

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК



## НАЧАЛО НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ И ПРИНЦИП ПРИЧИННОСТИ \*

Ф. Гальперин и М. Марков, Москва

### МЕТАФИЗИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ ИЗМЕРЕНИЯ

Как известно, одна из формулировок задачи классической механики читается так:

„Если для какого-нибудь механического движения даны уравнения движения и начальные условия для какого-либо времени  $t_0$ : импульс ( $p_0$ ) и координата ( $q_0$ ), то можно для любого момента указать положение и импульс частицы“.

Начальные  $t_0$ ,  $p_0$ ,  $q_0$  не вытекают из уравнений движения, а должны быть определены при помощи измерений.

Измеряя „абсолютно точно“ начальные данные, мы можем указать с абсолютной точностью положение и импульс частицы для любого  $t$ .

В механике всегда считалось, что точное измерение скорости и положения не встречает никаких принципиальных трудностей. Совершенствуя измерительные приборы, мы в конце концов подходим как угодно близко к „абсолютной точности“.

Займемся анализом проблемы абсолютно точного измерения.

Уточнение измерений—это исторический процесс. От измерений длин при помощи сажени Шателле (toise de Schatellott, 1668) во Франции до измерения длин Майкельсоном и Бенуа (1894) при помощи длин световых волн—расстояние достаточно велико.

Каждая эпоха характеризуется определенной возможной на данном этапе развития техники и науки степенью точности измерения.

И потому очень важно, что, с одной стороны, всякая задача имеет характер, определяется в какой-то части теми

\* Переработанная стенограмма доклада, прочитанного авторами в Коммунистической Академии 30 ноября 1931 г.

физическими понятиями \*, которые господствуют в данный момент, но, с другой стороны, и физические понятия, доминирующие в эту эпоху, теснейшим образом связаны и также определяются в свою очередь в той же мере точностью измерения того времени.

И точность измерения, совершенствуясь, приходит в конце концов в конфликт с установившимися физическими понятиями, настойчиво требуя их изменения или даже полного изгнания из науки как ставших „ненаучными“. Но тем самым изменяется и задача измерения.

Конечно, всякое измерение касается объекта, конкретной вещи. Конечно, в постановке задач измерения в физике толкающим и определяющим является техника, экономика, но на конкретную задачу измерения, на ее предполагаемые результаты и на характер постановки задач накладывает свой известный отпечаток то понятие о данной конкретной вещи, которое имеется в этот момент в науке. Понятие лишь в некоторых пределах отражает то реальное, что на самом деле имеет место в действительности.

Изучение этой реальности сопровождается развитием наших понятий о ней, понятия меняются, но тогда меняется и сама задача измерения.

На определенной ступени знания о столе мы вводим,

---

\* Что касается основного определяющего фактора экономического, то, к сожалению, мы не можем здесь на нем подробно останавливаться ввиду того, что цель настоящей главы не исследование методологии измерения вообще, а лишь дать несколько беглых замечаний по этому вопросу и именно тех, которые необходимы для уяснения основной задачи статьи. Очень яркую историческую справку о роли экономических факторов в обсуждаемом нами вопросе читатель отчасти (в применении к электротехнике) найдет в одной речи Гельмгольца (Helmholtz, Vorträge und Reden, II B., S. 321).

Электротехника постепенно так сильно развилась, что в настоящий момент в нее вложены огромные капиталы, и она представляет собой исключительно оживленную индустрию.

При этих обстоятельствах не может быть недостатка в спорных вопросах, проходящих перед судами, и чувствуется особая необходимость установления единиц измерения, на основании которых можно выносить правильное решение.

Когда фабрикант берется доставить проволоку для проводки, то существенно, чтобы сопротивление проволоки не переходило известных границ, и можно было бы прийти к справедливому решению: соответствует ли проволока условиям контракта.

То же самое — другой фабрикант, который берется построить динамо-электрическую машину, должен обязаться, что машина при определенной скорости вращения производит определенную электромоторную силу; необходимо, таким образом, прийти к мере для электромоторной силы машин" и т. д.

Специально см. статью А. А. Максимова о методологии измерения „Под знаменем „маркенама“, № 7/8, 1929 г.

например, понятие „ширину стола“; это понятие на некоторой ступени измерения имеет определенный смысл и, вообще говоря, подчеркивает, охватывает некоторую сторону изучаемой реальности.

В дальнейшем оказывается, что понятие ширины стола, начиная с некоторого момента, теряет „точный“ смысл (молекулярное движение), и следовательно, и первоначальная задача измерения становится лишенной смысла.

Известные в истории физики опыты относительно весомости теплорода соответствовали, конечно, и отчасти определялись теми представлениями, которые господствовали в ту эпоху; в рамках этих понятий был уместен вопрос, весом или невесом теплород, была уместна соответствующая экспериментальная задача. В последующие же эпохи кинетической теории теплоты эти измерения теряют всякий смысл, но с повышением точности соответствующих измерений и на основе принципа относительности ( $E = mc^2$ ) может быть вновь принципиально поставлен эксперимент, но уже на другой базе.

Физику более чем кому-либо известно, что измерение — это задача не только количественная, но и качественная. Всегда измеряется не абстрактное какое-то количество, а во всех случаях количество „чего-то“ \*.

Каждая задача измерения не только ставится в определенную историческую эпоху, но и в конкретной обстановке определенной формы движения материи (задачи классической механики, термодинамики, электродинамики и т. д.), и в том пункте, где мы, „уточняя“ измерения, переходим в область другой формы движения материи, задача становится лишенной смысла, ибо она кровно связана со своей „средой“, с той формой движения материи, которая оставалась позади где-то на пройденных этапах измерения. (Те же примеры с измерением температуры электрона, или измерения „скорости звука“ в атоме железа.)

Изучать явление, как показывает также история физики, — это значит в конце концов и изучать образования явления, но всякая задача измерения изучаемого явления, доведенная до того момента, до того места, где данное явление им становится, здесь и дальше за этими пределами становится неопределенной и просто не имеющей смысла, ибо здесь только образовывается или еще даже не образовывается то, что подлежит измерению.

Ведь всякое возникающее явление у истоков своего воз-

\* Максимов, Методология измерения, ПЗМ, № 7—8, 1929; Маркс, Капитал, т. I; Гегель, Логика.

никновения вначале обладает очень смутными, неясно выраженными свойствами, как законы теплоты, изучаемые на двух-трех движущихся молекулах, и задачи измерения, возникшие там, где эти свойства уже развились в полнокровные физические категории, здесь обычно становятся неопределенными, а дальше, перейдя за порог образования в новую форму материи, которая становится, если можно так сказать, ареной возникновения изучаемого явления, теряют всякий смысл.

Бессмысленно спрашивать, является ли атом вещества „жидким“, „твердым“ или „газообразным“.

Всем этим мы хотим сказать, что поставленная в начале этого параграфа задача механики, т. е. задача точно определить, например, движение электрона по точно измеренным начальным данным и закону движения, при дальнейшем прогрессе физики может, начиная с некоторого этапа измерения (измерение начальных  $p$  и  $q$ ), стать неопределенной, что было бы совсем не удивительно в аспекте того богатого материала, который нам доставляет современная физика относительно „абсолютно точного“ измерения.

\* \* \*

В методологии измерения также можно проследить, как гиперболическое раздувание какой-либо одной стороны в общей проблеме измерения ведет к соответствующей философской ошибке. То, что раз поставленная задача измерения становится непрерывно в широких пределах все более и более точно выполнимой, настолько делается привычным, что кажется чуть ли не очевидным и возможность достижений какого-то „абсолютного идеала“, появляется привычка считать измерение лишь как качественную задачу, или „качественное содержание“ которой (задачи) начинается считаться независимой, если можно так сказать, от количественного оформления, т. е. молчаливо предполагается, что измеряемое может быть взято в каких угодно малых количествах.

Но не менее опасно в методологическом отношении и чрезмерное выпячивание „неудачи“ абсолютно точного измерения\*, что может привести к другим „идеалистическим шатаниям“.

Из того факта, что нельзя точно измерить ширину стола, можно прийти к выводу, что и вообще это понятие не имеет смысла, забыть, что на известном этапе измерения оно схватывает и характеризует некоторые черты объективной реаль-

\* Т. е. опасность философского релятивизма.



ности; это понятие может толковаться как „ненаучное“, ибо оно „не точное“, оно относительное, на известном этапе лишь „кажущееся“.

Но так как такова судьба всякого физического измерения, то и весь объективный мир начинает становиться кажущимся, только относительным, открывая дорогу всякого рода философским спекуляциям.

\* \* \*

Итак, метафизическое „абсолютно точное измерение“ невозможно, не потому, что оно принципиально недоступно познанию, а потому, что, начиная с некоторого момента, объективно конкретная физическая задача, задача об уточнении измерения теряет по сути вещей свою прежнюю определенность.

Но, с другой стороны, всякая задача измерения, некогда поставленная, все больше и больше уточняется, стремясь к некоторому пределу, где исчерпывается всякая „точность“ до конца, т. е. где измерение „с большей точностью“ перестает характеризовать изучаемый объект, объективно теряет смысл; этим самым снимается вопрос о какой-либо „неточности“ в самых вещах и ставится задача стремления к некоторым предельным действительно „абсолютно точным измерениям“, но уже в новом, реальном, не в метафизическом, а в „физическом“ смысле, т. е. к таким „предельным“ измерениям, точнее которых измерять в данной конкретной задаче, подчеркиваем, не нельзя, а „ничего“ \*.

#### СООТНОШЕНИЕ НЕТОЧНОСТЕЙ

Квантовая механика исходит из того, что в области микрокосмоса измерение всегда вносит существенные изменения в состояние наблюдаемого объекта. В качестве примера иногда приводится наблюдение над связанным электроном, вращающимся вокруг ядра атома. Рассматривается, например, атом водорода в невозбужденном состоянии. В этом случае размер атома равняется  $10^{-8}$  см. Пусть мы определяем положение электрона на орбите, например, с точностью до  $10^{-9}$  см. Но достаточно одного кванта света этого же порядка длины волны, чтобы в силу эффекта Комптона электрон оказался выброшенным за пределы атома.

Таким образом следующее наблюдение того же состояния делается невозможным. Подчеркиваем, что здесь суть не только в разрушении системы, над которой ведется наблюдение. Существенное заключается в том, что изменения

\* Измерять „ничего“ не „вообще“, а для данной задачи: вообще же здесь появляются другие проблемы со своими задачами измерения.

в состоянии, происходящие во время наблюдения, в известных пределах не контролируемы.

Квантовая механика трактует электрон как материальную частицу\*.

Но, с другой стороны, в широких размерах для „описания“ явлений, связанных с электроном, пользуются понятием волны.

Если мы имеем свободный электрон с импульсом  $mv$ , то по Де Бройлю  $\lambda = \frac{h}{mv}$ , где  $\lambda$  — как раз соответствующая длина

волны. И с этой стороны чисто волновое описание явления совершенно не дает права говорить точно, например, о положении электрона, ибо плоские монохроматические волны нигде не начинаются и нигде не кончаются, а запол-

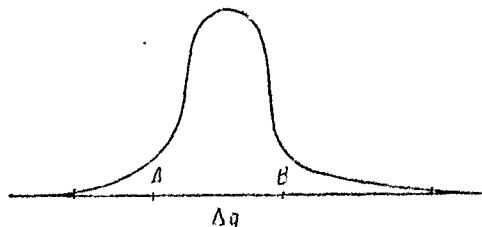


Рис. 1.

няют „все пространство“, не выделяя чем-либо точки или области нахождения электрона. Единственная возможность выделить такую область — это так подобрать совокупность волн, что в результате наложения они всюду друг друга „погашают“, кроме узкой области, где, наоборот, их амплитуды складываются. Такое образование в квантовой механике называется волновым пакетом. Волновой пакет имеет вид, изображенный на рис. 1. Но для получения пакета необходимо, чтобы длины волн, составляющие пакет, разнились несколько друг от друга, и пакет будет, как это доказывается, тем уже, чем больше разница в длинах тех волн, из которых он построен.

Сама же частица, электрон, может находиться, например, в точке A или в точке B и т. д., находящихся внутри пакета, а где именно — точно не известно\*\*. Следовательно, неточность в определении местоположения частицы опреде-

\* Дальше будут разобраны основания для подобной трактовки.

\*\* Квантовая механика в противоположность классической механике не задает точных значений местоположений и импульсов электрона, а задает их распределение. Например, из  $n$  наблюдений, произведенных над импульсами и положениями электрона,  $m_1$  наблюдений относятся к некоторому результату  $k_1$ ;  $m_2$  — к некоторому результату  $k_2$  и т. д. Если это графически изобразить, т. е. нанести это на чертеже, то получается кривая распределения положений и импульсов. Таким образом здесь видна принципиальная разница между подходом квантовой и классической механики. Первая с самого начала становится на точку зрения вероятностного задания положения и импульса, а не точного, как в классической механике.

ляется шириной пакета, отрезком  $\Delta q$ . Но значит ли это, что невозможно задать положение, координату частицы с любой точностью в смысле классической механики? Нет, не значит. Для этого нужно только, чтобы ширина пакета была сколь угодно малой. А это значит, что среди длин волн, составляющих пакет, должны быть и такие, которые очень сильно разнятся по длинам друг от друга.

Выведем \* соотношение, показывающее порядок величины произведения обеих неточностей. Это соотношение и называется „соотношением неточностей“, или „соотношением неопределенностей“.

Мы уже видели, что волновой пакет есть совокупность волн, длины которых отличаются на небольшую величину. Образует волновой пакет. Пусть ширина его —  $\Delta q$ . Допустим, что имеем волны, длина которых равна  $\lambda_0$  и которые укладываются на отрезке  $\Delta q$  в числе  $n$ . Но чтобы за пределами этого отрезка волновое поле было равно нулю, очевидно, на  $\Delta q$  должны укладываться и другие волны, кроме указанных ранее, с которыми последние так интерферируют, что вне этого отрезка волновое поле отсутствует. Из построения можно установить, что необходимое условие для осуществления такого рода интерференции состоит в том, чтобы эти другие волны, имеющие, скажем, длину волны, равную  $\lambda_1$ , на этом отрезке укладывались, по крайней мере, в числе  $n + 1$ . Следовательно, необходимым условием для построения пакета является следующее:

$$\Delta q = \lambda_0 n = \lambda_1 (n + 1); \lambda_1 = \lambda_0 \frac{n}{n + 1}. \quad (1)$$

Отсюда легко вывести „соотношение неточностей“. Согласно теории де-Бройля каждому электрону соответствует длина волны

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

Следовательно, можно писать

$$\lambda_1 = \frac{h}{p_1}; n \lambda_0 (p_1 - p_0) = h; \text{ или } \Delta q \Delta p = h. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta q$  — ширина пакета и изображает неточность в определении координаты электрона,  $\Delta p$  — неточность в определении его импульса.

Смысл этого соотношения, как утверждает квантовая механика, заключается в том, что невозможно одновременно

\* Вывод упрощенный. Более строгий приведен в „Die Physicalischen Prinzipien der Quantentheorie“ Heisenberg'a.

менное точное определение и импульса и координаты. Определение этих величин связано с неточностями, произведение которых порядка  $\hbar$ .

Если переписать соотношение (3) в других канонически сопряженных величинах, например  $E$  (энергия) и  $t$  (время), то оно переписывается так:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (4)$$

Принято для иллюстрации правильности этого соотношения приводить целый ряд так называемых „мыслимых“ экспериментов. Рассмотрим только два из них.

### Микроскоп

Электрон  $e$  находится под объективом микроскопа, как показано на рис. 2. Его освещают квантами света частоты  $\nu$ .

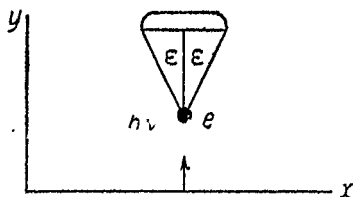


Рис. 2.

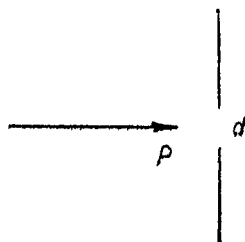


Рис. 3.

Наскочив на электрон, квант света изменит его первоначальный импульс. Направление нового импульса электрона точно не известно, ибо в точности неизвестно направление рассеянного электроном „отдачи“ кванта. Чтобы электрон увидеть, необходимо, чтобы хотя бы один рассеянный квант прошел через трубу микроскопа и попал в глаз наблюдателя. Направление импульса этого кванта лежит в пределах угла  $\epsilon$ .

Неточность в определении импульса электрона равна:

$$\Delta p = \frac{h\nu}{c} \sin \epsilon.$$

Согласно законам оптики, координату  $x$  можно измерить, в самом лучшем случае, с точностью  $\Delta q = \Delta x = \frac{\lambda}{\sin \epsilon}$ . Это соотношение дает разрешающую силу микроскопа. Отсюда видно, что произведение обеих неточностей составляет величину порядка  $\hbar$ .

### Дифракционная щель

Движущийся электрон с известным импульсом  $p$  проходит через щель  $d$  (рис. 3). Сужая щель, мы все точнее

можем фиксировать положение электрона\*. Таким образом неточность в определении координаты электрона задается шириной щели:

$$\Delta q = d.$$

Но узкая щель вызовет дифракцию электронных волн.

Неточность в определении импульса электрона в направлении  $d$  определяется величиной слагающей импульса в направлении  $d$  и равна:

$$\Delta p = p \sin \alpha.$$

Из оптики известно, что  $\sin \alpha = \frac{\lambda}{d}$ . Следовательно,  $\Delta p$  равно  $\frac{h}{d}$ , а произведение обеих неточностей равно:

$$\Delta p \Delta q = h,$$

т. е. опять получили „соотношение неточностей“.

Вот пример рассуждений некоторых физиков:

„Неточности, входящие в это соотношение, принципиально отличаются от тех, с которыми имела дело классическая физика. Последняя рассматривала неточности технического порядка, зависящие от несовершенства техники измерения. Предполагалось, что точность измерения станет „абсолютной“, если техника экспериментирования станет совершенной. Однако квантовая механика утверждает, что существует принципиальный предел в точности измерения, который вытекает из самой сущности физических процессов“\*\*. „Если в классической механике точное определение начальных условий было недостижимо практически, то не было сомнений в том, что принципиально возможно определение условий с любой точностью. В новой квантовой механике определение начальных условий становится не только практически трудным, но и принципиально невозможным“\*\*\*.

При макроскопических измерениях имеют место неточности обоих родов. Но почему принципиальные неточности не обнаруживаются на опыте? Дело в том, что они перекрываются измерительными\*\*\*\*. Де-Бройль\*\*\*\*\* подсчитал принципиальную неточность, которая связана с измерением макроскопического тела — движущегося шарика весом в 1 мг. Чтобы определить его состояние в какой-то момент, необходимо знать координату его центра тяжести и его скорость.

\* См. об этом дальше.

\*\* См. De Broglie, Einführung in die Wellenmechanik.

\*\*\* Шредингер. Речь по поводу избрания его членом прусской Академии наук.

\*\*\*\* См. ранее цитированное произведение де-Бройля,

\*\*\*\*\* Там же.

Допустим, что координата центра тяжести определена с точностью до 0,001 м.м. Это — огромная точность. Подставив эти величины в „соотношение неточностей“, получим для неточности в определении скорости шарика следующую величину:

$$\Delta v = \frac{h}{\Delta q \cdot m}; \quad \Delta v = \frac{6,55 \cdot 10^{-27}}{10^{-8} \cdot 10^{-1}} = 6,55 \cdot 10^{-20} \text{ см/сек.}$$

Очевидно, что на практике нет ни одного метода, который давал бы с такой точностью скорость. Экспериментальная неточность перекрывает принципиальную, и все происходит так, как будто бы последняя вовсе не существует.

Соотношение неточностей не противоречит принципу причинности

Теперь здесь уже уместно поставить вопрос: что, собственно говоря, критикуется в принципе причинности современными физиками и философами, и какие основания для подобной критики дает конкретный материал новой квантовой, волновой механики?

Основанием для критики принципа причинности в квантовой механике, как мы знаем, является положение, которое коротко можно сформулировать так: „принципиально никакой опыт не может дать начальные  $p_0$  и  $q_0$  для электрона одновременно так точно, чтобы можно было применить закон движения для точного предсказания его  $p$  и  $q$  в любой момент времени  $t$ . Эти пределы, ограничивающие точность, как мы видели, задаются соотношением:  $\Delta p \Delta q \geq h$ , или  $\Delta E \Delta t \geq h$ .

Теперь необходимо предпослать несколько замечаний относительно того, как обычно в физике ставятся задачи об однозначном определении течения физических явлений во времени.

Для решения подобных задач всегда, как мы знаем, исходят из некоторых „начальных условий“ и некоторого „закона движения“. Причем, если в точности закон движения и начальные условия одинаковы для двух или нескольких задач, то всюду имеет место один и тот же результат, т. е. идет вопрос об однозначности причинной связи.

Ясно, что как начальные условия, так и закон движения для различных форм движения (механика, термодинамика) различны.

Если, например, в механике Ньютона или механике Эйнштейна начальными условиями являются некоторые значения импульса  $p_0$  и координаты  $q_0$  в момент времени

\* См. ранее цитированное произведение де-Бройля.

$t_0$ , а законом движения — некоторое соотношение между импульсами и координатами и их производными, то для решения некоторых задач теплопроводности необходимы уравнение теплопроводности и начальные условия в виде задания начального распределения температур; совсем другие условия требуются для ответа на вопрос: как распространяется волна. Итак, мы видим, что для однозначного определения течения явления во времени в физике необходимо знать, во-первых, характеристику „состояния“ этого явления и так называемый закон движения. После всего сказанного о так называемых начальных условиях сейчас же возникает вопрос: в какой мере импульс и координата могут объективно характеризовать электрон?

Если по Шредингеру электрон как дискретная частица, вообще говоря, не существует, то при статистической трактовке волновой механики электрон предполагается частичной, точнее — материальной точкой с определенным импульсом, т. е. электрон характеризуется теми же шестью величинами ( $p_i, q_i$ , где  $i = 1, 2, 3$ ), что и материальная точка в механике Ньютона. По крайней мере примеры, приводимые в защиту соотношения неточностей, обычно, как мы видели, так и рассчитываются.

Расчеты предполагают, как мы видели выше, некоторого „сверхнаблюдателя“, которому „в точности“ одному известны и импульс, и координаты электронов, но результат в силу соотношения неточностей для обыкновенного наблюдателя оказывается неопределенным.

Теперь прежде всего необходимо отметить следующее: если ставится вопрос о принципе причинности как о некоторой объективной категории, то нетрудно видеть, что соотношение неточностей ни в коем случае не дает права отрицать этот принцип даже в том случае, если согласиться с утверждением, что импульс  $p$  и координата  $b$  точно характеризуют частицу \*.

Действительно, если критикуют причинность как объективную категорию, то неизбежно ставят на место объективной причинности объективную беспричинность, и прежде всего мы должны потребовать определение того, что называть объективно беспричинным.

С точки зрения формальной логики о критике принципа причинности можно было бы говорить тогда, когда было бы, например, „доказано“, что при одних и тех же точно измеренных (в классическом смысле) начальных данных  $p_0$  и  $q_0$  в

Если же  $p$  (импульс) и  $q$  (координата) уже в применении к электрону теряют объективно смысл и должны быть заменены какими-то другими характеристиками, то соотношение неточностей тогда вообще перестает быть проблемой (см. об этом ниже),

момент  $t_0$ , при одном и том же законе движения теоретический подсчет состояния материальных частичек в некоторый момент  $t$  дает один и тот же результат для всех случаев, контрольная же абсолютно точная (в классическом смысле) экспериментальная проверка предсказанного результата давала бы самые различные значения, хотя условия всех опытов были абсолютно идентичны. Это и было бы определением „объективной беспричинности“ в отношении движения материальной точки. Этого как раз не дает соотношение неточностей.

Таким образом если, с одной стороны, принять соотношение неточностей, с другой стороны, трактовать принцип причинности как категорию объективную, то даже с точки зрения формальной логики соотношением неточности ни опровергается, ни подтверждается принцип причинности. Более того, им даже и исключается „точная“ проверка принципа тем, что исключается возможность „точного“ измерения начальных условий.

Очень ярко агностическая точка зрения в этом вопросе развита в книге Дирака „Принципы квантовой механики“.

Последние замечания не решают, а лишь уточняют вопрос\*. Теперь необходимо выяснить: характеризуют ли импульс и координата состояние электрона.

#### ХАРАКТЕРИЗУЮТ ЛИ $p$ И $q$ ЭЛЕКТРОН

Как бы там ни было, но мы очутились перед фактом принципиальной невозможности привычным в механике путем предсказать „будущее“ электрона и не потому, что принцип причинности оказался нарушенным, а потому, что мы не можем измерить одновременно достаточно точно импульс и координату.

Таким образом мы видим, что чисто физические предположения дают действительно повод для некоторых агностических высказываний.

Теперь уместно поставить вопрос:

Насколько обосновано утверждение того, что к электрону действительно приложимы объективно понятия „точного“ (определенного) импульса и координаты в один и тот же момент, т. е. не есть ли соотношение неточностей как раз предел применимости понятия импульса и координаты, дальше которого эти понятия становятся неопределенными, другими словами, подвергаются обычной в физике судьбе „абсолютно точного“ измерения.

Приведем пример. Пусть нам дана неравномерно на-

\* В том смысле, что даже формально логически из соотношения неточностей не вытекает отрицания принципа причинности.



гретая металлическая пластинка и требуется подсчитать распределение на ней температур к некоторому моменту  $t$ . В нашем распоряжении имеется уравнение теплопроводности и набор всевозможной точности термометров для определения начального распределения температур. Пусть в стремлении к абсолютно точному измерению мы задаемся целью измерить температуру в пространстве, сравнимом с величиной молекулы. Этим самым мы еще неизмеримо далеки от получения абсолютно точных начальных распределений, ибо дифференциальное уравнение требует, строго говоря, „в идеале“ найти температуры „всех точек“ пластинки, но ведь, пожалуй, и с нашим воображаемым термометром может случиться такой конфуз, что нигде ни при одном измерении ни одна молекула в момент измерения не ударится о наш термометр, т. е. задача о „точном измерении“ и, следовательно, предсказании будущего распределения температур с такой точностью не имеет смысла.

Принципиально, как мы увидим ниже, приведенный случай ничем не отличается от того, что мы имеем в волновой механике. Однако здесь никто не связывает в настоящее время критики принципа причинности с этими фактами, потому что ясно, что не принцип причинности здесь теряет смысл, а те требования, которые мы предъявляли к задаче по самой сути теплоты как молекулярного движения.

Итак, необходимо теперь выяснить, насколько  $p$  и  $q$  характеризуют электрон, его состояние, насколько  $p$  и  $q$  дают знание „настоящего“ этой формы движения материи, необходимого знания, как мы видели для определения поведения явления во времени.

### Соотношение неточностей как соотношение взаимодействия

Обычно выводят соотношение неопределенностей, например, в виде  $\Delta p \Delta q \geq \hbar$  и говорят, что ошибки в знании импульса и одновременно координаты связаны таким именно образом, а затем ищутся физические основания, приводящие именно к такой связи точности определения импульса с точностью определения координаты. Находят эту связь в характере того взаимодействия (на этом как будто согласны все физики), которое происходит во время наблюдения между наблюдаемым объектом и аппаратом наблюдения. Устанавливается, что происходят взаимодействия именно такого рода, при которых, наблюдая как угодно точно положение частицы, мы рискуем изменить как угодно сильно импульс, т. е. в конце концов наличие именно такого ха-

ра́ктера взаимодействия аппарата наблюдения с наблюдаемым объектом приводит к соотношению неопределенностей. Поэтому во многих отношениях было бы, может быть, правильнее итти обратным путем: установить некоторые стороны взаимодействия, которые, очевидно, классическая механика оставляла в тени или, во всяком случае, неточно отображала, например, классическими понятиями импульса и координаты, а затем для взаимодействия аппарата наблюдения с наблюдаемым объектом как для частного случая физического взаимодействия вообще получить те же соотношения неопределенностей.

Повидимому, в этом направлении и идет развитие этого вопроса. Второе соотношение  $\Delta E \Delta t \geq h$  нельзя уже теперь так просто трактовать, как это было сделано в работе Гейзенберга в 1927 г., как простую связь между соответствующими ошибками наблюдения и  $\Delta t$ , — скорее здесь соответствующая длительность эксперимента, соответствующая длительность того же взаимодействия аппарата наблюдения с наблюдаемым объектом. В этом направлении идет, как нам кажется, трактовка Бором этого соотношения, в этом же направлении идет как будто работа Ландау и Паерлса.

Правда, сейчас скорее приходится итти от соотношения неопределенностей к установлению некоторых особенностей тех взаимодействий, которые ведут к соотношению неопределенностей, но конечная цель нам представляется именно такой, как мы формулировали ее выше.

Но обратимся к нашим соотношениям.

Одно только предположение о том, что само измерение координаты, например, вызывает изменение импульса, совершенно недостаточно для толкования соотношения неопределенностей.

Здесь еще нет принципиальных различий в постановке вопроса об изменении в новой квантовой механике от подобной постановки классической физики.

Правда, классическая физика всегда неявно допускала возможность такой организации эксперимента, когда в этих условиях это явление (т. е. влияние самого процесса измерения) становится как угодно мало, и в этом смысле соотношение неточностей устанавливает пределы, которых не было в классической физике.

Но не это главное.

Классическая физика в общем виде никогда не отрицала влияния аппарата измерения на измеряемое, но в ней всегда, на худой конец, предполагалась принципиальная возможность учета этого влияния.

