

$$\sqrt{V} \cdot \sin \theta = \text{const.} \quad (9)$$



Условие (9) оказалось верным для некоторых пучков, например „54“, в значительных пределах, для ряда же других оно оказалось верным в очень узких пределах и, следовательно, эти пучки нужно рассматривать как отраженные от пространственной решетки.

Пространственную решетку можно рассматривать как ряд плоских решеток, наложенных одна на другую. Луч, отраженный от пространственной решетки, получается суммированием лучей, отраженных от отдельных плоских решеток (на самом деле надо говорить об амплитудах). В общем случае мы при этом получим ослабление интенсивности, практически до нуля, так как мы будем иметь совершенно случайное распределение фаз в отраженных лучах и они будут гасить друг друга. Только при некоторых строго определенных условиях лучи будут в одинаковых фазах и мы получим увеличение интенсивности. Поэтому на прямой линии, выражающей зависимость  $\lambda$  от  $\sin \theta$  [при данных  $n$  и  $d$ , см. формулу (8)] для „пространственных“ лучей, мы получим лишь несколько дискретных точек (см. рис. 9). Наблюденные на самом деле электронные пучки нанесены черными точками.

Общий характер их расположения соответствует теории, но они все смещены влево и вниз; смещение влево можно, вероятно, объяснить неправильностью отсчета углов. Смещение же вниз должно соответствовать уменьшению постоянной решетки в определенном отношении. Бете<sup>1)</sup> пытался объяснить кажущееся уменьшение постоянной решетки преломлением фазовых волн в кристалле, рассчитав на основании данных Дэвиссона и простых соображений,

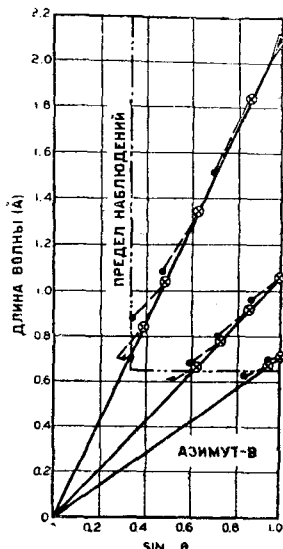


Рис. 9.

<sup>1)</sup> Naturwiss. 15, 786, 1927.

связанных с теорией Шрёдингера, изменение показателя преломления с длиной волны. Однако, как указывает Дэвиссон, в сдвигах черных точек рисунка 9 по отношению к белым нет особой правильности и этот вопрос нельзя считать решенным. Следует отметить, что хотя общий теоретический характер картины и соответствует наблюдаемому на опыте, но ряд лучей, которые теоретически должны существовать на опыте, так и не удалось обнаружить. Кроме того оказались и лишние пучки, объяснимые, повидимому, присутствием газа на поверхности. Вообще роль газа в этих явлениях, как вытекает из опытов Дэвиссона, громадна. Только при тщательном обезгаживании пластинки пучки выделяются вполне резко. В присутствии газа они сильно ослаблены и даже иногда вовсе исчезают. С другой стороны, следы газа вызывают появление новых пучков (лишних), исчезающих с обезгаживанием пластинки.

Общее впечатление от работы Дэвиссона — сильное подтверждение точки зрения фазовых волн.

§ 6. Исследования Дэвиссона дали электронную аналогию рентгенограмме Лауэ; работы, которые мы рассмотрим в этом параграфе, дают электронные аналогии рентгенограммы Дебая.

Известно, что последние получаются при падении монохроматического рентгеновского света на систему беспорядочно ориентированных кристаллов (например, в кристаллическом порошке или в поликристаллическом куске металла и т. п.); на рентгенограмме мы получаем ряд дискретных сплошных кругов. Каждый круг соответствует отражению от определенной кристаллографической плоскости, причем закон отражения определяется известным условием Брэгга для пространственных решеток:

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (10)$$

где  $d$  — постоянная решетки, величина, определяемая ребром элементарного куба (в общем случае параллелепипеда) решетки и совокупностью индексов  $h, k, l$  данной

кристаллографической плоскости. Таким образом число кругов определится числом возможных отражений от различных кристаллографических плоскостей данного вида кристаллов. Из размера (диаметра) кругов, зная, на каком расстоянии от рассеивающего агрегата кристаллов расположена пластинка, легко вычислить  $\lambda$ , если мы знаем  $\lambda$ .

Аналогичных явлений следует ожидать и при рассеянии электронов поликристаллическим агрегатом. Из работ, установивших эту аналогию, мы прежде всего остановимся на исследовании Томсона<sup>1)</sup>. Этот исследователь работал преимущественно с очень быстрыми электронами, т. е. очень короткими фазовыми волнами (в противоположность Дэвисону, работавшему с медленными электронами). Например, электронам в 25 000 вольт соответствует длина волны в 0,075 Å. Это фазовые волны, соответствующие очень коротким рентгеновым волнам или даже  $\gamma$ -лучам. Вообще вольтажи, использованные Томсоном, лежат между 17 500 вольт и 56 500 вольт. Для расчета длины волны в случае таких быстрых электронов следует пользоваться релятивистской формулой:

$$\lambda = \frac{h \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{m_0 v}$$

вместо прежней формулы (2). Поправка, впрочем, получается всего в 3%.<sup>x</sup>

Прибор Томсона изображен на рис. 10. Между катодом, расположенным в части трубки *A* и щелью *B* (заземленной), прикладывалось высокое напряжение. Пройдя через щель *B* (длиной в 6 см), узкий пучок электронов падал на тонкую фольгу, закрепленную в держателе *C*. Рассеянные в фольге электроны пробегали расстояние в 32,5 см и падали либс на виллемитовый экран *E*, служивший для визуального наблю-

<sup>1)</sup> G. P. Thomson. Proc. Roy. Soc. A, 117, 600, 1928: предварительные сообщения: Thomson and Reid, Nature 119, 890, 1927; Thomson, Nature, Dec. 2, 1927. p. 802.

дения, либо на спускавшуюся сверху фотографическую пластинку *D*.

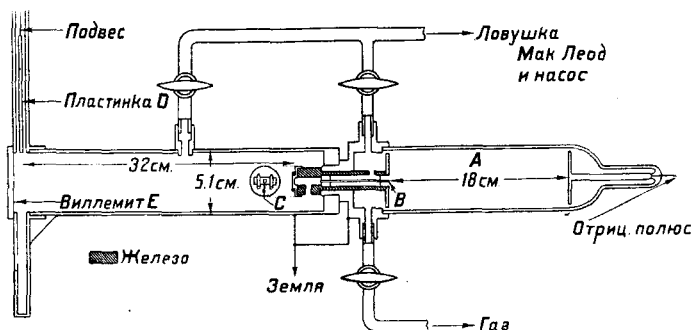


Рис. 10.

Применявшаяся фольга была очень тонка (порядка  $10^{-5}$  см) и получалась протравливанием более толстой фольги. Хотя быстрые электроны могли бы проходить и сквозь более толстые фольги, но, по указанию Томсона, при рассеянии

от значительного числа слоев получалась бы столь сложная картина, что на пластинке нельзя было бы ничего разобрать. Исследовались алюминий, золото, целлулоид и некое неизвестное вещество X, случайно полученное при отмывании платины царской водкой и сперва принятое за платину. Пленки металлов наносились в некоторых опытах на целлулоид. Во всех случаях наблюдались явственные добавочные круги. Рис. 11 воспроизводит фотографию для

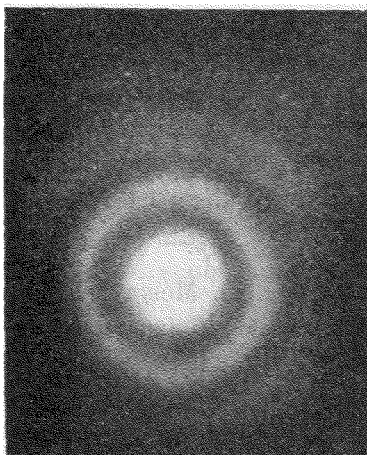


Рис. 11

золота. Число кругов почти во всех случаях соответствовало теоретическим ожиданиям. Вытекающее из теории требование

$D\sqrt{V} = \text{const}$ , где  $D$  — диаметр круга, также хорошо удовлетворялось. При вычислении из наблюдаемых диаметров кругов постоянных решеток во всех случаях они получились процентов на 5 меньше, чем значения, найденные при помощи рентгеновых лучей. Например, в случае золота  $a = 3,8 \text{ \AA}$  вместо  $a = 4,065 \text{ \AA}$ . Расхождение в  $6\frac{1}{2}\%$ . Возможно, что причина расхождения — систематическая ошибка в определении вольтажа.

Аналогичные опыты с медленными электронами, в которых также получились фотографии с кругами, производит Рупп в Геттингене <sup>1)</sup>.

Автор <sup>2)</sup> этой статьи исследовал рассеяние электронов при прохождении через очень тонкую алюминиевую фольгу электрическим способом, помещая за фольгой приемник с кольцевой щелью. Угол рассеяния оставался всегда постоянным [ $\theta = 4^\circ 45'$  в ф-ле (10)]. Получилось несколько максимумов тока при определенных вольтажах (для различных значений  $d$ ).

Например, для плоскости (111) получился максимум при  $V = 1100$  вольт, т. е.  $\lambda = 0,37 \text{ \AA}$ , тогда как при данных условиях закон Брэгга дает  $\lambda = 0,38 \text{ \AA}$  или  $V = 1040$  вольт.

Как видим, и этот класс работ приводит к полному подтверждению волновой точки зрения.

§ 7. Рассмотренный нами экспериментальный материал, подтверждающий волновую точку зрения на природу материи, относится целиком к области явлений диффракции.

Среди дальнейших задач этой области стоит прежде всего разыскание дальнейших аналогий в области явлений диффракционных, например обнаружение диффракци-

<sup>1)</sup> Согласно сведениям, любезно сообщенным А. Н. Арсеньевой. (Прим. при корректуре. Работа Руппа в настоящее время опубликованы. Ann. d. Phys. 1928 г. № 8, p. 981).

<sup>2)</sup> П. Тартаковский. Доклады Академии Наук СССР, 1928.

онных максимумов при отражении от обыкновенной решетки.

Далее нужно разыскивать электронные аналогии более сложным оптическим явлениям и, наконец, возникают такие сложные и принципиальные вопросы, как вопрос о когерентности фазовых волн электронов.

Постановка этих вопросов, очевидно, имеет смысл, если считать, что имеющийся опытный материал доказывает „реальность“ фазовых волн.

---

## ИОННАЯ И СМЕШАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ.

*П. Кобеко и П. Курчатov. Ленинград.*

Мы различаем два основных вида электропроводности. электродитическую, связанную с переносом материи, и электронную, без каких бы то ни было изменений в проводящей среде. В чистой форме электропроводность первого рода представляется водными растворами солей, кислот и оснований, второго рода — металлами. Электропроводность электролитов, как общее правило, увеличивается при возрастании температуры, электропроводность же металлов падает: Между этими двумя основными группами лежит ряд веществ с особенностями в электропроводности; сюда следует отнести некоторые сульфиды и окиси металлов с электронной проводимостью, которая увеличивается, против обычного, вместе с возрастанием температуры, ряд галоидных соединений серебра со смешанной ионной и электронной проводимостью, ряд ионно и молекулярно построенных изолирующих решеток.

Изучение механизма прохождения тока через все эти полупроводники и изоляторы имеет очень большое значение для атомной физики и физики строения кристаллов; кроме того, таким путем часто удается разобраться в структуре того или иного химического соединения. Изучение электрических свойств веществ, принадлежащих к этим группам, началось сравнительно недавно, но уже и теперь по очень многим вопросам получены настолько ясные ответы, что механизм движения иона и электрона внутри твердого тела стал почти таким же определенным, как движение иона в газе или электрона в вакууме. Можно ожидать, что

изучение электропроводности этих промежуточных групп позволит пролить свет на неясный еще до сих пор механизм прохождения тока через чистые металлы.

А priori можно утверждать, что проводимость всех вообще веществ может быть уложена в основные допущения ионной и электронной проводимости. В качестве первого вопроса необходимо, таким образом, выяснить, — проводит ли данное вещество ионно или электронно или оба процесса участвуют в переносе электричества. Основным критерием в данном случае служит полная или частичная выполнимость закона Фарадея по отношению к продуктам электролиза. Иногда употребляются и другие закономерности в качестве таких критериев; к ним нужно отнести наличие явления Холла в проводниках с электронной проводимостью и наличие поляризации в проводниках с электролитической проводимостью, однако оба эти последние критерия, как косвенные, не могут иметь того решающего значения, каким обладает первый из здесь перечисленных.

#### Диэлектрики с ионной проводимостью. Закон Фарадея.

Можно сказать, что область диэлектриков с ионной проводимостью была открыта Варбургом. Он показал в 1884 г., что при пропускании тока через нагретое до  $300^{\circ}$  стекло на катоде выделяется Na в полном количественном согласии с законом Фарадея. Стекло в этих опытах бралось в виде пробирки, внутрь которой наливалась ртуть, вся пробирка погружалась для исследования тоже в стакан с ртутью; на опытах Варбурга мы еще будем иметь случай остановиться в дальнейшем. В 1904 г. Габер и Толлучко (2) показали выполнимость закона Фарадея для  $\text{BaCl}_2$ , электролиз производился между никелевым анодом и графитовым катодом при  $600^{\circ}\text{C}$ .

Наиболее чисто существование ионной проводимости в твердом веществе было доказано на иодистом серебре Бруни и Скарта (3), Тубандтом и Лоренцом (4), сюда же следует отнести работы Тубандта и Лоренца



с  $\text{AgCl}$  и  $\text{AgBr}$ . Особенный интерес представляет случай с  $\text{AgJ}$ ; даже при комнатной температуре его электропроводность чрезвычайно велика ( $\sigma_{250} = 2,6 \text{ } \Omega/\text{см}$ ), вполне сравнима с электропроводностью водных растворов серной кислоты ( $\sigma_{18} = 0,7 \text{ } \Omega/\text{см}$ ), и тем не менее проводимость его электролитического характера. Заметим здесь, что на первый взгляд, простой вопрос о разделении ионной и электронной проводимости по выполнимости закона Фарадея, на самом деле представляет очень трудную экспериментальную задачу. Только после работ Тубандта и его школы удалось во многих случаях определить истинный характер проводимости, причем оказалось, что для громадного числа раньше исследованных веществ наука имела неверные сведения. Не говоря о реакциях на электродах, об образовании здесь непроводящих слоев, главное затруднение при исследованиях представляет рост дендритов внутри тела со стороны катода. Подобного рода дендриты наблюдаются и в жидких электролитах (классический пример свинцового дерева в растворе, свинцового сахара), но здесь дендриты — исключение, тогда как в твердых диэлектриках они являются правилом. Возрастание силы тока через образец при неизменном напряжении, отбросы гальванометра — эти факты хорошо известны каждому работающему в этой области. В прозрачных кристаллах можно непосредственно наблюдать этот рост дендритов; в каменной соли, например, при температуре в  $600\text{--}700^\circ\text{C}$  при напряжении в  $200\text{--}400 \text{ V}$  можно видеть, как со стороны катода распространяются фиолетовые нити, вместе с чем растет и сила тока; при охлаждении кристалла нить распадается на бесчисленное множество ультрамикроскопических частиц, которые придают всему образцу желтый или голубоватый оттенок. Такое прорастание дендритов искажает, конечно, сильно результаты исследования природы проводимости, давая часто как раз противоположный ответ; следует при этом заметить, что во многих веществах дендриты замыкают обкладки накоротко, уже через несколько секунд пропускания тока. Причины быстрого прорастания дендритов в одних веществах и медленного в других до сих пор еще остаются совершенно не-

ясными. Нужно думать, что все это явление зависит от структуры изолятора; известно, что оно идет различно, в монокристалле, сплаве и спрессованном порошке одного и того же вещества. Бороться с проращением дендритов очень трудно, особенно тогда, когда в веществах непрозрачных нельзя непосредственно их заметить. Увеличение длины исследуемого образца, работа с небольшими напряжениями, неудобна с экспериментальной точки зрения и к тому же не всегда помогает.

Тубандт и Эггерт (5) в 1920 г. дали чрезвычайно остроумный способ в целом ряде случаев обойти это затруднение. Можно сказать, что эта работа открыла целую область; только после этого исследования сделалось возможным серьезно говорить о веществах со смешанной электропроводностью.

Работая совместно с Лоренцом над электролизом галлоидных соединений серебра, Тубандт нашел, что в  $\alpha$  AgJ мосты образуются очень нескоро, уже после того, как на электроде откладывается очень толстый слой серебра. Эта особенность  $\alpha$  AgJ сохраняется во всей области его существования (от  $144,6^\circ$  — темп. перехода  $\beta$  AgJ в  $\alpha$  AgJ до  $552^\circ$  — температуры плавления  $\alpha$  AgJ). Такое замечательное свойство  $\alpha$  AgJ позволяет воспользоваться им как средством „защиты“ от проращения мостиков, при исследовании ряда веществ. Общая методика этих всех опытов такая: цилиндры 1 см в диаметре и такой же высоты из очень чистой соли прессуются и полируются с концов; затем они складываются один с другим полированными поверхностями и зажимаются между металлическими электродами, причем кроме цилиндров исследуемой соли вставляются в цепь „защитные“ цилиндры из  $\alpha$  AgJ; при исследовании, например,  $PbJ_2$  цепь веществ была следующая: серебряный анод —  $PbJ_2$  —  $\alpha$  AgJ — и платиновый катод; понятно, что никаких мостиков при этом образоваться не может.

Таким путем Тубандтом было исследовано очень большое число разных солей: оказалось, что электролитическая проводимость наблюдается в гексагональной модификации AgJ —  $\beta$  AgJ,  $AgNO_3$ ,  $PbF_2$ ,  $PbCl_2$ ,  $PbBr_2$ ,  $PbJ_2$ ,  $NaNO_3$ ,  $CaCO_3$ ,

KCl(6) и других. Закон Фарадея во всех этих опытах выполнялся с точностью до 1%.

В самое последнее время Зелени (7), Лукирский, Щукарев и Трапезникова (8) показали электролитический характер проводимости каменной соли. Заканчивая изложение опытов по изучению природы ионной проводимости, нельзя не упомянуть о чрезвычайно любопытных работах Петерса (9) по электролизу гидрида лития; закон Фарадея и здесь выполняется вполне строго, причем самое замечательное в этом исследовании то, что водород выделяется на аноде.

Все описанные опыты, простые по схеме, требуют препаратов большой чистоты, малейшие примеси чрезвычайно сильно искажают все результаты.

### Подвижность ионов.

Перейдем теперь к характеристике свойств ионной проводимости и прежде всего остановимся на числах переноса, определяющих, как известно, долю общего тока, которая приходится на тот или иной ион. В металлах с чисто электронной проводимостью число переноса для электрона равно 1, для иона — 0, в жидких электролитах значения этих чисел колеблются от 0,2 до 0,8.

При исследовании чисел переноса в твердых диэлектриках пользуются, обычно, методом Гитторфа, основанным на определении отношения подвижности ионов в водных растворах. Уже Варбург и Тегетмейер показали, что при электролизе стекла странствуют лишь ионы Na. Такой же результат был получен Тубандтом для AgJ, AgCl,  $\alpha$ Ag<sub>2</sub>S и  $\alpha$ Cu<sub>2</sub>S, везде оказалось, что число переноса для катиона равно 1,00. О чисто катионном переносе электричества заключает Иоффе для кристаллов кальцита и для селитры, и Зелени, Лукирский, Щукарев и Трапезникова нашли то же самое для кристаллов каменной соли. Но в некоторых солях перенос электричества обусловлен только анионами, при электролизе PbCl<sub>2</sub> Тубандт (10) нашел, что числа переноса для аниона и катиона соответственно 1 и 0.