Новая квантовая механика устанавливает пределы и этой

возможности. Если, например, мы точно знаем импульс частицы до наблюдения ее положения, то в момент наблюдения мы изменяем в какой-то мере прежний импульс. И это изменение в момент наблюдения измерено точно быть не может. Это изменение, как говорят, не контролируемо.

Принцип неконтролируемости, если можно так сказать,—душа соотношения неопределенности в его современном толковании.

Этот принцип совершенно чужд как общий принцип классической физике, и здесь — именно принципиально новое в постановке вопроса об измерениях некоторых физических величин.

Выше мы уже упоминали о том, что в обычных выводах соотношения неопределенностей (из дуализма волн и корпускул непосредственно или из некоторого неравенства для функции, удовлетворяющей некоторым условиям, и т. д.) констатируется только наличие связи соответствующих ошибок ( $\Delta p$ ,  $\Delta q$ ), но не удается проследить динамическое толкование этой связи.

Динамическое толкование дается отдельным постулатом. (Измерение положения меняет импульс... и т. д.)

Также понятие неконтролируемости органически не связано с обычными выводами соотношения, не следует из общих положений, лежащих в основе выводов.

Присмотримся ближе к употреблению понятия неконтролируемости.

Следствием неконтролируемости является формулировка: нельзя одновременно точно знать импульс и координату частицы. По смыслу соотношения в различные моменты времени, порознь мы можем знать как угодно точно только импульс и только координату. Пусть мы занимаемся тем, что порознь наблюдаем импульс и координаты частицы в момент  $t_2$  и  $t_1$ , причем вначале  $t_2 - t_1 = \Delta t$  достаточно велико ( $t_1$ ,  $t_2$  — время показаний стрелками приборов результата измерения).

Очень важно для дальнейшей дискуссии этого вопроса то, что влияние наблюдения импульса и координаты на наблюдаемый объект в некотором смысле не симметрично: в то время как точное наблюдение положения ведет к очень серьезным нарушениям в наблюдаемой системе (резко меняется импульс), наблюдение только импульса можно провести почти совершенно безнаказанно для объективного хода наблюдаемого процесса. При наблюдении импульса мы, как говорят, „теряем прежнее знание положения частицы“, но объективный ход процесса может при этом не нарушаться. Например, пользуясь доплер-эффектом для измерения импульса, мы можем освещать электрон очень длинными волнами и вследствие этого сделать влияние комптон-эффекта как угодно малым.

Поэтому, если мы ведем наблюдение импульса и координаты во времени раздельно, то, смотря по тому, производим ли мы наблюдение импульса до или после наблюдения координаты, получим совершенно различные результаты для значения импульса. Дело в том, что, измеряя положение, мы изменяем импульс, а затем измерение импульса дает то значение измененного импульса, который частица имеет уже после наблюдения положения.

Обратный же порядок экспериментов оставляет открытым вопрос о том, как изменился импульс под влиянием наблюдения координаты.

В первом случае возможность контролирования \* получена лишь за счет неодновременности измерения: наши эксперименты разделяет промежуток времени  $\Delta t$ .

Обсуждая соотношение неточностей, в нерелятивистской квантовой механике обычно не затрагивают вопроса о роли времени в процессе измерения. Предполагается, что измерение физических величин может быть проведено в как угодно малый промежуток времени, так что имеет смысл говорить о точном значении физической величины в данный момент \*\*.

Предполагается, следовательно, что в любое мгновение мы можем точно измерить, например, только координату или только импульс.

Легко показать, что подобное утверждение (возможность точного мгновенного измерения) в отношении импульса и энергии противоречит тому же самому соотношению  $\Delta p \Delta q \geq \hbar$ .

Действительно, пусть мы имеем инерциальное движение частицы и пусть в момент  $t_1$  мы точно измерили положение и после этого в момент  $t_2$  так же точно ее импульс.

Мгновенное измерение в  $t_1$  дало точно — положение частицы  $q_0$  и мгновенно изменило скорость.

Мгновенное измерение в  $t_2$  точно определило импульс  $m v$ , импульс, который точно относится к моменту  $t_2$ .

Измерение точно определило импульс. Это значит, что именно это значение имеет импульс частицы непосредственно до и после измерения во всех случаях движения частицы. Для свободной же частицы точное измерение импульса в момент  $t_2$  дает тот импульс, которым обладает частица, начиная с момента  $t_1$  все время до и после второго эксперимента.

Если это справедливо, то к моменту  $t_2$  мы могли бы так же точно знать и координату частицы:

$$q_{t_2} = q_0 + v(t_2 - t_1),$$

\* Контролирования в импульсе.

\*\* В. А. Фо к, Начала квантовой механики.

что противоречило бы соотношению:

$$\Delta p \Delta q \geq h.$$

Обычно здесь призывается на помощь неконтролируемость. Утверждение, что измерение импульса неконтролируемо, сбивает наше прежнее знание положения. Но что значит: наблюдение сбивает наше прежнее знание положения? Это значит только одно, что в результате второго наблюдения, после него непосредственно, частица может, вообще говоря, находиться в любой точке пространства как угодно отдаленной от  $q_0$ , от положения, которое частица занимала непосредственно после первого эксперимента (в момент  $t_1$ ).

Попасть же частица из  $q_0$  в любое  $q$  в результате второго наблюдения может лишь не иначе, как двигаясь с какой-то скоростью  $v$  в течение какого-то промежутка времени  $\Delta t$ .

Следовательно, неопределенность  $\Delta q$  в  $q$  к моменту  $t_2$  [ $q = q_0 + v(t_2 - t_1)$ ] может быть получена при точном знании положения в момент  $t_1$  ( $q_0$ ), только лишь за счет ошибки во времени ( $t_2 - t_1$ ) или за счет ошибки в определении скорости. Другого выбора нет.

Либо  $\Delta t = t_2 - t_1$  измерено с ошибкой  $\sigma$ , либо скорость  $v$  не точно соответствует действительной скорости.

Первое предположение не выдерживает никакой критики:  $\sigma$  не может быть ошибкой во времени. Действительно, это дало бы ошибку в координате:

$$\Delta q = v\sigma.$$

$\sigma$  должна удовлетворить соотношению:

$$v\sigma \Delta p \geq h. \quad (\alpha)$$

Соотношение  $(\alpha)$  должно быть справедливо при точно измеренном импульсе ( $mv$ ), при конечном  $v$  (точно известном также результате измерения импульса), что ведет к нелепому требованию ( $\sigma = \infty$ ), т. е. если при измерении координаты часы показывали точно время, когда аппарат закончил измерение, то при точном измерении импульса те же часы почему-то обязательно должны делать невероятную ошибку ( $\sigma \rightarrow \infty$ ), и эта ошибка в показании часов должна быть тем меньше, чем больше аппарат дает ошибку в импульсе, что, конечно, быть не может, ибо часы никак не связаны с аппаратом, измеряющим импульс.

Становится необходимым, таким образом, предположить для выполнения неравенства  $\Delta p \Delta q \geq h$ , что само измерение импульса изменяет несколько измеряемый импульс. Это, вообще говоря, так: какими бы длинными волнами мы ни

освещали электрон, наблюдая по доплер-эффекту его импульс, все же всегда будет соответствующий комптон-эффект, в силу которого несколько изменятся импульс.

Пусть за время  $\Delta t$  средняя скорость частицы  $v + \Delta v$ ;  $v$  — это то значение скорости, которое показал аппарат;  $\Delta v$  — это ошибка в скорости в результате наблюдения. Тогда ошибка в положении к моменту окончания второго эксперимента:

$$\Delta q = \Delta v \Delta t.$$

Но, спрашивается, что нам мешает сделать промежуток  $\Delta t$  между измерениями координаты и импульса как угодно малым?

Анализируя физические условия наблюдения, мы можем утверждать, что лишь в лучшем случае, сохраняя ту же последовательность наблюдения, мы можем начать второе наблюдение, т. е. наблюдение импульса немедленно после того, как закончено наблюдение координаты. Тогда промежуток между двумя показаниями аппаратов наблюдения будет в крайнем случае равен, а вообще говоря, больше времени, необходимого для проведения второго эксперимента. Следовательно,  $\Delta t$  не может быть меньше, чем длительность второго наблюдения.

Длительность опыта складывается из времени взаимодействия аппарата с наблюдаемым объектом и времени, необходимого для регистрации этого взаимодействия стрелкой прибора. Полагая, что передаточный механизм работает идеально, мы лишь в этом идеальном случае можем отождествить  $\Delta t$  — продолжительность опыта — с продолжительностью взаимодействия аппарата с частицей.

Если  $\Delta t$  — продолжительность взаимодействия аппарата с частицей, то  $\Delta v$  — не что иное, как среднее изменение скорости за время этого взаимодействия.

Но  $\Delta q$  должно удовлетворять соотношению:

$$\Delta p \Delta q \geq h, \quad (\beta)$$

следовательно,

$$\Delta p \Delta v \Delta t \geq h \quad (\gamma)$$

или

$$m \Delta v^2 \Delta t \geq h. \quad (\delta)^*$$

\* Нелишне напомнить о том, как при определении импульса в мыслимых экспериментах теряется „старое знание положения частицы“ о том, как получается ошибка в положении.

Напомним эксперимент, обсуждаемый, например, Гейзенбергом в „Die Physikalischen Prinzipien der Quantumtheorie“.

Дело идет об определении скорости электрона по отклонению в магнитном поле. Электроны вылетают из первой щели, пролетают расстояние  $a + l$ , улавливаются другой щелью. Пусть  $a$  проходит в магнитном поле,  $l$  — свободным движением. Ошибка в положении вычисляется так: если электрон летел со скоростью  $v$ ; то эксперимент длился, по

Таким образом мы видим, что соотношение:

$$\Delta p \Delta q \geq \hbar$$

в его динамической трактовке (чем точнее измеряется положение, тем сильнее изменяется импульс) не ведет еще к неопределенности.

Соотношение (β) становится соотношением неопределенности с того момента, когда вводится положение неконтролируемости, а положение контролируемости, в свою очередь, ведет к соотношению:

$$m(\Delta v)^2 \Delta t \geq \hbar,$$

следствием которого и является в данном случае неконтролируемость. И вообще соотношения (β) и (δ) только вместе, как мы видим, дают неопределенность.

Итак, не только измерение положения изменяет импульс, но и измерение импульса меняет импульс частицы, а главное, чем меньше продолжительность эксперимента, чем меньше время взаимодействия аппарата с частицей, тем больше изменяется импульс.

Соотношение (δ) показывает, что точное наблюдение импульса возможно лишь при бесконечно длительном эксперименте.

меньшей мере,  $\Delta t = \frac{a + l}{\Delta v}$ , и если наблюдение скорости дало ошибку  $\Delta v$ , то неточность в знании положения частицы после импульса равна по меньшей мере:

$$\Delta q = \frac{a + l}{v} \Delta v; \Delta q = \Delta t \Delta v.$$

Следовательно, чем точнее определяется импульс ( $\Delta v \rightarrow 0$ ), тем больше должна быть длительность эксперимента  $\Delta t$  при прочих равных условиях и обратно. Мы видим таким образом, что и для этого эксперимента необходимо, чтобы  $\Delta t$  удовлетворяло неравенству:

$$\Delta p \Delta v \Delta t \geq \hbar.$$

То же самое — при определении скорости частицы при помощи доплер-эффекта (см. например, L. de Broglie, Introduction à l'étude de la mécanique ondulatoire).

Какими бы длинными волнами мы ни освещали частицу, все равно можно ожидать комптон-эффект, изменяющий во время наблюдения скорости частицы ее же скорость на  $\Delta v$ . Продолжительность эксперимента не может быть меньше, чем  $\frac{l}{c}$ , где  $c$  — скорость света, а  $l$  — ширина светового сигнала, который не может быть меньше средней длины волны  $\lambda$ . Следовательно  $\Delta q = \Delta v \Delta t = \Delta v \frac{l}{c}$ , и продолжительность эксперимента не может быть меньше периода колебания этой  $\lambda$ .

Но, уменьшая период, мы увеличиваем частоту  $\nu$ , следовательно, энергию, на которую может измениться энергия частицы и, следовательно, импульс.

Итак, именно требование выполнимости соотношения  $\Delta p \Delta q \geq h$  приводит к этим результатам, именно соотношение  $\Delta p \Delta q \geq h$  настойчиво требует, как мы видели, сделать некоторые заключения о роли \* времени в процессе измерения импульса.

Если для решения задачи механики необходимо рассматривать движение волнового пакета и его изменение во времени, то для физического толкования соотношения как такового существенны лишь пространственно временные размеры пакета, т. е. именно тот пакет, который получился непосредственно после измерения, а не тот, который после этого со временем изменился.

Если позволить себе выбирать собственную систему координат, т. е. такую систему координат, в которой электрон до наблюдения покоится, то в этой системе координат все величины, входящие в соотношение (8) и (9), получают очень простое толкование; если  $\Delta t$  — длительность взаимодействия, то  $\Delta E$  — это изменение энергии за это время; если средняя скорость за время  $\Delta t$ , которую получил электрон в этой системе координат, есть  $\Delta v$  (раньше электрон покоился), то  $\Delta v \Delta t = \Delta q$  — именно тот пространственный интервал, на котором происходило взаимодействие.

Другими словами, в этой системе соотношение  $2 \Delta E \Delta t \geq h$  устанавливает соотношение, по которому взаимодействия между частицами и аппаратом могут быть лишь такого рода, что произведение времени взаимодействия на изменение кинетической энергии в результате взаимодействия всегда больше или во всяком случае порядка планковской постоянной  $h$ .

Соотношение  $\Delta p \Delta q \geq h$  устанавливает положение, по которому взаимодействия между частицей и аппаратом наблюдения могут быть лишь такого рода, что произведение изменения импульса частицы за время взаимодействия на интервал, на котором произошло взаимодействие, не может быть меньше планковской постоянной.

Или объединяющая формулировка: природа взаимодействия такова, что функция действия в результате взаимодействия не может получить значение меньше  $h$  в этой системе координат \*\*.

Такова природа взаимодействия. Поэтому соотношение неопределенности было бы правильное

\* Вообще же говоря, роль времени в квантовой механике пока совершенно не ясна. Время, с одной стороны, — „простое число“, с другой — „оператор“. Этот вопрос требует особого обсуждения, с этой проблемой связаны некоторые центральные вопросы квантовой механики.

\*\* Если под действием понимать  $\int p dq$  и  $2 \int E_{kin} dt$ .



называть соотношением взаимодействия или действия; именно взаимодействие — объективная сторона этих соотношений.

\* \* \*

Выше мы выяснили, что соотношение неточностей лишь тогда формально логически ведет к агностицизму, когда выдвинуты положения, утверждающие, что импульс  $p$  имеет точный объективный смысл для частицы, в том числе и для электрона, в любой точке  $q$  в любой момент  $t$ . И соответственно кинетическая энергия  $E$  всегда имеет точный физический смысл для электрона в любое мгновение  $t$ .

Никем никогда, конечно, не было доказано положение о том, что то понятие кинетической энергии, которое у нас исторически сложилось, имеет строгий физический смысл для электрона в каждое мгновение.

Но так как предположение в пределах измерения всегда выполнялось в макрокосмосе, то постепенно предположение перешло в привычку, а потом в уверенность, а по существу продолжало оставаться в микрокосмосе ничем не обоснованной экстраполяцией.

Универсальность соотношения

$$E = h\nu$$

показывает, что и кинетическая энергия имеет смысл лишь по отношению к целому периоду колебания  $\tau$ , а не к отдельному мгновению.

Когда не закончился период колебания, так же нелепо спрашивать, какова энергия, как нелепо измерять площадь геометрической фигуры, если кривая не замкнута.

В классической механике утверждалось, что движение частицы (в том числе и электрон) строго можно всегда заменить движением материальной точки, что всегда находится такая особая точка, движение которой строго характеризует движение всей этой частицы.

Эта гипотеза в квантовой механике не находит подтверждения.

Против критики этой гипотезы, казалось бы, можно выставить очень веские возражения. Ведь по самому смыслу соотношения неточностей только положение электрона мы можем определить как угодно точно. Но трудно считать случайным тот факт, что измерение точного положения электрона непременно требует чрезвычайно энергичных воздействий на электрон, лишь в результате которых как бы удается собрать в некоторую малую область ту реальность, которую мы называем электроном. Если бы мы построили аппарат, который автоматически определял бы только положение электрона в какой-то момент, и если бы

мы заранее знали, что наш аппарат именно так устроен, что не может изменить импульс электрона на величину большую, чем  $\alpha$ , то мы могли бы заранее утверждать, что наш аппарат никогда не определит положения электронов с точностью большей, чем  $\Delta q > \frac{h}{\alpha}$ .

Надо полагать, что эта удивительная связь точности в наблюдении положения электрона с применяемым воздействием на электрон может послужить ключом к изучению с некоторой стороны самой структуры, если можно так сказать, этой реальности<sup>4</sup>.

В классической механике полагалось, что для каждого момента времени для каждой материальной точки всегда реален предел:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t},$$

где  $v$  — скорость.

Собственно говоря, понятие скорости и соответственно понятие импульса исторически сложилось и по существу относится не к одной точке пространства времени  $(q, t)$ , а к некоторым двум точкам:

$$(q_1, t_1) \text{ и } (q_2, t_2). \quad \bar{v} = \frac{q_2 - q_1}{t_2 - t_1},$$

и хотя реальность предела при  $t_2 - t_1 \rightarrow 0$ , реальность понятия „скорости в точке“, „истинной скорости“, например, в случае электронов, которое понятно особенно нас интересует, никем, насколько нам известно, не оспаривалось до волновой механики, но в равной мере и не обосновывалось.

Волновая механика здесь приносит существенно новое.

\* Особый интерес представляет тот случай, когда известно, что аппарат ведет себя пассивно (аппарат только получает энергию, но не отдает или по абсолютной величине не меняет скорость электрона), а так как скорость электрона можно знать точно до наблюдения положения, то можно заранее сказать, что этот аппарат может измерить положение электрона лишь с точностью до

$$\Delta q = \frac{h}{p},$$

где  $p$  — импульс электрона.

Чем больше скорость электрона, тем точнее этот аппарат определяет его положение.

Любопытно, что в этом случае  $\Delta q = \frac{h}{p} = \lambda$  как раз равно по своим размерам длине де-бройлевской волны.

Играет ли здесь основную роль в сужении области, которая принадлежит электрону, лишь только сам момент взаимодействия или вообще эта область тем меньше, чем больше скорость самого электрона, это — пока чисто спекулятивные вопросы. Хотя в наших представлениях об атоме мы пока еще отводим там быстро движущемуся электрону область очень малую по сравнению с размерами атома.

Не говоря уже о том, что прежнее определение скорости или импульса как

$$v = \frac{q_2 - q_1}{t_2 - t_1}$$

лишено всяческого физического смысла, мы в волновой механике имеем для свободного электрона соотношение:

$$p = \frac{h}{\lambda},$$

где  $h$  — попрежнему постоянная Планка,  $\lambda$  — де-бройлевская волна.

Это соотношение связывает импульс не с точкой или с двумя бесконечно близкими точками, а с интервалом.

Импульс существенно относится к некоторому интервалу, а не к точке.

Если скорость в точке для электрона не имеет смысла как, например, температура электрона, то нелепо говорить о каких-то неточностях или неопределенностях в измерении скорости электрона в точке, как нелепо говорить, например, о железном электроны в атоме железа или о том, что молекула воды мокрая. С этой точки зрения предельное соотношение:

$$\Delta p \Delta q = h.$$

Это есть точно измеренный предел применимости к электрону понятия скорости в точке.

В соотношении неточностей или неопределенностей тогда, таким образом, нет никакой неточности, никакой неопределенности, и по самой сути дела правильнее называть это соотношение, как мы говорили уже выше, соотношением взаимодействия.

Вообще говоря, здесь могут быть две постановки вопроса: или мы в каждом элементарном случае имеем взаимодействие именно такого рода (т. е. в каждом элементарном акте дающее неопределенность), или в каждом элементарном случае мы не имеем никаких ограничений, связывающих, например, время взаимодействия и энергию, которая участвует в этом взаимодействии, соответственно  $\Delta p$  и  $\Delta q$ , а лишь статистически, для среднего, появляются эти ограничения. И в природе тогда, таким образом, существуют такие взаимодействия, которые могут осуществить наблюдение в классическом смысле этого слова, но в квантовой механике нельзя выделить только эти взаимодействия и построить только из них совокупность измерений, дающую значение измеряемых величин. При составлении такой совокупности обязательно в нее войдут такие взаимодействия, которые в среднем опять приведут к соотношению неточностей. Если

в действительности мы имеем дело со вторым случаем, то тот путь, по которому идет наша статья в трактовке „С. Н.“ (полагая, что электрон — это такая реальность, в которой неприменимы объективно точные понятия  $p$  и  $q$  в силу самой структуры, если можно так сказать), не есть путь разрешения вопроса, и тогда перед физикой в ее дальнейшем развитии станет вопрос — отыскать также способы отбора таких элементарных актов взаимодействий, осуществляющих наблюдение, которые дали бы возможность произвести измерение, существенно не нарушая наблюдаемого процесса.

Этот путь не укладывается в рамки современной квантовой механики и невозможен без радикального изменения ее основ.

Мы склонны видеть правильным первое положение, по которому в каждом элементарном акте имеет место взаимодействие, которое в каждом элементарном случае ведет к неопределенности, что является прямым следствием того положения, что электрон по своей физической сущности уже больше не может быть характеризован точными  $p$  и  $q$ . Если это положение справедливо в каждом элементарном случае, то оно может быть справедливо и статистически для среднего, как это обычно получается.

Мы склонны считать правильным первое положение на том основании, что квантовый постулат является справедливым и для элементарных процессов, а соотношение неточностей является непосредственным следствием именно квантового постулата\*.

Конечно, при расчетах, пользуясь корпускулярной терминологией, можно говорить и в предельном случае неравенства

$$\Delta p \Delta q \geq h, \text{ т. е. } \Delta p \Delta q = h$$

о  $\Delta q$  и  $\Delta p$  как об ошибках наблюдения, предполагая, что взаимодействие происходит мгновенно где-то в точке на отрезке  $\Delta q$  и что существует такая особая точка у электрона, которая выполняет подобные функции, но всегда при этом не надо забывать, что это — абстракция, и отсюда нельзя делать известные выводы, критикующие принцип причинности.

Другими словами, на поставленный нами вопрос: характеризуют ли  $p$  и  $q$  одновременно электрон, мы отвечаем отрицательно, и не вина принципа причинности, если дело обстоит именно так, так же как трудно обвинять принцип причинности, что, например, состояние общества в какой-то момент нельзя описать импульсом и координатой и таким образом точно предсказать его будущее, и, кажется,

\* В о р, Квантовый постулат и новое развитие атомистики,

никто с этой точки зрения не критиковал причинности в обществе.

Собственно говоря, здесь разрешается основная задача нашей статьи. Итак, мы поставили перед собой вопрос, отвергает ли новая волновая механика принцип причинности, и пришли к выводу, что критика принципа причинности связана с утверждением, что электрон характеризуется одновременно точно импульсом и координатой. Ближайшее рассмотрение вопроса показывает необоснованность подобного утверждения и таким образом логическую необоснованность критики принципа причинности, т. е. принцип причинности и на этом этапе критикуется все-таки с тех же старых философских позиций, хотя часто утверждают, что соотношение неточностей логически неизбежно приводит к опровержению принципа причинности.

Если настаивать на характеристике процесса изучения этапов всякого нового явления, которая нами дана выше, то современный этап изучения электрона характеризуется в основном как раз тем, что изучается, главным образом, в этой новой реальности, то общее, что имеется в ней с другими уже относительно изученными формами движения. Эта сторона изучения до сих пор являлась в случае электрона доминирующей. Электрон то представляется как материальная точка и характеризуется  $p$ ,  $q$ , как материальная точка классической механики, то находят, кроме того, общее с явлениями совсем другой области, тоже относительно изученной, — мы говорим о приписывании электрону некоторых свойств волн, — и в результате этих аналогий электрон оказывается обладателем самых разнообразных и с точки зрения аналогии взаимно исключенных свойств (см. выше о развитии физики).

Эти аналогии (которые, как показывает опыт, правильно отражают некоторые стороны объективной реальности), некритически распространенные до деталей, приводят к неопределенности.

Когда говорят, что электроны — и волны и корпускулы, то обычно не подчеркивается тот факт, что тогда электроны в сущности и не волны и не корпускулы, что перед нами в сущности новая форма движущейся материи, которая очень схематично лишь в некоторых своих чертах может приблизительно отображаться теми аналогиями, которыми мы в данном случае пользуемся — лишь в некоторых границах, лишь в некоторых пределах. Переходя эти границы, мы должны быть непременно наказаны различного рода несоразностями, т. е. в этом случае эти аналогии начинают играть уже тормозящую роль для дальнейшего изучения электрона. Наконец, некоторые считают, что в последнее время мы приближаемся к волновой картине мира, но

именно за последнее десятилетие так называемая фазовая скорость все более и более теряет свой конкретный физический смысл как в электромагнитных волнах, так и в волнах материи. А ведь фазовая скорость фундаментальным образом связана с понятием волны\*.

Итак, раньше полагали, что электрон — это просто материальная точка самой обычной механики, теперь же оказывается, что на пути изучения электрона подвинулись так далеко, что уже подобная абстракция должна быть оставлена. Электрон перед нами вырисовывается в более сложном виде. И задача науки в ближайшем будущем — понять электрон как эту своеобразную форму движущейся материи.

Подчеркнем еще момент развития физики, очень важный для нашего вопроса; момент, связанный с физической сущностью явлений и с процессом их изучения. Дело в том, что новая форма движения материи (теплота, электричество) с самого начала изучается не столько с точки зрения различий, сколько с точки зрения сходства с уже относительно известными формами движения, что и действительно (это сходство) имеет место. Например, математический аппарат, выросший на механических колебаниях, оказывается пригодным для описания некоторых явлений электромагнетизма. Эти уравнения действительно схватывают то общее, что имеется у двух совершенно различных форм движения, а родословная этого аппарата продолжает навязывать и этим новым явлениям механическую сущность.

Или достаточно вспомнить уравнение Лапласа и его роль в гидродинамике, электродинамике, теории тяготения и теории теплопроводности. Наконец, всю математическую теорию теплопроводности, данную Фурье, или происхождение уравнений электромагнитного поля и гидродинамики и вообще целый метод, так называемый метод аналогии.

На первых порах изучение этого общего всегда в физике значило изучение с точки зрения уже относительно изученных форм движения (электрические и магнитные жидкости, жидкость, объясняющая упругость по Декарту, теплород, „тяготительная“ жидкость Ломоносова и др.).

Ведь какой бы чудовищный эфир ни придумывали, он

\* Дирак, возражая в сущности против термина „волновая механика“, пишет, что эта аналогия может приводить к серьезным недоразумениям, ибо суперпозиция, имеющая место в квантовой механике, глубоко отлична от той суперпозиции, которая встречается в классической теории: „Если наложить состояние колеблющейся мембраны на то же самое состояние, то результатом такого наложения будет новое состояние с удвоенной против прежнего амплитудой. Если же, с другой стороны, состояние атомной системы налагается само на себя по правилам квантовой механики, то результирующее состояние ничем не будет отличаться от первоначального“.

всегда оказывался в сущности комбинацией свойств тел твердых, жидких и газообразных \*.

Но когда изучение новой формы движущейся материи заходит достаточно далеко, то те аналогии, которые раньше помогали ориентироваться и двигать дальше процесс изучения, становятся часто тормозом для дальнейшего развития, и сквозь лес взаимно исключających аналогий вырисовывается, что в сущности мы имеем дело с принципиально новыми вещами, которые не могут быть сведены к уже известным нам „основным“ законам, положениям, „аксиомам“.

#### Гносеологические выводы из „соотношения неточностей“

Несмотря на огромный исторический опыт, настойчиво указывающий на развитие физических понятий, идея развития с большим сопротивлением завоевывает свое законное место в физическом мировоззрении.

Правда, прошел тот период естествознания, когда „за природой отрицалось всякое изменение, всякое развитие\*\*“, когда в противоположность истории человечества, развивающейся во времени, истории природы приписывалось только возникновение в пространстве \*\*\*.

Но до сих пор буржуазные физики не могут допустить идеи развития как методологический принцип в применении к основным физическим понятиям, категориям.

Ведь идеал многих физиков на протяжении многих лет — это создание логически законченной, внутренне не противоречивой физической системы. Часто идеалом физика является такое разрешение проблемы, когда, исходя из какого-либо принципа или наименьшего числа „простых“ принципов, удалось бы получить „все“ законы природы, объяснить раз навсегда „все“ явления. И раз найден такой исходный принцип, то все остальное должно естественно вытечь из него, остальное — лишь вопрос времени.

История физики знает немало таких метафизических принципов, на которые возлагались подобные надежды. Достаточно вспомнить возведение Лапласом в абсолют механики Ньютона, его всезнающий разум, который, зная точно импульсы и положения всех частиц в мире, к некоторому моменту мог бы предсказать как будущее, так и „вычислить“ прошлое мира; или на данном этапе постановку

\* Эфир Эйнштейна стоит несколько особо.

\*\* Энгельс, Диалектика природы.

Эйнштейном задачи единой теории поля — попытка, другими словами (упрощая несколько вопрос), найти такое пространство, свойствами которого можно было бы объяснить как гравитационные, так и электромагнитные явления и свести все дискретное (например квантовую механику) к непрерывному.

После того как принципы установлены, начинается будничная работа: объяснить все, исходя из этих принципов. Многое удается. В общем здании науки остается доделать какие-то „детали“, носятся в воздухе и высказываются утверждения, что все явления „крупного“ порядка объяснены и найдены, остались какие-то „мелочи“, они еще не осмыслены до конца, не всегда ясны, но есть надежда, и т. д.