Отношение подвижности ионов внутри электролитически проводящего вещества может быть определено из процессов диффузии одной соли в другую. Очевидно, скорость диффузии связана непосредственно с подвижностью. Диффундирует только ион, который движется внутри тела при электролизе. Так, если сжать вместе два цилиндра — один из  $\text{AgJ}$ , другой из  $\text{CuJ}$ , и нагреть их до  $250^\circ$ , то они обмениваются в результате диффузии через поверхность соприкосновения только катионами и в эквивалентных количествах. Благодаря этому, цилиндр  $\text{AgJ}$  становится легче, а цилиндр  $\text{CuJ}$  тяжелее. Так как поверхность соприкосновения остается совершенно неизменной и цилиндры легко отделяются друг от друга, то прямым взвешиванием можно определить количество продиффундировавшего  $\text{Ag}$  и  $\text{Cu}$ . Аналогичный результат получается с  $\text{Ag}_2\text{S}$  и  $\text{Cu}_2\text{S}$ . Подобные же опыты были произведены для несмешивающихся друг с другом солей  $\text{Cu}_2\text{S}$  и  $\text{CuJ}$ ,  $\text{CuJ}$  и  $\text{Ag}_2\text{S}$ . Оказывается, что и в этом случае идет также диффузия катионов, тогда как анионы остаются неподвижными. В этом случае скорость диффузии меньше вычисленной из диффузионного коэффициента обеих солей, что Тубандт объясняет затруднительностью перехода ионов из решетки одного типа в другую.

Изучение испарения солей позволило Шмидту подметить ряд любопытных соотношений. При нагревании солей с их поверхности слетают ионы, причем число сорванных ионов является показательной функцией температуры. Определяя отношение  $\frac{e}{m}$  для этих сорванных ионов, Шмидт нашел, что в большинстве случаев летят те же ионы, которые двигаются при электролизе соли; некоторые отступления, например в случае  $\text{CuJ}_2$ , которые замечаются относительно этого общего правила, обусловлены разными вторичными явлениями. Причина всех этих любопытных данных для чисел переноса в настоящее время еще не вполне выяснена, несомненно, однако, что эти числа определяются структурой ионов и прежде всего их атомными радиусами.

Любопытный пример влияния величины атомного радиуса на подвижность соответствующего иона представляет

электролиз кварца с амальгамой лития и натрия в качестве анода. Если вести электролиз пластины так, что ток проходит в направлении главной оси кристалла, то в решетке могут передвигаться как ионы лития, так и натрия, если же ток проходит в перпендикулярном направлении, то ионы Na уже не проходят и только для ионов Li остается еще возможность прохождения. В направлении главной оси в кварце расстояния между атомами больше, чем в направлении перпендикулярном. Этим же, конечно, объясняется разная электропроводность кварца в этих направлениях.

Весьма интересный вопрос об абсолютной величине подвижности ионов в гетерополярных решетках еще не решен в настоящее время сколько-нибудь подробно. Некоторые данные по этому вопросу можно найти в работе А. Ф. Иоффе (12) по электролизу каменной соли с разными электродами. При прохождении ионов Li сквозь NaCl обнаружить Li в самом кристалле не удастся, хотя количество в 0,01 м в 1 см<sup>3</sup> уже могло быть замечено. Подсчет пока дает, что за время, пока ток изменялся и, следовательно, ионы еще не дошли до противоположного электрода, в кристалл успело войти количество вещества меньше 0,001 мг. В дальнейшем только это количество и находится при стационарном токе в кристалле, все остальные ионы проходят в электрод и могут быть там обнаружены. Подвижность ионов Li в NaCl при температуре в 700° оказывается по этим опытам равной  $3 \cdot 10^{-4}$  см. Абсолютная подвижность иона может быть еще подсчитана из величины скачка электропроводности при переходе тела из твердого состояния в жидкое. Иоффе (13) предположил для этих подсчетов (некоторые исследователи не разделяют этой точки зрения), что при температуре плавления степень диссоциации приближается к 1, и, таким образом, скачок электропроводности нужно исключительно отнести к разным подвижностям ионов в том и другом состоянии. Если вычислить, исходя из подобных представлений, подвижность иона для твердости при температуре плавления, то она получается того же порядка, что подвижность, определенная из скорости перемещения чужих ионов в решетке.

### ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОТ ТЕМ- ПЕРАТУРЫ.

Электролитическая проводимость определяется, с одной стороны, числом, с другой — подвижностью носителей электричества. В чисто гетерополярно построенных диэлектриках только весьма незначительная часть общего числа ионов может принимать участие в электропроводности, могут перемещаться только ионы, тепловая энергия движения которых больше энергии закрепления иона в решетке. Повышение температуры, увеличивая тепловую энергию движения, меняет, таким образом, число ионов, могущих принимать участие в электропроводности, вместе с тем оно меняет и подвижность иона. Экспериментально разделить влияние температуры на число и подвижность ионов в общем случае не представляется возможным. Эту задачу удалось разрешить Иоффе только для кристаллов кварца. Здесь такое разделение оказалось возможным благодаря существованию так называемого явления „электрической закалки“ кварца. Проводимость его остается повышенной после нагревания и последующего охлаждения. Следует думать, что вырванные тепловой энергией ионы, при охлаждении не возвращаются на свои места, число носителей электричества остается соответствующим, таким образом, максимальной температуре нагревания, подвижность же их, разумеется, отвечает температуре исследования. Из сравнения электропроводности при температурах  $t_1$  и  $t_2$ , затем, при резком охлаждении кристалла от  $t_2$  к  $t_1$ , и определения новой электропроводности при  $t_1$  Иоффе нашел, что при нагревании от  $0^\circ$  до  $100^\circ$  число подвижных ионов увеличивается в 100 раз, а их подвижность увеличивается в 200 раз. Ни  $\text{CaCO}_3$ , ни  $\text{NaCl}$ , вещества с более простой решеткой, не дали такого эффекта закалки, в них электропроводность всегда однозначно определяется температурой. Изменение электропроводности с температурой, для всех исследованных гетерополярных решеток, выражается двумя разными формулами, давно уже известными науке. Одна из них:

$$\sigma = c_1 e^{c_2 t} \text{ или } \log \sigma = a + bt, \quad (1)$$

вторая:

$$\sigma = C_1 e^{-\frac{C_2}{T}} \quad \text{или} \quad \log \sigma = \frac{A}{T} + B \quad (2)$$

здесь  $a, b, c_1, c_2$ , тоже как и  $A_1, B_1, C_1$ , и  $C_2$ , — эмпирические константы,  $T$  — температура,  $\sigma$  — проводимость. Формула (1) не имеет никакого физического значения и почти во всем температурном интервале дает те же значения, что и формула (2). Формула (2) базируется на термодинамическом определении числа свободных ионов. Она гораздо лучше оправдывается на опыте, чем формула (1), особенно в области низких температур. Интересно отметить, что если результаты опытов наносить в координатах, в которых по оси ординат отложены логарифмы проводимости, а по оси абсцисс — величины, обратные температурам, то наклон прямых, которые представляют измерения, оказывается приблизительно одинаковыми для всех исследованных веществ, коэффициент  $A$  примерно тот же для всех гетерополярных диэлектриков.

Кроме температуры, целый ряд других воздействий делает решетку проводящей. Такие воздействия, как свет и корпускулярные излучения, мы рассматривать не будем, остановимся лишь на влиянии примесей на электропроводность. Различные куски одного и того же естественного минерала проводят различно, что может быть понято, только при предположении влияния примесей на проводимость. К этой же группе явлений нужно отнести работы Тубандта со смешанными кристаллами; возмущающее действие, на решетку оказывает близость также к поверхности части рассматриваемой решетки кристалла. Как показал Гевеши (15), кристаллиты (спрессованные порошки или затвердевшие сплавы) проводят лучше, нежели монокристаллы. Гевеши объясняет этот результат наличием большого числа поверхностей внутри образца; это вызывает большое число движущихся в электрическом поле ионов. Нарушения решетки чуждыми атомами по Гевеши являются причиной того, что правило аддитивности не выполняется по отношению к смешанным кристаллам. Если, однако, принять во внимание понижение температуры плавления сплава и отнести

значения электропроводности к соответствующим температурам, то мы можем убедиться в достаточно хорошей выполнении правила аддитивности, что и было показано Гевеши.

### П о л я р и з а ц и я .

При постоянной разности потенциалов, ток, идущий через кристалл, непрерывно убывает, и при заземлении электродов накоротко появляется обратный ток, который переносит почти такое же количество электричества, какое прошло в прямом тока. Этими явлениями особенно много занимался Иоффе (16) в сотрудничестве сначала с Рентгеном, затем с Кирпичевой и в последнее время с рядом лиц в Ленинградской физико-технической лаборатории. Явление спадания прямого тока и возникновение обратного уже давно получили название явлений поляризации. Для выяснения природы поляризации в кристаллах прежде всего было важно установить распределение потенциала в поляризованном кристалле. Выяснилось, что нужно различать два существенно различных типа поляризации, в одних кристаллах (например, в кварце) искажения поля при поляризации распространяется на большие расстояния от электродов, в других (кальците) оно сосредоточено на расстоянии порядка  $10^{-4}$  см от электрода. Рассмотрим два эти класса отдельно:

I тип (кварц). Измерение распределения потенциала производилось Иоффе так называемым методом зондов. Пластина диэлектрика охватывалась проволочными кольцами, присоединенными к электрометрам, эти кольца и электрометры при наложении напряжения на кристалл, очевидно, будут заряжаться до потенциала охватываемого ими сечения. На рис. 1 показано распределение поля в первый момент (линия  $abc$ ) и спустя 10 минут (линия  $a'b'e'$ ) для кварца при температуре в  $200^{\circ}$  С. Иоффе предположил, что причина поляризации здесь та же, что и в газах, и по аналогии с газовыми явлениями заключил о движении в кварце ионов обоих знаков. Указанное выше распределение потенциала было найдено в весьма большом ряде веществ: в кристаллах каменной соли, алюминиевых квасцов, медного



купороса, селитры, плавикового шпата, стеклах, слюде, эбоните, в разных смолах и т. д. Во всех этих случаях удалось показать, что явление спада тока при наложении напряжения вызывается образованием обратной электродвижущей силы поляризации, связанной с нарастанием объемного заряда у электродов. Если из приложенной на материал разности потенциалов  $V$  вычесть электродвижущую силу поляризации  $P$ , то ток  $J$  всегда удовлетворяет условию:

$$\frac{V - P}{J} = R = \text{const.}$$

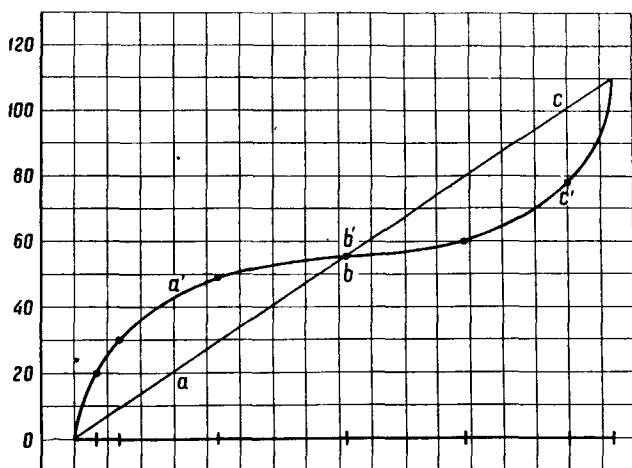


Рис. 1.

Зависимость тока от разности потенциалов в пределах от  $1 \text{ V/cm}$  до  $1 \cdot 10^{-6} \text{ V/cm}$  при разных толщинах пластинок в пределах ошибок наблюдения ( $0,5\%$ ) соответствует закону Ома. Эти опыты Иоффе позволили объяснить ряд так называемых „диэлектрических аномалий“. Мы не будем здесь останавливаться на всех этих работах, приведем здесь один из наиболее интересных случаев применения теории высоковольтной поляризации к таким явлениям диэлектрических аномалий. Известно, что при работе любого диэлектрика в переменном поле он нагревается больше, чем при таком же напряжении в постоянном поле. Количество вы-

деляющегося тепла диэлектрика не отвечает закону Джоуля, для некоторых материалов оно превышает это количество иногда в сотни и тысячи раз и получило даже особое название тепла Сименса. Работами Синельникова и Вальтера (17) в лаборатории Иоффе было показано, что на самом деле это тепло Сименса и есть тепло Джоуля: явление очень хорошо объясняется, если принять во внимание, что измерения сопротивления диэлектрика иссле-

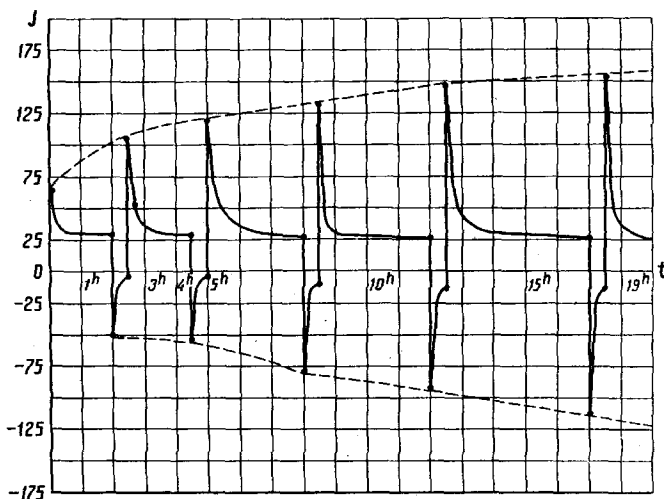


Рис. 2.

дователями диэлектрических потерь производилось в таких условиях, когда электродвижущая сила поляризации нарастала уже до значения весьма близкого к приложенной разности потенциалов. Приняв во внимание искажение поля в диэлектрике при прохождении тока, легко вычислить тепло Сименса, зная  $R$  в формуле (1) и вид функции  $R = f(t)$ ; расчет и опыты, произведенные названными выше исследователями, показали, что тепло, выделяющееся в диэлектрике в переменном поле с точностью до 0,5%, отвечает закону Джоуля.

Прохождение тока через кварц сопровождается рядом любопытных особенностей, которые не встречаются больше

ни в одном из до сих пор исследованных диэлектриков. Мы уже видели, что в кварце существует явление „закалки“, в нем же наблюдается постепенное нарастание тока при последовательных переключениях, что представлено на рис. 2. Приведем здесь объяснение этого явления, данное Иоффе: „Без поля мы предполагали тепловую диссоциацию и воссоединение, которые компенсируют друг друга. Ток скопляет ионы одного знака вблизи электродов, эти ионы не имеют возможности воссоединиться и консервируются как добавочные ионы. Если, изменив направление тока, предоставить этим ионам двигаться обратно через весь кристалл, то в токе будет принимать участие большое число ионов и электропроводность возрастет. Когда эти избыточные ионы распределятся по всему сечению, то первое время, пока они не успели еще воссоединиться, электропроводность должна быть повышена“.

II класс (кальцит). Другое распределение потенциала при прохождении тока дают кристаллы кальцита. Здесь весь приложенный потенциал падает на тонкий слой у катода, при сошлифовании этого слоя (достаточно сошлифовать 1,5—2 м) — поляризация полностью исчезает. Как и в предыдущем случае, закон Ома остается здесь верным до градиентов поля в  $1 \cdot 10^6$  В/см и сила тока для любого момента времени может быть представлена формулой:

$$J = \frac{V - P}{R}.$$

Когда со стороны катода входят в кристалл отрицательные ионы (например  $\text{NO}_3$ ), то поляризация не образуется. Ни временное нагревание кальцита, ни прохождение тока не оставляют никаких следов на его электропроводности.

Здесь же мы считаем нужным оттенить чрезвычайно большую электрическую прочность тонких слоев кальцита у катода. Как показали измерения распределения потенциала зондами, слой в  $10^{-4}$  см может выдерживать градиент до  $2 \cdot 10^8$  В/см, — напряжение, которое в 500 раз превосходит обычную прочность твердых диэлектриков. К такой

„аномально“ большой прочности мы еще вернемся в дальнейшем. Изложенные наблюдения заставляют Иоффе думать, что в кальците движутся лишь отрицательные ионы  $\text{CO}_3$  и даже ионы  $\text{O}$  с весьма малой подвижностью. Степень диссоциации в кальците велика, что, может быть, стоит в связи с тем, что  $\text{CuCO}_3$  легко диссоциирует химически на  $\text{CuO}$  и  $\text{CO}_2$ .

#### ФОРМОВКА.

Для определения характера движения иона в твердом диэлектрике очень плодотворным оказалось изучение электропроводности веществ, у которых на электродах образуются тонкие, плохо проводящие, слои продуктов электролиза. Впервые наличие таких плохо проводящих слоев было показано Варбургом и Тегетмейером, изучавшими протекание тока через нагретое до  $300^\circ\text{C}$  стекло. В стекле главная часть тока вызывается перемещением ионов  $\text{Na}$  у анода; таким образом образуется слой  $\text{LiO}_2$ , проводимость которого меньше проводимости стекла приблизительно в  $10^4$  раз. Постановка опыта Варбурга уже была описана выше. При включении напряжения сила тока через стекло сравнительно медленно падает; если вести опыт при температуре в  $300^\circ$ , то через полчаса она равна лишь  $1/100$  своего первоначального значения. В противоположность явлениям поляризации, это падение тока является необратимым: при соединении накоротко электродов, количество электричества, протекающее в цепи, меньше зарядных в  $10^5$  раз. При повторном наложении напряжения после разрядки образца, сила тока в нем возвращается к первоначальному значению, но падает до малой величины, за время в  $10^5$  раз меньшее, чем при первом пропускании тока; зарядное количество электричества при этом становится равным первому разрядному, при дальнейших переключениях явление становится уже обратимым. Все эти закономерности, конечно, самоочевидны: при первом наложении напряжения протекающий через образец ток образует тонкий слой  $\text{LiO}_2$  у анода и вместе с этим меняет распределение потенциала внутри диэлектрика, причем на последний процесс приходится лишь ничтожная доля

общего протекшего через диэлектрик количества электричества. При повторных наложениях напряжения дальнейшее нарастание слоя идет очень медленно, и главные количества протекающего через диэлектрик электричества идут уже на перераспределения потенциала, так что процесс становится обратимым. Варбургом была определена толщина слоев  $\text{LiO}_2$ , она оказалась величиной порядка  $10^{-4}$  см.

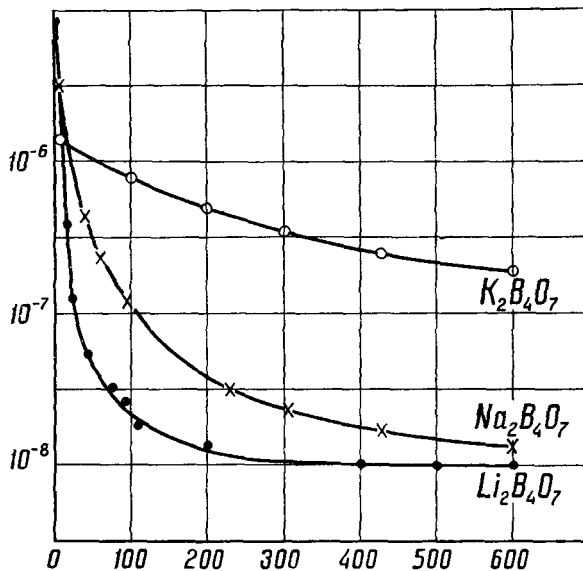


Рис. 3.