С течением времени из этих мелочей вырастают „проблемы“, вводятся поправки, и, наконец, из мелочей сколачивается гроб метафизическому идеалу данного момента — построить законченную физическую систему.

Метафизически мыслящий физик принимает этот период как стихийное бедствие: „устой рушатся“, казалось, вечные принципы изгоняются, „колеблется“ весь „научный фундамент“ и вместо того, чтобы обратиться к истории развития физики, учесть его опыт, часто начинается не пересмотр метафизически застывших физических понятий, определений, а ревизия познавательной способности человека, устанавливаются „мировые загадки“, „границы познания“, даже сомнение в возможности научного мышления вообще, открывается дорога вере, религии, мистицизму.

Вот краткая историческая справка. В конце прошлого столетия так подводились итоги науки:

„Подведя итоги этому удивительному, полному и точно проверенному и, как казалось, всеохватывающему ряду законов и принципов, объясняющих как будто бы все физические явления, оратор (В. Томсон) пришел к возможности такого вывода, что все великие открытия в физике уже сделаны и что дальнейший процесс будет состоять не в открытии качественно новых явлений, а скорее в более точном количественном измерении уже известных явлений“ \*.

Вот как Планк передает мнение другого ученого того же времени:

„Конечно, в том или ином уголке можно еще заметить или удалить пылинку или пузырек, но система как целое стоит довольно прочно, и теоретическая физика заметно приближается к той степени совершенства, какую уже столетия обладает геометрия“ \*\*.

Это было перед открытием рентгеновых лучей, радио-

\* Миликан, Эволюция основных понятий современной физики.

\*\* М. Планк, От относительного к абсолютному.



активности, электронов, электромагнитной массы. А не больше чем через десятилетие Пуанкаре писал о „всеобщем разгроме принципов“, о „руинах“ старых принципов.

Пережив большую революцию в основных физических представлениях в связи с принципом относительности, многие физики и математики опять вышли с лозунгом аксиоматизации физики.

„Мы видим, что не только наши представления о пространстве и времени и движении меняются коренным образом по теории Эйнштейна, но я убежден также, что основные уравнения ее дадут возможность проникнуть в самые сокровенные процессы, происходящие внутри атома, и, что особенно важно, станет осуществимым привести все физические постоянные к математическим константам, а это в свою очередь показывает, что приближается возможность сделать из физики науку такого рода, как и геометрия; это будет лучшим венцом для такой аксиоматической методы, которая в рассматриваемых здесь вопросах пользуется столь мощными орудиями анализа, как вариационное исчисление и теория инвариантов“ \*.

Или то же самое в книге Фридмана и Фредерикса:

„Третий период (в развитии человеческой мысли. *Авторы*) есть период создания аксиоматизации знания, период, который можно охарактеризовать как время старческого скепсиса“ \*\*.

И там же:

„Нам, к счастью, не дано видеть будущего, и мы не знаем, явится ли эпоха, эпоха аксиоматизации, эпоха скепсиса предсмертными часами знания... Но если бы это даже было так, то и тогда логическая красота конца заставила бы нас приветствовать появление принципа относительности“.

А через пять лет опять теряется устойчивость. Вот что пишет Хвольсон:

„Строя на основании мира ощущений второй мир, провизорный, мы рассчитывали приблизиться к третьему, реальному миру.“

Мы надеялись при этом перебраться от чего-то колеблющегося к чему-то устойчивому, от переменного к постоянному, но откуда мы могли знать, что это нам удастся и какими путями?..

...так примерно рассуждают ныне многие ученые, как физики, так и философы“ \*\*\*.

\* Hilbert, Die Grundlagen der Physik.

\*\* Фредерикс и Фридман, Основы теории относительности, вып. 1. Тензоральное исчисление, стр. 24 и 27.

\*\*\* Хвольсон, Физика наших дней, стр. 330.

А сейчас, по мнению многих, Дираком уже начата аксиоматизация новой квантовой механики.

Мы совсем не против нахождения в физике существующих связей между различными явлениями, не против четких формулировок физических понятий на каждом данном этапе развития физики, мы тоже — за тщательную кропотливую работу, приводящую физику в „порядок“, „очищающую ее от исторических случайностей“.

Но мы против абсолютизирования этих частных физических понятий на все времена, ибо установление основных физических принципов в каждую эпоху — это в то же время установление именно тех принципов, на которые впредь должно быть обращено в первую очередь критическое внимание с возникновением новых фактов, не укладывающихся в данную физическую систему, построенную на этих принципах. Возвеждает история данных физических понятий, как показывает история физики, — это тормоз для дальнейшего развития науки и источник многих „идеалистических“ шаталий\*.

Вот иллюстрация сказанного на примере новой квантовой механики.

Дирак проделал очень большую работу над систематическим изложением современной нам квантовой механики и по существу сделал первую попытку ее аксиоматизации.

Дирак по историческому обычаю также делает попытку частные физические принципы, принципы квантовой механики в ее современном виде возвести в абсолют.

А так как квантовая механика в ее настоящем виде, как выясняет Дирак, дает возможность лишь вычислить результат предполагаемого эксперимента, а „не удовлетворительное описание всего хода явлений“, то эти принципы квантовой механики, возведенные в абсолют, заставляют его таким образом формулировать цель теоретической физики вообще:

„Единственная цель теоретической физики состоит в вычислении результатов, которые могут быть сравнены с опытом, и вовсе нет необходимости в удовлетворительном описании всего хода явлений“ \*\*.

И там же:

„Всякое описание того, что происходит с фотоном в течение опыта, будет просто мнемоническим правилом для запоминания окончательного результата опыта“ \*\*\*.

\* Об опасности впасть в философский релятивизм см. страницей ниже.

\*\* Dirac, Die Prinzipien der Quantenmechanik, стр. 6.

\*\*\* Там же.

„Описание, которое нам позволяет дать квантовая механика, есть только способ выражения, полезный для вывода и для удержания в памяти результатов опыта и никогда не приводящий к неверным следствиям“.

То-есть на новом этапе, на новой базе повторяется старая методологическая ошибка. Ведь на основании той же ньютоновской механики формулировалась, например, Гельмгольцем на все времена опять же „единственная задача теоретической физики“.

„Конечная цель естественных наук заключается в нахождении и изучении движений, лежащих в основе всех изменений, а также причин, вызывающих эти движения, т. е. в сведении к механике“ \*.

Как показал Энгельс, а в особенности Ленин \*\*, эта сторона развития физики теснейшим образом связана с постановкой вопроса об относительной и абсолютной истине, что в свою очередь теснейшим образом связано с центральным вопросом философии — с пониманием взаимоотношения субъекта и объекта.

Это один из пунктов, на котором „свихнулся“ метафизический материализм.

„Главный недостаток всего предшествующего материализма, до фейербаховского включительно, заключается в том, что предмет, действительность, чувственность рассматриваются только в форме объекта или в форме созерцания, а не как чувственно человеческая деятельность, не в форме практики, не субъективно. Поэтому действительная сторона в противоположность материализму развивалась идеализмом, но только абстрактно, так как последний, естественно, не знает действительной чувственной деятельности как таковой“ \*\*\*.

Рассматривая предмет, действительность лишь только в форме объекта, игнорируя „чувственно человеческую деятельность“, субъективную сторону взаимодействия субъекта и объекта, игнорируя человеческую практику как исторический процесс, уточняющий на каждом этапе наше знание об объективном мире, игнорируя человеческую практику как верховный критерий истины, и метафизический материализм, понятно, видит твердую опору в физике лишь в нахождении неизменных физических, внеисторических, „вечных“ истин щедро, некритически возводя многие физические категории в „вечные истины“.

\* Гельмгольц, Закон сохранения силы.

\*\* Ленин, Материализм и эмпириокритицизм; Энгельс, Анти-Дюринг.

\*\*\* Маркс, Тезисы о Фейербахе.

Но когда развитием физики подрывается „вечность“ некоторых „истин“, метафизический материалист заходит в тупик, или, не умея правильно поставить и разрешить вопрос об относительной и абсолютной истине, не видя в развитии нашего знания движения „от относительного к абсолютному“, не видя того, что отрицание сплошь и рядом „фундаментальных принципов“ развитием физики не есть голое отрицание всего прошлого этапа развития знания, а его органический рост, не видя того, что наше знание все точнее и точнее начинает отображать объективный мир, порокой чему является все возрастающая способность человечества активно вмешиваться и изменять этот мир, метафизический материалист не имеет возможности со своих позиций последовательно противостоять идеализму. Здесь идеализм выступает часто очень решительно против традиций и вместе с критикой старых физических понятий объявляет поход против материализма.

„Отрицая абсолютный характер важнейших и основных законов, они скатывались к отрицанию всякой объективной закономерности в природе, к объявлению закона природы пустой условностью, „ограничением ожидания“, „логической необходимостью“ и т. п. Настаивая на приблизительном относительном характере наших знаний, они скатывались к отрицанию независимого от познания объекта, приблизительно верно, относительно правильно отражаемого этим познания“ \*.

Таким образом проблема опять сводится к основному вопросу: субъект и объект, опять неправильно трактуется их взаимоотношение, но теперь идеализмом „раздувается гиперболически“ одна субъективная сторона этого взаимоотношения, извращается совершенно характер развития нашего знания „от относительного к абсолютному“.

Этот вопрос о соотношении релятивизма и диалектики едва ли не самый важный в объяснении теоретических заключений махизма \*\*.

Ведь под знаменем махизма выступает в основном идеализм в современной физике.

\* \* \*

В согласии с большинством физиков, например, Нильс Бор \*\*\* считает, что „следствием постулата (квантового. Авто-ры) является отказ от причинного пространственно-временного описания или координации атомных феноменов“.

\* Ленин, Собр. соч., 3-е изд., т. XIII, стр. 214; Энгельс, Анти-Дюринг, гл. IX. „Нравственность и право, вечные истины“.

\*\* Ленин, Собр. соч., т. XIII, стр. 252.

\*\*\* „Квантовый постулат и новое развитие атомистики“, Русск. перевод, У. Ф. Н., т. VIII, вып. 3, стр. 307.

Мизес \* рассматривает причинность как понятие донаучного мышления: „Оказывается, что неизбежно приходится сдать еще одну излюбленную позицию, имеющую свои корни в практической жизни, в донаучном мышлении и вознесенную угодливыми философами на недостижимую высоту вечных логических категорий: наивное понятие причинности“.

Защиту принципа причинности этот автор называет упрямством, правда, психологически понятным. „С известным психологически понятным упрямством и теперь еще сопротивляются против отказа от глубоко укоренившейся мыслительной традиции, связанной с так называемым законом причинности“ \*\*.

То же самое, по существу, утверждает Иордан: „Когда современная теория отказалась от идеи причинности, то она стала только ближе соответствовать своей задаче описывать современное состояние наших знаний. Действительно, можно развить последовательную и без пробелов замкнутую в себе физическую систему понятий, в которой принцип причинности не имеет места. Такую систему мы имеем в современной квантовой механике“.

Гааз \*\*\* считает, что „причинность с точки зрения квантовой механики нужно отрицать для элементарных процессов физики“.

Крайнюю позицию в вопросе о причинности занимает Гейзенберг \*\*\*\*, утверждая, что природа „делает свободный выбор“ в элементарных процессах. Дирак, например, в своей книге \*\*\*\*\* пишет, что процесс физики „состоит в том, что наши уравнения становятся инвариантными по отношению к все более широким классам преобразований. Такое положение вещей указывает также и на признание отсутствия произвола в природе“ (подчеркнуто нами).

Мысль о свободе выбора в микрокосмосе выражает Джинс, говоря: „Повидимому, смертельная безысходность цепи, связывающей причину со следствием, исчезла, и мы стоим перед возможностью свободы, о которой мы не имели до сих пор понятия“.

Существенно отметить, что при этом физики смотрят на причинность идеалистически, как на субъективную категорию, а не как на объективную закономерность природы. Бор рассматривает ее как форму описания явлений, Мизес — как понятие, Иордан — как идею, Шредингер — как

\* Мизес, Вероятность и статистика“, стр. 235.

\*\* Там же, стр. 236.

\*\*\* Гааз, Волны материи и квантовая механика, стр. 115.

\*\*\*\* См. дискуссию на 5-м Сольвеевском конгрессе о причинности и вероятности.

\*\*\*\*\* Dirac, Die Prinzipien der Quantenmechanik, Leipzig 1930.

установку нашего мышления. В своей статье „Was ist Naturgesetz“ \* он пишет, что когда говорят о причинности, то „речь идет не о решении о действительном строении природы, как она выступает перед нами, но о целесообразности или удобстве той или иной установки нашего мышления, с какой мы подходим к природе“. Это — махизм. Ради „удобства“ практики он сохраняет каузальность (причинность) для макроскопических явлений: „Для практики мы, конечно, будем сохранять каузальность, так как она дает правильные результаты. Но ради „удобства“ и „целесообразности“ квантовой механики, ради исключения из нее противоречий он принцип причинности отрицает для микрокосмоса, считая, что явления в нем подчиняются статистическим законам, в основе которых, якобы, лежит беспричинность: „... было бы непростительным логическим кругом, если бы мы считали, что макроскопическая каузальность должна заставлять нас повади статистических законов принимать и постулировать абсолютно каузальную детерминированность \*\*.“

При этом интересно отметить, что макроскопическая причинность Шредингером трактуется как средний, статистический результат беспричинности в микрокосмосе. Мы здесь имеем постановку вопроса, как раз противоположную той, которую имели в классике. Там считалось, что статистическая закономерность может быть сведена к динамической. Здесь же в основе динамической закономерности лежит статистическая. Более того, каузальность „сводится“ к беспричинности.

Мы видели, что большинство руководящих физиков стало на путь идеалистического отрицания причинности. И только немногие буржуазные физики борются за материализм в этом вопросе, правда, за ограниченную, механическую его форму. Но некоторые и из последней группы физиков в этом вопросе иногда делают уступки махизму. Примером является Планк. Он уступает Шредингеру в его утверждении, что причинность не обладает объективностью законов природы, что вопрос о ненарушимости принципа причинности есть вопрос о целесообразности. В ответ на слова Шредингера: „Один из самых жгучих вопросов, которые занимают нас теперь... — это вопрос о целесообразности ненарушимости постулата причинности“ Планк говорит: „Прежде всего я вполне соглашаюсь с вами, что этот вопрос в сущности есть вопрос о целесообразности“.

К числу причин того, что ряд физиков заняло идеалистические позиции в рассматриваемой нами проблеме, не-

\* „Die Naturwissenschaften“ № 1, 1929.

\*\* Там же.

сомненно, принадлежит обострение кризиса, который переживает капитализм в настоящий момент, а также незнание диалектики.

Тов. Ленин выдвинул как важнейшую задачу марксистов-естественников задачу переработки тех завоеваний в области естествознания, которые делаются буржуазными учеными. Он неоднократно подчеркивал, что задача заключается в умении „вести свою линию и бороться со всей линией враждебных нам сил и классов“\*. Однако эта задача, в основном, еще до сих пор не выполнена.

Таково же положение и с критическим отношением к рассматриваемой нами проблеме. Некоторые из марксистов отвергают „соотношение неточностей“ только на том основании, что из него буржуазные физики делают идеалистические выводы (отрицают принцип причинности). Правда, эти выводы, делаемые буржуазными физиками из теории, являются сигналом о каком-то неблагополучии в ней. Но одних этих выводов, безусловно, недостаточно для отбрасывания теории. Анализ ее конкретного содержания должен вскрыть конкретные недостатки ее предпосылок.

Ряд товарищей обнаруживает упрощенческий подход к вопросу, незнание науки, физическую безграмотность; изучение предмета заменяет „проектированием“, бесплодными рассуждениями „вообще“.

Тов. Сталин в своей речи „Новая обстановка — новые задачи хозяйственного строительства“ указал как на одну из важнейших задач, стоящих перед хозяйственниками в новых условиях, на задачу научиться руководить по-новому. Он говорил: „Для этого требуется, далее, чтобы наши хозяйственные руководители руководили предприятиями не „вообще“, не с „воздуха“, а конкретно, предметно (подчеркнуто нами. *Авторы*), чтобы они подходили к каждому вопросу не с точки зрения общей болтовни, а строго деловым образом, чтобы они не ограничивались... общими фразами и лозунгами, а входили в технику дела, вникали в детали дела (подчеркнуто нами. *Авторы*), вникали в „мелочи“, ибо из „мелочей“ строятся теперь великие дела“\*\*.

Критика т. Сталина отрицательных „методов“ работы „вообще“, практиковавшихся и практикуемых иногда еще и сейчас некоторыми хозяйственниками, правильно характеризует подход некоторых марксистов к современным физическим теориям. Задача марксистов-естественников заключается в том, чтобы всю свою работу перестроить на основе лозунга т. Сталина об овладении наукой, в том, чтобы по-

\* Ленин, Материализм и эмпириокритицизм.

\*\* Сталин, „Техника“, стр. 15.

настоящему, всерьез взяться за переработку физики на основе диалектического материализма. Важнейшим условием для решения этих задач является борьба со всякими искажениями марксизма-ленинизма.

В заключение отметим, что таким образом кризис физики и на этом этапе в сущности опять связан с проблемой материи, но уже на новой основе. Если раньше тот этап кризиса, о котором писал Ленин, был связан с атомом вещества, то настоящий — с электроном и, если можно так сказать, с атомом действия. Итак, физика собирается в поход за пределы электрона.

Оживляя в памяти высказывания буржуазных физиков, мы еще раз отмечаем их своеобразную направленность.

Почти все физики\* связывают соотношение неточностей с критикой именно тех категорий теоретико-познавательного характера, под знаменем которых до сих пор фактически развивалось познание объективного мира. И ни один из физиков в сущности в развернутом виде не рассматривает вопроса с точки зрения изменения именно самих физических категорий, так глубоко свойственного объективному ходу развития физики.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б. М. Гессену за систематическую помощь в работе и А. А. Максимова за ряд ценных указаний.

---

\* Очень четко некоторые вопросы сформулированы в книге Фокса, например. Но предполагая, что всякая физическая величина может быть измерена мгновенно (как это формулирует Фокс), предполагая „что имеет смысл говорить о ее значении в определенный момент“ — очень трудно возражать против слова „ignorabimus“ в трактовке соотношения неточностей.

Неприменимость к электрону, например, понятия „импульсы в точке“, импульса, отнесенного к мгновению, дает оружие против „ignorabimus“.



2 19

НОВЕЙШИЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗУЧЕНИЯ  
АТОМНЫХ ЯДЕР \*

Р. Х. Фаулер, Кембридж

Текущий 1932 г. оказался для физики ядра „Annus mirabilis“ („годом чудес“). Представляется интересным кратко рассказать в историческом порядке о жатве новых открытий, собранной этим годом, и попытаться выяснить значение их для познания атомного ядра и влияние их на постановку проблем физики ядра.

Первым открытием было открытие нейтрона и изучение некоторых его свойств. Весьма содержательные наблюдения, произведенные Жюлио (F. Joliot) и его женой Кюри-Жюлио (J. Curie-Joliot) при изучении проникающего излучения, испускаемого бериллием при бомбардировке его  $\alpha$ -лучами, были продолжены Чадвиком (J. Chadwick), причем ему удалось доказать с уверенностью, недопускающей разумных сомнений, что по крайней мере часть этого сильно проникающего излучения состоит из частиц массы 1 и заряда 0, кинетическая энергия которых равна примерно  $4 \cdot 10^6$  вольт-электрон; частицы эти были названы Чадвиком нейтронами. Чадвик изучал частицы отдачи (recoil-atoms), выбиваемые излучением бериллия из слоев атомов различных элементов. Пробег и ионизирующая способность этих частиц отдачи могут быть измерены чувствительными ионизационными методами, на основании которых масса этих частиц и максимальная их энергия может быть определена с достаточной уверенностью. Если известна масса и энергия по крайней мере двух различных сортов частиц, выбиваемых излучением, то с помощью законов сохранения энергии и импульса можно вычислить массу и энергию частиц, из которых это излучение состоит. Полученные таким образом значения массы и энергии могли бы быть также объяснены предположением, что рассматриваемое нами излучение бериллия состоит из протонов. Однако установлено, что это излучение не может состоять из протонов, а должно состоять из незаряженных частиц, масса которых примерно равна единице. Утверждение, что их масса очень близка

\* Лекция, прочитанная 24 сентября 1932 г. в Научно-исследовательском институте физики Московского университета. Перевод с рукописи автора.

к массе протона, в настоящее время является только вполне естественным допущением.

При дальнейшем изучении этого излучения было обнаружено, что при бомбардировке  $\alpha$ -лучами нейтроны излучаются как бериллием, так и бором, и что не все нейтроны излучаются с одинаковой начальной энергией. Вопрос о группах нейтронов различных энергий и о зависимости их от энергии падающих  $\alpha$ -частиц пока еще не выяснен. Известно, однако, что по крайней мере бериллий излучает наряду с нейтронами также и  $\gamma$ -лучи, как это предполагал Боте, впервые обнаруживший самый факт излучения.

Свойства нейтронов еще не изучены во всех деталях, но ряд характерных фактов уже выяснен. При прохождении через различные вещества нейтроны почти вовсе не взаимодействуют с электронами. Экспериментально установлено, что при прохождении через воздух при нормальных условиях они образуют меньше одной пары ионов на пути в 3 м. Теоретически весьма вероятно предположение, вполне согласующееся экспериментальными фактами, что в действительности нейтроны образуют в воздухе, в среднем, одну пару ионов на пути в 1 км и даже большем. Вычисления, с помощью которых можно показать, что взаимодействие нейтронов с электронами гораздо слабее взаимодействия их с протонами и другими ядрами, представляет собой один из самых замечательных примеров приложения элементарной волновой механики\*.

Таким образом при прохождении через материю нейтроны тормозятся только в сущности упругими соударениями с ядрами, которым они при этом сообщают определенный импульс. Чрезвычайно трудно придумать способ, с помощью которого можно было бы обнаружить нейтроны после того, как они потеряли свою начальную скорость.

Пропуская нейтроны через камеру Вильсона и изучая соответствующие фотоснимки, удалось показать, что помимо упругих соударений происходят также и неупругие соударения нейтронов с ядрами азота, при ко-

\* Речь идет о следующем рассуждении, принадлежащем Бору. Пусть поток частиц массы  $m$  и скорости  $v$  падает на нейтрон. Частицам этим соответствует волна, длина которой равна  $\lambda_0 = \frac{h}{mv}$ . Если  $\lambda_0$  велико по сравнению с размерами нейтрона, то можно применить формулу Ределя, выведенную им для рассеяния волн малыми частицами, согласно которой рассеяние пропорционально величине

$$\sigma = \frac{(n^2 - 1)^2 V^2}{\lambda_0^4},$$

где  $V$  — объем рассеивающей частицы, в данном случае нейтрона, а  $n$  — средний показатель преломления внутри нее. Согласно элементарным положениям волновой механики этот показатель преломления для волны,

торых эти ядра расщепляются с испусканием  $\alpha$ -частиц. Этот новый тип процессов расщепления тем более интересен, что хорошо известное расщепление ядер путем бомбардировки их  $\alpha$ -частицами сопровождается испусканием протонов. Энергетические соображения делают вероятным, что при неупругом ударе нейтрон захватывается ядром. Здесь, может быть, будет уместно отметить чрезвычайную важность изучения точных энергетических соотношений во всех этих ядерных процессах, включая те ранее обнаруженные многочисленные процессы, в которых протон испускается ядром, бомбардируемым  $\alpha$ -лучами. Для этого необходимо точно знать массы как реагирующих ядер, так и ядер, получающихся в результате реакции. Массы ядер могут быть определены либо методом Астона, либо из изучения полосатых спектров, хотя пока еще точность этих измерений едва ли достаточна для указанных целей. Далее, необходимо с той же точностью знать кинетическую энергию всех участвующих в реакции частиц, которую (со значительными трудностями) можно определить только путем измерения их пробега. Вся избыточная энергия будет излучена в форме  $\alpha$ -лучей, которые по возможности также должны быть измерены для проверки вычислений. Потребуется много терпеливого экспериментирования, пока удастся выяснить все эти детали.

Вторым замечательным открытием этого года является открытие расщепления лития протонами весьма малой кинетической энергии. Достаточно ускоряющего потенциала примерно в 100 000 V, чтобы этот процесс уже начался, хотя при более высоких напряжениях он протекает гораздо скорее. В течение последних двух лет Кокрофт и Уолтон были заняты проектированием и монтажом установки малого размера, дающей возможность экспериментировать

соответствующих частицам массы  $m$  и скорости  $v$ , определяется формулой:

$$n^2 = 1 + \frac{U}{\frac{1}{2}mv^2},$$

где  $U$  есть среднее значение потенциальной энергии падающих частиц внутри частицы рассеивающей. Внося в выражение для  $\sigma$  значения  $\lambda_0$  и  $n^2$  получаем:

$$\sigma = \frac{U^2 \cdot V^2}{\frac{1}{4}m^2v^4} \left( \frac{mv}{h} \right)^4 = \frac{4U^2 V^2 m^2}{h^4}.$$

Таким образом рассеяние частиц нейтронами, характеризующее силы их взаимодействия, во-первых, не зависит от скорости падающих частиц и во-вторых, пропорционально квадрату их массы, т. е. в случае протонов должно быть и миллионы раз сильнее, чем в случае электронов.

Прим. редакци.

при напряжениях до 800 000 V, которая вместе с тем была бы установкой лабораторного типа, экономящей место и электрическую энергию. Первые же их эксперименты по бомбардировке различных веществ протонами сразу увенчались успехом и показали, что литий может быть расщеплен и что при этом он испускает  $\alpha$ -частицу в 8 000 000 V энергии (пробег 8 см). Чтобы удовлетворить законам сохранения энергии и импульса, необходимо допустить, что протон захватывается ядром  $\text{Li}^{7*}$ , которое таким образом становится ядром  $\text{Be}^8$ . Это ядро, находясь в неустойчивом состоянии, немедленно взрывается с образованием двух разлетающихся в противоположные стороны  $\alpha$ -частиц, каждая из которых имеет пробег в 8 см. То обстоятельство, что распад происходит именно таким образом, было проверено и подтверждено путем одновременного наблюдения и счета  $\alpha$ -частиц в двух прямо противоположных направлениях от бомбардируемого образца лития.

Помимо Li обнаружено также расщепление многих других элементов при бомбардировке их протонами энергии в 250 000 V и выше. Пока еще не все наблюдаемые эффекты полностью поняты, и еще не доказано, что все частицы, испускаемые при расщеплении с несомненностью являются  $\alpha$ -частицами. Возможно, что имеют место и иные типы расщепления. Но несомненно, что бор расщепляется по тому же типу как и литий, причем из энергетических соображений следует, что расщеплению подвергается  $\text{B}_{11}^5$ , который образует ядро  $\text{C}_{12}^6$  в возбужденном состоянии, немедленно выбрасывающее  $\alpha$ -частицу в 5 000 000 V энергии. Более вероятно, хотя еще не проверено на опыте, что при этом взрыве  $\text{C}_{12}^6$  сразу образуется три  $\alpha$ -частицы одинаковой энергии, разлетающиеся в одной плоскости под углом в  $120^\circ$  друг к другу. Далее, весьма вероятно, что при бомбардировке протонами расщепляются и очень тяжелые элементы, даже уран. Соответствующие эффекты установлены с несомненностью, но как раз то обстоятельство, что они установлены для столь многих различных веществ, наводит на подозрение, что они могут обуславливаться наличием в тяжелых элементах каких-то загрязнений, которые и дают эти эффекты. В отношении тяжелых элементов наблюдения еще не вполне убедительны, но если теперешние результаты будут подтверждены, то они будут иметь чрезвычайно важное значение, ибо они потребуют самого радикального изменения всех наших теперешних воззрений на ядро. Существующая в настоящее время

\* Верхний индекс у знака химического элемента означает его порядковый номер, равный заряду ядра, а нижний индекс — атомный вес соответствующего изотопа. *Прим. редакции.*

теория, повидимому, исключает всякую возможность воздействия на тяжелые ядра путем бомбардировки их протонами столь незначительной энергии.

Оба эти открытия весьма расширили круг известных нам в настоящее время разнообразных процессов, происходящих при бомбардировке ядер. Задержимся же несколько на этом вопросе и рассмотрим ряд типичных представителей этих процессов, включая также и те, которые были обнаружены более ранними наблюдениями над выбрасыванием ядрами протонов при бомбардировке их  $\alpha$ -лучами. Приведенные в таблице процессы все хорошо изучены, и мы можем быть уверены как в вопросе о строении продуктов реакции, так и в вопросе о примерном балансе энергии, хотя данные об энергии и не приведены в таблице \*.

$$\alpha \rightarrow N, N_{14}^{71} + \alpha^2_4 = O_{17}^8 + p^1_1; \quad (I)$$

$$\alpha \rightarrow B \begin{cases} B_{10}^{51} + \alpha^2_4 = C_{13}^{61} p^1_1 (\gamma\text{-лучи}) \\ B_{10}^{51} + \alpha^2_4 = Bg_8 + \alpha^2_4 + p^1_1; \end{cases} \quad (II)$$

$$p \rightarrow B^2; B_{11}^{51} + \alpha^2_4 (= C_{12}^{62} \text{ возбужд.}) = 3\alpha^2_4; \quad (III)$$

$$p \rightarrow Li, Li_{13}^{71} + p^1_1 (= Be^4_a \text{ возбужд.}) = 2\alpha^2_4; \quad (IV)$$

$$\alpha \rightarrow Be, Be_9^{41} + \alpha^2_4 = C_{12}^{61} + n_1^0 (\gamma\text{-лучи}); \quad (V)$$

$$\alpha \rightarrow B, B_{11}^{51} + \alpha^2_4 = N_{14}^{71} + n_1^0 (\gamma\text{-лучи?}); \quad (VI)$$

$$n \rightarrow N, N_{14}^{71} + n_1^0 = B_{11}^{51} + \alpha^2_4; \quad (VII)$$

Процессы (VI) и (VII) являются обратными друг другу. Можно ожидать, что в дальнейшем будут экспериментально обнаружены и другие пары обратных друг другу процессов.