С 1884 года, когда была произведена работа Варбурга, явление формовки,— так мы будем называть эти процессы образования плохо-проводящих слоев в диэлектриках,— подробно не рассматривалось. В 1925—1926 гг. в лаборатории Иоффе, П. Кобеко, И. Курчатовым и К. Синельниковым опыты Варбурга были пересмотрены и явление „формовки“ изучено дальше.

Прежде всего было показано, что „формовка“ является достаточно общим явлением для целого класса диэлектриков. Явления совершенно аналогичные тем, которые наблюдал Варбург, были обнаружены в  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ,  $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ,  $\text{K}_2\text{B}_4\text{O}_7$ , некоторых сортах слюды,  $\text{AgJ}$ ,  $\text{Ag}_2\text{S}$  и других сер-

нистых соединениях. Как и в опытах Варбурга, можно было избежать формовки в перечисленных диэлектриках (за исключением слюды, здесь не производилось опытов), взяв в качестве анода амальгаму соответствующего катиона. На рис. 3 представлено спадание тока со временем для случаев  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ,  $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$  и  $\text{K}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ; на оси ординат отложена сила тока, на оси — абсцисс время, на кривых намечены соответствующие диэлектрики. Все опыты производились при одной и той же температуре, с пластинами одной и той же толщины, при одинаковой площади электродов. Как видно из кривых, электропроводность этих солей следует в порядке величины подвижности ионов Li, Na и K, формовочные же количества электричества и величины остаточного тока дают обратный ход по отношению к подвижностям соответствующих ионов.

Кобеко и Курчатов (18), исходя из явлений формовки, дали теорию детектирующего действия  $\text{AgJ}$  и  $\text{AgS}$ . Если включить столбики из спрессованных порошков этих двух веществ в цепь постоянного тока, употребив в качестве электродов платиновое острие и пластину, то легко обнаружить униполярность в контуре тока. Это явление было открыто Фреем (19) в 1926 г. и объяснено разной подвижностью ионов Ag и S; теория Фрея оказалась, однако, как показали опыты Кобеко и Курчатова, неверной. Причина униполярности лежит в том, что благодаря разной плотности тока у острия и пластины скорости нарастания непроводящего слоя J и S у разных электродов очень различны. Если острие будет служить анодом, то ток через систему очень быстро будет падать; при аноде же на пластине, ток будет также уменьшаться, но значительно медленнее, в результате система будет детектировать. При таком механизме детектирования система будет выпрямлять лишь некоторое время до тех пор, пока слой непроводника у пластины не достигнет значительной толщины. Опыт показал, что это наблюдается на самом деле, при включении образца в цепь переменного тока, коэффициент униполярности очень быстро падает до нуля, причем сопротивление в цепи возрастает в несколько тысяч раз. Вероятно этот

механизм детектирования распространяется на ряд других детекторов, прежде всего на все иодистые соединения, некоторые сернистые (часть сернистых соединений проводит электронно), конечно, подобные явления наблюдаются во всех веществах, перечисленных выше.

Наиболее важным, однако, для понимания механизма ионной проводимости оказалось изучение электрических свойств тонких слоев вещества, откладывающегося у электродов. Изучение этих свойств было проведено в лаборатории Йоффе Курчатовым и Синельниковым, главным образом с тонкими слоями  $\text{SiO}_2$  в стекле. Толщина слоев определялась грубо сошлифованием слоя диэлектрика со стороны анода, после пропускания через стекло тока, и более точно по измерению разрядных количеств электричества. Специальными опытами было показано, что весь приложенный к образцу потенциал падает на тонкий слой у анода; тогда толщина этого слоя легко может быть определена из равенства:

$$d = \frac{\epsilon V}{4\pi Q},$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная тонкого слоя диэлектрика,  $V$  — приложенный потенциал и  $Q$  — разрядное количество электричества. Измерение потенциала зондами показало, что при разности потенциалов в 2000 вольт на слое  $\text{SiO}_2$  толщиной в  $10^{-4}$  см токи через него остаются еще очень малыми и несколько выше этого напряжения начинают сильно возрастать. В этом слое  $\text{SiO}_2$  таким образом достигаются поля в  $2 \cdot 10^7$  В/см, вместе с тем, максимальное поле, которое можно осуществить в кварце, в обычных условиях может достигать всего лишь  $1 \cdot 10^6$  В/см.

Такая аномальная прочность наблюдается не только в тонких слоях  $\text{SiO}_2$ , но и в  $\text{B}_4\text{O}_7$  и других продуктах отложения на электродах в рассматриваемом классе диэлектриков. Измерения распределения потенциала в отформованных стеклах показали, что эта прочность присуща только очень тонким слоям диэлектриков. Если в том же стекле провести процесс формовки дальше, дав возможность слою вырасти

в несколько микрон, то предельный градиент начинает падать и для слоев в  $10 \mu$  приближается к обычным, достигая всего лишь  $2-3 \cdot 10^6$  В/см. Измерения этого предельного градиента при разных температурах стекла показали, что с повышением температуры он несколько падает, оставаясь, однако, в области температур от  $0^\circ$  до  $200^\circ\text{C}$  все же большим обычного пробойного градиента для толстых слоев того же материала.

Аномальная прочность тонких слоев послужила толчком к развитию представления об ударной ионизации в твердых диэлектриках. Наличие ударной ионизации легко позволяет понять результат этих опытов, если принять во внимание, что в тонких слоях процесс ионизации не может сильно развиваться. Прежде чем изложить опыты, которые позволили обосновать эту точку зрения, необходимо остановиться на условиях, определяющих пробойный градиент твердого диэлектрика. При наложении напряжения на кристалл в нем выделяется тепло, это тепло отдается электродам и уходит через боковые поверхности образца; по мере повышения напряжения количество выделяющегося тепла будет увеличиваться и, наконец, при некотором  $V_k$  диэлектрик начинает прогреваться, так как отвод тепла меньше прихода. Как только это случится, процесс нагревания доведет лавинно материал до плавления, ввиду отрицательного температурного коэффициента сопротивления ионных проводников. Исходя из таких соображений, Вагнер (20), за ним Роговский и Карман (21) теоретически разработали эту так называемую „тепловую теорию“ пробоя. Они пришли к следующей зависимости логарифма критического напряжения от температуры:

$$\log E_{kr} = \frac{A}{T} + B,$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты, зависящие от теплопроводности и других констант материала, и  $T$  — абсолютная температура. Уменьшение толщины вызывает упрочнение диэлектрика, так как в тонких слоях улучшается теплоотвод к электро-



дам. Однако упрочнение, даваемое этой теорией, очень незначительно и не может объяснить больших пробойных градиентов тонких слоев, более того, тепловая теория оказывается справедливой по отношению к зависимости  $E_{пр}$  от  $T$  только в области температур достаточно близких к температуре плавления диэлектрика. Наиболее полно проверка тепловой теории была экспериментально выполнена Н. Н. Семеновым, А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге (22) для стекла, каменной соли, фарфора и некоторых других материалов. Опыт показал, что для стекла, например, в интервале температур от  $50^\circ$  до  $600^\circ$  эксперимент полностью подтверждает теорию, давая не только верный ход кривых, но и абсолютные величины пробойных напряжений, при температурах же от  $150^\circ$  до  $220^\circ\text{C}$  пробойный градиент перестает возрастать, оставаясь почти постоянным.

#### Пони́зация в твердых гетерополярных диэлектриках.

Эти отступления от тепловой теории заставили предположить Иоффе, Курчатова и Синельникова (23), что пробой в области комнатных температур имеет ионизационный характер. При ионизационном механизме пробоя толщина диэлектрика весьма заметным образом сказывается на его пробойном напряжении, как это известно на случае газов. Рассмотрим, следуя указанным выше авторам, движение иона в кристалле. Электрическое поле ускоряет ион до тех пор, пока он не достигает такой скорости, что средняя сила трения становится равной силе электрического поля  $Ee$ .

Рис. 4 поясняет картину постепенного нарастания скорости иона. Как показывает закон Ома, конечная скорость  $V_0$  пропорциональна полю  $E$ ,

$$J = neV_0 = neuE,$$

здесь  $n$  — плотность ионов,  $J$  — ток на  $1\text{ см}^2$  и  $u$  — подвижность иона. Конечное значение скорости  $V_0$  достигается на некотором расстоянии  $\lambda_0$ , которое можно определить как

расстояние разгона иона. Некоторые измерения показали авторам, что это  $\lambda_0$  очень мало, порядка  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  см.

Пусть теперь в поле  $E$  скорость  $V_0$  принимает такое значение, что имеет место соотношение:

$$\frac{1}{2} m V_k^2 = eP, \quad (1)$$

где  $P$  — потенциал ионизации решетки; в этом случае через расстояния в  $\lambda_0$  каждый движущийся в диэлектрике ион будет освобождать из решетки новые ионы. Пусть толщина

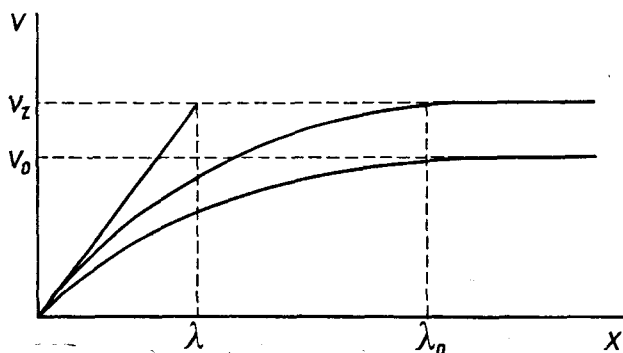


Рис. 4.

диэлектрика  $D$ ; тогда число вновь появившихся ионов, вызванных движением одного, первоначально освобожденного тепловым движением, выразится формулой:

$$n = 2^{\frac{D}{\lambda_0}}.$$

При равномерном объемном распределении первоначальных ионов с плотностью в  $n_0$ , средняя плотность ионов в диэлектрике при ударной ионизации будет:

$$n = \frac{n_0}{\log 2} \frac{\lambda_0}{D} \left( 2^{\frac{D}{\lambda_0}} - 1 \right). \quad (2)$$

Если  $\frac{D}{\lambda_0}$  есть большое число, то ток возрастает настолько сильно, что пробой неизбежен. Достаточное условие пробоя

выразится формулой (1) и, таким образом, поле  $E_{np}$  дается соотношением:

$$E_{np} = \frac{V_k}{u} = \frac{1}{u} \sqrt{\frac{2eP}{m}}. \quad (3)$$

Это поле не зависит от  $T$ , что и наблюдается на опыте. Иначе будет обстоять дело, если толщина диэлектрика не очень велика по сравнению с  $\lambda_0$ . Если, например, отношение  $\frac{D}{\lambda_0}$  равно 10, то ток при наличии ударной ионизации вырастет в  $2^{10}$  раз по сравнению с обычным, то есть будет больше в 1 000 раз.

Обычно, даже перед самым пробоем, токи через образец имеют порядок величины  $10^{-11}$  А и увеличение их до  $10^{-8}$  не опасно для диэлектрика. В качестве условия пробоя тонких слоев Иоффе выдвигают условие

$$n_0 \lambda^{\frac{D}{\lambda}} = \text{const.}, \quad (4)$$

т. е. требует постоянства силы пробивающего тока. В качестве первого приближения (4) можно заменить

$$\frac{\log n_0}{\log 2} + \frac{D}{\lambda} = \text{const.} \quad (5)$$

Величина  $\lambda$  в этой формуле не тождественна с расстоянием разгона  $\lambda_0$ . Здесь  $\lambda$  — расстояние, при котором при любом поле ион достигает скорости  $V_k$ ;  $\lambda_0$  есть, таким образом, максимальное из всех  $\lambda$ .

В качестве первого приближения можно пренебречь потерей ионом энергии при ускорении, тогда энергия иона определится разностью потенциалов на концах пути, который он прошел. Условие (5) переходит в

$$\frac{\log n_0}{\log 2} + \frac{D}{X} = \frac{\log n_0}{\log 2} + \frac{V}{P} = \text{const.}, \quad (6)$$

так как

$$\lambda = \frac{P}{E} = \frac{PD}{V}.$$

Условие (6) при постоянной температуре выражается очень простым и чрезвычайно любопытным равенством:

$$V = \text{const.}; ED = \text{const.}, \quad (7)$$

которое дает ответ на вопрос о пробойном напряжении тонких слоев. Что же касается числа вызванных ионизацией ионов, то ион при этих простых допущениях выражается формулой:

$$n = \frac{n_0}{\log 2} \frac{P}{V} \left( 2^{\frac{V}{P}} - 1 \right). \quad (8)$$

Такова в общих чертах эта теория. Явления диэлектрического упрочнения, которые требуются здесь, были уже частью нами описаны при изложении процессов формовки, однако те опыты давали очень мало для теории ионизационных явлений; даже основная зависимость  $ED = \text{const.}$  не могла быть там установлена, так как толщина отформованного слоя  $D$  все время возрастала. Основным материалом для этой теории служат экспериментальные данные указанных выше авторов по изучению электрических свойств тонких слоев стекла, слюды и ряда других диэлектриков. Не лишено некоторого интереса краткое описание методики опытов, если, забегая немного вперед, предупредить, что толщина исследуемых слоев в некоторых опытах была только  $2 \cdot 10^{-6}$  см. Тонкие слои слюды получались последовательным раскалыванием толстых образцов пинцетом или лучше иглой; тонкие слои стекла выдувались из тонкостенных трубок небольшого диаметра. Для пробоя и измерения сил токов эти тонкие пластины располагались на парафиновом кубике, причем ртуть в трубочке служила одним из электродов; в качестве другого электрода служила капля ртути, которая осторожно наливалась капиллярной пипеткой. Результаты зависимости пробивного градиента от толщины представлены на рис. 5 и 6, где сопоставлены данные для пробоев при разных электродах, ртутных (○), водяных (×) и электродах из сажи (●). Как показывает рис. 5 в области толщин от  $1,5 \cdot 10^{-4}$  см до  $1 \cdot 10^{-5}$  см, пробойный потенциал не зависи

от толщины, что и требует формула (7). Кривая на рис. 5 — гипербола в соответствии с формулой  $ED = \text{const.}$  Это особенно становится заметным, если данные рис. 5 перестроить

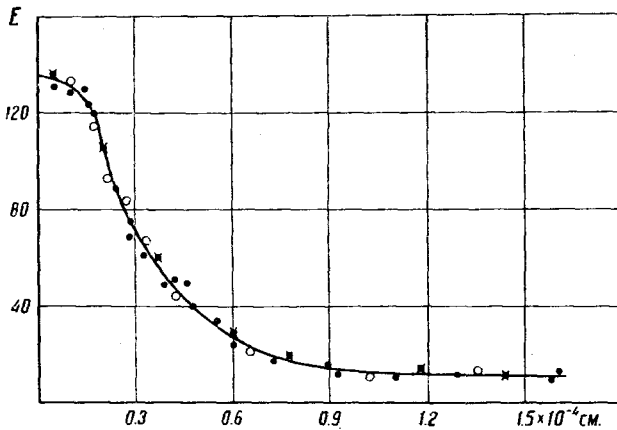


Рис. 5.

в логарифмических координатах. Формула  $ED = \text{const.}$  дает тогда  $\log E = -\log D + \text{const.}$ , прямую с углом наклона и оси абсцисс в  $135^\circ$ ; как видно из рис. 6, такой ход вполне подтверждается опытом. В области толщин от  $1 \cdot 10^{-5}$  см до  $3 \cdot 10^{-6}$  см начинаются отступления от ионизационной теории, пробивной градиент перестает возрастать, достигая предельного значения в  $1,5 \cdot 10^8$   $\frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{СМ}}$  для стекла.

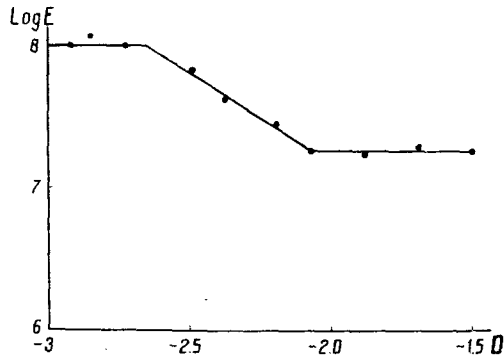


Рис. 6.

Этот результат был объяснен разрывом решетки силами электрического поля; поле в  $1,5 \cdot 10^8 \frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{СМ}}$  дает, таким образом, истинную электрическую прочность вещества. Борман в 1926 г. был

произведен подсчет предельного электрического поля для каменной соли; оказалось, что там это поле достигает величины в 70 миллионов вольт, измеренная на опыте прочность в 150 миллионов вольт дает, таким образом, интересное подтверждение теории ионных решеток. Опыты с разными электродами, о которых говорилось выше, были сделаны с целью исключить объяснение постоянства пробивного градиента в этой области толщин разрушением диэлектрика электронным током.

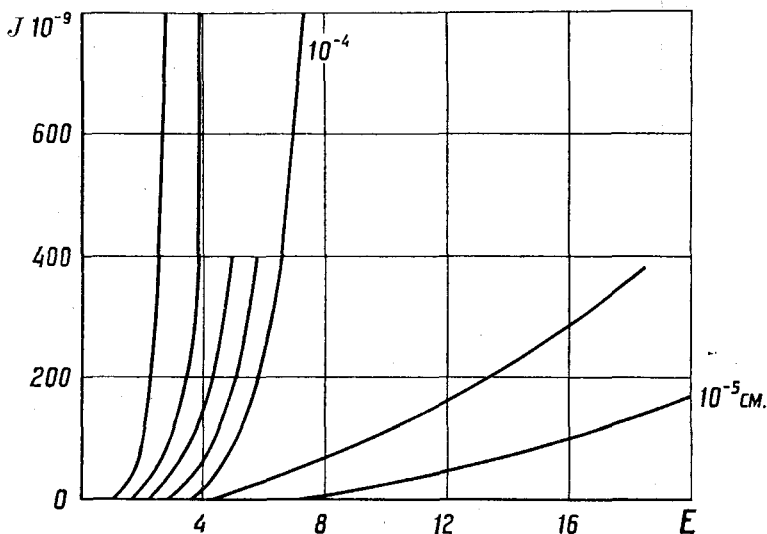


Рис. 7.

Поля порядка  $1,5 \cdot 10^8 \frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{см}}$  могут вырывать электроны из электродов; таким образом может возникнуть большой ток, который приведет диэлектрик к катастрофе; так как поверхностные поля, которыми определяется начало вырывания электронов из электрода, весьма различны у ртути, воды и углерода и так как опыт дал один и тот же предельный градиент во всех случаях, приходится остановиться на гипотезе разрыва решетки силами электрического поля.

Для теоретического подсчета чрезвычайно важными являются данные зависимости силы тока в пластинах разной

толщины от градиента. На рис. 7 приведены результаты опытов над стеклом. По оси ординат здесь отложена сила тока, по оси абсцисс — градиент; кривые относятся к различным толщинам. Эти кривые хорошо согласуются с формулой (8), если только при одном и том же градиенте сравнивать силы тока в пластинах разной толщины. В зависимости же от градиента экспериментальные данные дают изменения величины  $P$ , она падает вместе с возрастанием градиента. Этот результат является следствием допущения движения ионов без потери энергии внутри диэлектрика. Авторами была развита более строгая теория всех ионизационных явлений, которая охватывала уже весь экспериментальный материал. Не приводя здесь самой теории, ограничимся изложением полученных результатов. Оказалось, что потенциал ионизации для стекла, величина  $P$  в формулах (6) и (8) достигает величины 10 вольт, длина  $\lambda$  — расстояние между отдельными ионизациями, варьирует от  $10^{-5}$  см до  $10^{-7}$ , в зависимости от градиента электрического поля.

Заканчивая главу об ударной ионизации, упомянем, что это свойство является очень общим для диэлектриков с ионной проводимостью, оно наблюдалось в смеси воска с парафином в канифоли и других смолах, удельное сопротивление которых выше  $10^{14}$   $\Omega/\text{см}$ .

#### АБСОЛЮТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ.

Можно сказать, что теоретических подсчетов в этой области не существует до настоящего времени, если требовать от этих подсчетов вполне определенного ответа на вопрос об абсолютной величине электропроводности. Из всех попыток вычислять эту величину наиболее удачной следует считать совсем недавнюю работу Браунбека (24). Рассматривая теоретически движение иона в кристаллах каменной соли в связи с явлениями плавления, этот ученый пришел теоретически к тем же величинам электропроводности и температурного коэффициента, как и промеренные Иоффе на опыте. Эта попытка Браунбека является чрезвычайно

важной в том отношении, что все теории, приписывающие электропроводность диэлектрика к исключительно местным разрушениям решетки, теряют право существования. К таким теориям следует отнести теории Смекаля (25), Роговского (26). По Смекалю, внутри любого монокристалла существует чрезвычайно большое число очень маленьких трещинок, размерами в  $10^{-6}$ , в  $10^{-7}$  см. На внутренних поверхностях раскола таких трещинок энергия закрепления иона в решетке меньше, чем внутри кристалла, поэтому диссоциация идет здесь легко и весь ток через кристалл обусловлен движением таких ионов. Роговский держится тех же взглядов, расходясь со Смекалем только в отношении природы носителей электричества. Смекаль считает, что прохождение тока вызывается движением ионов, диссоциированных на поверхностях трещинок, а Роговский — движением ионов пара внутри трещинок. Обе теории возникли в результате попыток найти исход из очень больших значений электропроводности диэлектриков, с одной стороны (Смекаль), и, с другой стороны, из малых значений электрической прочности при низких температурах (Роговский). Что касается второго соображения, то при некоторых условиях опыта, как мы знаем, в тонких слоях диэлектриков при низких температурах, можно экспериментально получить предельные теоретические градиенты; соображения же Смекаля оказываются лишними, можно думать, после работ Браунбека. Перейдем теперь к обзору экспериментальных данных относительно абсолютной величины электропроводности этого типа диэлектриков. Здесь мы наталкиваемся на неопределенности; для проводимости плохих проводников мы узнаем только порядок величины, относительно электропроводности полупроводников данные разных авторов сильно расходятся. Единственным безупречным материалом можно считать лишь измерения Иоффе и Кирпичевой над кристаллами, полученными методом последовательных перекристаллизаций. Эти измерения установили прежде всего постоянство величины электропроводности для кристаллов данного вещества и дали путь дальнейшего изучения абсолютной электропроводности диэлектрика. Этот небольшой теоретический и



экспериментальный материал по вопросу о величине электропроводности показывает, что эти стороны вопроса еще очень далеки от разрешения и, главным образом, в отношении его теоретической части: сложность вопроса закрывает пока возможность математического разрешения. Гораздо более подробно изучена область общих соотношений между электропроводностью и рядом других величин. Эти соотношения иногда позволяют понять ход электропроводности в ряду тех или иных химических соединений. Здесь наиболее интересными являются работы Гевеши и Блитца (27). За очень редкими исключениями ( $\alpha\text{AgJ}$ ) переход вещества из твердого состояния в жидкое сопровождается скачком электропроводности. Этот скачок вызван разницей в закреплении ионов в твердых и жидких состояниях. Различные вещества дают различную величину скачка, и можно думать, что этот скачок характеризует степень совершенства решетки, степень прочности связей иона внутри твердого тела.

В качестве грубой оценки несовершенства решетки в этом смысле Гевеши предложил считать коэффициент  $\alpha = \frac{\sigma_{\text{тверд}}}{\sigma_{\text{жидк}}}$ . Никакой связи коэффициента  $\alpha$  с коэффициентом расширения диэлектрика, постоянной решетки, величиной ионов обнаружить не удалось, но Гевеши подметил любопытный параллелизм  $\alpha$  и величины  $E$ —энергии перехода из  $\overset{+}{X}\overset{-}{Y}$  в  $X\overset{-}{Y}$ . В случае перехода  $\overset{+}{K}\overset{-}{Cl}$  в  $K\overset{-}{Cl}$  эта величина  $E$  равна 3 калориям; сродство к электрону у хлора—96 калорий, работа ионизации калия—99 калорий; для  $\text{AgJ}$  эта энергия получается совсем другого порядка: она равна здесь  $(-59 + 328) = 269$  калориям. В таблице сопоставлены величины  $\alpha$  и  $E$ . Этот параллелизм позволяет думать, что внутри решетки тепловое движение может вызывать переход ионной структуры соединения в молекулярную, причем эти „нейтральные“ центры служат центрами диссоциации решетки. Любопытно отметить, что в  $\text{AgJ}$ , где величина  $E$  достигает очень большой величины и где мы можем, таким образом, предполагать большую частоту переходов и силь-

ное разрушение решетки, механические испытания обнаруживают очень большую эластичность материала.

Гевеши далее отмечает различное поведение теплопроводности и электропроводности в твердых ионных проводниках. Первая обусловлена упругими волнами в решетке; эти упругие волны мало рассеиваются, лишь в случае „достаточно чистых“ решеток; теплопроводность диэлектрика тем хуже, чем дальше решетка от идеальной структуры. Для процессов же электропроводности наоборот разрушение

ТАБЛИЦА

Соль	$\alpha \cdot 10^4$	$E$ к кал
CsCl	2	— 62
KCl	1,1	+ 3
NaCl	3,3	+ 22
TlCl	62,5	+ 44
TlB <sub>2</sub>	77	+ 73
TlJ	106	+ 81
AgCl	333	+282
AgB <sub>2</sub>	2 000	+261
AgJ	10 000	+269

решетки является благоприятным фактором; благодаря несовершенству диссоциация в нем повышается. Обратный ход теплопроводности и электропроводности с температурой иллюстрирует эту точку зрения. В RbF и CsF — очень „чистых решетках“ с небольшим  $E$  — мы имеем очень хорошие проводники тепла и плохие проводники электричества в AgJ, AgCl и AgB<sub>2</sub>, наоборот большие  $E$  сочетаются с хорошими изолирующими свойствами по отношению к тепловым процессам и плохими по отношению к электрическим. Очень интересное развитие и подкрепление этой мысли Гевеши получил в последних опытах Тубандта, которые будут изложены в главе о полупроводниках со смешанной проводимостью.

## СМЕШАННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ.

Изучавшийся в течение многих лет вопрос о том, что, наряду с ионной электропроводностью в твердых солях, существует и электронная, впервые получил свое разрешение в работах Тубандта с  $\text{Ag}_2\text{S}$  (28). Эта соль существует в двух модификациях  $\alpha$  и  $\beta$ . Первая устойчива выше  $179^\circ$ , вторая — при более низких температурах. Переход одной модификации в другую совершается самопроизвольно под влиянием температуры. Смешанной электропроводностью обладает  $\beta \text{Ag}_2\text{S}$ . Тубандт исследовал выполнимость закона Фарадея в этой соли по обычной схеме, употребляя  $\text{AgJ}$  в качестве защитного цилиндра у катода по схеме:  $\text{Pt} — \text{катод} — \alpha \text{AgJ} — \beta \text{Ag}_2\text{S} — \beta \text{Ag}_2\text{S} — \beta \text{Ag}_2\text{S} — \text{Ag} — \text{анод}$ ; таким путем, однако, можно было работать лишь в очень узком температурном интервале, между  $179^\circ$  (точка перехода  $\alpha \text{Ag}_2\text{S}$  в  $\beta \text{Ag}_2\text{S}$ ) и  $145^\circ$  (точка перехода  $\alpha \text{AgJ}$  в  $\beta \text{AgJ}$ , не обладающую защитным действием). Тубандтом было показано все же, что при  $170^\circ$  электронно переносится  $19,23\%$  всего тока и  $17,1\%$  при  $150^\circ$ . Работа над  $\beta \text{Ag}_2\text{S}$  получила завершение лишь в 1927 году, когда Тубандт воспользовался вместо защитного цилиндра  $\alpha \text{AgS}$  водным раствором  $\text{KNO}_3$ . К стеклянной трубке с плоским дном, в котором было маленькое отверстие, прикладывался кружок из марли и к нему прижимались 4 цилиндра  $\text{Ag}_2\text{S}$ . Трубочка опускалась в раствор  $\text{KNO}_3$ , служивший катодом, анодом же была серебряная пластинка. Специальными опытами было выяснено, что  $\text{Ag}_2\text{S}$  не растворяется и не набухает в жидкости у катода. Оказалось, что при 24 часах соприкосновения с раствором (без пропускания тока) вес цилиндров  $\text{Ag}_2\text{S}$  оставался без всякого изменения. При пропускании тока никаких дендритов не образовывалось. Благодаря этому приему, Тубандту удалось исследовать электропроводность  $\alpha \text{Ag}_2\text{S}$  ниже  $100^\circ$  и установить следующую зависимость ее от температуры:

при $26^\circ$ —	$4,9\%$	всего тока переносится электронно
„ $60^\circ$ —	$10,6\%$	„ „ „ „
„ $100^\circ$ —	$12,4\%$	„ „ „ „
„ $150^\circ$ —	$17,1\%$	„ „ „ „
„ $170^\circ$ —	$19,2\%$	„ „ „ „

Таким образом для каждой температуры существует определенное равновесие между количеством электричества, переносимым тем и другим образом. С увеличением температуры равновесие смещается в сторону возрастания металлической электропроводности. Обратная зависимость указана Тубандтом (29) для  $\gamma$  CuJ, обладающей тоже смешанной электропроводностью. Исследуя это вещество от  $0^\circ$  до  $402^\circ$  (точка перехода в  $\beta$  CuJ), Тубандт нашел следующее распределение между ионной и металлической проводимостью:

Температура . . . . .	$400^\circ$	$390^\circ$	$379^\circ$	$358^\circ$	$306^\circ$	$270^\circ$	$255^\circ$	$200^\circ$
Процент ионной электропроводности . . . . .	100%	99,8	98,7	84,1	31,5	5,3	0,8	0,0
Процент электронной электропроводности . . . . .	—	0,2	1,3	15,9	68,5	94,7	99,2	100

Как видим, металлическая проводимость уменьшается с увеличением температуры и ниже  $200^\circ$  CuJ проводит чисто электронно; распределение проводимости в зависимости от температуры совершенно противоположно в  $\gamma$  CuJ и  $\beta$   $Bq_2S$ , последнее при низких температурах является чисто ионным проводником. Кроме CuJ и  $Ag_2S$  аналогично ведут себя  $Cu_2S$ , CuCl и  $CuV_2$ . Наличие в одном веществе электропроводности двух родов Тубандт объясняет наличием одновременно атомной и ионной решеток. Под влиянием температуры одна решетка может переходить в другую, а вместе с этим меняется и характер электропроводности. Переход ионной решетки в атомную с увеличением температуры, что мы имели в  $Ag_2S$ , наблюдался и раньше. В атомной решетке валентные электроны находятся в состоянии аналогичном металлам и чисто электронно проводящим веществам: оксидам, сульфидам тяжелых металлов. Этот переход решеток должен совершаться тем легче, чем меньше сродство к электрону у аниона и чем больше работа ионизации металла.

Если вспомнить общую схему Гевеши для таких переходов, то интересно отметить, что у веществ со смешанной электропроводностью обычно отсутствует скачок электропроводности при температуре плавления. Как видно из

рис. 8, у  $\text{CuI}$  проводимость лишь немного падает при затвердевании, зато сильные изменения этой величины наблюдаются при переходе в область смешанной электропроводности. В заключение нужно отметить, что во всех этих солях со смешанной электропроводностью металлическая проводимость характерна для модификаций стойких при низких температурах; для высоко-температурных модификаций характерна наоборот электролитическая проводимость.

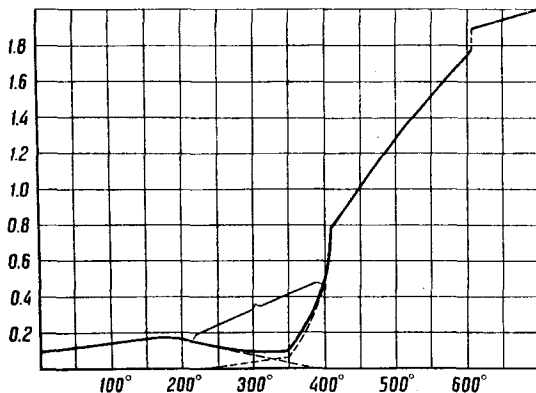


Рис. 8.

В заключение остановимся на механизме электропроводности полупроводников. До Губандта общепризнанной была теория Кёнигсбергера. По Кёнигсбергеру число электронов растет вместе с температурой, благодаря диссоциации (повышенной) атомов, длина же свободного пути уменьшается вместе с увеличением температуры. В результате сопротивление полупроводника может быть представлено формулой:

$$W = W_0(a + bt + ct^2) e^{-\frac{Q}{T}} \quad (9).$$

Таким образом сопротивление сначала падает при нагревании (играет определяющую роль первый фактор, член  $e^{-\frac{Q}{T}}$ ) и далее начинает возрастать, благодаря уменьшению величины свободного пути. Хотя формула (9) довольно хорошо удовлетворяется на опыте, в настоящее время трудно

ее сохранить. Тот экспериментальный материал, на котором базировался Кёнигсбергер, не свободен от возражений; мы знаем, что в солях  $Ag_2S$  и  $Cu_2S$ , которые между другими фигурируют у него, проводимость лишь в незначительной мере электронная, главная же часть тока переносится ионами. Данные Уотермана для  $MoS_2$  и  $Sb_2S_3$ , которыми также пользовался Кёнигсбергер, не надежны, так как Уотерман не принимал никаких мер для устранения мо-стиков.

Можно во многих случаях объяснить возрастание проводимости с нагреванием, оставаясь при предположении неизменного числа электронов, принимающих участие в электропроводности при разных температурах; нужно только учитывать условия перехода электронов из кристалла в кристалл в агрегате. Явления на границах отдельных кристаллов могут играть существенную роль, что можно хорошо видеть на опытах Рышкевича (Ryskevitch), исследовавшего электропроводность графитового кристаллика ( $4 \times 1 \times 0,04$  мм). Проводимость графита оказалось в  $2^{1/2}$  раза больше проводимости серебра; температурный коэффициент равнялся 0,004, как у всех других металлов, и имел тот же знак. Кроме графита, из класса полупроводников следует перевести кремний и титан в разряд обычных металлов. Весьма значительное влияние поверхностных условий в Si на прохождение электронов сказывается на способности детектирования этого металла (32).

Механизм электропроводности остальных полупроводников остается еще до настоящего времени не решенным; нужно надеяться, что в недалеком будущем наука получит и здесь определенный ответ на базе работ Тубандта и Рышкевича.

#### ЛИТЕРАТУРА.

- 1) Warburg. Ann. d. Phys. 1884.
- 2) Haber und Tollutzko. ZS. f. anorg. Chem. 41, 407. 1904.
- 3) Bruni und Scarpu. Rend. dell. R. Accad. dei Lincei 22, 438. 1913.
- 4) Tubandt und Lorentz. ZS. f. phys. Chem. 87, 560. 1914.

- 5) Tubandt und Eggert. ZS. f. anorg. Chem. 110, 196. 1920.
- 6) Tubandt. ZS. f. anorg. Chem. 115, 105. 1920.
- 7) V. Seeleny. ZS. f. Phys. 29, 125. 1924.
- 8) Лукирский, Щукарев и Трапезникова. Ж. Р. Ф. Х. О. 1925 ZS. f. Phys. 31, 524. 1925.
- 9) Peters. ZS. f. anorg. Chem. 131, 140. 1923.
- 10) Tubandt. ZS. f. anorg. Chem. 115, 105. 1920.
- 11) Schmidt. Ann. d. Phys. 75, 337. 1924; 80, 588. 1926.
- 12) Иоффе. Ann. d. Phys. 72, 461. 1923.
- 13) Иоффе. Ibid.
- 14) Иоффе. Известия Политехнического института в Петрограде. 21 62. 1915. Ann. d. Phys. 72, 461. 1923.
- 15) Hevesy. ZS. f. Phys. 10, 80. 1822; 36, 481. 1926.
- 16) Иоффе. Ann. d. Phys. 72, 461. 1923; 20, 919. 1906; 41, 449. 1913; 64, 1. 1921.
- 17) К. Синельников и А. Вальтер. ZS. f. Phys. 40, 786. 1927.
- 18) П. Кобеко и И. Курчатов. Известия Л. Ф. Т. Л. 1928.
- 19) Trey. Phys. ZS. 23, 849. 1925.
- 20) Wagner. J. A. I. E. E. 1922.
- 21) Rogovsky und Karman. Arch. f. Elektrotechn. 13, 153. 1924. Там же 13, 174. 1924.
- 22) Семенов, Вальтер и Инге. ZS. f. Phys. 32, 273. 1925. Электричество № 9. 1927.
- 23) Иоффе, Курчатов и Синельников. Доклады Акад. наук 65. 1927 г. Publications from the Massachusetts Institute of Technology II, 46, 133. 1927.
- 24) Braunbek. ZS. f. Phys. 44, 684. 1927.
- 25) Smekal. ZS. f. Phys. 36, 288. 1926; Wien. Anz. 159. 1923; Phys. ZS. 26, 707. 1925; Verh. d. D. Phys. Ges. 650, 52. 1925.
- 26) Rogowsky. Arch. f. Elektrochem. 18, 123. 1927.
- 27) Hevesy und Blitz. ZS. f. anorg. Chem. 133, 306. 1924.
- 28) Tubandt und Reinhold. ZS. f. anorg. Chem. 160, 22. 1927.
- 29) Tubandt, Rintroff und W. Jost. ZS. f. anorg. Chem. 165, 195. 1927.
- 30) Waterman. Phys. Rev. 21, 54. 1923.
- 31) Ryschkevitch. ZS. f. Elektrochem. 29, 474. 1923.
- 32) Streintz und Wesely. Phys. ZS. 21, 42, 316, 367. 1920.

## СТРОЕНИЕ МОЛЕКУЛЫ МЕТАНА <sup>1)</sup>.

*Виктор Анри, Цюрих.*

В течение последних 10 лет был разработан целый ряд методов исследования структуры молекул и развилась почти совершенно новая ветвь молекулярной физики. Полученные результаты имеют весьма общее значение, а применение теорий и принципов, которое было сделано на основании этих исследований, знаменует собою новый период в развитии химии.

Строение молекулы метана имеет особенно важное значение для всей органической химии, так как оно связано с основными представлениями относительно углеродного атома, а применение новых методов исследования к изучению молекулы метана привело к весьма многообещающим результатам.