После этих поразительных новинок все остальные события, о которых я еще должен рассказывать, могут показаться обыденными и скучными, но тем не менее они связаны с весьма реальными успехами в нашей работе по выяснению природы ядра.

Итак, третий вопрос касается существенного увеличения точности измерений энергии  $\alpha$ - и  $\gamma$ -лучей, излучаемых радиоактивными ядрами. Конечно, уже давно считалось довольно несомненным, что  $\gamma$ -лучи испускаются  $\alpha$ -частицей или  $\alpha$ -частицами в ядре при переходе ядра из одного квантового состояния в другое состояние меньшей энергии, совершенно так же, как обычный свет излучается при аналогичном изменении состояния внешних электронов атома. Энергия кванта  $h\nu$  различных  $\gamma$ -лучей может быть измерена путем измерения энергии тех  $\beta$ -электронов, которые выбрасываются  $\gamma$ -лучами из внешней электронной оболочки породившего их атома. С этой целью можно измерить отклонение  $\beta$ -лучей в поперечном магнитном поле, пользуясь, например, методом полукругового фокусирования. Энергия  $\gamma$ -лучей должна соответствовать разности

\*  $p$  означает протон,  $n$  — нейтрон.

энергий двух состояний ядра. С другой стороны, хотя распад большинства радиоактивных ядер с испусканием  $\alpha$ -частицы происходит в состоянии наименьшей энергии этих ядер, некоторые ядра, в частности  $\text{RaC}'$  и  $\text{ThC}'$ , испускают также измеримое количество  $\alpha$ -частиц, пробег и энергии которых больше нормального. По всей вероятности, эти быстрые  $\alpha$ -частицы испускаются при непосредственном распаде тех же ядер, находящихся в возбужденном состоянии, как это соответствует общим положениям теории  $\alpha$ -распада Гамовы. Энергия этих быстрых  $\alpha$ -частиц была определена по измерениям длины их пробега в воздухе путем экстраполяции эмпирического соотношения между пробегами и скоростью.

Чтобы определить систему энергетических уровней ядра, очевидно, необходимо установить предварительно соответствие между энергиями  $\gamma$ -лучей и энергиями  $\alpha$ -лучей. Для этого в свою очередь существенно, чтобы энергии  $\gamma$ -лучей были известны по возможности с точностью до одной тысячной и чтобы с той же точностью были известны разности между энергиями различных сортов  $\alpha$ -лучей. До недавнего времени считалось, что данные Лизы Мейтнер (Meitner) и Эллиса (Ellis) для энергии  $\gamma$ -лучей обладают примерно этой степенью точности. Однако недавно Эллис, пользуясь усовершенствованной аппаратурой и весьма постоянным и однородным магнитным полем, возбуждавшимся постоянным магнитом, установил, что все эти считавшиеся правильными значения энергии  $\gamma$ -лучей больше истинных на 0,7%. Почти одновременно с этим Розенблюму (Rosenblum) в Париже удалось значительно уточнить наши сведения об энергии лучей. Розенблюм применил в своих новых измерениях метод полукругового фокусирования и принял при этом те необходимые меры предосторожности, которые не были приняты им в его прежних измерениях два года назад. Независимо от этого Резерфорд (Rutherford) и Льюис (Lewis) в Кембридже разработали тот же метод измерения в несколько иной форме, причем полученные ими значения энергий в пределах весьма высокой в настоящее время степени точности совпадают с данными Розенблюма.

В результате всего этого в настоящее время можно с известной уверенностью сопоставить измеренные энергии  $\gamma$ -лучей  $\text{RaC}'$  с наблюдаемыми разностями энергий  $\alpha$ -лучей. Ведущаяся в этом направлении работа еще не закончена и я ограничусь здесь сообщением только одного результата. Две наиболее важные  $\gamma$ -линии  $\text{RaC}'$ , исправленные энергии которых равны  $h\nu = 6,12 \cdot 10^5 \text{ V}$  и  $h\nu = 14,16 \cdot 10^5 \text{ V}$  с несомненностью соответствуют переходам ядра в нормальное состояние из двух состояний, в которых ядро испускает две наи-

более важные группы  $\alpha$ -частиц дальнего пробега. Справедливость этих соотношений уже давно предполагалась гипотетически, но в высшей степени существенно, что теперь мы имеем в этом вопросе полную уверенность.

Четвертое и последнее достижение этого года, о котором я должен сообщить, носит теоретический характер, и для объяснения его потребуется несколько больше времени.

Процесс излучения линейчатого спектра  $\beta$ -лучей, являющегося вторичным результатом излучения ядром  $\gamma$ -лучей, может быть рассмотрен с двух различных точек зрения. Мы можем считать, что ядро излучает  $\gamma$ -лучи примерно так же, как осциллятор Герца излучает обычные электромагнитные волны, и что затем часть  $\gamma$ -лучей поглощается электронами (в особенности  $K$ -электронами) их собственного, породившего их атома, причем поглотившие энергию электроны вылетают из атома в форме  $\beta$ -лучей (так называемый „внутренний фотоэффект“ или „внутреннее обращение  $\gamma$ -лучей“). С другой стороны, следуя Росселанду (Rosseland) и Оже (Auger), мы можем также считать, что существует непосредственное (хотя и сложное) взаимодействие между возбужденным ядром и внеядерными (внешними) электронами атома, в результате которого ядро переходит в невозбужденное состояние, а электрон выбрасывается из атома с большой скоростью, соответствующей балансу энергии. Первый из этих способов описания более подходящ в тех случаях, когда при рассматриваемом квантовом переходе ядра  $\gamma$ -лучи фактически излучаются как таковые, ибо в этих случаях наиболее существенная часть взаимодействия сводится к воздействию поля классического электромагнитного осциллятора на электрон, находящийся в той области пространства вне ядра, пребывание электрона в которой наиболее вероятно. Второй же способ описания соответствует тем случаям, когда  $\gamma$ -лучи вовсе наружу не излучаются или излучаются лишь в малой доле, и когда во взаимодействии электрона с ядром наиболее важную роль играет область пространства внутри ядра. В дальнейшем я буду иметь в виду те квантовые переходы, к которым более применим первый способ описания.

Прошло уже несколько лет с тех пор, как Мисс Серриес (Surrles) впервые теоретически подсчитала по порядку величины вероятность внутреннего обращения  $\gamma$ -лучей в  $K$ -оболочке атома. Эти вычисления основывались на шредингеровом уравнении для электрона и привели к результату, оказавшемуся примерно в десять раз меньше наблюдаемого. Впоследствии эти вычисления были уточнены Казимиром (Casimir), который исходил из дираковского уравнения для электрона и пользовался запаздывающими потенциалами для определения взаимодействия электрона с находящимся

в ядре осциллятором. Однако Казимир не вычислил точно интеграла, которым определяется это взаимодействие, а получил для него только асимптотическое выражение для больших значений отношения  $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$ , где  $m_0$  означает массу электрона. Формула Казимира была применена к  $\gamma$ -лучам  $RaC'$ , для которых отношения  $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$  приближается к единице, и вновь привела к значениям вероятности внутреннего обращения в десять раз меньшим, чем наблюдаемые.

Однако совсем недавно Холму (Holme) в Кембридже, проверявшему по просьбе Казимира его вычисления, удалось найти точное, а не только асимптотическое решение казимировской задачи, для чего ему, правда, пришлось выполнить одно сложное численное суммирование. Точное значение вероятности внутреннего обращения, вычисленное в функции от  $\nu$ , оказывается для практически интересных значений отношения  $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$  гораздо большим, чем то можно было предполагать, пользуясь асимптотическим выражением. Кривая Холма проходит настолько близко к ряду значений, экспериментально найденных Эллисом для  $RaC'$ , что расхождения оказываются лежащими в пределах ошибок опыта.

Однако коэффициенты внутреннего превращения для некоторых других  $\gamma$ -линий  $RaC'$  и для более мягких  $\gamma$ -линий  $RaB$  все же значительно превышают значения, вычисленные для этих частот по кривой Холма-Казимира. В связи с этим Мотт (Mott) высказал предположение, что эти наблюдаемые значения могут соответствовать внутреннему поглощению квадрупольного излучения ядра, тогда как вычисления Холма относятся к излучению дипольному. Квадрупольное излучение должно соответствовать таким квантовым переходам ядра, при котором его азимутальное квантовое число изменяется на 0 или  $\pm 2$  ( $\Delta l = 0, \pm 2$ ), тогда как дипольное излучение соответствует  $\Delta l = \pm 1$ . Хорошо известно, что в обычных оптических атомных спектрах встречаются как дипольные, так и квадрупольные линии, но что квадрупольные линии, вообще говоря, обладают чрезвычайно малой интенсивностью. Только в исключительных условиях они становятся яркими. Зеленая линия в спектре северного сияния и в спектре короны, принадлежащая нейтральному кислороду, так же как хорошо известные линии в спектрах туманностей, принадлежащие ионизированному кислороду и азоту, являются линиями квадрупольными. Однако имеются серьезные основания предполагать, что в излучении ядра интенсивности линий обоих типов должны быть одного порядка и что яркие линии могут быть как дипольными, так и квадрупольными. Ибо, ядра



состоят почти исключительно из  $\alpha$ -частиц, т. е. частиц характеризуемых одним определенным значением отношения заряда к массе. Если бы в состав ядер входили только такие частицы, то дипольный момент ядер всегда в точности равнялся бы нулю. То обстоятельство, что в действительности строение ядер приближается к этому предельному случаю, должно уменьшить дипольный момент ядер не влияя на их квадрупольный момент, так что линии различных типов могут быть одного порядка яркости.

Основываясь на этих соображениях Мотт и Тейлор (Taylor) вычислили коэффициент внутреннего превращения квадрупольного излучения и нашли, что он больше коэффициента превращения, вычисленного Холмом. Оказалось, что теоретическая кривая удивительно хорошо согласуется с определенными Эллисом значениями этого коэффициента для тех из линий  $RaC'$ , которые не укладывались в кривую Холма, и для всех измеренных линий  $RaB$ .

Этот результат сам по себе весьма удовлетворителен, но, кроме того, необходимо подчеркнуть его значения для общей проблемы изучения ядра. Мы имеем теперь все те  $\lambda$ -линии, для которых измерен коэффициент внутреннего обращения. Это обстоятельство, возможно, сыграет существенную роль в задаче построения правильной систематики квантовых состояний ядра и будет соответствовать первым шагам в классификации атомных спектров — делению спектральных линий на главную и на диффузную серию.

Вряд ли можно рассчитывать, что и в дальнейшем столь же значительные успехи будут с той же быстротой следовать один за другим, непрерывно обогащая нашу науку. Но во всяком случае трудно переоценить те существенные изменения в наших воззрениях, которые принесли с собою последние шесть месяцев.

## ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ О СТРОЕНИИ АТОМНОГО ЯДРА

Г. Гамов, Ленинград

### IV. ОБЩЕЕ СТРОЕНИЕ ЯДРА \*

§ 1. В предыдущих статьях настоящего очерка мы останавливались подробно на рассмотрении целого ряда ядерных процессов, как то: естественных и искусственных преобразований ядер и связанного с этими преобразованиями возбуждения ядра, ведущего к испусканию  $\gamma$ -лучей. Сейчас мы переходим к общему вопросу о составных частях ядра и о силах, связывающих их в одно целое. Согласно современным представлениям всякое ядро составлено из двух родов элементарных частиц, из протонов и электронов. Число первых непосредственно дается величиной атомного веса  $M$ , а число последних разностью между атомным весом ядра и его атомным номером  $Z$ . Как хорошо известно, масса какого-либо ядра не равна сумме масс входящих в его состав протонов и электронов, а меньше последней на некоторую величину  $\Delta M$ , носящую название полного дефекта массы и связанную с полной энергией внутренней связи ядра релятивистским соотношением:

$$E = \Delta M \cdot c^2 \quad (1)$$

где  $c$  скорость света. Точные измерения атомных весов различных изотопов, которыми мы обязаны, главным образом, работам Астона (Aston), дают нам возможность вычислить эти энергии связи для целого ряда ядер. Имеющийся в настоящее время материал по этому вопросу представлен графически на рис. 1, где внутренняя энергия связи отложена как функция атомного веса. Мы видим, что в первом приближении мы можем считать полную энергию связи пропорциональной числу составных частей ядра. Само собой напрашивается, однако, предположение, что в сложных ядрах элементарные его составные части (протоны и электроны) соединяются в некоторые устойчивые обра-

\* См. „Успехи физич. наук“ 10, 531, 1930; 12, 31, 1932; 12, 389, 1932.

зования, играющие в сложных ядрах самостоятельную роль. Такими единицами второго порядка могут, например, являться недавно открытые простейшие ядра-нейтроны (протон + электрон), ядра водородного изотопа (два протона + электрон) и, наконец, давно известные, чрезвычайно устойчивые ядра гелия или  $\alpha$ -частицы (четыре протона + два электрона). Делая определенные гипотезы о составе ядра, мы можем получить энергию, связывающую между собой эти составные части, вычитая из полной энергии ядра внутреннюю энергию этих образований.

До последнего времени считалась наиболее вероятной гипотеза, заключающаяся в том, что внутри ядра образуется

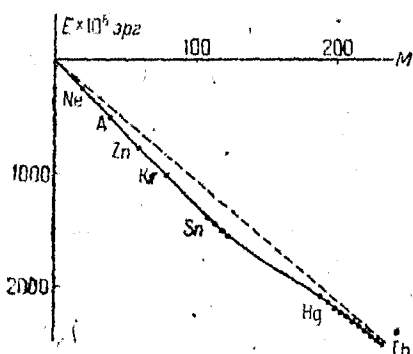


Рис. 1.

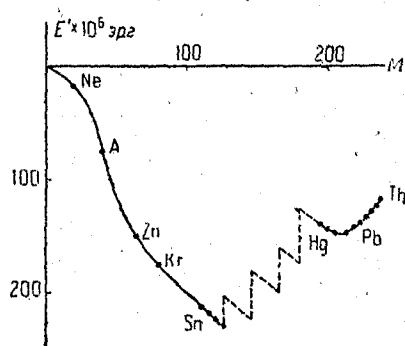


Рис. 2.

максимально возможное число  $\alpha$ -частиц, причем в остатке остаются всегда не больше трех внеальфовых протонов и некоторое число внеальфовых электронов. Эта гипотеза базировалась, главным образом, на относительно громадном дефекте массы  $\alpha$ -частицы, равном, как известно,  $42,3 \cdot 10^{-6}$  эргов. На основании этой гипотезы мы можем вычислить энергию связи между  $\alpha$ -частицами и неповторяющимися в их состав протонами и электронами. Эта энергия, получающаяся просто как разность между кривой на рис. 1 и прямой линией (представленной пунктиром) с угловым коэффициентом, равным энергии связи одной  $\alpha$ -частицы, представлена на рис. 2. Мы видим, что примерно до середины пути кривая довольно гладко спускается вниз, но дальше начинает подниматься самым необычным образом: экспериментальные точки дают отрезки кривой, все еще спускающиеся слева направо, но сами эти отрезки отделены громадными скачками. Такой ход кривой весьма странен и вызывает подозрение, не есть ли это следствие неправоверности гипотезы об образовании максимального числа  $\alpha$ -частиц в сложном ядре. В самом деле, кривая рис. 2 может быть сглажена, если мы предположим, что в тяжелых ядрах часть  $\alpha$ -частиц

диссоциирована и что имеющиеся на кривой скачки обусловлены непринятием этого во внимание. Такое предположение подтверждается также рядом указаний из других областей, например, имея в ядре всегда не более трех про-

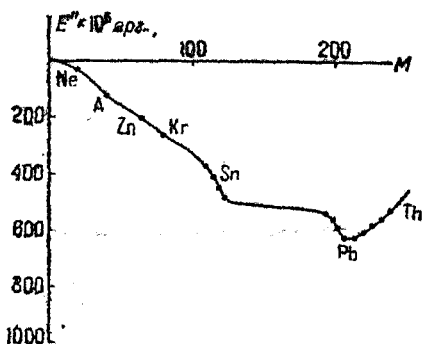


Рис. 3.

тонов, весьма трудно было бы объяснить большие вращательные моменты, наблюдаемые у ряда тяжелых ядер. Совершенно новым предположением относительно составных частей ядра является предположение, бывшее непосредственным следствием открытия нейтронов, согласно которому каждый ядерный электрон связан в первую голову с одним из ядерных протонов, образуя нейтрон. Таким образом мы имеем в ядре  $Z$

протонов и  $A - Z$  нейтронов, которые в свою очередь, соединяясь в группы по две пары, образуют  $\alpha$ -частицы. Таким образом мы получаем следующий состав ядра: для четного атомного номера  $Z/2$   $\alpha$ -частиц и  $A - 2Z$  нейтронов; для не-

четного атомного номера  $Z - 1$

$\alpha$ -частиц,  $A - 2Z + 1$  нейтрона

и один протон. Мы видим, что при таком предположении

число  $\alpha$ -частиц в тяжелых ядрах будет несколько меньше, чем при прежнем предположении (например, для ртути  $Z = 80$ ,  $A = 200$ , число  $\alpha$ -частиц согласно новой гипотезе равно всего 40 вместо 50). Кривая внутренней связи ядра, вычисленная согласно этой последней гипотезе о строении, представлена на рис. 3, на котором, как видно, кривая идет уже совсем гладко, начиная подниматься вверх

лишь в области радиоактивных элементов, что подтверждает правильность сделанного предположения.

К сожалению, несмотря на героическую усидчивость Астона, данные о дефектах массы до настоящего времени еще далеко не полны и не очень точны, что не дает возможности произвести более детальный анализ эксперимен-

тов, весьма трудно было бы объяснить большие вращательные моменты, наблюдаемые у ряда тяжелых ядер.

Совершенно новым предположением относительно составных частей ядра является предположение, бывшее непосредственным следствием открытия нейтронов, согласно которому каждый ядерный электрон связан в первую голову с одним из ядерных протонов, образуя нейтрон. Таким образом мы имеем в ядре  $Z$

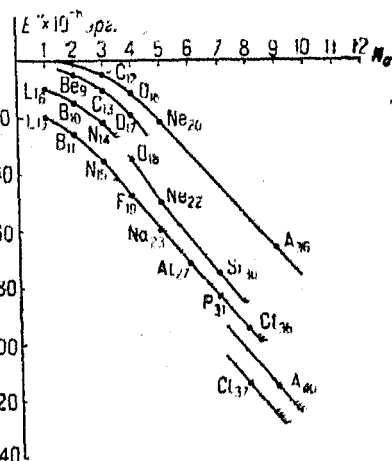


Рис. 4.

тов, подтверждающих это предположение.

К сожалению, несмотря на героическую усидчивость Астона, данные о дефектах массы до настоящего времени еще далеко не полны и не очень точны, что не дает возможности произвести более детальный анализ эксперимен-

тальных кривых, необходимый для получения сведений о распределении энергии связи между  $\alpha$ -частицами, нейтронами и протонами.

Лишь в области легких элементов, пользуясь как результатами непосредственного измерения дефекта массы, так и данными об энергетическом балансе при искусственном преобразовании элементов (последний дает нам разницу между внутренней энергией начального ядра и ядра продукта превращения), можно построить кривую энергии более или менее удовлетворительно. Такая кривая, представленная на рис. 4, может быть весьма ценной для пред-

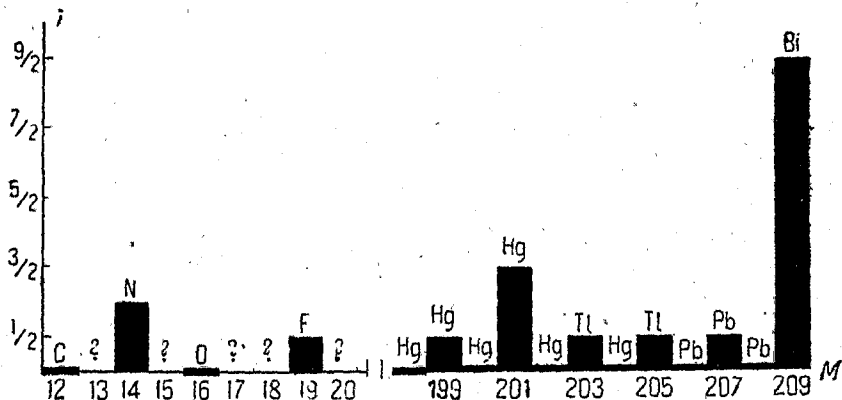


Рис. 5.

сказания энергетического баланса той или иной ядерной реакции.

§ 2. Другим весьма существенным фактором для понимания внутренней структуры атомного ядра является знание его вращательного и магнитного момента. Момент атомного ядра может быть наблюден через его действие на уровни энергии внешних атомных электронов, которые под влиянием его действия расщепляются на несколько близко лежащих подуровней, число которых определенным образом связано с вращательным моментом ядра, а сама величина расщепления определяется магнитным моментом. (Другой метод определения вращательного момента ядра основан на исследовании распределения интенсивности полосатых спектров молекул, но представляется менее удобным). На рис. 5 представлены значения вращательного момента различных ядер, выраженные в единицах вращательного кванта  $\hbar/2\pi$ . Сразу же бросается в глаза, что ядра с четным атомным весом (за исключением азота) обычно вовсе лишены вращательного момента, тогда как в случае нечетного веса вращательный момент всегда отличен от единицы, будучи для легких элементов обычно равным половине, а для тя-

жестких — принимая иногда довольно большие значения. Что же может нам сказать вращательный момент о структуре ядра?

Прежде всего мы должны принять во внимание, что  $\alpha$ -частица (как показывают опытные данные) вовсе лишена вращательного момента. Поскольку, кроме того, все  $\alpha$ -частицы ядра, находящегося в нормальном состоянии, находятся на основном энергетическом уровне,\* также лишенном момента, мы приходим к заключению, что вращательный момент ядра обусловлен исключительно протонами и нейтронами, не входящими в состав ядерных  $\alpha$ -частиц.

Момент протона равен, как известно,  $\pm \frac{1}{2}$ ; то же самое имеет, очевидно, место и для нейтрона\*. Кроме того, поскольку число нейтронов в тяжелых ядрах доходит до пятидесяти четырех, а принцип Паули запрещает более чем двум нейтронам сидеть на одной и той же орбите, в образовании вращательного момента ядра могут играть роль моменты различных нейтронных орбит.

Наблюдаемый нами момент ядра есть, конечно, лишь суммарный результат собственных и орбитальных моментов вращения нейтронов и протона (для нечетных  $Z$ ) в ядре, но знание его существенно для проверки той или иной гипотезы о распределении нейтронов по различным квантовым уровням внутри ядра.

К сожалению, весьма большое количество попыток, делающихся в настоящее время с целью объяснения наблюдаемых величин ядерных моментов на основании тех или иных предположений о распределении ядерных частиц по различным квантовым уровням, не привели до сих пор к однозначному результату.

§ 3. Перейдем теперь к рассмотрению вопроса об устойчивости атомного ядра по отношению к различным преобразованиям. Для этого необходимо прежде всего сделать определенные предположения о характере взаимодействия между различными составными частями ядра. Для взаимодействия двух протонов, которые мы можем здесь рассматривать как точечные заряды (поскольку радиус протона  $r_p = \frac{e^2}{m_p c^2} = 2 \cdot 10^{-16}$  см значительно меньше радиуса ядра), мы можем спокойно принять кулоновские силы отталкивания с потенциалом.

\* Исследование вращательных моментов ядер уже давно показало, что электрон, находясь в ядре, теряет свой момент. Этот факт понятен с точки зрения современной теории и для его объяснения следует ждать появления, пока несуществующей, квантовой теории релятивистского движения, которой и суждено объяснить все загадки, связанные с ядерными электронами.

Взаимодействие между протоном и нейтроном, или же между двумя нейтронами будет, очевидно, сказываться лишь на расстояниях, сравнимых с размерами нейтрона (т. е. несколько  $\times 10^{-13}$  см) и весьма быстро спадать при удалении частиц.

Пользуясь аналогией, взятой из области взаимодействия атомов и ионов, мы можем предположить, что в обоих случаях будут иметь место силы притяжения, причем при взаимодействии протона с нейтроном взаимная потенциальная энергия —  $I(r)$  будет значительно больше, нежели энергия —  $K(r)$ , соответствующая взаимодействию двух нейтронов. Здесь необходимо указать, что относительно потенциалов —  $I(r)$  и —  $K(r)$  нужно сделать еще одно добавочное предположение, а именно: при слишком уже тесном сближении частиц эти потенциалы должны начать возрастать, давая начало силам отталкивания, ибо в противном случае модель ядра не будет устойчивой, обнаруживая тенденцию стянуться в точку.

Что касается взаимодействия между  $\alpha$ -частицами, то оно будет, очевидно, слагаться из кулоновского отталкивания и из средней силы перекрестного взаимодействия входящих в их состав протонов и нейтронов. Последнее приводит, как можно показать, к притяжению с потенциальной энергией, близкой к взаимодействию нейтронов (силы, связанные с потенциалом  $I(r)$ , взаимно уничтожаются), так что мы можем написать для потенциальной энергии двух  $\alpha$ -частиц:

$$+ \frac{4e^2}{r} - L(r),$$

где  $L(r) = K(r)$  и также весьма быстро убывает с расстоянием.

Точные выражения для потенциалов —  $I(r)$ , —  $K(r)$ , —  $L(r)$  в настоящее время неизвестны. Их теоретический вывод невозможен без релятивистской теории квантов, опытным же путем они могут быть выведены из данных о рассеянии  $\alpha$ -частиц в гелии и в водороде, нейтронов в водороде и т. п. Однако, ввиду математических сложностей такого расчета, а отчасти ввиду недостатка точных экспериментальных данных такой подсчет до настоящего времени не произведен.

Рассмотрим теперь, как будет вести себя совокупность таких частиц с массами примерно одного порядка, притягивающихся друг к другу с силами, весьма быстро убывающими с расстоянием (кулоновскими силами отталкивания внутри ядра можно в первом приближении пренебречь). Состояние такой системы должно быть весьма аналогично тому, что мы имеем в небольшой капле жидкости, где внутри силы,

действующие на какую-либо частицу, уравниваются (ибо радиус действия сил меньше радиуса ядра), а вблизи поверхности возникают мощные силы, препятствующие частице покинуть каплю (поверхностное натяжение). Хотя точ-

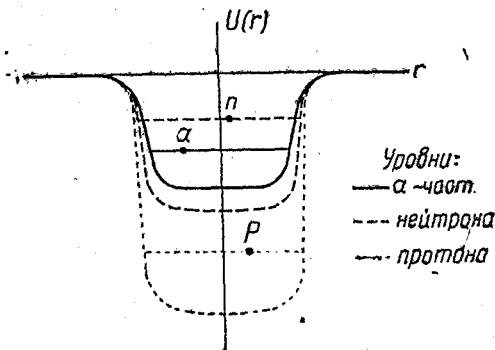


Рис. 6.

ного решения задачи о такой совокупности до сих пор не имеется, мы можем сделать ряд интересных заключений о свойствах такой модели. Прежде всего мы должны предположить, что объем такой модели будет примерно пропорционален числу частиц, так что радиус будет изменяться примерно как кубический корень из атомного ве-

са \*. Потенциальная энергия для данной частицы внутри такой модели должна быть более или менее постоянной и резко возрастать у границ, образуя таким образом своего рода „потенциальную яму“.

Из вышесказанного о характере сил взаимодействия между различными частицами в ядре следует, что „дно“ этой „ямы“ для протона будет лежать значительно ниже, нежели для нейтронов или α-частиц (рис. 6). Полная энергия такой модели должна быть примерно пропорциональна числу частиц. Мы не должны, однако, забывать о наличии сил кулоновского отталкивания. Эти силы не

могут изменить существенно распределения потенциала внутри ядра, где главную роль играют силы притяжения. Однако эти силы принизят значения потенциала на больших расстояниях и приведут к образованию вокруг ядра потенциального барьера, играющего столь важную роль в

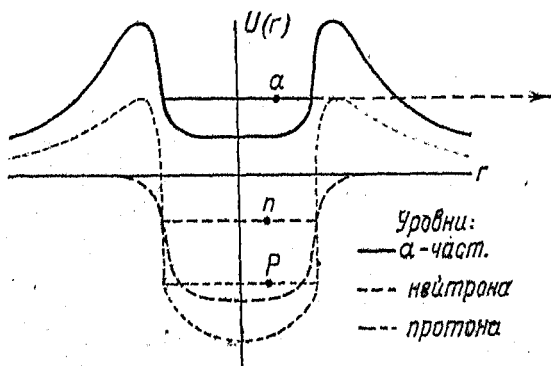


Рис. 7.

\* Что такая зависимость, правда, довольно грубо, соблюдается для атомных ядер — хорошо известно.



теории ядерных превращений. Это поднятие потенциальной ямы относительно значения потенциала в бесконечности будет, очевидно, совершенно отсутствовать для нейтронов, лишенных заряда, а для протона будет в два раза меньше, чем для  $\alpha$ -частицы. Распределение потенциала в ядре при учете кулоновских сил указано на рис. 7, где взят случай тяжелого ядра, в котором уровень  $\alpha$ -частицы уже поднялся выше нулевого уровня, обуславливая этим возможность самопроизвольного  $\alpha$ -распада.

Протонный уровень и для самых тяжелых ядер остается еще в отрицательной области, потому что и без учета кулоновских сил уровень протона лежит гораздо глубже уровня  $\alpha$ -частицы, да еще поднятие уровня силами отталкивания для протона в два раза меньше. Для нейтрона, не обладающего зарядом, поднятие уровня кулоновскими силами и вовсе не будет иметь места.

Все вышесказанное объясняет нам как появление  $\alpha$ -распада у тяжелых элементов, так и отсутствие явлений самопроизвольного вылета протона или нейтрона.

§ 4. До сих пор мы рассматривали находящиеся в ядре нейтроны как неделимые единицы, и поэтому могли строить модель ядра на основе привычной механики. Теперь мы обратимся к распадению ядерного нейтрона на протон и электрон и выбрасыванию этого последнего за пределы атома, т. е. к столь загадочному явлению  $\beta$ -распада.

Как хорошо известно,  $\beta$ -распад представляет один из наиболее резких примеров неповиновения электрона всем принципам современной теории. В то время как при ядерных реакциях с участием тяжелых частиц мы всегда имеем дело с резко выраженными квантовыми уровнями и строгим соблюдением баланса энергии, в случае  $\beta$ -превращений — ни то, ни другое не имеет места. Как показали экспериментальные исследования Эллиса (Ellis), электроны, выбрасываемые при распаде различными атомами одного и того же вещества, имеют самые разнообразные значения энергии, изменяющиеся непрерывно между нулем и как угодно большими значениями, причем кривая распределения имеет вид, весьма сходный с кривой ошибок (рис. 8). Какое-либо другое излучение, могущее компенсировать созданную таким образом разность энергии между различными ядрами, полностью отсутствует, а между тем все свойства и дальнейшее поведение ядер до и после распада совершенно идентичны. С чисто экспериментальной точки

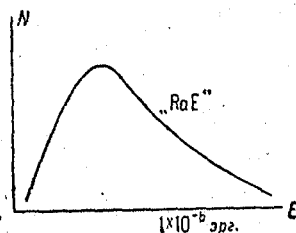


Рис. 8.

зрения дело здесь выглядит так, как будто мы имеем дело с нарушением закона сохранения энергии. Кроме этого основного факта имеется еще целый ряд не менее основательных аргументов, говорящих, что с ядерными электронами дело плохо; сюда относятся, например, невязки в статистике ядер и величин их вращательных моментов. Причины всех этих неполадок лежат в том, что, как указал Бор (Bohr), мы здесь выходим уже за границы области, где можно применять классическое понятие электрона. В самом деле, для радиуса электрона мы имеем по классической теории значение

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 8 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

т. е. величину, сравнимую с размерами той области, где электрон вынужден двигаться, а при этих условиях такое грубое представление об электроне как заряженном шарике, конечно, не применимо.

В связи с этим стоит тот факт, что, оценивая возможную скорость электрона в ядре согласно основам квантовой теории, мы приходим к величине, столь близкой к скорости света (0,9998  $c$ ), что о пренебрежении теорией относительности не может быть и речи, а между тем мы не имеем по сю пору релятивистской теории квантов.

Пока такая общая теория, являющаяся органическим синтезом современной нерелятивистской теории квантов (волновой механики) и неквантовой релятивистики, не будет построена, об истинном понимании процесса  $\beta$ -распада не может быть и речи. Однако уже сейчас мы можем пытаться строить рабочие теории  $\beta$ -распада, пользуясь старыми понятиями. Основное положение теории  $\beta$ -устойчивости и  $\beta$ -распада, предложенной недавно Гейзенбергом, заключается в том, что, закрывая глаза на неопределенность энергии  $\beta$ -частиц, необходимым и достаточным условием возможности распада принимается положительность соответствующего энергетического баланса.

Рассмотрим ядро, состоящее исключительно из  $n$  „слипшихся“ друг с другом нейтронов. Поскольку между нейтронами существуют лишь силы притяжения, такое ядро будет, конечно, устойчивым по отношению к нейтронам, т. е., извлекая из ядра нейтрон, мы затратим некоторую работу, которая, очевидно, будет порядка  $-K(r)$  где  $r$  — среднее расстояние между частицами в ядре. Вынутый нейтрон разложим на протон и электрон, на что потребуются работа, определяемая внутренней энергией связи нейтрона  $D$  (эта величина весьма незначительна и равна, согласно измерениям Чадвика, всего одному или двум миллионам вольт, тогда как энергии  $K(r)$  и  $I(r)$  измеряются де-

сятками миллионов). Теперь вернем полученный протон ядру, получив при этом энергию порядка  $+I(r)$ ; поскольку  $|I(r)| \gg |K(r)|$ , то при таком процессе мы будем иметь положительный баланс энергии. Нетрудно, однако, видеть, что произведенная реакция эквивалентна просто выниманию из ядра одного электрона и, поскольку баланс энергии положителен, мы должны ожидать наличия самопроизвольного  $\beta$ -распада. Таким образом, первоначально нейтральное, ядро начнет испускать последовательный ряд  $\beta$ -частиц, общее число  $n_1$  входящих в его состав нейтронов начнет уменьшаться, давая начало все большему числу  $n_2$  протонов. Однако этот процесс не дойдет до конца; ввиду возрастания положительного заряда ядра, введению в него новых протонов будут противодействовать кулоновские силы отталкивания, и наконец, «замена нейтрона протоном» сделается заменой энергетически невыгодной. Для нахождения условия равновесия Гейзенбергу приходится сделать некоторую гипотезу относительно зависимости работы, необходимой для извлечения из ядра одного нейтрона или одного протона от общего числа нейтронов и протонов в ядре. Гипотеза эта делается в два шага: во-первых, предполагается, что работа эта в обоих случаях есть функция лишь от относительного числа нейтронов и протонов  $\left(f\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \text{ и } g\left(\frac{n_1}{n_2}\right)\right)$ , во-вторых, предполагается, что эти функции линейные\*. Поскольку работа, затрагиваемая против сил кулоновского отталкивания при внесении протона в ядро (заряд  $n_2 e$  и радиус  $r_0$ ) равна  $n_2 e^2 / r_0$ , мы можем определить область неустойчивости по отношению к  $\beta$ -распаду неравенством:

$$-f\left(\frac{n_1}{n_2}\right) - D + g\left(\frac{n_1}{n_2}\right) - \frac{e^2 n_2}{r_0} \geq 0 \quad (3)$$

или, принимая линейность  $f$  и  $g$  и полагая  $r_0 \sim \sqrt[3]{n_1 + n_2}$  (что примерно соответствует действительности):

$$\frac{n_1}{n_2} \geq C_1 + C_2 \sqrt[3]{\frac{n_2}{n_1 + n_2}}. \quad (3')$$

\* В самом деле, считая, что взаимодействие нейтрона с ядром главным образом обуславливается его притяжением к ядерным протонам, а протона притяжением к ядерным нейтронам (как это делает Гейзенберг) и что сфера действия этих притяжений мала по сравнению с размерами ядра, мы можем ожидать, что работа вытягивания из ядра частицы одного рода (нейтрона или протона) будет монотонной возрастающей функцией концентрации в ядре частиц другого рода. Таким образом мы должны бы для этих работ написать

$$f'\left(\frac{n_1}{n_1 + n_2}\right) \text{ и } g'\left(\frac{n_1}{n_1 + n_2}\right)$$

и считать, что обе функции увеличиваются с увеличением аргумента. Поскольку вид функций  $f'$  и  $g'$  неизвестен, мы можем перейти отсюда

Рассматривая теперь условие возможности  $\alpha$ -распада (как было указано в предыдущих параграфах, испускание  $\alpha$ -частиц должно начинаться гораздо раньше испускания протонов), Гейзенберг пишет для границы области неустойчивости по отношению к вылету  $\alpha$ -частицы:

$$\frac{n_1}{n_2} \leq C'_1 + C'_2 \sqrt[3]{\frac{n_2}{n_1 + n_2}}. \quad (4)$$

Для сравнения изложенных соображений с опытом может служить график рис. 9, где на оси абсцисс отложено полное число частиц в ядре (т. е.  $n = n_1 + n_2$ ), а на оси ординат отношения числа нейтронов к числу протонов для

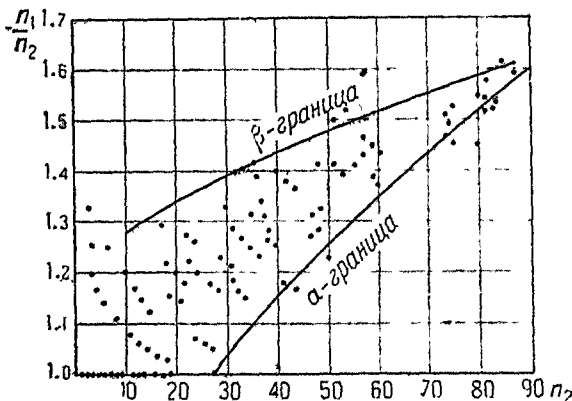


Рис. 9.

различных известных нам ядер. Две граничные линии проведены согласно уравнениям (4') и (5), причем коэффициенты подобраны таким образом, чтобы кривые наилучшим образом охватывали экспериментальные точки ( $C_1 = 1,173$ ;  $C_2 = 0,0225$ ;  $C'_1 = 0,47$ ;  $C'_2 = 0,077$ ).

В области радиоактивных элементов обе кривые сильно сближаются (рис. 10), обуславливая этим то, что ядро, находящееся в  $\beta$ -неустойчивой области и испуская два элементарных  $\beta$ -распада, так же может быть получен из излагаемой теории), перескакивает через область всеобщей устойчивости и попадает в  $\alpha$ -неустойчивую область. При

к, пожалуй, менее удачным выражением Гейзенберга с заключением, что  $f\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$  будет убывать и  $g\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$  возрастет с увеличением аргумента. Что же касается гипотезы о линейности функций  $f$  и  $g$ , то эта гипотеза, конечно, гораздо более опасная и оправдываемая лишь тем, что действительный вид этих функций нам совершенно неизвестен.

\* В самом деле,  $\alpha$ -распад начнется при достаточно больших значениях удельного заряда ядра  $\frac{n_2}{n_1 + n_2}$ , когда силы кулоновского отталкивания, действующие на  $\alpha$ -частицу, пересилят силы внутроядерного притяжения, или же при достаточно малых значениях  $\frac{n_1}{n_2}$ .

следующих за этим рядом  $\alpha$ -распадов точка, изображающая ядро на диаграмме, постепенно повышается, попадая, наконец, опять в  $\beta$ -неустойчивую область. Такой процесс попеременного  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада будет продолжаться до тех пор, пока, ввиду постепенного уменьшения числа  $n$ , ширина области всеобщей устойчивости не сделается достаточно широкой, чтобы не позволить переходить через

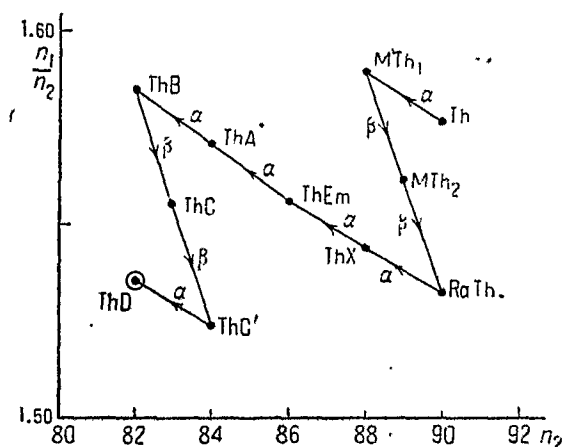


Рис. 10.

нее в один ход. Здесь лежат устойчивые продукты радиоактивных семейств.

Таким образом рассуждения Гейзенберга довольно хорошо описывают явление устойчивости и неустойчивости по отношению к  $\beta$ -распаду, хотя все основные затруднения, связанные с непрерывностью  $\beta$ -спектров, ими отнюдь не затрагиваются. Также и наличие столь долгих периодов при  $\beta$ -распаде и полная определенность периода жизни ядер данного элемента, независимо от разных значений энергии  $\beta$ -частиц, остается совершенно невыясненной.

## НОВЫЕ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

*Н. Д. Моргулис, Киев*

Современное развитие физики электронных и ионных процессов и в частности физики электрических разрядов в газах привело к развитию новых типов электровакуумных приборов, одновременно расширив значительно и рамки их технического применения. Если раньше область применения электровакуумных приборов ограничивалась, главным образом, электротехникой слабых токов (электронные лампы), то современные электровакуумные приборы, расширяя и здесь область своего применения, открывают новые перспективы в технике сильных токов (мощные ртутные выпрямители, обычные и управляемые, газотроны, тиратроны, лампы с магнитным управлением, усилитель со стеночным током — Wandstromverstärker и т. д.). В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением лишь наиболее интересного нового класса электровакуумных приборов, а именно двух и трехэлектродных ламп с накаливаемым катодом в атмосфере разреженного газа, в частности ртутного пара, известных у нас под названием газотрона и тиратрона, развитие которых связано, главным образом, с именами Лэнгмюра и Хелла.

## 1. Физические основания

Если, накалив катод, повышать постепенно анодный потенциал  $v_a$  двухэлектродной вакуумной лампы, то сила электронного тока будет постепенно возрастать, следуя закону  $^{3/2}$  вплоть до постоянного значения, соответствующего насыщению (рис. 1); это увеличение происходит, как известно, за счет постепенного разрушения электронного пространственного заряда, находящегося вблизи катода.

Если же в баллоне имеется разреженный газ при давлении порядка 1—100 баре и мы, накалив катод, начнем повышать анодный потенциал, то вначале сила электронного тока будет возрастать по закону  $^{3/2}$  (AB по рис. 2), и лишь в некоторый момент, когда анодный потенциал до-

стигнет значения называемого потенциалом зажигания, в лампе зажжется электрический разряд, и сила тока сразу возрастет до значения, соответствующего насыщению (ветвь *CD* рис. 2).

В этом случае при зажигании разряда возникает интенсивная ионизация газа, и возникающие при этом положительные ионы компенсируют электронный пространственный заряд вблизи катода. При этом разность потенциалов в разрядном пространстве распределяется таким образом, что почти вся она сосредоточена в узкой области вблизи катода, в остальном же пространстве потенциал почти неизменен и

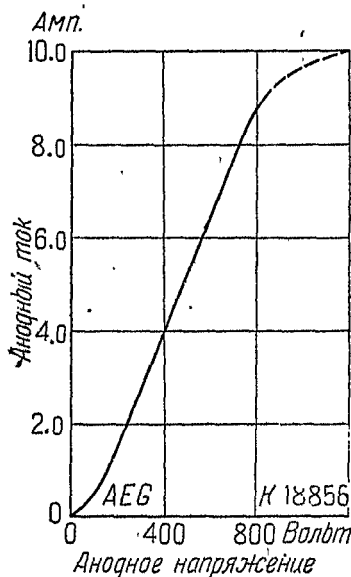


Рис. 1. Характеристика кенотрона.

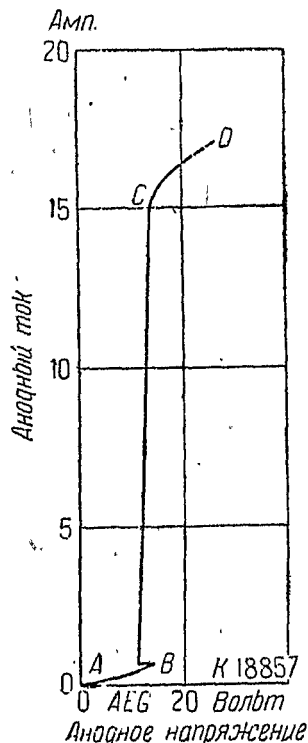


Рис. 2. Характеристика газотрона.

соответствует примерно потенциалу анода. В таком случае различают по Ленгмюиру пространство с интенсивно ионизированным газом и почти неизменным потенциалом, называемое „плазмой“ („plasma“), и узкую область, где сосредоточен главный скачок потенциала, в данном случае вблизи катода, — „пленку“ („sheath“).

Если обратиться к плазме, то в ней благодаря сильной ионизации имеются большие количества электронов и ионов, которые распределяются таким образом, что их пространственные заряды взаимно друг друга компенсируют. Благодаря не совсем еще выясненным до настоящего времени

процессам скорости электронов, и в 1-м приближении ионов, устанавливаются в соответствии с законом распределения скоростей Максвелла-Больцмана, при котором как электронам, так и ионам можно приписать некоторую температуру  $T_e$  и  $T_p$ . В таком случае, если обозначить их концентрацию  $n_e$  и  $n_p$ , массу  $m_e$  и  $m_p$ , и силу тока неупорядоченного движения  $I_e$  и  $I_p$ , можно получить для электронов

$$n_e = \sqrt{\frac{2\pi m_e}{kT_e}} \frac{I_e}{e} = 4,03 \cdot 10^{13} \frac{I_e}{T_e^{1/2}} \quad (1)$$

( $I_e$  в амперах).

Что касается ионов, то их температура примерно наполовину меньше электронной температуры, т. е.  $T_p \sim \frac{1}{2} T_e$  и так как, с другой стороны, их движение на границе плазмы происходит только в направлении от плазмы к пленке, то они могут быть в половинном количестве, т. е.

$$n_p = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\pi m_p}{kT_p}} \frac{I_p}{e} = 2,02 \cdot 10^{13} \frac{I_p}{T_p^{1/2}} \quad (2)$$

Таким образом

$$\frac{I_e}{I_p} = \frac{1}{2} \left( \frac{m_p T_e}{m_e T_p} \right)^{1/2} = \left( \frac{m_p}{2m_e} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Для ртути  $\left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} = 607$ , и поэтому по (3)  $\frac{I_e}{I_p} = 429$ , в то время как опыт дает  $\frac{I_e}{I_p} = 411 \pm 17$ .

Если в пространство плазмы ввести металлическую поверхность — коллектор, которую допустим для простоты плоской, то в зависимости от потенциала этого коллектора  $V_k$  относительно плазмы мы будем иметь 3 области:

I. Потенциал коллектора  $V_k$  значительно отрицательнее потенциала разрядного пространства в данном месте (ветвь АВ рис. 3).

В таком случае коллектор окружен пленкой ионного пространственного заряда. Между силой ионного тока на коллектор  $I_p$ , его потенциалом  $V_k$  и толщиной пленки  $d$  существует связь, даваемая обычной формулой, применяемой в случае пространственного заряда:

$$I_p = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_k^{3/2}}{d^2 \sqrt{\frac{m_p}{m_e}}} \quad (4)$$



Сила ионного тока  $I_p$  задается степенью восполнения запаса ионов в пленке из области плазмы, т. е. зависит от степени ее ионизации, которая в свою очередь зависит от силы электронного тока между главными электронами и величины катодного скачка потенциала, задающего им скорости. Таким образом при изменении потенциала коллектора будет меняться толщина пленки, будучи пропорциональна  $d \sim v^{1/2}$ . Исключительно существенным в этом случае является то обстоятельство, что весь потенциал коллектора компенсируется скачком потенциала в окружающей его пленке ионного пространственного заряда так, что электрическое поле в пространстве вне пленки от потенциала коллектора не зависит и им изменено быть не может; при этом заряд на коллекторе равен заряду, сосредоточенному в этой пленке. При изменении потенциала коллектора, будет в соответствии с (4) меняться только лишь толщина пленки, которая при некоторых условиях может достигать значительной величины порядка до 1 см. Эту пленку

вблизи отрицательного коллектора можно иногда даже и наблюдать и определять экспериментально ее толщину, так как она имеет вид темного пространства — темное пространство Ленгмюра (до некоторой степени аналогичное темному пространству Крукса в тлеющем разряде), с довольно резко очерченной внешней границей. На рис. 4 справа представлена примененная Гюнтершульце для подобного определения толщины пленки лампа, а слева представлена ее фотография во время горения, из которой видно, насколько четко видны вверху контуры этого темного пространства.

В табл. 1 представлено сопоставление экспериментально полученных Гюнтершульце значений  $d$  с вычисленными

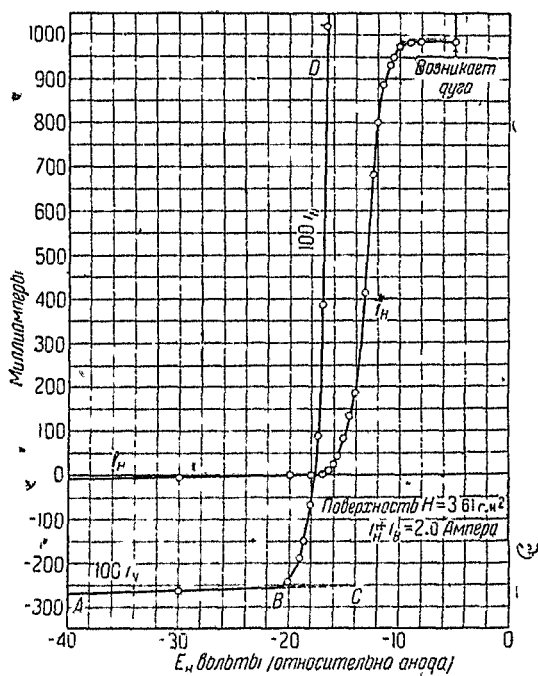


Рис. 3. Типичная кривая ток-вольтаж коллектора.

теоретически по формуле (4) для разряда в аргоне при давлении 0,00422 мм ртутного столба при вольфрамовом коллекторе.

II. Потенциал коллектора слегка отрицательнее, чем потенциал пространства (ветвь  $BD$  рис. 8). В этом случае на

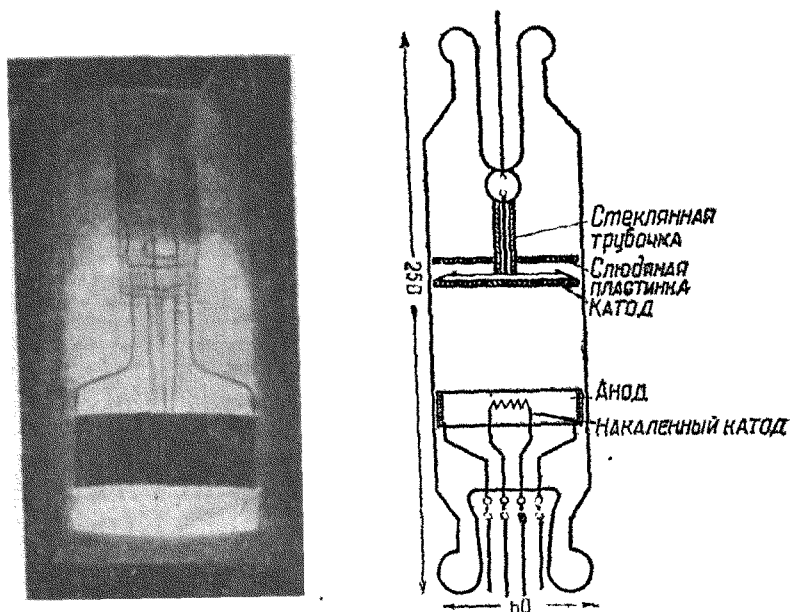


Рис 4.

ионный ток коллектора будет накладываться ток электронов, имеющих согласно распределению Максвелла-Больцмана относительно наибольшие скорости. Величина одного, только

ТАБЛИЦА .

$V_k$ вольт	$I_p \frac{\text{mA}}{\text{см}^2}$	$d$ см вычисл.	$d$ см экспер.
200	0,721	0,185	0,191
400	0,748	0,305	0,307
700	0,984	0,414	0,430
1000	0,694	0,629	0,688
1500	0,786	0,800	0,916
2000	0,502	1,238	1,864

электронного тока может быть определена вычитанием из общего тока на коллектор экстраполированного значения ионного тока  $BC$  на рис. 3. Полученный подобным образом

электронный ток должен в этой области подчиняться закону Максвелла-Больцмана, т. е.

$$i = SI_0 e^{\frac{eV_k}{kT_e}} \quad (5)$$

( $S$  — поверхность коллектора), или

$$\ln i = \text{const} + \frac{eV_k}{kT_e}. \quad (6)$$

На рис. 5 и представлены подобного рода графики, из наклона которых и можно определить среднюю энергию или температуру электронов по соотношению  $\frac{1}{2}mv^2 = eV_e = \frac{3}{2}kT_e$ .

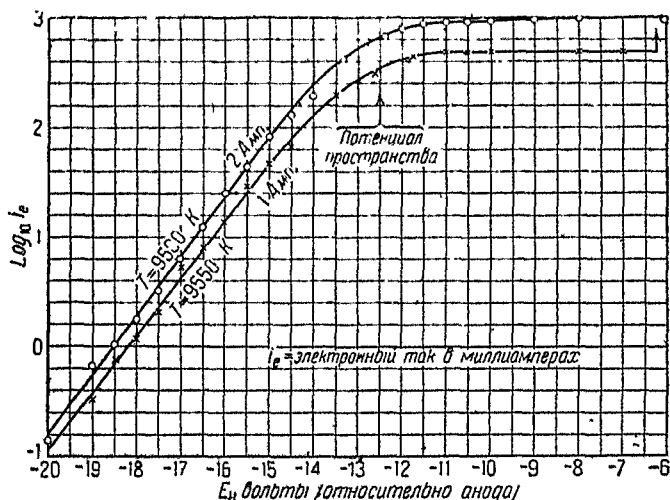


Рис. 5. Полулогарифмическая кривая ток-напряжение.

(1 вольт соответствует  $3750^\circ \text{K}$ ); эти температуры электронов бывают порядка десятков тысяч градусов, уменьшаясь с увеличением давления. Подобное возрастание электронного тока с  $V_k$  продолжается до тех пор, пока потенциал  $V_k$  не сделается равным потенциалу окружающей его плазмы  $V_0$ , — в этот момент, как видно из рис. 5, мы наблюдаем излом прямой, по положению которого можно определить потенциал разрядного пространства, в котором находится наш коллектор (в случае, изображенном на рис. 5,  $V_0 = -12,5 \text{ V}$ ).

III.  $V_k > V_0$ . В этом случае коллектор будет окружен пленкой электронного пространственного заряда, в которой условия определяются аналогично 1-му случаю снова уравнением (4), и сила электронного тока будет приблизительно постоянной, соответствующей силе тока неупорядоченного

движения в плазме  $I_e \sim \left(\frac{m_p}{2m_e}\right)^{\frac{1}{2}} I_p$ . И в этом случае иногда удается наблюдать эту пленку около коллектора в виде темного пространства. При дальнейшем повышении  $V_k$  может начаться ионизация в пространстве у коллектора, который покроется светящейся пленкой (аналогично анодному тлеющему свечению). Если же при дальнейшем повышении  $V_k$  число ионов, возникших благодаря ионизации у коллек-

тора достигнет  $\sim \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}}$  числа электронов в пленке, электронный пространственный заряд в пленке будет ими компенсирован, и сила электронного тока сразу сильно возрастет — наступит своеобразный пробой пленки (стрелка на рис. 3).

Другой важный для нас комплекс вопросов связан с распылением адсорбированных пленок, находящихся на поверхности раскаленного катода, работающего в атмосфере разреженного газа. Известно, что под влиянием бомбардировки положительными ионами катод разрядной трубки постепенно распыляется, — при этом степень распыления зависит от материала катода, рода газа и скоростей бомбардирующих его ионов. Опыты показали, что количество распыляемого в единицу времени материала катода выражается приблизительно формулой:

$$m = a(V - V_0), \quad (7)$$

где  $a$  — постоянная,  $V$  — энергия ударяющегося о поверхность катода иона, а  $V_0$  — тот критический потенциал, ниже которого распыление практически прекращается. Губительное действие бомбардировки поверхности катода положительными ионами должно естественно сказываться особенно сильно у

катодов, активированных при помощи адсорбированной электроположительной пленки, в частности тория или бария.

Исследованию этого важного вопроса были посвящены работы Кингдона и Ленгмюра, с одной стороны, и Хелла, с другой. Первые авторы показали, что в случае работы катода из торированного воль-

фрама в атмосфере сильно разреженного газа имеет приблизительно место зависимость (7) с критическими потенциалами  $V_0$ , приведенными во второй колонке 2-й таблицы. В даль-

ТАБЛИЦА 2

Газ	$V_0$ вольт по Кингдону и Ленгмюру	$V_0$ вольт по Хеллу
H	> 600	—
He	35	—
Ne	45	27
Ar	47	25
Cs	52	—
Hg	55	22

нейших исследованиях Хелла оказалось, что значения этих, очень важных для практического использования, критических потенциалов лежат немного ниже; эти значения приведены в третьей колонне таблицы.

На рис. 6 приведены по Хеллу вольтамперные характеристики катода из торированного вольфрама, работающего в атмосфере ртутных паров при давлении 0,005 мм, при разных температурах катода. Мы видим, как электронный ток сначала постепенно возрастает, следуя закону  $3/2^x$ ; в не-

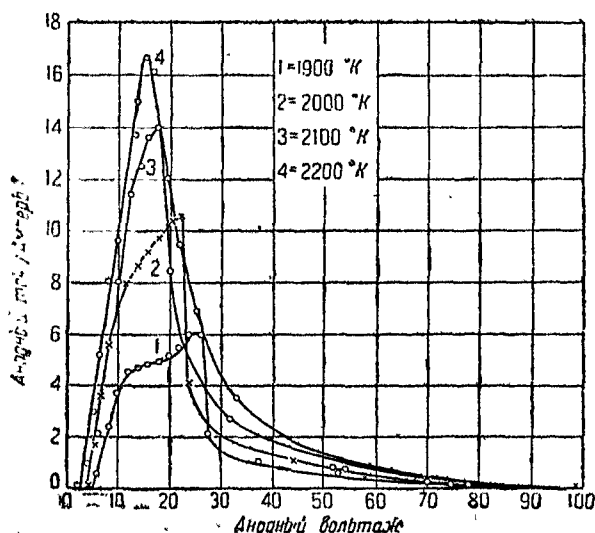


Рис. 6. Характеристики торированной нити в ртутном паре при 0,005 мм давления.