Метан — бесцветный газ, лишенный запаха; он обнаруживает небольшое отклонение от простых газовых законов и сжижается при  $-164^{\circ}\text{C}$ . Он является наиболее важной составной частью природного газа: в некоторых местах природный газ обнаруживает до 99,3% метана. Со времени работ Пастера, Вант-Гоффа и Лебеля, в течение более чем 50 лет было общепринято представление о тетраэдрической структуре молекулы метана, причем предполагалось, что атом углерода находится в центре тетраэдра, а четыре водородных атома — по вершинам тетраэдра (рис. 1).

<sup>1)</sup> Chemical Reviews, 4, 189, 1927.



С точки зрения современных идей о строении атома два из шести планетарных электронов углерода расположены вблизи ядра, а остальные четыре обращаются по внешним орбитам. Атом водорода имеет один планетарный электрон, и электронная структура молекулы метана схематически может быть изображена рис. 2, где точки представляют электроны, причем внутренние электроны заключены внутри круга.

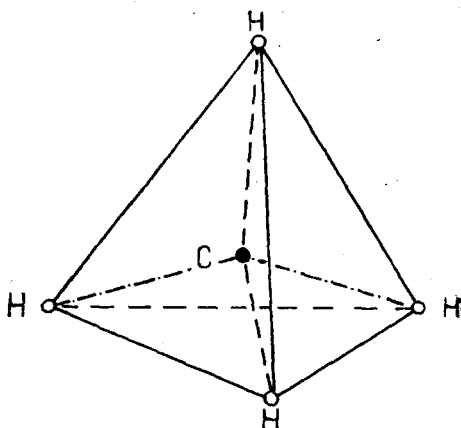


Рис. 1.

Доказательства, которыми подкрепляется пред-

ставление о тетраэдрической структуре молекулы метана, обоснованы, прежде всего, на том факте, что метан не имеет изомерных производных. Например, существует только один дихлорметан, между тем как если бы структура не была

тетраэдрической, должно бы существовать два изомерных дихлорметана. Три наиболее общих положения, на которых построена вся органическая химия, суть:

1. Равнозначность четырех валентностей углерода.
2. Тетраэдрическая структура метана.
3. Жесткость структуры молекулы.

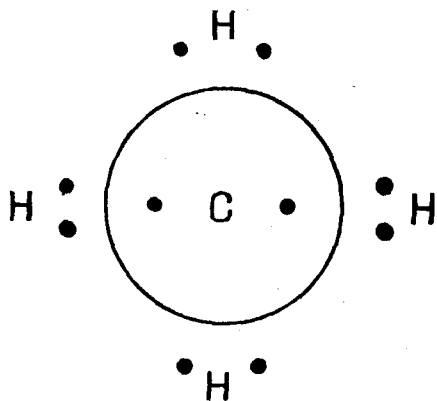


Рис. 2.

С развитием молекулярной физики за последние десять лет, физики ввели новые методы исследования структуры молекул, а также достигли

весьма важных успехов в теоретическом истолковании результатов. Эти новые методы были первоначально испытаны на некоторых простых молекулах, как то: азот, водород, хлор, хлористый водород, окись углерода; затем были исследованы более сложные молекулы, и в настоящее время изучено более семидесяти молекул, из которых около пятидесяти исследованы в моей лаборатории.

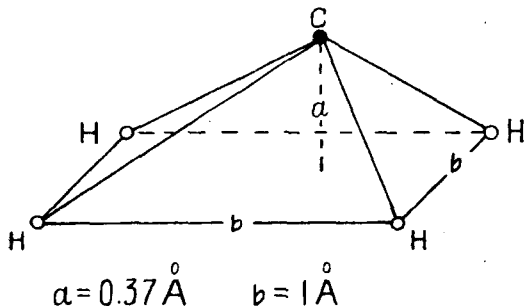


Рис. 3.

Результаты изучения молекулы метана

могут быть кратко резюмированы следующим образом:

1. Молекула метана не есть тетраэдр, но имеет структуру пирамиды. Расстояние между двумя соседними атомами водорода равно  $1 \text{ \AA}$  или  $10^{-8}$  см, а высота пирамиды равна  $0,37 \text{ \AA}$ . Относительные положения атомов водорода и метана показаны на рис. 3.

2. Когда четыре атома водорода в метане замещаются четырьмя хлорами, структура изменяется и становится тетраэдрической, так что молекула четыреххлористого углерода есть тетраэдр. Дихлоро-производные метана имеют тетраэдрическую структуру, между тем как некоторые тетрапроизводные метана имеют структуру пирамиды. Например, пентаэритритол, где каждый атом водорода замещен группой  $(\text{CH}_2\text{OH})$ , имеет пирамидальную структуру, так же, как и молекула тетрафенилметана.

3. Четыре валентности атома не равнозначны. Две из них — одного типа, а две другие — иного (рис. 4). Наши экспериментальные данные приводят нас к предположению, что шесть электронов атома углерода распределены в три слоя. Два внутренних электрона занимают орбиты  $1_s$ , а из четырех внешних элект-

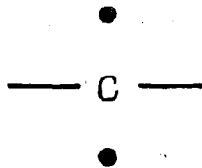


Рис. 4.

тронов два занимают орбиты  $2_1$ , а другие два — орбиты  $2_2$  (рис. 5).

Эти три вывода находятся в решительном противоречии с классическими теориями, на которых была построена органическая химия. В свете новых экспериментальных данных необходимо произвести полный пересмотр химии углеродных соединений.

Экспериментальные методы, при помощи которых были получены эти важные результаты, могут быть разбиты на пять групп:

1. Рассеяние света.
2. Спектры абсорбции.
3. Строение кристаллов, изучаемое при помощи рентгеновых лучей.
4. Вычисление потенциальной энергии молекул.
5. Спектры испускания атомов и молекул.

В дальнейшем коротко рассмотрены все эти методы и резюмированы результаты, полученные с ними.

### 1. РАССЕЯНИЕ СВЕТА.

Наиболее известный пример рассеяния света есть голубой цвет неба, как результат рассеяния солнечного света молекулами атмосферы. Тиндаль (1) впервые детально исследовал рассеяние света, и потому самое явление было названо „эффектом Тиндаля“. Стретт (Лорд Рэлей — старший) (2) развил теорию, в которой показывается, что когда пучок света с интенсивностью  $I_0$  падает на газ, заключенный в трубке, часть пучка рассеивается молекулами-газа, причем интенсивность этого рассеянного света  $I_1$  (рис. 6) в некотором направлении зависит от свойств молекул, от объема их и числа молекул в  $1 \text{ см}^3$ . Доля рассеянного света очень мала и колеблется от двух до пяти миллионных интенсивности падающих лучей. Если молекулы изотропны, то рассеянный свет полностью поляризован, причем плоскость

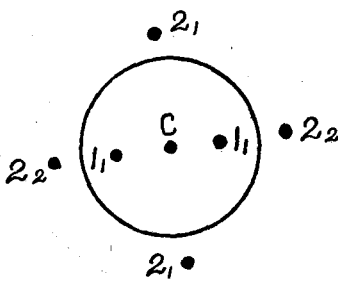


Рис. 5.

поляризации определяется направлениями обоих пучков  $I_0$  и  $I_1$ .

В течение последних семи лет был произведен ряд экспериментальных исследований рассеяния света различными газами. Р. Стретт (Лорд Рэлей — младший) (3), Кабанн (4), Ганс (5) и Раман (6) показали, что для редких газов — гелия, аргона и неона, которые являются одноатомными — наблюдается полная поляризация рассеянного света. Все эти молекулы изотропны. В случае же двух- и трехатомных молекул газов — азот, водород, кислород, окись углерода, хлористый водород, двуокись углерода и др., в рассеянном

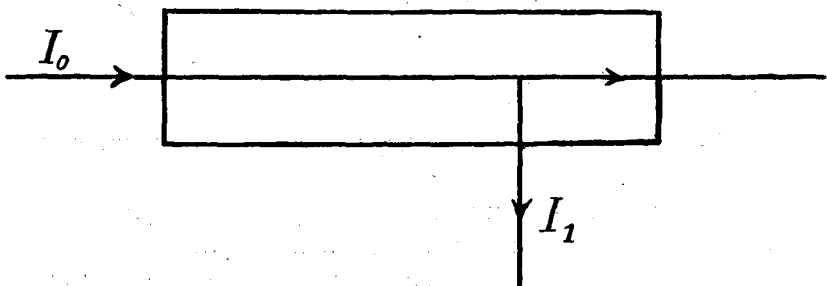


Рис. 6.

свете наблюдается лишь частичная поляризация. Эта частичная поляризация обусловлена анизотропным характером указанных молекул. Полная теория, развитая Гансом (5), позволяет вычислить степень анизотропии молекул, зная долю рассеянного света, которая является неполяризованной. Таким образом можно показать, что структура этих различных дву- и трехатомных газов может быть представлена эллипсоидом. Специальное изучение молекулы метана и других углеводородов было произведено Кабанном (7).

Измерение доли рассеянного света, которая поляризована, на самом деле связано с большими техническими трудностями. Чистый газ сушился и фильтровался так, чтобы он не содержал пыли, а затем вводился в трубку, имевшую форму креста (рис. 7). Интенсивный пучок монохроматического света пропусклся через газ в одном направлении, и фотографировался свет, рассеянный перпендикулярно к этому направ-

влению. Количество поляризованного света определялось при помощи системы николей. Результаты, полученные с метаном, показали, что в этом случае доля неполяризованного света велика, откуда следует, что молекула метана анизотропна. Это результат тетраэдрической структуры, поскольку оказалось, что молекула имеет два различных момента инерции. В случае четыреххлористого углерода Кабанн нашел изотропные молекулы.

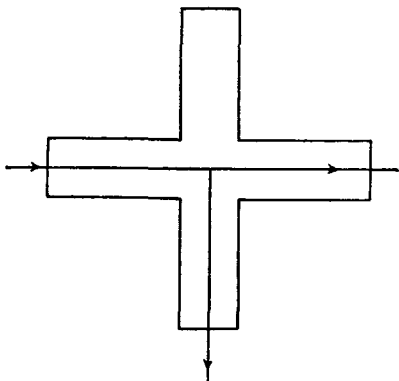


Рис. 7.

## 2. Спектры поглощения.

Когда пучок света, содержащий все длины волн от ультрафиолетовых до инфракрасных, проходит через газ, или пар, заключенный в трубке с кварцевыми окнами, то анализ пучка света  $I_1$  (рис. 8) после прохождения через газ показывает, что некоторые длины волн отсутствуют, они поглощены газом. Если пучок  $I_1$  падает на щель спектро-

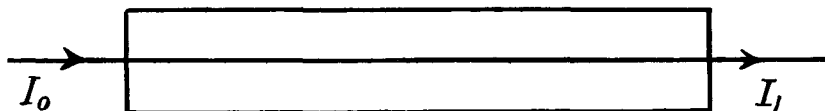


Рис. 8.

метра или спектрографа, то можно исследовать спектр поглощения газа или пара. Каждое вещество имеет совершенно характерный спектр поглощения, состоящий из большого числа линий и полос. Хотя число этих поглощательных полос измеряется тысячами, они могут быть расположены в группы и серии, в которых распределение может быть сформулировано математически; в настоящее время мы можем понять также и физический смысл этих математических формулировок.

Согласно теории Бора, поглощение света наступает всякий раз, когда внутренняя энергия молекулы возрастает

скачком. В случае молекул мы должны рассматривать три вида движений: 1) орбитальное движение электронов; 2) колебания атомов или групп атомов; 3) вращение молекулы. С этой точки зрения внутренняя энергия молекулы в нормальном состоянии  $W^0$  может быть представлена в виде суммы трех величин:

$$W^0 = E_e^0 + E_v^0 + E_r^0,$$

где  $E_e^0$ ,  $E_v^0$ ,  $E_r^0$  суть соответственно электронная энергия, энергия колебаний и энергия вращений; когда молекула под действием света переходит в возбужденное состояние, то энергия такой возбужденной молекулы будет:

$$W' = E_e' + E_v' + E_r'.$$

Согласно второму постулату теории Бора, частота абсорбированного света будет

$$\nu = \frac{W' - W^0}{h},$$

где  $h$  — постоянная Планка, равная  $6,55 \times 10^{-27}$  эрг. сек.

Если рассматривается только энергия вращения молекулы, то можно показать, что она зависит от двух факторов: квантового числа вращения и моментов инерции молекулы. Если молекула изотропна, то ее энергия зависит только от одного момента инерции  $I$ . Последовательные состояния вращения молекулы отвечают последовательным значениям внутренней энергии  $E_r^0, E_r', E_r'' \dots E_r^m$ ; общая формула для молекулы с одним моментом инерции имеет вид:

$$E_r^m = \frac{h^2 m(m+1)}{8\pi^2 I}.$$

При переходе от состояния  $m$  к последующему  $m+1$  или к предыдущему  $m-1$  поглощается свет определенной частоты. Общее распределение линий абсорбции дается формулой:

$$\nu = \nu_0 + \frac{E_r^{m+1} - E_r^m}{h}$$

или

$$\nu = \nu_0 + \frac{E_r^m - E_r^{m-1}}{h}.$$

Это распределение зависит только от одной величины, которая характерна для данной молекулы, — именно от ее момента инерции. Это означает, что во всех частях спектра абсорбции тонкая структура, которая определяется вращением молекулы, должна быть одна и та же. Ротационный спектр молекулы с одним моментом инерции обнаруживает серию равностоящих линий, в которой расстояние между двумя последовательными линиями равно:

$$\Delta \frac{1}{\lambda} = \frac{h}{4\pi^2 I} = \frac{5,55 \times 10^{-40}}{I} \text{ см}^{-1}.$$

Таким образом, если измерено расстояние между двумя последовательными линиями, то легко может быть вычислен момент инерции. Это заключение было подтверждено большим числом измерений для различных молекул с одним моментом инерции — азот, водород, сера, хлористый водород, окись углерода и т. д.

В случае молекулы метана, измерения, сделанные Кули (8) в инфракрасной части, показали, что существует два различных типа тонкой структуры. В полосе  $\lambda = 3,3 \mu$  имеется множество линий, для которых  $\Delta \frac{1}{\lambda} = 5,51 \text{ см}^{-1}$ , но в полосе  $\lambda = 7,7 \mu$  линии распределены шире и  $\Delta \frac{1}{\lambda} = 9,77 \text{ см}^{-1}$ .

Абсорбционный спектр, обладающий такой структурой, не может принадлежать молекуле с одним моментом инерции. В течение последнего года эти результаты обсуждались детально Деннисоном (9) и, в особенности, Гюильменом (10) из лаборатории Зоммерфельда в Мюнхене.

Спектр абсорбции формальдегида был изучен в моей лаборатории мною совместно с д-ром Шу (11). Мы нашли двойной ротационный спектр с двумя типами тонкой структуры. Этот результат особенно важен потому, что если молекула имеет два момента инерции  $I$  и  $K$ , то можно вычислить

их величины из распределения тонких линий в спектре абсорбции.

Если молекула имеет два момента инерции  $I$  и  $K$ , то эта энергия вращения зависит от двух квантовых чисел  $m$  и  $q$ . Энергия вращения выразится

$$E_r^{mq} = \frac{h^2}{8\pi^2} \left[ \frac{m(m+1)}{K} + q^2 \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{K} \right) \right].$$

В этой формуле  $q$  постоянно, при переходе от состояния  $m$  к  $m \pm 1$  и  $m$  постоянно при переходе от  $q$  к  $q \pm 1$ . Таким образом и получаются две системы абсорбционных линий. При помощи этой формулы можно вычислить величины обоих моментов инерции. Для молекулы метана  $I = 3,64 \times 10^{-40}$  и  $K = 5,65 \times 10^{-40}$ ; для молекулы формальдегида  $I = 1,41 \times 10^{-40}$  и  $K = 25 \times 10^{-40}$ .

Эти результаты показывают, что молекула метана не может быть тетраэдром, и простейшая структура, которая находится в согласии с этими значениями, есть структура пирамиды. Из величин двух моментов инерции, соответствующих вращению около двух осей, можно вычислить расстояние между различными атомами. Вычисления Гюильмена (10) показывают, что расстояние между углеродом и водородными атомами в метане равно  $1,05 \times 10^{-8}$  см, расстояние между углеродом и водородными атомами  $1,15 \times 10^{-8}$  см, а высота пирамиды равна  $0,375 \times 10^{-8}$  см. Для формальдегида мы нашли расстояние между углеродными и кислородными атомами  $1,02 \times 10^{-8}$  см, а между двумя водородными атомами —  $1,34 \times 10^{-8}$  см.

### 3. СТРОЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ, НАЙДЕННОЕ ПРИ ПОМОЩИ РЕНТГЕНОВСКОГО АНАЛИЗА.

Нет возможности исследовать структуру твердого метана, но различные производные метана изучены. Строение кристалла пентаэритрита —  $C(CH_2OH)_4$  — изучено Марком (12), и его результаты подтверждены Гёггинсоном и Гендриксом (13). Результаты показывают, что это соединение не может иметь кубическую симметрию и что наиболее ве-



роятная структура молекулы, которая согласуется с экспериментальными данными, есть структура пирамиды. Аналогичные результаты были получены с тетрафенилметаном. Исходя из этих результатов Вейссенберг (14) и Рейс (15) развили совершенно новую стереохимию, основанную на представлении о пирамидальной структуре молекулы метана.

#### 4. ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ МОЛЕКУЛЫ МЕТАНА.

Теоретическое изучение устойчивости различных конфигураций молекулы, образованной одним отрицательным ионом и одним или большим числом водородных ионов, было выполнено Гейзенбергом (16), Борном (17), Корфелдом (18), Гундом (19) и—для молекулы метана, в частности, Гюильменом (10). Это теоретическое исследование основано на следующих соображениях: 1) между углеродным атомом или, точнее говоря, углеродным ионом и каждым из водородных ионов имеется, прежде всего, притягательная сила, пропорциональная  $\frac{1}{r^2}$ , а затем отталкивательная сила, пропорциональная  $\frac{1}{r^n}$ , где  $n=5$  или 7, или 9; 2) между различными водородными атомами силы пропорциональны  $\frac{1}{s^2}$  и  $\frac{1}{s^n}$  (рис. 9); 3) так как водородный ион поляризован или деформирован внутримолекулярным электрическим полем, то получающийся диполь оказывает добавочное действие на водородные ионы, а это действие зависит от коэффициента деформируемости  $a$  водородного иона ( $a=1,34 \times 10^{-24}$ ). Потенциальная энергия конфигурации, изображенной на рис. 9, может быть представлена как сумма членов, зависящих от  $\frac{1}{r}$ ,  $\frac{1}{s}$  и  $a$ :

$$P = F\left(\frac{1}{r}\right) + G\left(\frac{1}{s}\right) + H\left(a \frac{1}{r}\right).$$

Эта потенциальная энергия имеет минимум для некоторой определенной конфигурации, и условия этого минимума

могут быть вычислены. Форма, соответствующая минимуму потенциальной энергии, зависит от величины коэффициентов деформируемости  $\alpha$ . Результаты этих вычислений показывают, что потенциальная энергия тетраэдрической конфигурации больше, чем для пирамидальной формы, ибо для тетраэдра получается  $P = 136 \cdot 10^{-12}$  эрг, а для пирамиды  $P = 175 \cdot 10^{-12}$  эрг.