который момент, когда скорость ударяющихся о катод ионов, возникших благодаря ионизации газа ударом электронов, достигает критического значения, начинается распыление пленки тория, — катод деактивируется, и эмиссия быстро падает. Подобного же рода процесс будет происходить и с оксидным катодом, имеющим на своей поверхности адсорбированную пленку бария.

## II. Газотрон

Газотроном называют у нас двухэлектродную лампу — диод с накаливаемым катодом в парах ртути при небольшом давлении. Униполярный характер проводимости обычного вакуумного диода — кенотрона, характеристика которого представлена на рис. 1, уже давно привела к его применению как выпрямителя переменного тока. При работе кенотрона в цепи с э. д. с., равной  $E$ , между его электродами в

активном направлении будет находиться некоторая разность потенциалов  $V_a$ , необходимая, чтобы через него шел ток  $I$ ; в таком случае его к. п. д. может быть приближенно определен из формулы:

$$\eta = 1 - \frac{W_H + IV_a}{IE}, \quad (7)$$

где  $W_H$  — мощность, потребляемая на накал. Для получения большего к. п. д. следовало бы применять экономичные катоды типа торированного или оксидного, с одной стороны, и разработать такую конструкцию, которая позволяла бы получать значительные токи при небольших потенциалах  $V_a$ . Первый путь у мощных кенотронов встречает значительные затруднения ввиду опасности распыления активной катодной пленки при бомбардировке ионами остаточных газов, которые появляются при работе кенотрона, — вследствие больших  $V_a$  у кенотрона эффективность бомбардировки ионами в этом случае будет очень значительной. С другой стороны, получение больших электронных токов в кенотронах требует наличия весьма высоких анодных потенциалов  $V_a$ , как это видно из рис. 1, необходимых для извлечения соответствующего количества электронов из зоны пространственного заряда, что тоже очень неблагоприятно сказывается на его к. п. д. Применение для целей выпрямления ртутной дуги, дающей хороший к. п. д., имеет ряд неудобств, связанных в первую очередь с необходимостью искусственного охлаждения, относительной неустойчивостью дугового разряда и трудностями изготовления. Радикальным выходом из положения является введение в кенотрон небольшого количества газа или ртутного пара при давлении порядка 0,01 мм — газотрон, характеристика которого была уже приведена на рис. 2 и разобрана выше. Основное различие между газотроном и кенотроном заключается в следующем: в кенотроне изменение силы электронного тока  $I$  происходит при изменении анодного потенциала, — при заданной конструкции кенотрона величина  $I$  определяется только им (конечно, при отсутствии насыщения). В газотроне же при зажигании разряда сила анодного тока сразу возрастает до насыщения; промежуточные же значения силы тока можно получить, как уже указывалось, стабилизируя разряд внешним сопротивлением, — таким образом величина анодного тока будет определяться только лишь этим внешним сопротивлением, разность же потенциалов между электродами во всей этой области будет приблизительно постоянной и не зависит от силы тока. Далее, оказывается возможным применять в газотронах оксидные катоды с конструкцией, обеспечивающей исключительно высокую экономичность. Из указанного выше ясно, что если во время работы газотрона разность потенциалов

между электродами, сосредоточенная, как мы знаем, в пленке около катода, не превысит критического значения распыления, соответствующего для ртутных паров 22 В, то энергия ионов окажется недостаточной для распыления пленки бария, и окисидный катод сможет спокойно работать. Это оказывается вполне возможным сделать, и таким образом газотроны с низким потенциалом горения в пределах 12—20 В

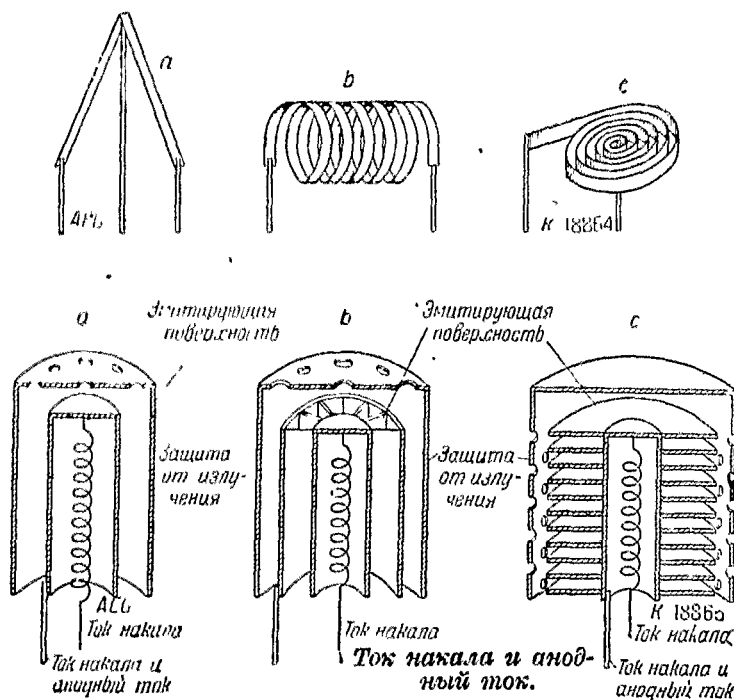


Рис. 7. Катоды с непосредственным нагревом. Катоды с подогревом.

работают вполне устойчиво. Далее, благодаря тому, что электронный ток обусловлен тут, главным образом, компенсацией электронного пространственного заряда ионами, в этом случае оказывается возможным дать специальные конструкции катода с хорошей тепловой изоляцией, обеспечивающей исключительно большую экономичность и возможность получения очень больших электронных токов при том же самом низком потенциале горения. Устройство подобных катодов представлено на рис. 7, где вверху изображены катоды с обычным накалом, внизу — подогревные; благодаря надежной тепловой изоляции и использованию рассеиваемой лучеиспусканием энергии удается у катодов последнего типа получать до 1 А электронного тока при 1 В

накала, в то время как применение подобных катодов у кенотронов является совершенно невозможным ввиду очень большого внутреннего сопротивления, которое имел бы кенотрон в этом случае. Больше того, в некоторых случаях удается поддерживать катод при рабочем накале исключительно за счет самого эмиссионного тока, что отчетливо видно из рис. 8, где на оси абсцисс отложена сила электронного тока, а на оси ординат — напряжение накала (сплошная кривая) и мощность накала (пунктирная кривая).

Из всего сказанного ясны громадные преимущества газотрона перед кенотроном, что еще больше подчеркивается данными сравнения двух схем выпрямителей трехфазного

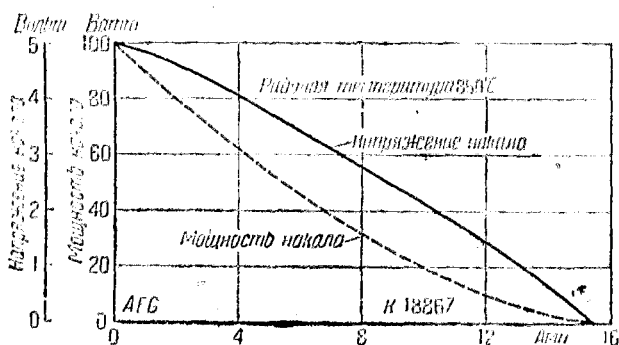


Рис. 8. Среднее значение постоянного анодного тока. Кривая напряжения в цепи накала.

тока с шестью лампами, в схеме дающих каждая по 180 kW мощности выпрямленного тока, работающих первая на кенотронах, а вторая на газотронах, приведенными в табл. 3.

Исключительно важным для устойчивой и надежной работы газотрона является выбор соответствующей упру-

ТАБЛИЦА 3

Лампа	Потери			$\eta$ %
	$V_a$ вольт	$W_H$ kW	$IV_a$ kW	
Кенотрон . . . . .	1560	6,9	18,7	87,5
Газотрон . . . . .	15	1,8	0,36	98,8

гости ртутных паров. Дело в том, что с повышением упругости ртутных паров или температуры конденсации ртутной капли потенциал горения газотрона будет понижаться, что, несомненно, является выгодным. Однако тут необходимо учесть, что при этом одновременно будет понижаться и



потенциал обратного зажигания, что является допустимым только до некоторых пределов. Таким образом верхняя граница упругости ртутного пара задается потенциалом обратного зажигания, который, как обычно принято, должен иметь определенный запас прочности; нижняя же граница упругости пара задается потенциалом горения в активном направлении, который не должен превосходить 22 В, при котором начинается распыление активного катода.

На рис. 9 представлены кривые зависимости потенциала горения II и потенциала обратного зажигания I в зависимости от температуры конденсирующей ртути, для газотрона UV-869 General Electric Co, предназначенного на 20 000 В; из рисунка видно, что рабочая область лежит примерно при 5—50° С температуры внешней среды, т. е. к счастью, лежит как раз при обычных температурах рабочих помещений. Далее, очень важно должным образом выбрать накал катода и его рабочий режим, так как при недокале катода или при его перегрузке мы можем попасть в область CD рис. 2, при этом скачок потенциала в пленке может оказаться больше критического потенциала распыления, и активная пленка на катоде будет разрушена. Этим кратким описанием газотрона мы и ограничимся.

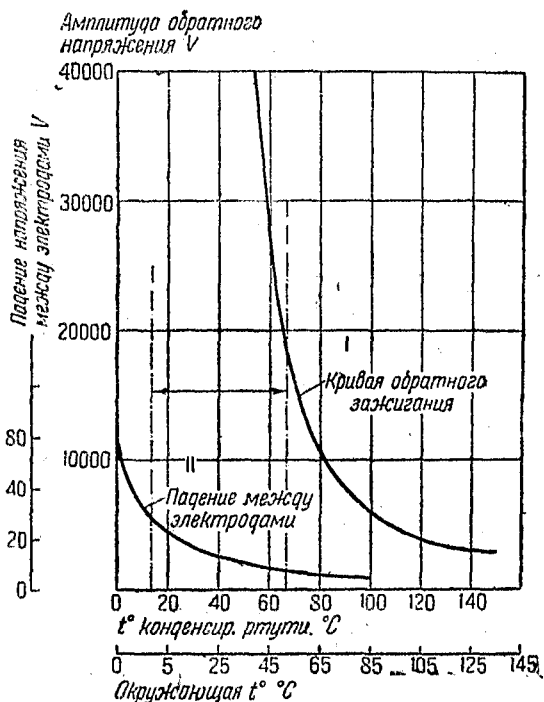


Рис. 9. Зависимость падения напряжения (кривая II) и напряжения обратного зажигания (кривая I) от температуры.

### III. Тиратрон

Если в пространство между анодом и катодом газотрона поместить сетку, то полученный триод со ртутными парами называется тиратроном; это название дано от греческого *θύρα* — дверь, из-за его характерной особенности, указанной

ниже. Однако роль сетки в этом случае кардинально отличается от ее роли в обычном вакуумном триоде, что видно из рассмотрения приведенных на рис. 10 характеристик триода (а) и тиратрона (с). Если задать отрицательное смещение на сетку  $V_c$  и положительный потенциал на анод  $V_a$  и затем постепенно уменьшать отрицательный потенциал  $V_c$ , то электронный ток в триоде появится в момент, соответствующий условию

$$V_c = -DV_a \quad (8)$$

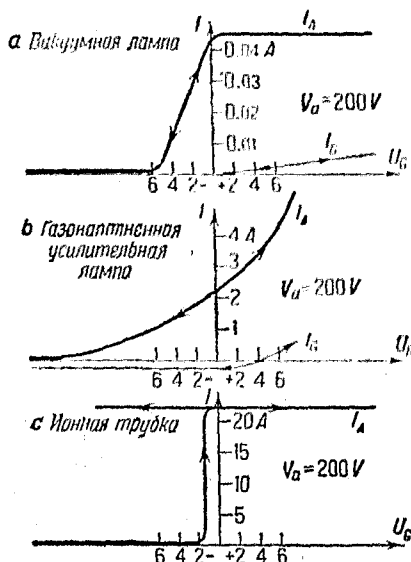


Рис. 10. Характеристики вакуумной усилительной лампы (а), газонаполненной лампы (б) и ионной трубки (с).

отрицательный сеточный потенциал, то в момент, соответствующий условию (8), появится электронный ток, который за очень короткое время зажжет разряд в тиратроне. Появившиеся при этом ионы будут притянуты к отрицательной сетке, которая играя роль отрицательного коллектора, покроется сейчас же пленкой ионного пространственного заряда таким образом, что все падение потенциала  $V_c$  будет сосредоточено в этой пленке и на разряде больше сказываться не будет. Благодаря этому анодный ток в момент зажигания, соответствующему условию (8), сразу возрастет до своего полного значения, которое, как мы уже знаем, будет определяться не насыщением, а величиной внешнего сопротивления в анодной цепи. Время, необходимое для подобного полного зажигания заряда в тиратроне, бывает, в зависимости от условий, порядка 1—10 микросекунд. Дальнейшее изменение потенциала сетки в ту или иную сторону по-

где  $D$  — проницаемость, и будет дальше постепенно возрастать, достигая значения, соответствующего насыщению, — при обратном изменении сеточного потенциала точки улягутся точно на кривой, полученной при прямом ходе, так что мы не должны получить даже петли гистерезиса, свидетельствующей о плохом вакууме в триоде. Совершенно не то будет в случае тиратрона. Если опять-таки, накалив катод тиратрона, дать значительное отрицательное смещение на сетку и затем положительный потенциал на анод, то, как в случае триода, сетка заперет электроны у катода, и ток через тиратрон идти не будет. Если же начать уменьшать

влиять на разряд уже не может, и вызовет лишь изменение толщины своей пленки пространственного заряда в соответствии с формулой (4). Таким образом кардинальное отличие тиратрона от триода заключается в том, что при обычном питании электродов постоянным током, мы при помощи сетки в тиратроне можем только включить разряд, но не можем в дальнейшем ни повлиять на силу анодного тока, ни даже его выключить (рис. 10,с); этим характерным свойством определяется его название. Для выключения зажженного разряда в тиратроне имеется одна лишь возможность — выключить анодное напряжение или сделать его отрицательным; в таком случае имеющиеся в разрядном пространстве ионы и электроны исчезнут на стенках и электродах и мы снова придем к начальному положению. Здесь следует обратить внимание на следующее обстоятельство: прекращение разряда при отрицательном сеточном потенциале большим, чем (8) может произойти лишь в том случае, если за время, когда анодный потенциал был выключен, ионы и электроны успели продиффундировать к стенкам и к электродам и исчезнуть на них; если это время делать все меньшим, то в некоторый момент окажется, что оно будет недостаточным для исчезновения ионов и электронов, и разряд после такого кратковременного выключения анодного потенциала будет снова продолжаться. Это время, необходимое для исчезновения ионов и электронов после выключения тока в тиратроне, называется временем деионизации; по измерениям Хелла оно бывает порядка от 10 до 1000 микросекунд, и зависит от геометрии и потенциала электродов и давления газа, и выражается приближенно следующей эмпирической формулой:

$$\tau = \frac{0,0012 p I^{0,7}}{V_0^{3/2} \omega} \text{ сек.}, \quad (9)$$

где  $p$  — давление газа в барах,  $I$  — сила тока в амперах,  $V_0$  — потенциал сетки по отношению к разрядному пространству — плазме в вольтах,  $\omega$  — расстояние между сеткой и анодом.

Зажигание разряда в тиратроне определяется, таким образом, условием, аналогичным (8), т. е. происходит в момент, когда потенциал на сетке достигает значения

$$V_3 = -DV_a; \quad (10)$$

в этом случае величина  $D$  в отличие от случая триода зависит уже не только от одной геометрии электродов, а и от условий ионизации газа и его упругости. Практически, однако, эту величину можно считать постоянной, но чтобы подчеркнуть существенную разницу между ее ролью в случае тиратрона и в случае триода, ее здесь называют „фак.

тором сеточного контроля" — ф. с. к. („grid — control ratio“).

На рис. 11 приведена экспериментально полученная зависимость потенциала зажигания сетки  $V_3$  от  $V_a$  для тиратрона, из которой видно, что в соответствии с (10) она имеет действительно линейный характер, по угловому коэффициенту которой можно определить ф. с. к.; лишь при малых  $V_a$  наблюдается отступление от линейной зависимости, связанное, повидимому, с уменьшением вероятности ионизации ударом электрона, имеющего малые скорости.

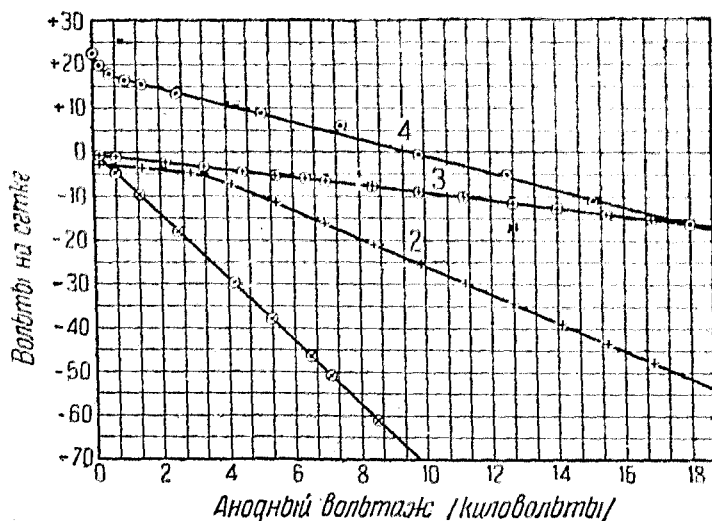


Рис. 11. Контрольные характеристики тиратронов, представляющие напряжение на сетке, при котором возникает ток, в функции анодного вольтажа.

Мы видим, что при обычной схеме питания электродов тиратрона подобно и триоду постоянным током, возможность управления анодным током при помощи сеточного потенциала совершенно исключена, — этим путем можно только включить ток, и нельзя не только регулировать его величину, но даже его выключать. Если, однако, питать электроды тиратрона переменным током, то возникает возможность при помощи потенциала сетки регулировать силу анодного тока; для этого есть две возможности:

1. Дадим на анод переменное напряжение, для простоты допустим синусоидальное  $V_a = V_{a_0} \sin \omega t$ , осциллограмма которого изображена на рис. 12.

В таком случае и потенциал зажигания сетки  $V_3$  (10) будет тоже иметь синусоидальный характер:

$$V_3 = -D V_{a_0} \sin \omega t$$

и направлен в сторону, противоположную  $V_a$ ; на том же рисунке его кривая изображена широкой пунктирной линией. Дадим на сетку тоже переменное напряжение  $V_c$  под некоторою разностью фаз  $\varphi$  по отношению к анодному. Если теперь в какой-либо момент это сеточное напряжение  $V_c$  делается равным или более положительным, чем напряжение зажигания  $V_z$ , т. е. на рисунке кривая  $V_c$  пересечет  $V_z$ , то в этот момент зажжется разряд, который будет продолжаться в течение всего этого полупериода, пока анодное напряжение положительно, — потухнет он лишь, когда кончится этот положительный полупериод и  $V_a$  сделается отрицательным. В момент зажигания разряда анодное напряжение сразу падает от своего значения, которое оно имело в этот момент, до нормального значения горения 12—20 В и остается на этом уровне все время, пока продолжается разряд. Прибор постоянного тока, например Де пре, в анодной цепи покажет, как видно из рисунка, некоторое значение, которое будет соответствовать среднему значению тех импульсов тока, которые протекают в течение каждого положительного полупериода при зажигании; осциллограмма анодного тока приведена под осциллограммами напряжений. Теперь вполне ясно, что если изменять разность фаз

между сеточным и анодным напряжением, то тем самым кривые  $V_c$  и  $V_z$  будут пересекаться в разных местах, и таким образом можно изменить величину импульса тока, протекающего в течение каждого положительного полупериода, и тем самым, значит, и среднее значение силы анодного тока. На рис. 12 приведены графики трех случаев, когда разность фаз между  $V_c$  и  $V_a$  равна  $0^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $120^\circ$ , откуда вполне ясна эта идея регулировки силы анодного тока, — в отличие от триода здесь мы можем регулировать лишь среднее значение силы анодного тока, а не моментальное, как в триоде.

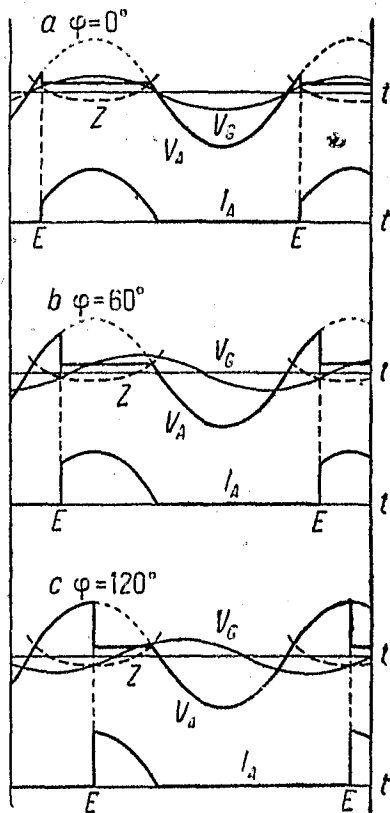


Рис. 12. Смещение зажигания при изменении фазы переменного напряжения на сетке.

На рис. 13 и представлена зависимость среднего и эффективного значения силы анодного тока от разности фаз между сеточным и анодным напряжением, откуда видно, что эти величины плавно изменяются в пределах между  $0^\circ$  и  $180^\circ$ , и затем при  $180^\circ$  испытывают резкий скачок от нуля до своего полного значения, оставаясь затем неизменными до  $360^\circ$ .

Эти зависимости могут быть представлены выражениями:

$$\bar{I} = \frac{I_{\max}}{2\pi} (\cos \varphi + 1); \quad I_{ef} = \frac{I_{\max}}{2} \sqrt{1 + \frac{\varphi}{2} + \frac{\sin 2\varphi}{2\pi}}. \quad (11)$$

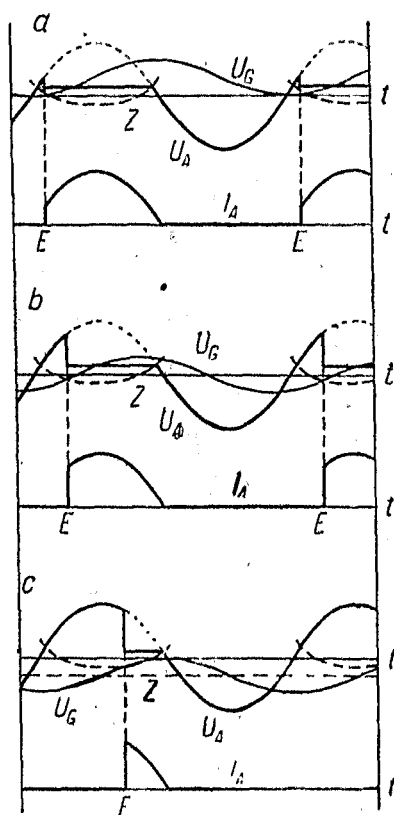


Рис. 13. Смещение зажигания при изменении напряжения на сетке наложением переменного напряжения. Постоянное смещение на сетке: *a* положительно, *b* равно нулю и *c* отрицательно.

Случай, когда  $\varphi = 180^\circ$  интересен еще тем, что здесь небольшим изменением разности фаз можно анодный ток полностью сразу как включить, так и выключить, — случай реле.

2. Другой путь для регулирования опять-таки среднего значения силы анодного тока в тиратроне заключается в следующем. Дадим на анод и сетку переменные напряжения под некоторой разностью фаз, допустим  $90^\circ$ , — условия зажигания в этом случае представлены на рис. 13, *b*.

Если теперь на это переменное сеточное напряжение наложить некоторое постоян-

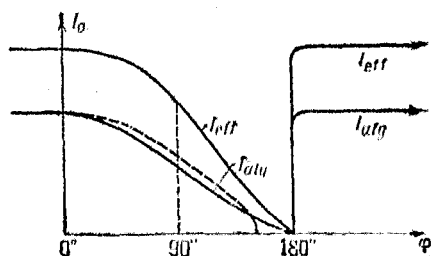


Рис. 14. Кривые управления нонной трубки при сдвинутом по фазе напряжения на сетке.

ное напряжение, то если это добавочное смещение будет положительным, пересечение кривых  $V_c$  и  $V_a$  будет про-

исходить левее прежнего, импульс тока и его среднее значение, как это видно из рис. 13, а, возрастет. Если же добавочное постоянное смещение будет отрицательным, то ток будет уменьшаться (рис. 13, с). Подобным образом, изменяя обычным путем постоянное сеточное смещение, можно постепенно изменять силу анодного тока, при постоянной разности фаз между переменным сеточным и анодным напряжениями.

Рис. 15 дает зависимость между средним значением силы анодного тока и постоянным сеточным потенциалом, т. е. до некоторой степени обычную характеристику тиратрона при разных разностях фаз между переменным сеточным и анодным напряжениями. Очень удобный характер имеет характеристика при  $120^\circ$  — плавное прямолинейное изменение силы тока от нуля до полного значения, которое тут, как и в случае газотрона, определяется внешним сопротивлением. Характеристика при  $180^\circ$  указывает на удобство применения в этом случае тиратрона как реле, когда при небольшом изменении сеточного потенциала можно сразу включать и выключать (в отличие от случая питания электродов постоянным током) ток тиратрона от нуля до его полного значения.

Фотография двух тиратронов со вскрытыми электродами приведена на рис. 16.

Остановимся кратко на сходном до некоторой степени с тиратроном, так называемом усилителе со стеночным током („Wandstromverstärker“ по Шоттки), конструкция которого приведена на рис. 17 слева, его фотография справа.

Между главными электродами К и ВА в парах ртути зажигается разряд, — катодом тут может быть либо раскаленное пятно на жидкой ртути, либо обычная накаливаемая оксидная поверхность. У боковых стенок баллона в плазме помещены близко друг к другу сетка G и рабочий анод А. Если дать на анод постоянный положительный потенциал, а на сетку постоянный, допустим, отрицательный потенциал, то при наличии разряда между главными электродами сетка покроеется пленкой ионов определенной толщины. Поле рабо-

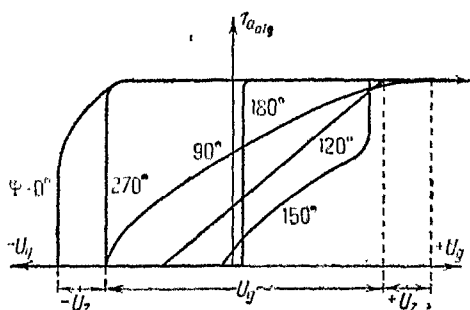


Рис. 15. Кривые управления ионной трубки при комбинировании постоянного напряжения с синусоидальным переменным напряжением различной фазы на сетке.

чего анода будет притягивать к себе определенное количество электронов, которые, двигаясь к нему, будут проходить сквозь витки сетки через пространство между окружающими соседние витки пленками положительных ионов. Если все больше увеличивать отрицательный потенциал сетки, то в соответствии с (4) толщина пленки будет становиться все больше, пространство между соседними пленками все уже, и электронный ток к  $A$  будет уменьшаться. Наконец, при большом отрицательном сеточном потенциале толщина пленки вокруг витка сетки может сделаться настолько значительной, что соседние сомкнутся в одно целое; — между

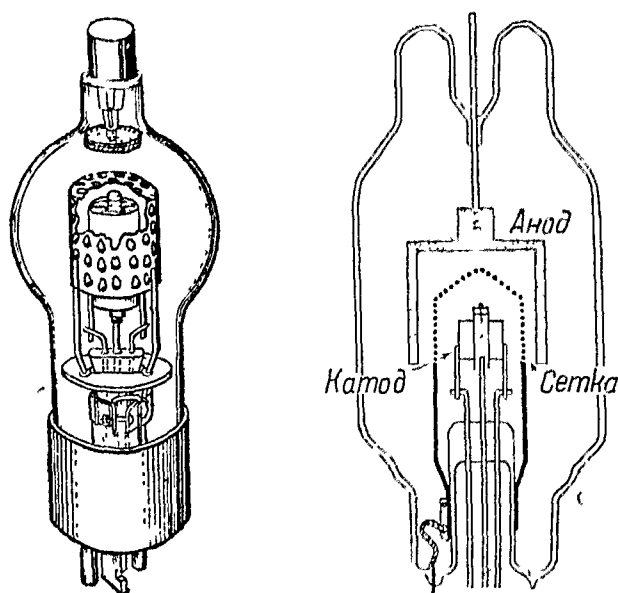


Рис. 16. Типовой тиратрон с накаливаемым катодом.

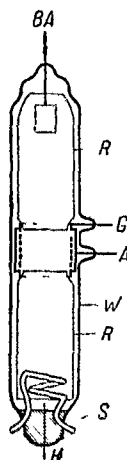
анодом и плазмой окажется как бы сплошной экран с потенциалом нуль, и ток к аноду прекратится. Исключительно существенным условием для этого является то, чтобы в пространстве между сеткой и рабочим анодом не происходила добавочная ионизация газа летящими к аноду электронами, так как тогда в этом пространстве мы получим добавочный разряд, доставляющий сетке добавочное количество ионов, — сила ионного тока на сетку возрастет, толщина пленки по (4) уменьшится, и мы не сможем так же, как и в тиратроне, регулировать силу анодного тока. Это условие будет выполнено, если расстояние между сеткой и анодом  $A$  сделать очень малым, меньше длины свободного пути электрона в газе лампы. Подобная лампа дает возможность



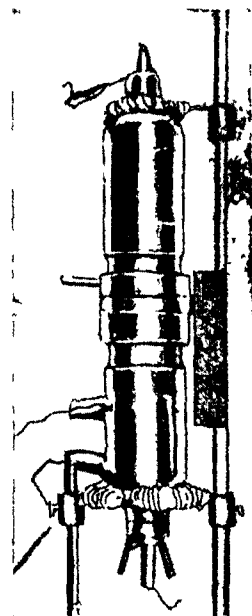
целиком аналогично триоду регулировать моментальное значение силы анодного тока при помощи потенциала сетки, — ее характеристика приведена на рис. 10, *b* и параметры ее имеют такой порядок величины: крутизна  $S \sim 0,5 \frac{\text{ампер}}{\text{вольт}}$ , внутреннее сопротивление  $R_i \sim 70 \Omega$ , проницаемость  $D \sim 2 - 5\%$ .