Эти вычисления свидетельствуют, таким образом, что устойчивая форма молекулы метана есть пирамида, а не

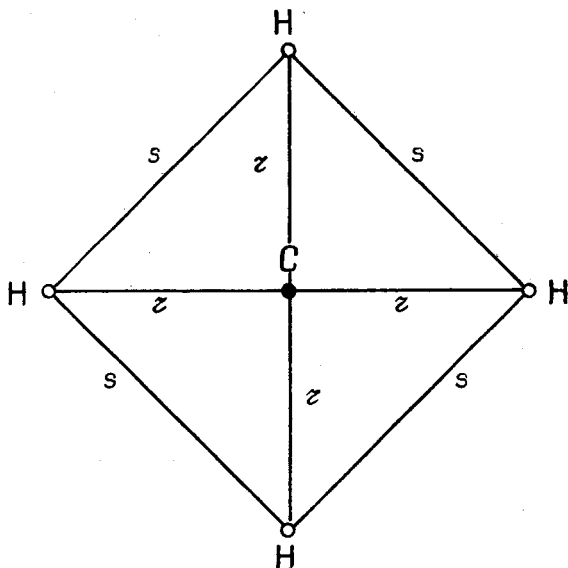


Рис. 9.

тетраэдр. Тот же метод в применении к молекуле воды дает для нее треугольную форму (рис. 10) с углом в  $66^\circ$ , а для молекулы аммиака — пирамидальную форму (рис. 11).

Другой важный результат математического исследования потенциальной энергии был получен, когда этот метод был применен к молекуле четыреххлористого углерода. В этом случае структура, соответствующая минимуму потенциальной энергии, есть тетраэдр, а не пирамида. Эти заключения особенно важны потому, что они показывают, что не только структура молекулы метана пирамидальная, но что ее форма

не может быть рассматриваема как жесткая и неизменяемая. Неправильно думать, что, так как некоторая молекула имеет определенную форму, эта форма должна сохраняться во всех ее производных. Напротив, молекула есть подвижная система атомов — система, в которой устойчивость структуры определяется минимумом потенциальной энергии. На место допущения жесткости молекулы, — допущения, на котором ранее была построена вся органическая химия, следует поставить признание лабильности каждой молекулы. Эта лабильность структуры определяет химическую реактив-

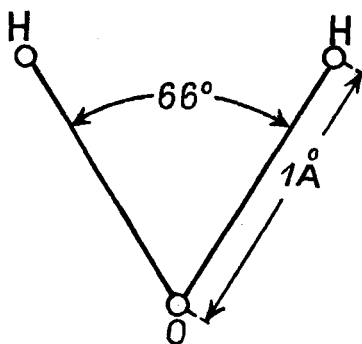


Рис. 10.

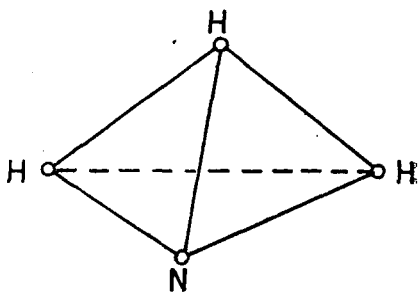


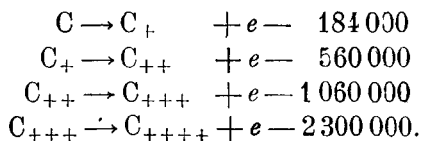
Рис. 11.

ность, и если бы были известны величины потенциальной энергии для различных молекулярных структур, то можно было бы предсказывать химические реакции.

### 5. СПЕКТРЫ ИСПУСКАНИЯ АТОМОВ УГЛЕРОДА.

Атом углерода обладает двумя внутренними *K*-электронами, которые обращаются по круговым орбитам, отвечающим квантовым обозначениям  $1_1$ , и четырьмя внешними, или валентными, электронами. До 1922 г. предполагалось, что эти внешние электроны все одинакового типа и обращаются по круговым орбитам  $2_2$ . Однако в 1924 г. Фаулер (20) при изучении спектров испускания ионизированного углерода ( $C_+$ ) нашел, что этот спектр имеет ту же самую структуру, что и спектр бора. Анализ спектра Бора уже раньше показал, что атом бора содержит два внешних электрона.

с орбитами  $2_2$  и один электрон с орбитой  $2_1$ . Из этого следовало, что ионизированный углерод (C) должен иметь те же самые два типа внешних электронов. Структура спектра углерода для нормального атома углерода и последовательных ионов  $C_+$ ,  $C_{++}$ ,  $C_{+++}$ ,  $C_{++++}$  была недавно исследована Милликэном и Бауэном (21), причем общий результат их работы показывает, что в атоме углерода должно существовать два типа валентных электронов. Два электрона должны иметь круговые орбиты  $2_2$ , а два другие — эллиптические орбиты  $2_1$ . Из этого следует, таким образом, что четыре валентности углерода не равнозначны и что следует различать два типа валентностей. Дальнейший анализ спектра испускания углерода дает метод определения величины энергии, необходимой для последовательной ионизации атома углерода. Результаты получились следующие:



#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Путем применения современных методов молекулярной физики к изучению структуры молекулы метана были установлены следующие заключения, обоснованные пятью совершенно независимыми методами:

1. Четыре валентности углерода неравнозначны, но разделяются на два типа.
2. Молекула метана обладает пирамидальной, а не тетраэдрической формой, как предполагалось раньше.
3. Молекула метана представляет собою лабильную систему атомов, — систему, способную принимать различные формы в производных метана.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Tyndall J. Phil. Mag. (4) 37, 384, (1869).
2. Strutt J. W., Phil. Mag. (4) 41, 107, 274, 447 (1871).
3. Strutt R. J., Proc. Roy. Soc. 95 A, 155 (1918); 97 A, 455 (1919), 98 A, 57 (1920); 102 A, 150 (1922). Compt. rend. 171, 1002 (1920).

4. Cabannes J. *Compt. rend.* *171*, 852 (1920); *J. phys. radium* *1*, 129 (1920).  
Cabannes J. et Lepape, A. *Compt. rend.* *179*, 325 (1924).  
Cabannes J. et Granier J. *J. phys. radium* *4*, 429 (1923).
  5. Gans R. *Ann. d. Phys.* *65*, 97 (1921).
  6. Raman C. V. *Nature*, *109*, 75 (1922); *114*, 49 (1924).  
Raman C. V. and Ramanathan, K. R. *Phil. Mag.* *45*, 113 (1923).  
Raman C. V. and Rao K. S. *Phil. Mag.* *46*, 426 (1923).
  7. Cabannes J. et Gauzit J. *J. phys. radium* *6*, 182 (1925).  
Cabannes J. et Granier, J. *Compt. rend.* *182*, 885 (1926).
  8. Cooley J. P. *Astrophys. J.* *62*, 73 (1925).
  9. Dennison D. M. *Astrophys. J.* *62*, 84 (1925).
  10. Guillemin V. *Ann. d. Phys.* *81*, 173 (1926).
  11. Henri V. et Schou, S. A. *Compt. rend.* *182*, 1612 (1926).
  12. Mark H. und Weissenberg K. *Z. Physik* *17*, 301 (1923).
  13. Huggins M. L. and Hendricks, S. B. *J. Am. Chem. Soc.* *48*, 1647 (1926).
  14. Weissenberg K. *Ber. d. Deutsch. Chem. Ges.* *59 B*, 1526 (1926).
  15. Reis A. *Ber. d. Deutsch. Chem. Ges.* *59 B*, 1543 (1926).
  16. Heisenberg W. *Z. Physik* *23*, 196 (1924).
  17. Born M. und Heisenberg, W. *Z. Physik* *23*, 388 (1924).
  18. Kornfeld, H. *Z. Physik* *26*, 205 (1924).
  19. Hund F. *Z. Physik* *31*, 81, (1925).
  20. Fowler A. *Proc. Roy. Soc.* *105 A*, 299 (1924).
  21. Bowen J. S. and Millikan, R. A. *Phys Rev.* *25*, 594 (1925) *26*, 150 (1925); *26*, 310 (1925); *Proc. Nat. Acad.* *10*, 199 (1924); *Nature* *114* 380 (1924).
-

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

**Гравитационное смещение спектральных линий на Солнце.** (Charles E. St. John. Evidence for the gravitational displacement of lines in the solar spectrum predicted by Einstein's theory. The Astrophysical Journal **67**, 195, 1928). Основное следствие общей теории относительности — необходимость смещения спектральных линий в красную сторону спектра в сильных гравитационных полях, получило, как известно, решающее экспериментальное подтверждение в спектре замечательного Спутника Сириуса. С тех пор вопрос о „красном смещении“ на Солнце, дебатированный уже свыше 20 лет, получил для физика естественно второстепенное значение. Однако для астрофизика независимое доказательство наличия красного смещения на Солнце остается кардинальным вопросом, имеющим большой практический интерес.

Еще в 1923—1926 г. известный исследователь красного смещения на Солнце, Сэнт Джон<sup>1)</sup> опубликовал тщательный анализ большой группы фраунгоферовых линий, в результате коего он пришел к выводу о существовании гравитационного смещения требуемой величины. Эффект осложняется, однако, по С. Джону радиальными восходящими и нисходящими газовыми потоками в атмосфере Солнца.

В новом обширном сообщении С. Джон анализирует 1537 линий в центре Солнца и 133 линии на его краях. В анализ включены все наиболее достоверные линии, которые можно тщательно сравнить с земными источниками в вакууме.

Еще недавно на Солнце можно было подозревать серьезного конкурента гравитационному смещению, именно давление, ибо изучаемым слоям солнечной атмосферы приписывали давление в 5—7 атм. Но непосредственные спектральные измерения и общепринятая теория ионизации Шаха и др. привели к выводу, что давление в солнечном обрабатываемом слое практически равно нулю.

Вторым фактором, который может маскировать или, наоборот, усиливать красное смещение, являются радиальные восходящие и нисходящие токи газа в солнечной атмосфере. В нижних слоях должны существовать восходящие токи конвекции, которые и обнаруживаются спектральными

---

<sup>1)</sup> Proceedings of the National Academy of Sciences *11*, 382, 1925.

наблюдениями на Солнце и звездах. В верхних слоях, наоборот, имеются нисходящие токи, причина коих еще не ясна.

Таким образом должны существовать промежуточные слои, в которых те и другие токи практически компенсируются. Ясно, что именно эти слои и представляются наиболее благоприятной областью для количественной проверки гравитационного смещения. Во всяком случае для надлежащего анализа солнечных линий нужно знать уровни атмосферы, на которых они возникают. Ст. Джон приводит различные методы определения этих уровней: по вращению Солнца, по вихревым потокам около пятен, по разнице спектров в центре Солнца и на краях, по данным, получаемым при солнечных затмениях. Эти методы приводят к согласным данным.

Вероятная ошибка определения положения отдельной спектральной линии в центре Солнца равна  $\pm 0,0003 \text{ \AA}$ , для группы линий эта ошибка понижается до  $\pm 0,0003 \text{ \AA}$ . Гравитационный эффект, который нужно измерить, во много раз больше этих ошибок, как можно видеть из таблицы 1.

ТАБЛИЦА 1.

$\lambda$	3 800 $\text{\AA}$	4 250	4 725	5 675	6 600
$\Delta\lambda$	+ 0,008 $\text{\AA}$	+ 0,009	+ 0,010	+ 0,012	+ 0,014

Итоги анализа 586 линий железа на центре Солнца приведены в таблице 2. В первом столбце указан спектральный класс, во втором — число

ТАБЛИЦА 2.

Класс	Число линий	Средняя $\lambda$	Набл. $\Delta\lambda$	$\delta$	Уровень слоя в км
b, фиол.	34	3943 $\text{\AA}$	+ 11,0	+ 2,7	840
	33	3917	8,2	0,0	520
	42	3974	7,1	- 1,3	490
	76	4026	6,8	- 1,7	460
	95	4106	6,5	- 2,2	420
	73	4219	6,3	- 2,6	350
	42	4269	5,9	- 3,1	низк.
b, красн.	23	6295	10,7	- 2,6	375
	19	6311	9,7	- 3,7	325
	15	3830	11,3	+ 3,2	1140
a	31	4856	9,6	- 0,7	515
	14	4629	6,6	- 3,2	400
	21	4865	9,4	- 0,9	510
c5, d5	68	4728	7,2	- 2,8	390

линий, взятых для получения среднего  $\Delta\lambda$  в 4-м столбце, в 5-м столбце указана разница  $\delta$  наблюдаемой величины и вычисленной по теории относительности. Смещения указаны в тысячных долях  $\text{\AA}$ . В последнем столбце приведена высота уровня солнечной атмосферы для соответствующих линий. Из таблицы ясно, что 1) во всех случаях положительное смещение порядка, требуемого теорией Эйнштейна, существует; 2) точное количественное согласие получается для средних слоев на высоте около 520 км, в нижележащих слоях смещение уменьшается вследствие доплеровского эффекта, сопровождающего восходящие токи газа, в верхних слоях эффект усилен благодаря содействию нисходящих токов.

Влияние нисходящих и восходящих радиальных токов практически должно мало влиять на наблюдения на краях Солнца. В таблице 3 дана сводка измерений, относящихся именно к этому случаю для линий железа классов *a*, *b*. Следует заметить, что эффект, вызываемый вращением Солнца при этом учтен, так как приведенные смещения являются средними из наблюдений для двух противоположных краев одной и той же гелиографической широты.

ТАБЛИЦА 3.

Число линий	Средн. $\lambda$	Набл. $\Delta\lambda$	$\delta$	Уровень слоя в км
17	3849	+ 10,4	+ 2,2	840
27	4567	11,8	+ 2,4	520
48	4600	11,6	+ 2,0	440
41	4671	9,9	0,0	350

Данные наблюдений для краев Солнца менее точны, чем для центра. Из таблицы видно, что гравитационный эффект подтверждается, влияния нисходящих и восходящих токов здесь нет, но на верхних слоях существует некоторый добавочный эффект, достигающий приблизительно 20%. Причина этого избыточного „эффекта на края“ (если он достоверен) пока не выяснена, на центре Солнца его нет. Остальной спектральный материал для линий других элементов дает такие же результаты.

Эта работа Ст. Джона разрешает в утвердительном смысле, надо надеяться, окончательно вопрос о гравитационном смещении на Солнце и дает астрофизикам важный материал о радиальных газовых потоках в атмосфере Солнца.

*С. Вавилов.*

**Строение радиоактивных атомов и происхождение  $\alpha$ -лучей** <sup>1)</sup> (E. Rutherford. Phil. Mag., 7, 4, 580). Сопоставляя результаты опытов с рассеиванием  $\alpha$ -частиц при бомбардировке ими тяжелых и легких атомов и

<sup>1)</sup> Настоящий реферат дает главным образом изложение проверки теории Резерфорда. Более подробное изложение основ теории см. в статье Резерфорда, напечатанной в УФН, 8, 35, 1928.



результаты исследования скорости вылета  $\alpha$ -частиц при радиоактивном распаде, Резерфорд приходит к следующему представлению о строении ядра тяжелых элементов. Центр ядра занят чрезвычайно компактной, положительно заряженной массой. Радиус центра не более  $1 \cdot 10^{-12}$  см. Вокруг центра, в области до  $r = 1,5 \cdot 10^{-12}$  см, вращаются электроны и заряженные спутники малой массы. Далее, до  $r = 6 \cdot 10^{-12}$  см идет сравнительно большая область, занятая нейтральными спутниками центрального ядра. Огромные электрические поля последнего вызывают сильную поляризацию нейтральных спутников; в результате между центральным ядром и спутником возникает притяжение, удерживающее спутника около ядра. При радиоактивном распаде вылетают  $\alpha$ -частицы с атомным весом 4. Не исключена, однако, возможность существования спутников с атомным весом 3, 2 и 1. Электроны, нейтрализующие заряд ядра спутника, вращаются по орбитам весьма близким к ядру, которые становятся возможными лишь благодаря наличию исключительно сильного поля центрального ядра. Они совершенно отличны от обычных орбит электронов в нейтральном атоме гелия. Орбиты спутников центрального ядра квантованы. Большие скорости спутников и высокие квантовые числа принадлежат орбитам, лежащим ближе к центральному ядру. Радиоактивный распад идет по следующей схеме. Один из нейтральных спутников по неизвестной причине теряет равновесие и слетает со своей орбиты. Он начинает удаляться от ядра, преодолевая силу притяжения, зависящую от поляризации спутника; эта работа совершается за счет кинетической энергии, которой обладал спутник, вращаясь по орбите. Когда нейтральный спутник достигает области, где сила поля центрального ядра оказывается ниже некоторого предельного значения, электронные орбиты спутника становятся невозможными, спутник распадается. Энергия, необходимая для удаления электронов от ядра спутника, по крайней мере отчасти, берется также из кинетической энергии спутника. С момента распада вместо нейтрального спутника появляется положительно-заряженная  $\alpha$ -частица, на которую начинает действовать отталкивательная сила ядра; скорость  $\alpha$ -частицы возрастает. Таким образом, обозначив кинетическую энергию вылетающей частицы буквой  $E$ , будем иметь:

$$E = E_1 - E_2 - E_3 + E_4, \quad (1)$$

где  $E_1$  — кинетическая энергия спутника на орбите;  $E_2$  — энергия, которую тратит спутник при переходе с орбиты на расстояние, где происходит его распад;  $E_3$  — энергия, теряемая спутником при распаде;  $E_4$  — энергия, приобретаемая  $\alpha$ -частицей под действием отталкивательных сил центрального ядра. Величина  $E$  может быть вычислена из наблюдений над длиной пробега  $\alpha$ -частиц, а потому выражение (1) может служить для проверки теории и для определения значений величин, входящих в  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$ , и  $E_4$ . Обусловленная поляризацией сила, удерживающая нейтральный спутник около ядра, дается уравнением:

$$F = \frac{Z^2 e^2}{r^3} \frac{(2r^2 - a^2)}{(r^2 - a^2)},$$

где  $r$  — радиус круговой орбиты спутника,  $a$  — радиус спутника,  $Ze$  — заряд центрального ядра. При равновесии эта сила должна быть равна центробежной силе  $\frac{mv^2}{r}$ , где  $m$  — масса спутника,  $v$  — его скорость. Переход к квантам осуществляется введением квантового соотношения для возможных орбит:  $mvr = n\hbar$  ( $\hbar$  — постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ). Таким образом величины  $E_1, E_2$  удастся выразить через  $r$  и  $a$ ;  $E_1, E_2$  объединяются; их разность, некоторая величина  $A$ , постоянна для данного номера элемента. Окончательно энергия  $E$  может быть представлена в виде соотношения:

$$E = A + Bn^4 (1 - bn^2), \quad (2)$$

где

$$B = \frac{n^4 \hbar^4}{8a^3 m^2 Z^2 e^2}; \quad (3) \quad b = \frac{\hbar^2}{ma Z^2 e^2}. \quad (4)$$

Если  $A, B$  и  $b$  определены подбором для элемента данного номера  $Z_0$ , то для некоторого другого номера  $Z$  энергия  $E$  будет:

$$E = A \sqrt{\frac{Z}{Z_0}} + \frac{BZ_0^2}{Z^2} n^4 (1 - \frac{Z_0^2}{Z^2} b n^2) \quad (5)$$

$E$  и для элемента  $Z$  известно из опыта, в правой же части уравнения (5) мы можем изменять лишь  $n$ . Если бы  $n$  менялось непрерывно, то всегда можно было бы найти такое его значение, которое в точности удовлетворило бы уравнению (5). На деле  $n$  можно давать лишь целые и полуцелые значения, а потому соотношение (5) может служить для проверки теории. Насколько хорошо совпадают теоретические и экспериментальные значения  $E$ , видно из следующей таблицы:

ТАБЛИЦА 1.