#### IV. ПРИМЕНЕНИЯ ТИРАТРОНОВ

Из рассмотрения особенностей тиратронов ясно видно, что область их применения должна отличаться от области применения электронных ламп, и в отличие от них может лежать не только в области электротехники слабых токов, но и сильных токов. В первую очередь бросается в глаза возможность их применения как реле, — если у обычного мощного триода при изменении сетки  $V_c$  на 1 V сила электронного тока  $I$  изменяется примерно



на несколько миллиампер, то у тиратрона при надлежащем выборе рабочей точки можно при изменении  $V_c$  на 0,1 V включать и выключать токи порядка де-



сятков ампер, используя при этом хотя бы характеристику, при разности фаз между сеточным и анодным потенциалом на  $180^\circ$  (рис. 15). С другой стороны, используя тиратрон как выпрямитель переменного тока, можно регулировать силу выпрямленного тока, хотя бы путем соответственного изменения разности фаз между сеточным и анодным потенциалом  $V_c$  и  $V_a$ . В обоих этих случаях для изменения условий в сеточной цепи очень удобно применять соответственным образом включенные фотоэлементы. Не затрагивая других многочисленных возможностей применения тиратронов остановимся лишь на двух, интересно характеризующих область его применения в технике и в методике лабораторного эксперимента, а именно на его применении как преобразователя постоянного тока в пере-

Рис. 17.

менный и на применении для счета и регистрации быстро проходящих процессов.

1. Проблема преобразования постоянного тока в переменный является одной из актуальных проблем современной электротехники сильных токов. Вопросы электрификации больших районов, в частности Урало-Кузбасса, выдвинули на порядок дня вопрос о передаче электроэнергии постоянным током сверхвысокого напряжения, что имеет ряд преимуществ перед передачей переменным током. Однако этот вопрос упирается в необходимость конструкции надежных и экономичных преобразователей постоянного тока

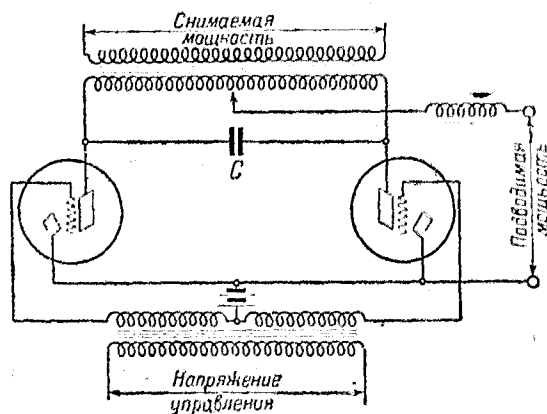


Рис. 18. Схема для преобразования постоянного тока в переменный.

преобразование. Если  $\mathcal{E}$  д. с. источника постоянного тока  $E$ , а падение напряжения на зажженном тиристоне —  $V_a$  (примерно 15 В), то конденсатор  $C$  зарядится до напряжения  $(E - V_a)$ , причем его левая обкладка будет иметь потенциал  $V_a$ , а правая  $+E$ . Через промежуток времени, соответствующий полупериоду переменного сетевого напряжения, правая сетка делается положительной, а левая отрицательной, и благодаря этому зажжется правый тиристор. В этот момент правая обкладка  $C$  принимает более низкий потенциал  $V_a$ , т. е. испытывает падение на  $(E - V_a)$  вольт, и подобное падение потенциала должно моментально произойти и на левой обкладке, потенциал которой делается равным  $(-E + 2V_a)$  вольт. Благодаря этому к аноду левого тиристора на короткое время окажется приложенным потенциал  $(-E + 3V_a)$  и тиристор потухнет; если в течение этого времени, которое определяется временной постоянной  $CR$ , успеет произойти деионизация, то к моменту, когда потенциал на левой обкладке выровняется и достигнет своего нормального значения, равного теперь  $E$ , левый тиристор больше не заж-

вет в переменный — инверторов, и в этой задаче значительную роль, повидимому, сыграет тиристор. Рассмотрим поэтому одну из возможных схем инвертора, изображенную на рис. 18.

Допустим, что в некоторый момент один из тириستоров, хотя бы левый, зажжен, а правый потушен, и при этом сетка левого тиристора положительна,

жется. Через полпериод сетка левого тиратрона делается положительной, а правого отрицательной, — произойдет процесс, аналогичный описанному, в результате чего зажжется снова левый тиратрон и потухнет правый, и т. д. Благодаря подобному попеременному зажиганию и потуханию каждого из тиратронов в первичной цепи трансформатора мы получим ток переменного направления с частотой, соответствующей частоте переменного  $V_c$ , кривая которого зависит от нагрузки и имеет большое количество гармоник. Схему подобного инвертора можно еще сильнее упростить, если вместо трансформатора, задающего переменное сеточное напряжение, устроить соответствующий разрядный контур в цепи сетки, временная постоянная которого  $CR$  будет определять время, необходимое, чтобы потенциал сетки потухшего тиратрона снова достиг потенциала

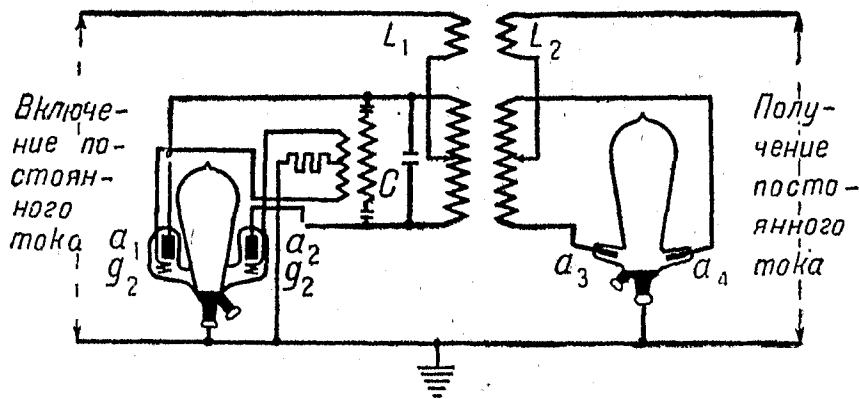


Рис. 19. Преобразователь постоянного тока.

зажигания, т. е. этим будет определяться частота получаемого переменного тока. Естественно, что верхний предел частоты получаемого при помощи инвертора переменного тока будет ограничен временем деионизации.

При помощи подобного инвертора и хотя бы газотрона для выпрямления переменного тока легко осуществить конструкцию трансформатора постоянного тока, одна из возможных схем которого представлена на рис. 19.

Здесь во входном контуре подаваемый постоянный ток преобразовывается инвертором в переменный, который трансформируется до нужного напряжения и снова выпрямляется.

Благодаря большому к. п. д. (например инвертор с тиратронами имеет  $\eta = 99,87\%$ ), подобные схемы с тиратронами после некоторых усовершенствований получают, вероятно, значительное применение в технике. По литературным данным наибольший тиратрон был сконструирован в 1929 г.

Хеллом и был рассчитан на 100 А и 20 000 В; он имел металлический корпус, который сам служил сеткой, — если вспом-

нить, что падение на тиратроне бывает порядка 12 — 20 В, то к. п. д. подобного тиратрона будет исключительно велик; по мнению Хелла нет затруднений для изготовления единиц в 10 и даже 100 раз большей мощности.

2. Как вторую иллюстрацию применения тиратрона опишем одно его интересное применение в технике физического эксперимента для счета и регистрации быстро проходящих процессов. Этот метод был предложен Вин-Виллиамсом и применен им для счета  $\alpha$ -частиц.

На рис. 20 представлена его схема; тиратроны  $P, Q, R, S$  и  $T$  соединены последовательно в кольцо, — регистрируемый импульс действует одновременно на сетки всех тиратронов. На сетку каждого из тиратронов задается большое отрицательное смещение, так что вначале они все потушены. Если зажечь один из тиратронов, хотя бы  $Q$  (например заземляя на момент его сетку), то благодаря падению напряжения на сопротивлении в его цепи потенциал сетки следующего тиратрона  $R$  меняется, становясь близким к порогу зажигания разряда в нем, а левая обкладка

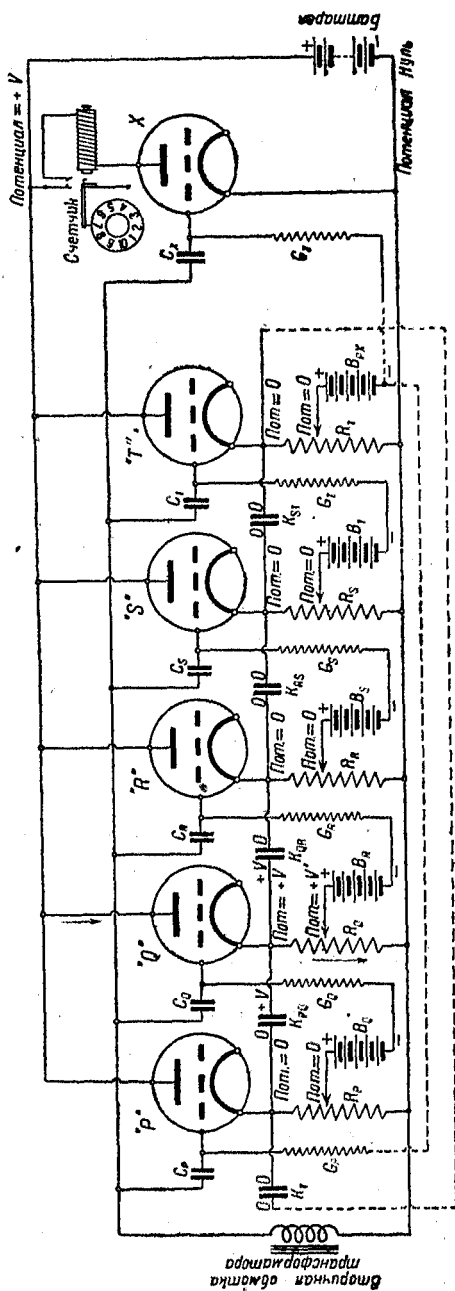


Рис. 20.

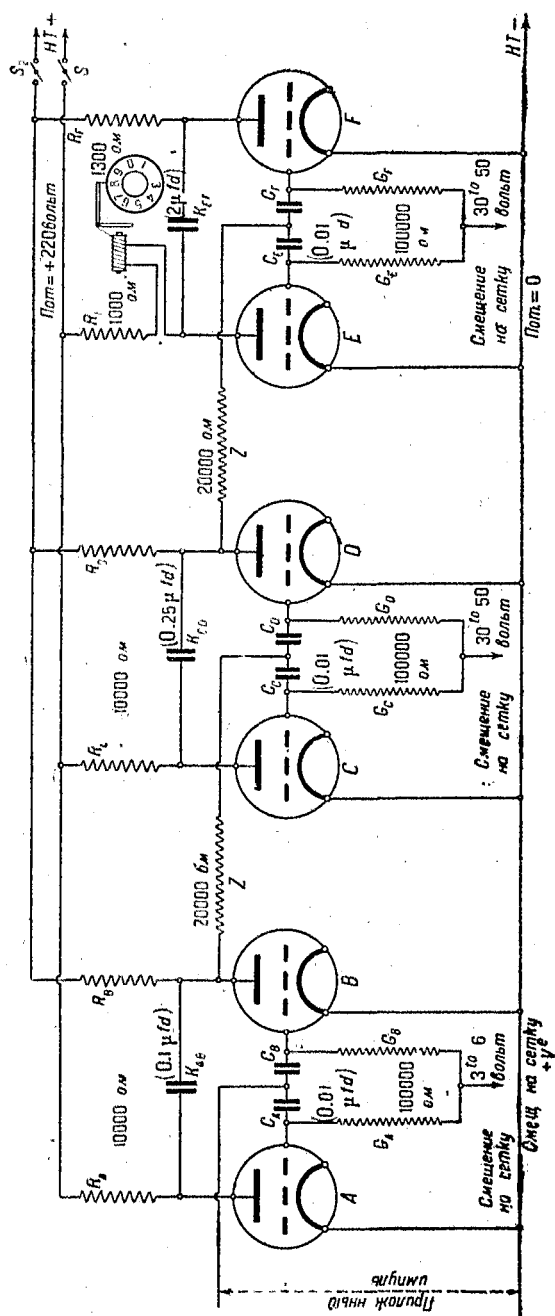


Рис. 21.

конденсатора  $K_{QK}$  и правая  $K_{RQ}$  заряжаются до потенциала  $(E - V_a)$ , а их другие обкладки до потенциала нуль. Если теперь приходит регистрируемый сигнал, то отливается на него и зажигается тот тиратрон, который к тому подготовлен, т. е.  $R$ . В этот момент правая обкладка конденсатора  $K_{QK}$  заряжается до потенциала  $(E - V_a)$ , а, следовательно, левая оказывается на короткий момент, определяемый временной постоянной  $RK_{QK}$  при потенциале 2  $(E - V_a)$ , т. е. к катоду тиратрона  $Q$  оказывается приложенным значительный положительный потенциал, равный  $(E - 2V_a)$ , благодаря чему тиратрон  $Q$  потухнет. Таким образом при подобном процессе, в результате действия регистрируемого импульса, тиратрон  $R$  зажигается,  $Q$  тухнет и  $S$  подготавливается к восприятию следующего импульса. Тиратроны соединяются в кольцо таким образом, что тиратрон  $T$  соединен с тиратроном  $X$ , в анодной цепи которого находится механический счетчик, и с тиратроном  $P$  для замыкания кольца. Очевидно, что подобным образом сильно повышается разрешающая способность счетчика, так как действительное число сигналов во столько раз больше числа регистрируемого им, сколько тиратронов имеется в кольце. С подобной схемой удалось довести разрешающую способность схемы (под этим следует понимать наименьшее время, возможное для разделения и отдельной регистрации двух импульсов) до 1/600—1/700 сек.

Другая схема, предложенная Вин-Виллиамсом, представлена на рис. 21. Она состоит из трех каскадов по два тиратрона в каждом. Идея этой схемы заключается в следующем: каждый каскад работает вполне аналогично схеме, изображенной на рис. 18, т. е. благодаря приходящим импульсам будут попеременно зажигаться то один, то другой тиратрон. Каждый следующий каскад присоединен к одному из тиратронов предыдущего, благодаря чему разрешающая способность с присоединением нового каскада увеличивается вдвое. В самом деле, если на схему подаются сигналы 1, 2, 3, 4, 5... и т. д., то тиратрон  $A$  регистрирует сигналы 2, 4, 6..., а тиратрон  $B$ —1, 3, 5...; тиратроны второго каскада регистрируют только сигналы, зажигающие тиратрон  $A$ , т. е. тиратрон  $C$ —4, 8, 12..., а тиратрон  $D$ —2, 6, 10...; тиратроны третьего каскада регистрируют только сигналы, зажигающие тиратрон  $C$ , т. е. тиратрон  $E$ —8, 16, 24..., а тиратрон  $F$ —4, 12, 20... Таким образом при трех каскадах действительное число сигналов в  $2^3$ , или 8 раз, превышает число регистраций механического счетчика, включенного в цепь тиратрона  $E$ . Подобным образом разрешающую способность подобной схемы удалось довести до 1/1250 сек.

Таким образом, как видно из всего предыдущего, появление тиратрона следует расценивать как серьезный успех в

области изучения и практического применения одной из серьезнейших областей современной физики — электрофизики разряда в разреженном газе; несмотря на свою молодость перспективы их применения как в технике, так и методике лабораторных исследований являются весьма значительными, и несомненно, в ближайшее время следует ожидать их повсеместного широкого применения.

# ЛИТЕРАТУРА

1. K. Compton and I. Langmuir, Rev. Mod. Physics, 2, 123, 1930 (русский перевод см. Успехи Физич. Наук, 1931 г.).
2. L. Davies, Electrician, 106, 936, 1931.
3. L. Dunooyer et P. Toulon, Journ. de phys., 5, 257, 289, 1924.
4. A. Claser, E. T. Z., 52, 829, 1931.
5. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile, 1929.
6. A. Güntherschulze, Zs. f. Phys., 62, 619, 1930.
7. A. Hull and W. Winter, Phys. Rev., 21, 211, 1923.
8. A. Hull, Journ. Am. Inst. El. Eng., 47, 798, 1928.
9. A. Hull, Trans. A. J. E. E., 47, 753, 1928.
10. A. Hull, Gen. El. Rev., 32, 213, 390, 1929.
11. A. Hull and J. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sc., 15, 218, 1929.
12. A. Hull and L. Snoddy, Phys. Rev., 37, 1791, 1931.
13. A. Hull, Physics, 2, 409, 1932.
14. K. Kingdon and Langmuir, Phys. Rev., 32, 148, 1923.
15. K. Klemperer and E. Lübecke, Arch. f. Elektrotechn., 26, 67, 1932.
16. I. Langmuir, Journ. Frankl. Inst., 196, 751, 1923.
17. I. Langmuir and H. Mott-Smith, Gen. El. Rec., 27, 449, 36, 616, 782, 810, 1924.
18. I. Langmuir, Zs. f. Phys., 46, 271, 1927.
19. I. Langmuir, Phys. Rev., 33, 954, 1929.
20. E. Lübecke, Zs. f. techn. Phys. 8, 445, 1927.
21. E. Lübecke und W. Schottky, Wiss. Ver. Siemens-Konzern, 9, 390, 1930.
22. E. Lübecke, E. T. Z., 52, 1513, 1931.
23. Mazda-тиратроны, Journ. Sc. Inst., 8, 296, 1931.
24. G. Mierdel, Phys. Zs., 28, 344, 1927.
25. H. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rec., 28, 727, 1926.
26. W. Nottingham, Phys. Rev., 37, 1790, 1931.
27. W. Nottingham, Journ. Frankl. Inst., 211, 271, 1931.
28. W. Nottingham, Journ. Frankl. Inst., 211, 71, 1931.
29. D. Prince, Gen. El. Rev., 13, 347, 1918.
30. A. Samuel, Rev. Sc. Instr., 2, 532, 1931.
31. S. Sashoff, Electr. Journ., 27, 486, 1930.
32. M. Schenkel and J. v. Issendorff, Siemens Zs., 11, 142, 1931.
33. R. Seeliger, Phys. Zs., 30, 527, 1929.
34. R. Seeliger und G. Mierdel, Selbständige Entladungen in Gasen, 1927.
35. R. Seeliger, Phys. Zs., 33, 273, 1932.
36. K. Sixtus and L. Tonks, Phys. Rev., 37, 390, 1931.
37. М. Ситников и А. Чернышев, Электричество № 12, 614, 1931.
38. H. Steiner and H. Maser, Proc. Inst. Rad. Eng., 18, 67, 1930.
39. J. Warner, Proc. Inst. Rad. Eng., 19, 1561, 1931.
40. В. Вологдин, Выпрямители, 1932.
41. C. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. A., 132, 295, 1931.
42. C. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. A., 136, 312, 1931.

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ В МЕТАЛЛОВЕДЕНИИ

Ульрих Делингер, Штутгарт\*

### Введение

Открытие интерференции рентгеновых лучей, вызываемой пространственной решеткой кристалла, позволяет проследить геометрическое строение твердых тел вплоть до мельчайших составных частей: атомов и электронов. Поэтому уже с 1912 г. перед металловедением встала задача: установить при помощи рентгеновых лучей планы построения отдельных металлов и сплавов, а затем исследовать присущие определенному плану постройки физические и химические свойства.

Эта задача составляет часть общей проблемы кристаллической связи, т. е. проблемы о том, каким образом и с какой прочностью должно расположиться большое число данных атомов при низкой температуре. Чисто теоретически этот вопрос до сих пор мог быть разрешен только в некоторых простейших случаях, например, в случае гомеопольярной связи — молекулы водорода<sup>10</sup> и в идеальном случае гетерополярной связи у ионов со сферически симметричной законченной оболочкой благородных газов и с противоположными зарядами.<sup>11</sup> Исходя из теории водородной молекулы, Слетер<sup>12</sup> получил результаты, важные также и для металлической связи. Для понимания многих свойств металла, хотя и не для решения самой проблемы о связи, существенную роль играет частная задача: рассчитать движение электронов вокруг заданных положений атомных ядер при данной кристаллической структуре.<sup>12</sup>

Таким образом проблема металлической связи находится пока преимущественно в стадии экспериментальной работы. Только исследование большого числа структур металлов и сплавов и присущих им типичных свойств может продвинуть нас в этой области дальше.

\* *Ergebn. der exakt. Naturwiss*, 10, 325, 1931; перевод Н. А. Шипакова.



## ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЙ, НАХОДЯЩИХСЯ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ РАВНОВЕСИИ

Интерференция рентгеновых лучей не может быть применена для построения микроскопа, который бы позволил увидеть отдельные атомы. При помощи ее можно установить лишь те различия в распределении масс в решетке, которые периодически повторяются (так называемая пространственная решетка) и притом с тем большей точностью, чем меньше отличается длина периода решетки от длины волны применяемых рентгеновых лучей и чем чаще повторяются периоды. Но строго периодическое распределение масс в решетке находится в более устойчивом равновесии, нежели всякое отклонение от периодичности, а по теореме Нернста всякое термодинамически равновесное состояние при очень низких температурах также стремится к этому механически наиболее устойчивому состоянию. Таким образом, если мы исследуем тело, находящееся в полном термодинамическом равновесии при достаточно низких температурах, мы можем принимать в расчет строго периодическое распределение масс и затем с достоверностью определять положение отдельных атомов также и рентгенографически. Возможные, при более высоких температурах отклонения от строгой периодичности, каковые приходится ожидать, например, у смешанных кристаллов в случае, если они находятся в термодинамическом равновесии, могут быть рассчитаны статистически и затем в большинстве случаев проверены рентгенографическим путем. Устанавливаемое таким путем распределение масс в находящемся в равновесии кристалле называют его структурой.

В случае тел, у которых внутреннее термодинамическое равновесие полностью еще не существует (сюда относятся все поликристаллические тела), всегда приходится считаться с тем, что, например, на границе зерен существует периодически не повторяющиеся и потому недоступные рентгенографическому исследованию группировки атомов, которые могут быть причиной особенно характерных свойств данного состояния.

## Структура и свойства элементарных металлов

Обзор структуры элементов. Табл. 1 дает исследованные до настоящего времени кристаллические структуры элементов периодической системы. Интересующие нас, главным образом, структуры, не связанные с образованием молекул или слоев (так называемые координационные решетки), в случае, если мы имеем дело только с одним элементом, могут быть однозначно охарактеризованы указанием

ТАБЛИ

3 Li куб. 8										
11 Na куб. 8										
19 K куб. 8	20 Ca куб. 12	21 Sc ?	22 Ti гекс. 12	23 V куб. 8	24 Cr куб. 8	25 Mn куб. 8	Т-тр. 12	26 Fe куб. 8	куб. 12	
37 Rb куб. 8	38 Sr куб. 12	39 Y ?	40 Zr гекс. 12	41 Nb куб. 8	42 Mo куб. 8	43 Ma ?		44 Ru гекс. 12		
55 Cs куб. 8	56 Ba куб. 8	58 Ce гекс. 12	72 Hf гекс. 12	73 Ta куб. 8	74 W куб. 8	75 Re гекс. 12		76 Os гекс. 12		
87	88 Ra ?	89 Ac	90 Th куб. 12	91 Pa	92 U ?					

симметрии основной ячейки и координационным числом. В этих решетках атом имеет всегда несколько равноудаленных соседей. Их число называют координационным числом, причем между атомами, равноудаленными вследствие симметрии пространственной группы, и равноудаленными „случайно“, т. е. вследствие определенных значений параметра, различия не делают. В соответствии с этим мы имеем в табл. 1 следующие обозначения: куб. 4 означает известную структуру алмаза, куб. 8 означает пространственно центрированную, куб. 12 — структуру куба с центрированными гранями, которая, как известно, представляет компактное расположение шаров, гекс. 12 означает известную гексагональную решетку с отношением осей  $c/a = 1,633$ , которая в таком случае представляет гексагональное компактное расположение шаров (на самом деле измеренные

Ц А 1

				4 Be гекс. 12	5 B ?	6 C гекс. куб. 3 (4) 4	7 N ромб. ?	8 O ромб. ?	9 F	10 Ne
				12 Mg гекс. 12	13 Al куб. 12	14 Si куб. 4	15 P ромб. 3 (6)	16 S ромб.	17 Cl	18 A куб. 12
27 Co гекс. куб. 12 12	28 Ni куб. 12	29 Cu куб. 12	30 Zn гекс. 6 (12)	31 Ga тетр. 1 (6)	32 Ge куб. 4	33 As ромб. 3 (6)	34 Se гекс. 2 (6)	35 Br ?	36 Kr	
45 Rh куб. 12	46 Pd куб. 12	47 Ag куб. 12	48 Cd гекс. 6 (12)	49 In тетр. 4 (12)	50 Sn куб. тетр. 4 6	51 Sb ромб. 3 (6)	52 Te гекс. 2 (6)	53 J ромб. 1	54 X	
77 Ir куб. 12	78 Pt куб. 12	79 Au куб. 12	80 Hg гекс. 6	81 Tl гекс. куб. 12 12	82 Pb куб. 12	83 Bi ромб. 3 (6)	84 Po ?	85	86 Em	

значения  $c/a$  лежат между 1,58 и 1,63). В противоположность этому в следующих решетках имеет место образование слоев: решетка гекс. 6(12) имеет то же расположение атомов, что гекс. 12, но отношение осей  $c/a = 1,89$ ; поэтому здесь только 6 атомов в одном слое удалены на совершенно одинаковое расстояние, остальные 6 атомов имеют несколько большее расстояние. Таким образом, стоящее в скобках число означает лишь приблизительное координационное число. Между обеими только что названными структурами существует резкое отличие, так как отношение осей, лежащее в промежутке между 1,63 и 1,88, не было найдено даже среди металлических сплавов<sup>46</sup>. Аналогичной этому является структура индия. Еще более резко выраженное образование слоев обнаруживает структура графита гекс. 3 (4), а также структура галлия. В ре-

шетках, обозначенных ромбд. 3 (6), и гекс. 2 (1), можно заметить с геометрической точки зрения склонность к образованию молекул; при незначительном искажении решетки два или три из шести атомов, первоначально равномерно окружавших один атом, приближаются к последнему, и таким образом возникают группы из четырех или трех атомов. Так как имеются различные возможности ориентировки этих групп, то подобную решетку уже нельзя однозначно определить данными, указанными в таблице.

Следующие элементы обладают двумя или большим числом структур; кобальт и таллий<sup>22</sup> обнаруживают при низких температурах гексагональную компактную упаковку; выше 477 и 231°С они приобретают кубическую решетку

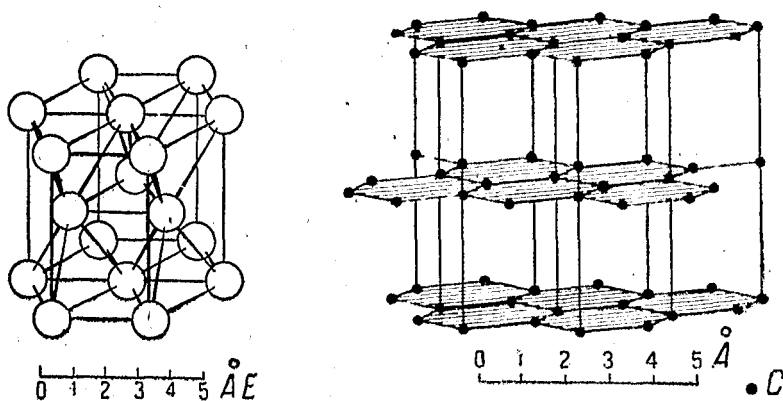


Рис. 1. Структура магния (гекс. 12) и графита как примеры координационной и слоистой решеток.

с центрированными гранями; следовательно, при этом превращении координационное число не изменяется. Вероятно так же ведет себя и церий. Железо имеет при низких температурах пространственно центрированную кубическую решетку ( $\alpha$  и  $\beta$ ), которая при 906°С переходит в центрированно-гранную ( $\gamma$ ) той же симметрии; однако, выше 1401°С восстанавливается прежняя форма ( $\delta$ ) (ср. также стр. 128). Марганец имеет первоначально ( $\alpha$ ) кубическую решетку с 58 атомами в элементарной ячейке, которые обладают различными координационными числами между 8 и 16.<sup>19</sup> При более высоких температурах эта решетка переходит в другую, также кубическую с 20 атомами в элементарной ячейке ( $\beta$ ); несколько ниже температуры плавления устойчивой является третья решетка ( $\gamma$ ),<sup>20</sup> которая имеет основную искаженную до слабой тетрагональной симметрии центрированно-гранную основную ячейку с 4 атомами. Серая модификация олова обладает структурой алмаза; выше 18°С

оно переходит в белое олово, тетрагональная решетка которого возникает из решетки алмаза таким путем, что одна из кубических осей сплющивается до тех пор, пока шесть атомов вместо четырех становятся равноудаленными от каждого атома. По некоторым наблюдениям (см. однако, <sup>23, 24</sup>) ртуть при  $-80^{\circ}$  С также обнаруживает подобное превращение; равным образом следует предположить дальнейшую модификацию с гекс. 12 и у хрома. О превращениях серы, фосфора и селена, у которых возникают неметаллические молекулярные решетки, более детально ничего неизвестно. Равным образом ничего неизвестно и о Ве. У Zn, Cd, Al, Ni превращения также не раз предполагались. Однако новые рентгеновские исследования показали, что изменения решетки нигде не наступают. <sup>14, 26, 27</sup> Исчезновение ферромагнетизма в точке Кюри (так называемое превращение  $\alpha - \beta$ ) у железа, кобальта и никеля не сопровождается, как это особенно ясно показал Веффер, никаким изменением структуры. К. Бах полагает, что ему удалось обнаружить рентгенографически у железа прерывное сокращение решетки, приблизительно на  $0,2\%$ ; однако, более чувствительные к таким изменениям дилатометрические измерения не обнаружили никакого прерывного изменения длин.