Элемент	Квантовое число	$E$ выч.	$E$ набл.	Разница в процентах
Уран I . . . . .	14,5	4,015	4,07	1,4
Уран II . . . . .	15	4,64	4,64	0,0
Радий . . . . .	20,5	4,734	4,737	0,1
Радий А . . . . .	24,5	5,883	5,910	0,5
Радий F . . . . .	22,5	5,244	5,224	0,4
Торий . . . . .	17,5	4,27	4,27	0,0
Торий X . . . . .	24	5,618	5,598	0,4
Торий А . . . . .	26,5	6,682	6,685	0,0
Протоактиний . . . . .	21,5	5,041	4,998	0,8
Актиний С . . . . .	25,5	6,511	6,551	0,6

Столь же хорошее совпадение имеется и для других элементов. Средняя разница между наблюдаемым и вычисленным значением  $E$  равна 0,4%, тогда как изменение  $n$  на  $1/2$  вызывает изменение  $E$  на 3%. Таким образом значения  $n$ , удовлетворяющие соотношению (5), устанавливаются вполне определенно и совпадение теории с опытом следует считать удовлетворительным.

Из значений констант  $A$ ,  $B$  и  $b$  можно определить размеры спутников и их орбит. Для  $Z=84$  и  $n=28$  радиус орбиты спутника  $r=2,24 \cdot 10^{-12}$  см. Расстояние от центра, на котором происходит распад спутника, для  $Z=92$  оказывается равным  $6,8 \cdot 10^{-12}$  см. Радиус спутников  $a$  равен  $6 \cdot 10^{-13}$  см. Подлученный размер спутника находится в соответствии с данными Чадавика (Chadwick) и Биелера (Bieler) относительно расстояния от центра  $\alpha$ -частицы, на котором поле ядра становится ненормальным. Электронные орбиты спутника оказываются, таким образом, чрезвычайно малыми, близкими к ядру.

Кроме частиц малого пробега, радиоактивные элементы выделяют небольшое количество частиц дальнего пробега, происхождение которых еще не выяснено. С точки зрения излагаемой теории, частицы дальнего пробега должны быть спутниками, слетевшими с более глубоких орбит. Соответствующие значения  $n$  будут для частиц с пробегом 11,3 см — 32,5, для частиц с пробегом 9,3 см — 31. Следует, однако, заметить, что вычисленные и наблюдаемые значения  $E$  совпадают далеко не точно. Частично это расхождение можно отнести за счет неточности экспериментальных данных, обусловленной малым количеством частиц дальнего пробега и трудностью опытов с ними.

$\beta$ -распад и возникновение  $\gamma$ -лучей происходит по Резерфорду следующим образом. Отделившиеся при распаде спутника электроны летят к ядру и начинают вращаться около него по малым орбитам с чрезвычайно высокими скоростями, приближающимися к скорости света. Если один из них теряет устойчивость, происходит вылет электрона —  $\beta$ -распад. Вылет как  $\alpha$ - так и  $\beta$ -частицы, может вызвать перегруппировку нейтральных спутников, перемещающихся с одной из возможных квантовых орбит на другую. Разница энергий той и другой орбиты выделяется в виде  $\gamma$ -лучей. Число занятых орбит не велико, число возможных переходов весьма значительно. Приходится делать отбор возможных переходов, пользуясь оптическими аналогиями. Соответствие между вычисленной энергией перехода и частотой наблюдаемых  $\lambda$ -лучей получается вполне удовлетворительным.

*В. Левшин.*

**Аномальная дисперсия в области рентгеновских лучей** (J. A. Prins *ZS. f. Phys.* 47, 479, 1928). Как известно, за последние годы несколькими исследователям удалось обнаружить преломление в области рентгеновских лучей<sup>1)</sup>. Оказалось, что показатель преломления в этой области на величину порядка  $10^{-6}$  меньше единицы:

$$n = 1 - \delta. \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Литературу см. например: Э. В. Шпольский, УФН, 5, 149, 1925.

Величина  $\delta$  в первом приближении может быть легко вычислена, если воспользоваться дисперсионной формулой Лоренца и сделать некоторые упрощения, допустимые вследствие высокой частоты рентгеновских лучей. Таким образом получается <sup>1)</sup>:

$$\delta = \frac{e^2}{2\pi m c^2} \lambda^2 N, \quad (2)$$

где  $N$  — число электронов в кубическом сантиметре. При выводе этой формулы, между прочим, предполагается, что все электроны свободны, т. е. что силами их связи можно пренебречь по сравнению с величиной  $h\nu$  рентгеновских лучей. Таким образом ф-ла (2) определяет нормальную дисперсию. Но наряду с этой нормальной дисперсией для длин волн, близких к границе поглощения данного атома, можно ожидать и аномальную дисперсию, обусловленную более прочно связанными электронами. Существование аномальной дисперсии с полной убедительностью установлено реферлируемой работой Принса (ZS. f. Phys. 47, 479, 1928, Naturwiss. 28, 555, 1928).

Обычный способ определения показателя преломления для рентгеновских лучей состоит в нахождении предельного угла полного отражения. Так как показатель преломления для рентгеновских лучей всегда меньше единицы, то лучи эти при переходе из вакуума в любую среду могут испытывать полное отражение. Предельный угол полного отражения вычисляется приближенно по формуле:

$$\varphi_m = \sqrt{2\delta} \quad (3)$$

Таким образом, зная  $\varphi_m$ , можно найти  $\delta$ , а, следовательно, и показатель преломления  $n$ .

Для определения  $\varphi_m$  в зависимости от  $\lambda$  Принс воспользовался острым методом, напоминающим метод скрещенных призм, при помощи которого Кундт с особенной наглядностью показал существование аномальной дисперсии в оптической области. Излучение рентгеновской трубки с вольфрамовым антикатодом при помощи кристалла, могущего вращаться около горизонтальной оси, и горизонтальной щели развертывалось в сплошной спектр. Двумя вертикальными щелями и из этого спектра выделялась узкая полоска, которая и запечатлевалась на пластинке в виде прямого спектра. На пути лучей между второй вертикальной щелью и пластинкой устанавливалось стальное зеркало под малым углом к пучку лучей. Таким образом часть пучка отражалась от зеркала и давала отраженный спектр. Зеркало могло вращаться около вертикальной оси. В результате получалась целая серия отраженных спектров, непосредственно примыкающих друг к другу и образующих одну сплошную полосу. Совершенно ясно, что очертание

<sup>1)</sup> Ср., например, A. Compton. X-Rays and Electrons, p. 205.

внешней границы этой полосы сразу дает нам требуемую зависимость  $\varphi_m$  от  $\lambda$ , подобно тому как вид спектра, получаемого через скрещенные призмы, дает ход показателя преломления в зависимости от  $\lambda$ .

Главной составной частью зеркала служило железо (состав, примененной стали был следующий: 72 Fe + 19 Cr + 8 Ni + 1 C). Участок спектра, использованный в опытах Принса, простирался от 1675 XE до 1938 XE, т. е. заключал в себе и *K*-границу абсорбции Fe (1739 XE). При рассмотрении отраженного спектра обращают на себя внимание два обстоятельства: 1) Яркость отражения в некотором определенном месте резко меняется. Длина волны, отвечающая месту этого скачка, есть 1740 XE, т. е. равна длине волны *K*-границы абсорбции железа. Для длин волн меньших этой границы — отражение весьма слабо, для длин волн больших — отражение полное. Причина скачка — наступление сильной абсорбции при переходе границы поглощения в сторону коротких волн; уже это обстоятельство может служить указанием на аномальную дисперсию. 2) Со стороны длинных волн, как сказано, — отражение полное, граница отраженного спектра очерчена резко и вид ее характеризует зависимость  $\varphi_m$  от  $\lambda$ . Формулы (2) и (3) показывают, что в случае нормальной дисперсии эта зависимость должна быть линейной. Между тем внешний край отраженного спектра вблизи от места скачка (*K* — граница железа) представляет собою кривую линию. Этот факт служит качественным доказательством существования аномальной дисперсии. Принс, однако, получил и количественное доказательство. Именно, пользуясь формулами, заимствованными из теории аномальной дисперсии в области рентгеновских лучей (H. Kallman und H. Mark, Ann. d. Phys. 82, 585, 1927), Принс построил кривую зависимости  $\varphi_m$  от  $\lambda$ . При этом оказалось, что экспериментально найденные точки вполне удовлетворительно укладываются на эту кривую.

Э. Шпольский.

**Экспериментальное изучение электромагнитных процессов высокого напряжения и высокой частоты с помощью катодного осциллографа Роговского** (W. Rogowski, Naturwis. 16, 161, 1928). Последние годы развития электротехники были посвящены теоретическому и экспериментальному разрешению проблемы так называемого неустановившегося режима, т. е. явлений, сопутствующих включению и выключению напряжения. Перерыв в работе высоковольтных электрических станций объясняется главным образом недостаточностью наших знаний в этой сравнительно новой области электротехники. Если мы на разомкнутую сеть, скажем Волховстрой — Ленинград, наложим в ее начале напряжение, примерно, в 50 000 V, то это напряжение при длине сети в 100 километров распространится не мгновенно, а в течение  $\frac{1}{3000}$  сек; если мы примем скорость распространения электромагнитных возмущений равной 300 000 км/сек, такая волна напряжения, дойдя до свободного конца сети,

отразится и в результате интерференции с первоначальной даст стоячую волну уже с амплитудой в 100 000 V. Мы будем иметь явление вполне аналогичное гидравлическому удару, в свое время подробно исследованному проф. Н. Е. Жуковским. Итак, мы видим, что результирующее напряжение будет вдвое больше первоначального. Теория дает также и форму волны, а именно в случае незатухающего процесса мы получили бы волну в виде прямоугольников, чередующихся с линиями нулевого потенциала. В действительности, вследствие омических потерь, к р у т а я прямоугольная волна будет постепенно снижаться, и в конце процесса зарядки вся сеть будет под напряжением в 50 000 V.

Если мы представим себе, что вместо постоянного напряжения мы будем иметь переменное напряжение обычной частоты — 50 периодов в секунду — и сеть в Ленинграде мы замкнем на трансформатор, то, как указывает теория, вследствие крутизны волны напряжение наложится только на несколько первых витков нашего трансформатора; электротехническая практика вполне подтвердила теоретические выводы — всегда пробиваются именно первые витки трансформатора. Вышеприведенные факты с достаточной очевидностью показывают необходимость лабораторных исследований всех деталей неустановившихся электромагнитных процессов, и так же ясно, что в лабораторной обстановке, где длины испытываемой сети исчисляются не километрами, а только метрами; продолжительность вышеописанных процессов будут исчисляться миллионными долями секунды. Конечно, никакие механические приборы не будут пригодны для регистрации такого рода коротко длящихся процессов.

Только катодный пучок, практически являющийся электрическим током, лишенным механической массы, и непосредственно следующий за всеми колебаниями магнитного и электрического поля, может удовлетворить нашим требованиям; другими словами, разрешение задачи было тесно связано с усовершенствованием брауновской трубки, уже сравнительно давно применявшейся для исследования электрических и магнитных полей также и высокой частоты (тысячные доли секунды).

Напомним в нескольких словах ее устройство: электроны, испускаемые катодом, проходят через диффрагму, пробурованную в аноде, в виде тонкого цилиндрического пучка. Этот пучок падает на экран, покрытый цинковой обманкой, и образует на нем фосфоресцирующее пятно. Для получения на экране кривых напряжений мы отклоняем катодный пучок с помощью электростатических сил. А именно внутри трубки помещают конденсатор, состоящий из двух металлических пластин, находящихся приблизительно на расстоянии 1 сантиметра друг от друга. Электроны, пролетающие между обкладками конденсатора, отклоняются с силами пропорциональными исследуемому напряжению. Таким образом мы получаем ординату нашей фосфоресцирующей кривой. Для получения отклонения параллельного оси времен мы пропускаем наш пучок через второй конденсатор, перпендикулярный первому, на который налагается извест-

ное напряжение, растущее от нуля до максимума в конце периода пропорционально времени.

Дюфор и Роговский ввели в брауновскую трубку вместо фосфоресцирующего экрана фотографическую пластинку. С помощью, таким образом, усовершенствованной брауновской трубки можно было объективно изучить процессы длительностью от одной стотысячной до одной миллионной секунды. Сведя рассеяние электронов до минимума, Роговский тем самым увеличил интенсивность действия брауновской трубки в тысячу раз и получил возможность фотографически регистрировать процессы длительности в одну миллиардную секунды. В настоящее время Роговский работает над заменой холодного катода обычной брауновской трубки накаленным катодом, что в чрезвычайной степени увеличит испускание электронов.

Миллиардная доля секунды является в настоящее время пределом „разрешающей“ способности катодного осциллографа: как ни мала кажущаяся масса электрона, в процессах более малой продолжительности инертность его все же начинает сказываться. Если старую брауновскую трубку можно назвать электромагнитной лупой, то усовершенствованную трубку Роговский сравнивает с микроскопом огромной разрешающей силы.

Ю. Баранц.

**О распределении землетрясений по широте.** (Ch Maurain, C. R. 184 p. 612, 1927). 1. Статистика Морэна (Ch. Maurain) относится только к сильным землетрясениям, записанным на значительном расстоянии большим количеством станций и географические координаты эпицентров которых могут быть поэтому определены достаточно точно. Эти условия правильной статистики были раньше указаны Мильном (Milne).

Новая статистика охватывает следующие землетрясения: 1° 542 землетрясения, имевших место с 1914 по 1920 год, эпицентры которых указаны в Bulletin of the British Association Seismology Committee или в International Seismological Summary и которые зарегистрированы по крайней мере на расстоянии 15000 км или 135° дуги большого круга; 2° 1009 землетрясений с 1903 по 1910 год, находящихся в списках, опубликованных Мильном, и о которых он говорит, что они обнаруживались на всей земле или во всяком случае на пространстве, превосходящем площадь Европы и Азии вместе.

Все эти 1551 землетрясений распределяются следующим образом по зонам, заключенным между параллелями 0°—10°, 10°—20° и т. д.

0°—10°	10°—20°	20°—30°	30°—40°	40°—50°	50°—60°	60°—70°	70°—80°	80°—90°
450	329	244	258	152	87	21	9	1

Принимая во внимание величину площади этих различных зон находят, что число землетрясений, приходящихся на поверхность в 10 миллионов квадратных километров, будет следующее:

50,8    38,3    30,4    35,4    24,1    17,1    5,6    3,9    1,3

Таким образом плотность землетрясений, вообще, тем больше, чем меньше широта.

Этот результат, конечно, в некоторой степени зависит от распределения сейсмических станций по широте. Так как в северном полушарии большее количество станций находится в средних широтах, то сильные землетрясения должны регистрироваться одинаково хорошо, как в том случае если они происходили в полярных областях, так и в случае расположения эпицентров у экватора; кроме того 30 обсерваторий находятся выше 50° по широте, а некоторые даже выше 60°. В южном полушарии большинство сейсмических станций расположены между широтами 30° и 40°, и некоторые находятся выше 40°; несмотря на малоблагоприятные условия, сейсмографы, могущие отметить землетрясения на расстоянии 15 000 км, вообще регистрируют даже те землетрясения, которые происходили в антарктике; землетрясения, происходившие на южном полюсе, будут обнаружены на всех обсерваториях, расположенных между южным полюсом и широтой 45°.

542 землетрясения, входящие в первую часть статистики, делятся почти поровну между двумя полушариями (273 — в сев. полушарии, 264 — в южном, 5, приблизительно, на экваторе). Распределение достаточно различно для части статистики, заимствованной у Мильна; из всех 1551 землетрясений 927 приходится на сев. полушарие и 624 на южное, причем землетрясения, происходившие вблизи экватора, разделяются почти пополам.

Распределение 542 землетрясений по зонам в 10° следующее:

0°—10°	10°—20°	20°—30°	30°—40°	40°—50°	50°—60°	60°—70°	70°—80°	80°—90°
164	142	84	77	56	15	2	2	0

Для каждой зоны на площадь в 10 миллионов квадратных километров приходится такое число землетрясений:

18,5    16,5    10,4    10,6    8,9    3    0,6    0,9    0,

т. е. изменение происходит так же, как было обнаружено для всех 1551 землетрясений.

Итак оказывается, что действительно имеет место уменьшение плотности землетрясений с увеличением широты.



2. Естественно объяснить существование этого изменения вращательным движением Земли и вызываемой им центробежной силой. Можно предположить, что распределение масс в слоях, находящихся под внешней корой, не удовлетворяет всецело условиям равновесия, соответствующим полю сил, слагающемуся из сил тяготения и центробежных сил; отклонения от условий равновесия, более значительные на экваторе, будут уменьшаться от экватора к полюсу.

Работы Мильна и Монтессю-де-Баллора привели к хорошо известным результатам, что в сильно сейсмичных областях имеет место значительная геологическая эволюция. Можно считать, что результаты вышеприведенной статистики указывают на влияние вращения Земли на распределение землетрясений в этих областях с активной геологической эволюцией. Первое и второе объяснения приписывают роль существованию отклонений от гравитационных условий равновесия, вызывающих либо медленные (геологические), либо быстрые (сейсмические) движения слоев земной коры, лежащих неглубоко под поверхностью.

*М. Поликарпов.*

---

## БИБЛИОГРАФИЯ.

**Lehrbuch der Thermostatik das heisst des thermischen Gleichgewichtes materieller Systeme. Nach Vorlesungen von Dr. J. D. v. d. Waals bearbeitet von Dr. Ph. Kohnstamm.** I Th Allgemeine Thermostatik, zugleich dritte Auflage des Lehrbuch der Thermodynamik derselben Verfasser. Leipzig, Verlag J. A. Barth, 1927, Pp. XVI + 390.

Ван-дер Ваальс — Констамм. Учебник термостатики.

Третье издание „Термодинамики“ ван-дер Ваальса — Констамма, изданное под новым названием „Термостатики“, представляет огромный интерес. Уже первые два издания, почти не отличающиеся друг от друга, внесли в литературу по термодинамике много нового и ценного. В прежних изданиях материал был распределен между двумя томами так, что в первый том вошли общие начала термодинамики, однокомпонентные системы и теория капиллярности, во второй том вошли общая теория многокомпонентных систем, равновесие систем, находящихся под влиянием внешних сил, и учение о бинарных смесях. Второй том был раза в три больше первого и заключал наряду с очень детальным изложением специальной термодинамики бинарных смесей ряд ценных глав по общей термодинамике.

Новое издание во многих отношениях выгодно отличается от прежних изданий. Прежде всего изменено название: поскольку вся книга посвящена изучению равновесных систем, книга названа термостатикой; затем в первый том вошли все главы, касающиеся общих начал термодинамики как однокомпонентных, так и многокомпонентных систем, на долю же второго тома осталась специальная термостатика бинарных смесей (система I класса, в которых не происходит никаких химических реакций); специальный характер второго тома усугубляется еще тем, что в нем бинарные смеси обработаны не только с общей термодинамической точки зрения (как, например, у Дюгема), а и с помощью уравнения состояния смесей, данного ван-дер Ваальсом.

В настоящем своем виде первый том „Термостатики“ является вполне самостоятельным и законченным курсом и должен найти значительно больший круг читателей, чем второй том.

Из особенностей „Термостатики“ ван-дер Ваальса и Констамма укажем на следующее. Прежде всего это, конечно, не учебник:

даже подготовленному читателю приходится подолгу задумываться над рядом страниц этого курса; написана книга далеко не легко, кроме того сплошь и рядом глубоко и кратко рассматриваются очень трудные вопросы термодинамики химических процессов. Для того чтобы оценить эту книгу, читатель должен знать, чем болеет термодинамика данного вопроса, где и какие трудности были встречены: в противном случае читателю покажется скучным и неясным, почему авторы курса останавливаются на данном вопросе.

Из истории физической химии известно, что в свое время Роозебум встретил затруднение при опытном изучении бинарных систем (в настоящее время объясняемое известным законом независимости объема системы от давления в моновариантных системах) и обратился за помощью к ван дер Ваальсу; последний указал Роозебуму на труды Гибса в этой области, но так как расшифровка теоретических работ Гибса оказалась не по силам Роозебуму, то ван дер Ваальсу первому в Европе пришлось толковать Гибса для целей применения его идей к опыту. Глубокое изучение Гибса наложило отпечаток на все термодинамические работы ван дер Ваальса, и его „Термодинамика“ (теперь „Термостатика“) является наиболее прямым изложением термодинамики физико-химических систем с точки зрения учения Гибса. Весьма важными являются главы, посвященные постулату Гибса о равновесии и его различным формулировкам, в связи с прекрасным изложением учения о характеристических функциях; особенно интересной и глубокой является глава о применении этого принципа к системам, в которых возможны химические реакции.

Крупной особенностью „Термостатики“ является критика и обоснование „правил фаз“, впервые проведенные в термодинамической литературе; глубокий интерес представляют параграфы, посвященные определениям понятий „фазы“ и „компонента“. Известно, что правило фаз является единственным широким обобщением в термодинамике многокомпонентных гетерогенных систем, но целый ряд трудностей, встреченных на практике правилом фаз, поставил ребром вопрос, является ли оно законом или же просто тавтологией. Ван дер Ваальс и Констамм доказывают, и притом успешно, что правило фаз есть закон. В последнем издании сделан еще новый шаг, а именно Констамм показывает, что правило фаз может быть выведено без термодинамики из молекулярно кинетических соображений.

Новостью в 3-м издании является глава, специально посвященная аксиоматике второго принципа; впрочем вопросы этой аксиоматики проникают и в другие главы. Взгляды Констамма в этой области являются отражением не только напечатанных трудов Каратеодори, Ланде, Т. Эренфест-Афанасьевой и др., но и результатом личных собеседований с последним из указанных авторов. Во время печатания „Термостатики“ появилась статья Планка, в которой он показывает, что принцип Каратеодори нельзя считать полноценной и

правильной заменой принципа В. Томсона, поскольку принцип Каратеодори не учитывает статистического характера второго принципа термодинамики; далее Планк показывает, как то ценное, что имеется в методе Каратеодори (обоснование второго принципа без помощи круговых процессов и идеальных газов) может быть дано иным способом. Констамма, однако, полагает, что различие во взглядах Каратеодори (и его сторонников) и Планка не может влиять на вопросы равновесия в макроскопических системах.

Отметим еще одну новую главу в 3-м издании „Термостатики“, посвященную теореме Нернста и принципу недостижимости абсолютного нуля. Этим вопросам отведено всего лишь 9 страниц, и они не столько излагаются, сколько дебатуются; чувствуется холодное и сдержанное отношение Констамма к этим новым моментам в термодинамике.

Два последних отдела книги, о равновесии в системах, находящихся под действием внешних сил и о термодинамической теории капиллярности, в новом издании не претерпели существенных изменений.

Несомненно, что „Термостатика“ ван дер Ваальса и Констамма представляет весьма крупный труд, мимо которого не может пройти ни один специалист, но, конечно, это не учебник для начинающих.

*А. Раковский.*

1. I. R. Partington. *Chemical thermodynamics. An introduction to general thermodynamics and its applications to chemistry* 1924 г. Pp. 275.
2. O. Sackur. *Lehrbuch der Thermochemie und Thermodynamik*. 2. Auflage von Cl. v. Simson Berlin Springer, 1928 г., Pp. 347.
1. Партингтон. Химическая термодинамика.
2. О. Закур. Учебник термохимии и термодинамики.

В области термодинамики имеется много учебников, посвященных основам и приложениям к технике, но учебников, которые излагали бы в доступной форме не только первые два принципа, но и учение о равновесии в физико-химических системах, очень мало. Ряд весьма ценных книг, именующихся учебниками по термодинамике, на самом деле таковыми не являются; такие труды как курсы Дюгема, Планка, ван дер Ваальса и Констамма и др., являются отражением личных взглядов и работ авторов и пытаются изложить ряд термодинамических вопросов под углом зрения своих идей; такие курсы однобоки; начинающий, изучивший, скажем „Термодинамику“ Планка, конечно, ознакомится с двумя принципами термодинамики, но для него останутся недоступными 99% текущих журнальных статей, посвященных термодинамике химических процессов просто потому, что две трети книги Планка имеют целью показать, что новая, предложенная им характеристическая функция вполне успешно решает ряд вопросов физической химии. Знакомство с такими курсами, назовем их творческими, обязательно для лиц, специально работающих в области термодинамики, но не для начинающих.

Для последних нужны „педагогически“ учебники, в которых предмет излагается не однобоко, а с точки зрения различных методов трактовки тем. Написать такой учебник по термодинамике — вещь очень трудная, если вообще она выполнима. Дело не в том, что количество вопросов, подлежащих термодинамическому освещению, огромно, и что поэтому каждый учебник, чтобы не превратиться в справочник, должен сознательно ограничить список вопросов, а дело в том, что один и тот же вопрос может быть обработан разными термодинамическими методами.

В настоящее время среди термодинамических методов наиболее важными являются два. Один из них, в наиболее чистом виде проводимый голландской школой и имеющий много сторонников среди ученых других стран, это метод Гибса, оперирующий с основными характеристическими функциями, главным образом  $\phi$  — и  $\zeta$  — функциями. Второй метод, вытекающий из работ Гельмгольца и вант Гоффа и глубоко проникший в физическую химию благодаря Нернсту, оперирует с так называемой максимальной работой. Есть много учебников, из которых начинающий совсем не выносит или выносит очень смутное представление об отношении максимальной работы к свободной энергии ( $\phi$  — функции); попадаются даже учебники, в которых говорится что  $\zeta$  — функция — громоздка и имеет второстепенное значение. Еще недавно немецкая школа физико-химиков стремилась обрабатывать все равновесия, как при постоянном объеме, так и при постоянном давлении с помощью одной только функции максимальной работы. А. Поскольку максимальная работа совершается за счет падения свободной энергии, она является функцией от объема и температуры; только при этих переменных мы получаем наиболее простые соотношения. Если мы перейдем к явлениям равновесия при постоянном давлении и захотим изучить их с помощью той же максимальной работы, то получим очень сложные и запутанные соотношения, в которых легко заблудиться; сколько надо труда и осторожности, чтобы получить в этом случае правильные результаты, лучше всего показывают работы Вейсшейдера, посвященные учению о химическом средстве. Между тем эти вопросы решаются сравнительно легко, если мы предоставим одинаковые права гражданства двум функциям  $\phi$  и  $\zeta$ , первая  $\phi = f(v, T)$ ; вторая  $\zeta = \varphi(p, T)$ . Очевидно, желая оперировать с максимальной работой мы должны различать две такие работы, при постоянном объеме и постоянном давлении.

Первая, и кажется единственная, попытка написать педагогический учебник термодинамики, который бы подготовил начинающего к чтению работ разных школ, принадлежит Партингтону. Его книга „A text-book of Thermodynamics“ (1913 г.) ставит себе такую цель, но выполнение едва ли можно назвать удачным, так как в результате получился довольно сухой и скучный справочник. Это чувствовал и автор, почему он решил почти заново написать учебник „Chemical Thermodynamics“, 1927 г., сильно отличающийся от первого; автор излагает здесь первый метод двух функций, но достаточно говорит и о методе максимальной работы. Учебник много

выиграл в объеме, простоте и большей интересности. Кроме глав о химическом равновесии в различных системах имеются главы, посвященные электрохимии, капиллярности, теореме Нернста и теории квантов. Каждая глава заканчивается собранием, подчас большим, задач (с ответами). Пожалуй, эта книга—наиболее типичный и до настоящего времени удачный учебник термодинамики для начинающих. Перевод его на русский язык я считаю весьма желательным.

Книга Закура является наиболее удачной попыткой дать учебник термодинамики в духе немецкой школы, но уже с учетом значения характеристических  $\psi$  и  $\zeta$ -функций. Здесь читателю уже ясна связь между максимальной работой и свободной энергией, но так как автор очень скоро переходит к методу максимальной работы, то ряд вопросов равновесия при постоянном объеме и постоянном давлении не достаточно ясен. В общем Закур затрагивает некоторые вопросы глубже, а также и математическая сторона, изложенная у него, серьезнее, чем у Паррингтона. Новое издание вышло под редакцией Симсон, и так как со времени выхода первого издания прошло 16 лет, то редактору пришлось две главы, а именно о теплоемкостях и о теореме Нернста, написать заново.

*А. Раковский.*

**S. C. Lind. The chemical Effects of alpha-particles and Electrons.** Second revised and enlarged Edition. American Chemical Society Monograph Series.— The Chemical Catalog Co. New York. 1928. Pp. 252.

Линд. Химические действия  $\alpha$ -частиц и электронов.

Особый интерес и значение фотохимических реакций для понимания природы химических процессов состоит в том, что в случае действия света определенной длины волны мы имеем дело с совершенно однозначными исходными условиями. В самом деле, частота действующего света определяет величину поглощаемого реагирующей молекулой кванта. Таким образом мы заранее знаем тот избыток энергии, который получает каждая реагирующая молекула. С другой стороны, покуда мы остаемся в области оптических частот, размеры этого избытка энергии соизмеримы с работой диссоциации молекулы. Поэтому все, что может произвести поглощенный квант—это заставить молекулу испытать распад, непосредственно или в результате последующего соударения. Даже в тех случаях, когда величина кванта превосходит работу ионизации молекулы,—избыточная энергия, сообщаемая выброшенному электрону, недостаточно значительна, чтобы он мог в свою очередь активировать дальнейшие молекулы. Именно поэтому, при отсутствии побочных химических процессов, происходящих после активации поглощающей молекулы, число прореагировавших молекул должно быть равно числу поглощенных световых квантов, как это и утверждает фотохимический закон эквивалентности. Таким образом при фотохимической реакции избыток энергии каждой „активной“ молекулы и число „активных“ молекул в точности определяются величиной светового кванта.

Несколько иные условия налицо при действии быстрых электронов и  $\alpha$ -частиц. Здесь запас энергии, несомый каждой частицей, в сотни тысяч раз превосходит работы диссоциации и ионизации молекул. Поэтому не может быть речи о том, чтобы каждая такая быстро движущаяся частица поглощалась при первой встрече с молекулой. Напротив, прежде чем потерять свою колоссальную скорость, частица (безразлично — электрон или  $\alpha$ -частица) способна активировать огромное количество молекул. При этом активация во всех случаях, повидимому, должна состоять в ионизации молекулы, так как опыты с критическими потенциалами молекул показали, что во всех случаях, когда энергия электронов значительно превосходит работу диссоциации, в первичном акте возникает ионизированная молекула.

Все эти рассуждения, которые, кстати сказать, в реферируемой книге, построенной на чисто эмпирическом материале, не приводятся, показывают, что если попытаться, по аналогии с фотохимическим законом эквивалентности, формулировать основной закон действия корпускулярных лучей, то естественнее всего сопоставить количество прореагировавших молекул с числом возникших в системе ионов. И действительно, в длинном ряде работ Линд установил соотношение, которое он называет „законом ионо-химической эквивалентности“. Оказывается, что отношение числа прореагировавших молекул ( $M$ ) к числу образовавшихся ионов ( $N$ ) в очень большом числе случаев близко к единице. Этот закон и положен в основу систематизации материала, приводимого в реферируемой книге.

Определение величины  $M/N$  для многих реакций приводит, однако, к результату, что в ряде случаев эта величина равна не единице, но двум или четырем. Линд объясняет эти кажущиеся отступления от закона ионо-химической эквивалентности следующим образом. Молекула, ионизированная ударом  $\alpha$ -частицы, распадается не сразу, но прежде всего присоединяет к себе один или несколько нейтральных атомов, образуя ионный комплекс. Распад происходит лишь при последующем столкновении этого положительно заряженного комплекса иона с одним из отщепленных электронов или успешных образоваться отрицательных ионов. Это объяснение на основании всех известных нам фактов из области ионизации газов следует признать весьма правдоподобным.

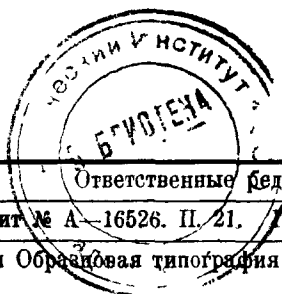
С кинетической точки зрения реакция под действием быстро движущихся корпускул отличается рядом своеобразных, но вместе с тем легко доступных истолкованию особенностей. Так, например, скорость реакции, обусловленной примешиванием к реагирующей газообразной смеси радона (эманации радия), обратно пропорциональна квадрату радиуса сферического реакционного сосуда. Легко видеть, почему имеет место именно такая зависимость: 1) увеличение радиуса сосуда увеличивает путь быстрых частиц в газе, и потому количество прореагировавших молекул должно быть пропорционально диаметру сферы; 2) но при данном количестве радона количество его, приходящееся на каждый  $см^3$  реагирующих газов, обратно пропорционально объему сосуда, т. е. кубу радиуса. Комбинация

этих двух факторов, действующих в противоположных направлениях, и дает обратную пропорциональность к в а д р а т у радиуса.

Содержание реферируемой книги следующее. Главы 1—3 посвящены изложению предварительных сведений (радиоактивность, ионизация); главы 4—6—изложению качественных наблюдений над химическими реакциями  $\alpha$ -,  $\beta$ -и  $\gamma$ -лучей; в главах 7—16 подробно на длинном ряде примеров рассматривается закон ионо-химической эквивалентности; в главе 17 рассматриваются химические действия разряда в газах, в главе 18—фото-химический закон эквивалентности и, наконец, в главе 19—наиболее энергичная „реакция“, вызываемая  $\alpha$ -частицами, — искусственное разрушение элементов. Следует пожалеть, что автор не остановился на действиях медленных электронов определенной скорости и на работах, посвященных установлению природы ионов, возникших под действием таких медленных электронов (Смит, Калльман и Бредиг и др.) Пожалуй, эти работы к главному предмету книги ближе, нежели искусственное разрушение атомов.

В заключение следует отметить, что составлением этой монографии автор оказал большую услугу всем интересующимся фотохимией и близкими к ней проблемами. По странной случайности, до выхода в свет первого издания книги Гинда (в 1921 г.), работы, излагаемые в этой книге, были очень мало известны. Между тем результаты этих работ весьма интересны и важны.

*Э. Шпольский.*



Ответственные редакторы: П. П. Лазарев и Э. В. Шпольский.

Главный редактор: А. А. 16526. П. 21. Изд. № 27649. Заказ № 1583. Тираж 2000.

1-я Образцовая типография Госиздата. Москва, 17, Пятницкая, 71.



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО РСФСР

ТОЛЬКО ЧТО ВЫШЛА ИЗ ПЕЧАТИ

НОВАЯ КНИГА

О. Д. ХВОЛЬСОН

# ФИЗИКА

# НАШИХ ДНЕЙ

НОВЫЕ ПОНЯТИЯ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ В ОБЩЕ-  
ДОСТУПНОМ ИЗЛОЖЕНИИ

## СОДЕРЖАНИЕ:

1. Введение.
2. Материя, электричество, энергия и масса.
3. Лучистая энергия.
4. Строение атома и возникновение спектров.
5. Лучи Рентгена.
6. Возбуждение и ионизация газов ударами электронов.
7. Квантовая теория света и явление Комптона.
8. Фотоэлектричество.
9. Фотолуминесценция.
10. Учение Бора и химия.
11. Радиоактивные элементы. Изотопы.
12. Лучи гамма и лучи Гесса.
13. Жидкий и твердый гелий.
14. Различные вопросы.
15. Новая волновая механика.

Стр. 344.

Ц. 4 р.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО РСФСР

НОВАЯ КНИГА

Г. К Э Й

# РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО,  
ПЕРЕРАБОТАННЫЙ И ЗНАЧИТЕЛЬНО ДОПОЛНЕННЫЙ  
Э. В. ШПОЛЬСКИМ

## *СОДЕРЖАНИЕ:*

Введение. Явления в разрядной трубке. Катодные лучи. Рентгеновские лучи. Рентгеновские трубки. Генераторы высокого напряжения. Жесткость газовых трубок. Почернение рентгеновской трубки. Измерение качества и интенсивности рентгеновских лучей. Рассеянные, характеристические и вторичные корпускулярные лучи. Дальнейшие свойства рентгеновских лучей. Практические применения рентгеновских лучей. Оборудование рентгеновского кабинета и техника получения рентгенограмм. Дифракция рентгеновских лучей в кристаллах (строение кристаллов, спектры рентгеновских лучей, возникновение рентгеновских спектров, оптика рентгеновских лучей). Природа рентгеновских лучей (первые попытки объяснения, противоречия волновой теории, рассеяние рентгеновских лучей, явления Комптона). Заключение.

376 стр., 185 рис.

Цена в переплете 5 р. 50 к.

\* \*

\*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ПРИНИМАЕТСЯ ПОДПИСКА

НА ЖУРНАЛ

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

Под ред. П. П. Лазарева и Э. В. Шпольского

6 КНИГ составляющих в общей сложности около 50 печат- 3 РУБ.  
В ГОД, ных листов. Подписная цена на 1 год с пересылкой.

## СОДЕРЖАНИЕ ВЫШЕДШИХ КНИГ:

Вып. 1. **К. Матиньон.**—Труды и деятельность Марселена Бертело.  
**В. Вельтерра.**—Математическая теория борьбы за существование.  
**Э. Резерфорд.**—Атомные ядра и их превращения. **К. Бонгефер.**—  
Свойства свободных атомов водорода. **К. Ф. Теодорчик.**—Дальновидение.  
**Н. А. Шишаков.**—Исчезновение газа при электрическом разряде. **Библиография:** Книги по технике вакуума.

Вып. 2. **Р. А. Милликэн и Дж. Х. Камерон.**—Новое о космических лучах. **А. Ф. Иоффе.**—Электрическая и механическая прочность и молекулярные силы. **Я. И. Френкель.**—Теория математической проводимости. **В. К. Аркадьев.**—Современное состояние вопроса о магнитных спектрах. **П. Н. Беликов.**—Практические применения пьезоэлектрических свойств кристаллов. **Г. Разоренов.**—Экспериментальное исследование распределения скоростей молекул газа. **Библиография.**

Вып. 3. **В. Карчагин.**—А. П. Соколов. **В. Гротриан.**—О происхождении спектральных линий туманностей. **Н. Бор.**—Квантовый постулат и новое развитие атомистики. **П. С. Тартаковский.**—Волновые взгляды на природу материи и опыт. **П. Кобеко и И. Курчатов.**—Ионная и смешанная проводимость твердых тел. **В. Анри.**—Строение молекулы метана. Из текущей литературы. **Библиография.**

**ПОДПИСКА ПРИНИМАЕТСЯ:** Главной конторой подписных и периодических изданий Госиздата: Москва, Рождественка, 4, телефоны: 4-87-19 и 5-88-91, и в магазинах, киосках и провинциальных отделениях Госиздата; у уполномоченных, снабженных соответствующими удостоверениями, во всех киосках Всесоюзного Контрагентства печати, а также во всех почтово-телеграфных конторах и у писмоношцев. Продажа отдельных номеров журнала во всех магазинах и киосках.