### Металлические структуры

Связан ли металлический характер вещества с определенными структурами? На этот вопрос следует ответить отрицательно, если определять металлический характер металлической проводимостью, т. е. электропроводностью, которая с повышением температуры убывает приблизительно по линейному закону, или связанными с нею оптическими свойствами. Например, алмаз есть совершенный изолятор, но кремний, обладающий той же кристаллической структурой, обладает металлической проводимостью по крайней мере в виде монокристалла <sup>28</sup>. Эти особенности находят известное обоснование в факте, теоретически найденном Слетером <sup>13</sup> и состоящем в том, что в металлической электропроводности участвует лишь небольшой процент электронов, от которых зависит сцепление.

Если же, однако, называть металлами те вещества, которые не только металлически проводят электрический ток, но и легко подвержены деформации путем скольжения (подробнее о скольжении см. стр. 159 и след.), то уже в результате грубого измерения прочности можно провести разделение структур на металлические и неметаллические. Все элементы со структурами куб. 4, ромб. 3 и гекс. 2, а также разумеется P, J и S — хрупки, а все элементы со структурами куб. 8, куб. 12 и гекс. 12, а также со структурой

Mn поддаются пластической деформации. Сомнительной является классификация у галлия и твердой ртути. Немногочисленные точные измерения прочности скольжения,<sup>29</sup> выполненные на монокристаллах, до сих пор подтверждали это подразделение: хотя прочность скольжения для отдельных веществ, обладающих вышеперечисленными металлическими структурами, весьма различна — что отчасти может быть приписано также и загрязнению — тем не менее все эти вещества, особенно при низких температурах, обладают прочностью скольжения на целый порядок величины меньшей, нежели вещества с неметаллическими структурами.

У некоторых гексагональных и тетрагональных структур металлический характер можно приписать определенному направлению. В плоскости, перпендикулярной этому направлению, существует резко выраженная возможность скольжения, в то время как в других направлениях решетка оказывается хрупкой. Такие вещества в виде моно- и поликристаллов обладают весьма различной прочностью. Так, например, у графита направление гексагональной оси носит резко выраженный металлический характер, ибо перпендикулярная к этой оси плоскость обнаруживает весьма сильную способность к скольжению; в других направлениях условия связи, повидимому, аналогичны алмазу, т.е. связь здесь гомеополярная. Менее сильно предпочтение гексагональной оси обнаруживается у структур гекс. 6 (12); о свойствах структуры индия тетр. 4 (12) еще ничего неизвестно.

Является ли эта большая способность к скольжению, сохраняющаяся вплоть до очень низких температур, непосредственным результатом металлической связи, как это допускает Юм-Розери,<sup>30</sup> или же ее появление объясняется случайностью, обусловленной тем, что металлическая связь оказывается более способной к образованию слабых пунктов по Смекалю,<sup>31</sup> нежели другие связи, в настоящее время еще нельзя решить. Явления облагораживания, которые мы будем обсуждать ниже и которые связаны с особенностями, лежащими внутри когерентной решетки, повидимому, говорят скорее в пользу первого взгляда. Современной теории здесь еще не существует. Из квантовомеханической теории Поляны и Шмидта<sup>32</sup> еще не получается различия между металлической и гомеополярной связью, которое вытекает из указанных выше экспериментальных фактов.

Участие свободных электронов в металлической связи

Характеристическая черта металлической связи проявляется особенно ясно в структуре  $\alpha$ -марганца, своеобраз-

ные особенности которого проявляются вновь у  $\beta$ -марганца и у рассматриваемых в дальнейшем  $\gamma$ -фаз латуни и т. д. В кубической ячейке этой модификации марганца заключается 58 атомов, которые не обладают ни простыми, т. е. определяемыми элементами симметрии, положениями в решетке и не собираются в группы, центры тяжести которых занимали бы такие простые положения. Однако же, симметрия всего расположения кубическая и, кроме того, атомы через половину диагонали этой гигантской ячейки находятся в пространственно-центрированном расположении. Подобные случаи у неметаллических структур неизвестны.<sup>8</sup> Там, где приблизительно такое же количество атомов в ячейке находится не в простых положениях, как, например, у силиката цинита, симметрия всего расположения в лучшем случае псевдо-кубическая. Там же, где при большей ячейке имеется полная кубическая или гексагональная симметрия, соседние атомы располагаются в группы, центры тяжести которых занимают простые положения, как, например, у кубического граната или гексагонального кварца.

Также и остальные металлические структуры обладают высокой симметрией. Здесь следует указать уже на то, что путем присоединения таких атомов, как C, N, H, которые способны к типичной гомеополарной связи, эта симметрия весьма часто, хотя и незначительно, искажается.

Для того чтобы иметь возможность все это объяснить, следует принять, что в случае металлической связи принимает участие фактор, который в широких пределах не зависит от положения атома, но который чувствителен к изменениям симметрии решетки.

Большое число электрических и магнитных наблюдений<sup>12</sup> привело к заключению, что отдельные атомы теряют один или несколько своих электронов и что эти электроны более или менее свободно могут перемещаться между различными атомами; из последующего вытекает, что они могут быть причиной описанных особенностей металлической связи. В анализе структуры тех элементов периодической системы, у которых внешняя электронная оболочка заключает от 1 до 8 электронов (эта, так называемая В-подгруппа в табл. 1 окружена рамкой; соответствующая группа А образована перечисленными на стр. 137 переходными металлами), Юм-Розери<sup>33</sup> показал, как при происходящем здесь с уменьшением атомного номера переходе от гомеополарной металлической связи электроны связи внезапно распределяются на много атомов и, таким образом, становятся свободно подвижными. Как известно, вследствие принципа Паули электроны в атоме стремятся к образованию завершенных оболочек благородных газов, что при гетерополарной связи

достигается переходом отдельных электронов от одного атома к другому. Если же соседние атомы вместе содержат больше или меньше электронов, нежели этого требуется, принимая во внимание равномерное распределение зарядов для образования таких законченных оболочек, то каждая пара излишних электронов соседних атомов вступает в гомеопольярную связь, как у молекулы водорода. Так же как и излишние электроны, могут трактоваться и пробелы в оболочке благородного газа. Так, в случае иода не хватает одного электрона для завершения оболочки ксенона; поэтому каждые два атома иода образуют между собою молекулы, и эти молекулы скрепляются так называемыми ван-дер-ваальсовыми силами в кристалл. Бернал<sup>44</sup> из магнитных фактов выводит заключение, что последние силы в известных случаях обладают уже металлической природой. Аналогичным образом возникают молекулы структуры селена или мышьяка, содержащие 3 и соответственно 4 атома, а также четырехкратная координация структуры алмаза. Но уже в этом вертикальном ряду появляются структуры, которые обнаруживают тенденцию к координационному числу 8 или 12, т. е. обнаруживают более высокую координацию, нежели та, которая должна бы отвечать гомеопольярной связи при валентности, определяемой данным вертикальным рядом. При дальнейшем уменьшении внешних электронов появляются только эти уже не гомеопольярные координационные числа и устанавливаются высоко симметричные структуры металлов. Как видно, у этих структур внешний электрон уже не служит для связи двух определенных атомов, но он в известном смысле осуществляет связь между всеми соседними атомами, — он становится „свободным.“

Слетер<sup>13</sup> на модели в одном измерении показал теоретически, как эти металлические электроны связи обуславливают также электрические и магнитные свойства металлов.

Как видно, на основании изложенных точек зрения можно произвести разделение структур элементов на металлические и неметаллические таким же образом, как это сделано на стр. 104. На основании предпосылок Бернала подобное строгое разделение было бы невозможно.

Измерения энергии решетки, происходящие при переходах между тремя простыми металлическими структурами, куб. 8, куб. 12 и гекс. 12 — были теоретически подсчитаны Канфильдом.<sup>35</sup> Кроме этого на термодинамическое равновесие этих структур и на их превращения, повидимому, оказывает влияние также и форма орбиты металлических электронов или, с точки зрения волновой механики, распределение зарядов вокруг атомного ядра; число же металли-



ческих электронов в этом отношении не имеет прямого значения.

Как было упомянуто выше, эксперимент приводит к выводу, что металлические электроны должны быть чувствительны к изменениям симметрии кристаллической решетки. Соотношение между формой траектории отдельных, обращающихся вокруг атома, электронов и симметрией решетки, в которой атом принимает участие, теоретически, с точки зрения волновой механики, исследовал Бете. Согласно его вычислениям, при кубической симметрии, орбиты, вообще говоря, являются вырожденными, т. е. существует несколько орбит с одинаковой энергией, но с различным положением осей. Если симметрия тетрагональная, то орбиты, расположенные перпендикулярно главной оси решетки, отличаются от орбит параллельных ей, так что вырождение частично устраняется. Эти результаты Делингер<sup>36</sup> распространил на случай металлических электронов, он допустил, что, по крайней мере, при средних температурах и эта система вырождена описанным способом. Но по основным законам статистики двойному вырождению, т. е. удвоенному числу возможных состояний равных энергий, отвечает повышение энтропии на  $R \cdot \ln 2$ , где  $R$  — газовая постоянная. Таким образом получается непосредственная связь между энтропией системы металлических электронов и симметрией решетки, которая, если принять во внимание числовые результаты Бете, может быть сформулирована следующим образом: при переходе от тетрагональной или гексагональной к кубической симметрии решетки энтропия электронов повышается на величину, лежащую между  $R \cdot \ln 1$  и  $R \cdot \ln 2$  на моль-электрон.

Аналогичное повышение вырождения системы металлических электронов следует принять, если вместо симметрии решетки увеличивается координационное число. Таким путем мы приходим к положению: при переходе от координационного числа 8 к координационному числу 12 энтропия электронов увеличивается на величину, лежащую между  $R \cdot \ln 1$  и  $R \cdot \ln 1,5$  на моль-электрон.

У кобальта были измерены удельные теплоты выше и ниже точки превращения<sup>37</sup> (рис. 2). Согласно этим измерениям обе модификации — при низких температурах гекс. 12, при высоких куб. 12 — вблизи точки превращения имеют одинаковые удельные теплоты. Следовательно, внутри этой области температур разность между их внутренними энергиями  $\Delta U$  и их энтропий  $\Delta S$  не зависит от температуры. Разность свободных энергий будет:

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S.$$

Как известно, превращение — при условии отсутствия измерения объема — протекает в таком направлении, в ко-

тором  $\Delta F$  отрицательно. Если принять, что полная разность энтропий между кубической и гексагональной решеткой равна разности энтропий электронов, на что указывает упомянутая независимость от температуры, то по предыдущему положению  $\Delta S$  при переходе от гексагональ-

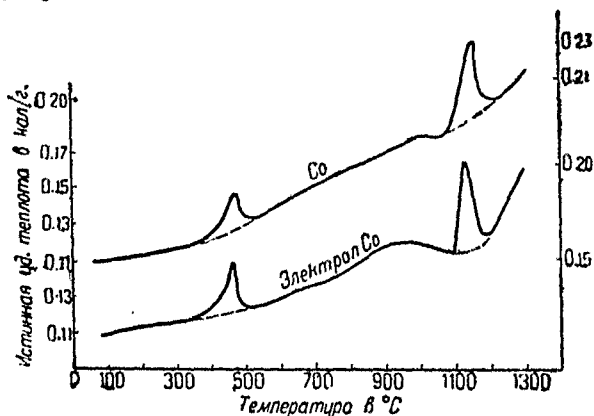


Рис. 2. Удельные теплоты кобальта по Умино. При  $470^\circ$  — превращение решетки, при  $1100^\circ$  — магнитное превращение.

ной к кубической решетке больше нуля и при помощи наблюдений теплоты превращения  $\Delta U_0$  можно представить ход разности свободных энергий, как это сделано на рис. 3. Как видно, картина получается правильная: при низкой температуре гексагональная решетка имеет меньшую свободную энергию и потому является термодинамически ста-

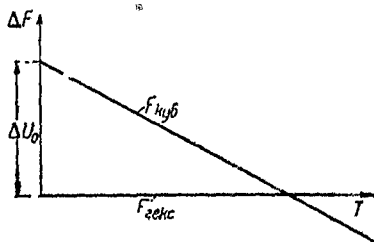


Рис. 3. Свободная энергия электронной системы двух модификаций металла.

бильной; выше точки превращения появляется кубическая решетка, электронная система которой обладает большей энтропией. Те же отношения наблюдаются также у церия и таллия. Если вычислить из теплоты превращения и температуры превращения по рис. 3 разность энтропий,

то получаются значения, лежащие внутри вышеуказанных границ.

У железа можно таким же образом, на основании второго из названных выше положений, прежде всего представить превращение  $\beta$ -модификации в  $\gamma$ -модификацию. Однако в своем дальнейшем течении разность свободных энергий уже не может быть независимой от температуры, так как электроны, обуславливающие ферромагнетизм, в от-

личие от других электронов металла, обладают конечной удельной теплотой. Однако на основании формул В. Паули,<sup>12</sup> можно при помощи измерения парамагнитной восприимчивости этих электронов и теплот превращения  $\beta$ - $\gamma$  и  $\gamma$ - $\delta$  оценить температурный ход полной, а отсюда и свободной энергии (выше температуры Кюри), — опять-таки исходя из допущения, что полная разность энтропий вызывается обеими электронными системами. На рис. 4 изображены обе кривые. Как видно, кривые свободной энергии пространственно-центрированной решетки  $F_{\alpha\delta}$  и решетки с центрированными гранями  $F_{\gamma}$  с весьма удовлетворительной точностью пересекаются также и во второй точке превращения  $\gamma$ - $\delta$  ( $A_4$ ), если выбрать возрастающую вследствие изменения координационного числа разность энтропий  $\Delta S$  таким образом, чтобы они пересекались в точке превращения  $\beta$ - $\gamma$  ( $A_3$ ).

Данное здесь единообразное толкование металлических превращений должно быть, конечно, подтверждено дальнейшими измерениями удельных теплот, вплоть до высоких температур и при очень низких температурах. Как будет показано дальше, оно также является очень важным для понимания процессов в смешанных кристаллах.

Атомные радиусы металлов. В. М. Гольдшмидт<sup>39</sup> систематически исследовал измеренные рентгенографически расстояния центров тяжести атомов кристаллической решетки и вычисляемые отсюда удельные объемы элементов в твердом состоянии. В развитие работы У. Л. Брэгга<sup>38</sup> ему удалось показать, что атомные расстояния в сплавах вычисляются из атомных расстояний для элементов таким образом, что каждому элементу приписывается определенный атомный радиус; сумма атомных радиусов двух элементов может быть положена равной их атомному расстоянию в смешанных кристаллах и соединениях, если вносить определенные поправки при изменении координационного числа и ограничиваться кристаллами с одним и тем же типом

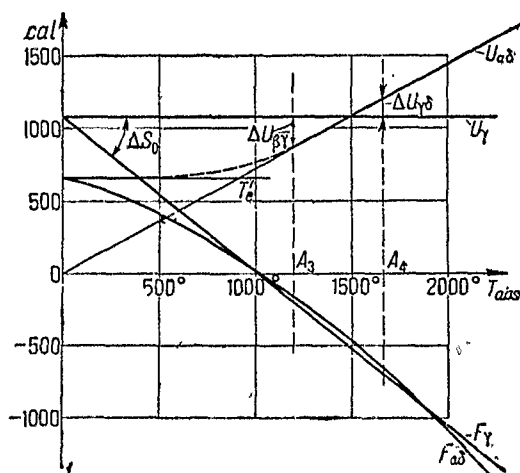


Рис. 4. Общая и свободная энергия центрированного и центрированногранного железа (имеет силу лишь выше точки Кюри).

связи (такие кристаллы эмпирически обозначаются как соизмеримые кристаллы). Поправка состоит в принятии во внимание сжатия при переходе к меньшим координационным числам, которое у всех металлов с небольшими колебаниями имеют значения, приводимые в табл. 2.

ТАБЛИЦА 2

Изменение координационного числа	Сжатие
12 → 8	3%
12 → 6	4%
12 → 4	12%

При переходе от гексагональной к кубической компактной упаковке не обнаруживается заметного изменения атомного расстояния.

Эти сжатия находятся в прямой связи с введенным выше уменьшением полной энергии при соответствующих превращениях, особенно у железа. Количественная форма связи экспериментально определена для полярной связи,<sup>41</sup> но не для металлических структур. Большое сжатие при переходе к координационному числу 4 является указанием на измерение всего характера связи, как это было видно и из предыдущего изложения.

Согласно Вестгрену и Альмину<sup>40</sup> сжатие в случае соединений железных и платиновых металлов с другими металлами (см. стр. 136), в особенности с алюминием, является значительно большим.

В табл. 3 приведены атомные радиусы, отнесенные к координационному числу 12 (при комнатной температуре). Заключенные в рамки величины были определены Голдшмидтом,<sup>39,15</sup> главным образом путем непосредственного приготовления соответствующего сплава с координационным числом 12; остальные величины были получены из кратчайших атомных расстояний<sup>8</sup> с поправками на основании табл. 2. При отклонении от гексагонального отношения осей  $c/a = 1,633$  атомный радиус  $r$  вычислялся как среднее из горизонтального расстояния  $a$  и вертикального расстояния  $e$  по формуле (39):

$$r = \frac{a + e}{2} = \frac{a}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{a^2}{3} + e^2}.$$

Правильный ход атомных радиусов в табл. 3 (см. также рис. 14) представляет собой более точное выражение известного хода удельных объемов элементов в периодической системе по Лотару-Мейеру (теорию см. также в<sup>33</sup>).

## Твердые растворы, сверхструктуры, эвтектики

Если различные металлы сплавлять с металлами же или неметаллами, то при затвердевании возникают либо кристаллы, примерно с такой же симметрией и координацией, каковые соответствуют исходным телам, или получается совершенно новая решетка, которую мы называем решеткой металлических соединений \*. Рассматриваемые далее явления обнаруживаются в обоих случаях; соединения в свою очередь образуют смешанные кристаллы, сверхструктуры и эвтектики. Экспериментальные исследования этих вопросов до сих пор ограничивались большей частью первым случаем, почему в следующей главе только о нем и придется говорить.

**Смешанные кристаллы.** Все металлические структуры обладают свойством образовывать смешанные кристаллы, т. е. принимать в свою решетку (основную решетку) посторонние атомы без ее разрушения или изменения ее симметрии и координационного числа. Как известно, можно находить на основании пикнометрических определений плотности и рентгенографических определений константы решетки число атомов в основной ячейке решетки. Если это число равно числу атомов в ячейке основной решетки, то посторонние атомы занимают места отдельных атомов основной решетки (замещенный смешанный кристалл); если число первых больше, чем у основной решетки, то посторонние атомы располагаются в промежутках основной решетки, которые большей частью определяются кристаллографически. Первый случай встречается значительно чаще; второй до сих пор обнаруживался лишь в случае включения в металлическую решетку металлоидов с малым атомным радиусом вроде С, N, H (а также при включении металлов и неметаллов в никелемышьяковистые структуры).

В обоих случаях при вступлении постороннего атома, происходит изменение константы основной решетки. Это изменение по Вегарду<sup>52</sup> в первом приближении прямо пропорционально числу включенных посторонних атомов, а при замене, кроме того, и разности между атомными радиусами постороннего и основного атомов.

Образование из двух металлов непрерывного ряда смешанных кристаллов возможно лишь в случае замены. При этом все атомы основной решетки можно постепенно заме-

---

\* Следовательно, мы отличаем сверхструктурные фазы, пространственная решетка которых в значительной степени похожа еще на решетку окружающих смешанных кристаллов, от действительных соединений.

ТАБЛИЦА 3  
Атомные радиусы в ангстремах

3 Li 1,56	4 Be 1,13														
11 Na 1,92	12 Mg 1,65	13 Al 1,42													
19 K 2,32	20 Ca 1,86	21 Sc ?	22 Ti 1,46	23 V 1,35	24 Cr 1,30	25 Mn 1,30	26 Fe 1,27	27 Co 1,257	28 Ni 1,244	29 Cu 1,276	30 Zn 1,374	31 Ga —	32 Ge 1,394		
37 Rb 2,54	38 Sr 2,15	39 Y ?	40 Zr 1,61	41 Nb 1,47	42 Mo 1,40	43 Ma ?	44 Ru 1,322	45 Rh 1,342	46 Pd 1,370	47 Ag 1,442	48 Cd 1,251	49 In 1,569	50 Sn 1,582	51 Sb 1,614	
55 Cs 2,74	56 Ba 2,24	58 Ce 1,82	72 Hf 1,585	73 Ta 1,461	74 W 1,408	75 Re 1,371	76 Os 1,336	77 Ir 1,532	78 Pt 1,380	79 Au 1,439	80 Hg 1,55	81 Tl 1,707	82 Pb 1,747	83 Bi 1,82	
			90 Th 1,80												

нить атомами второго металла, так что ни при какой концентрации не возникает второй фазы. В пределах точности в 1% здесь также имеет силу закон Вегарда. Более точные измерения, которые были проделаны на таких рядах смешанных кристаллов:  $\text{Ag}=\text{Au}$ ,  $\text{Cu}=\text{Ni}$ ,  $\text{Mo}=\text{W}$ , подтвердили точную применимость этого закона только в последнем случае. В других системах при образовании смешанных кристаллов происходит заметное сокращение решетки, которое не объясняется также и допущением более высокой степени зависимости от концентрации в законе Вегарда.<sup>50</sup> Например, в случае смешанного кристалла серебро-золото,<sup>43</sup> показанном на рис. 5, постоянная решетки делается вследствие сокращения даже ниже значения обоих компонент.

Сверхструктуры в твердых растворах. Для объяснения найденных им резких пределов концентрации, при которых прекращается химическое действие, Тамман<sup>60</sup> высказал в 1919 г. гипотезу, согласно которой в твердых растворах, которые путем длительной тепловой обработки приводят в состояние термодинамического равновесия, химически различные атомы находятся так же в структурно различных, периодически повторяющихся точках решетки, причем при замещении точек решетки они чередуются с такой же правильностью, как, например, атомы хлора и натрия в структуре каменной соли. Эту гипотезу можно проверить рентгенографическим путем, так как такое правильное расположение требует появления новых линий, так называемых линий сверхструктуры, которые должны лежать лишь между слегка сдвинутыми, вследствие указанного выше изменения константы решетки, линиями основной решетки, между тем как неправильное расположение различных атомов, по узлам основной решетки, как показывают вычисления Лауэ,<sup>60</sup> делается заметным лишь благодаря равномерному усилению находящейся между линиями вуали. Многочисленные исследования, посвященные этому вопросу, в некоторых случаях подтверждают гипотезу Таммана, в других ей противоречат.

На основании статистической термодинамики приходится ожидать следующего: можно принять, — а из фактов упоминаемого выше сжатия это подтверждается эксперимен-

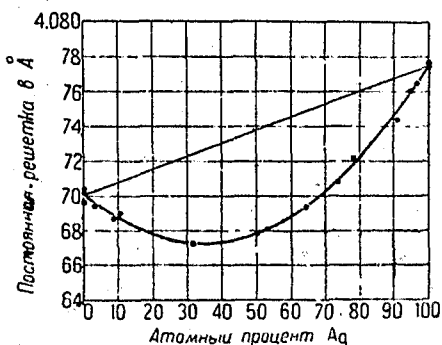


Рис. 5. Константы решетки ряда твердых растворов золото-серебро по Заксу и Веертеу.<sup>43</sup>

тально, — что переход неправильного расположения в правильное, поскольку он не является связанным с изменением состояния связей, т. е. с изменением электронной системы, всегда сопровождается уменьшением общей энергии. Поэтому, в таком случае при абсолютном нуле должно будет устанавливаться совершенно правильное распределение атомов в данном смешанном кристалле, если последний, вообще говоря, еще является устойчивым и не распадается на две фазы. В случае более высоких температур следует принимать во внимание, что неправильное распределение обладает большей энтропией, чем правильное, и что влияние этой энтропии на величину в свободной энергии, определяющей устойчивость (стр. 109), с повышением температуры возрастает по сравнению с общей энергией. Поэтому при высоких температурах расположение будет тем более неправильным, чем меньшей будет работа, затрачиваемая на перевод атома из правильного положения в неправильное (Fehlordnungszarbeit).

В табл. 4 в виде стехиометрических формул приведены такие концентрации твердых растворов, вблизи которых, как это наблюдалось, главным образом, Иогансоном и Линде, такие сверхструктуры существуют. При этом здесь, кроме

ТАБЛИЦА 4

Система	Структура твердого раствора	Правильное распределение	
		состав	структура
Au-Cu	куб. 12	AuCu <sub>3</sub>	куб. 12; 12,4
Pd-Cu	куб. 12	AuCu	тетр. 12; 8,8
		PdCu <sub>3</sub>	куб. 12; 12,4
Pt-Cu	куб. 12	PdCu	куб. 8; 8,8
		PtCu <sub>3</sub>	куб. 12; 12,4
		PtCu	куб. 12; 6,6
Mg-Cd	гекс. 12	CdMg <sub>3</sub>	ромб. 12; 6,6
	гекс. 6 (12)	Cd <sub>3</sub> Mg	гекс. 12; 12,4
Ir-Os	1	IrOs	гекс. 6(12); 12,4
			гекс. 12; 6,6

общего координационного числа твердого раствора, приведены также и обоюдные координационные числа химически разнородных атомов в их правильном расположении.

Линии сверхструктуры оказываются при этом такой силы, которая, примерно, и соответствует совершенно правильному расположению атомов, и только в случае AuCu<sub>3</sub> на монокристаллах, которые более доступны рентгенографическому исследованию, между 350 и 400°C<sup>1</sup> наблюдается легкое ослабление линий сверхструктуры,<sup>107</sup> которое ука-



зывает на существование упомянутой выше и предсказываемой теорией возрастающей с температурой неправильности в распределении атомов. В других случаях ( $\text{AuCu}$ ,  $\text{MgCd}_3$ ,  $\text{Mg}_3\text{Cd}$ ) эту неправильность легче можно было узнать по увеличению электрического сопротивления и удельного объема.

У твердых растворов с отношением атомов 1:1 правильное распределение атомов представляет более низкую симметрию, в соответствии с чем всегда изменяется также и форма элементарной ячейки. Так, например, ячейка  $\text{AuCu}_3$  является тетрагональной с отношением осей до  $\frac{c}{a} = 0,93$ . С повышением температуры это отношение увеличивается вместе с увеличением электрического сопротивления и приближается к единице. Замечательно, что у  $\text{AuCu}$  и при более низкой температуре, благодаря сильной деформации, отношение осей может достигать 0,98 без заметного изменения в интенсивности линий сверхструктуры. У  $\text{PdCu}$  при правильном расположении возникает кубическая внутренне-центрированная решетка, т. е. появляется так называемая структура хлористого цезия. Как известно, кубическую внутренне-центрированную решетку можно представлять себе как тетрагональную решетку с центрированными гранями с совершенно определенным отношением осей  $\frac{c}{a} = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,7$ . Поэтому структуру  $\text{PdCu}$  можно рассматри-

вать как предельный случай тетрагональности  $\text{AuCu}$ . С другой стороны, ее можно причислить также и к рассматриваемым в следующем разделе настоящим соединениям. У  $\text{PtCu}$  распределение атомов и форма ячейки имеют кубическую симметрию; в случае содержания несколько больше 50 атомных процентов  $\text{Pd}$  обнаруживается также и сверхструктура ромбоэдрической симметрии и ячейка, у которой угол между осями составляет  $90^\circ 54'$ , так что отклонение от кубической системы является весьма малым. Более точная диаграмма состояния для этой системы пока еще не установлена. У правильных атомных группировок с отношением осей 1:3 симметрия решетки по сравнению с твердыми растворами не меняется. У всех сверхструктур плотность является на несколько промиллей большей, чем у твердого раствора.<sup>63</sup>

Уже первые измерения твердости и проводимости, которые были проделаны Курнаковым на системе золото-медь и которые позволяют сделать заключения о правильном распределении атомов в твердых растворах, показывают также, что это распределение при совершенно определенных температурах переходит в распределение другого

сорта, вероятно, в беспорядочный твердый раствор. Многочисленные дальнейшие исследования над проводимостью и удельными объемами вполне подтверждают это; это видно, например, из рис. 6, заимствованного из работы Грубе с сотрудниками<sup>63</sup> и показывающего ход изменения сопротивления при очень медленном нагревании сплава AuCu с 50 атомными процентами Au; подобные же кривые получаются для AuCu<sub>3</sub>, CdMg<sub>3</sub> и Cd<sub>3</sub>Mg. Эта диаграмма была проверена рентгенографическим путем Делингером и Графом<sup>106</sup> на закаленных с разных температур монокристаллах, которые особенно удобны для наблюдений. При этом, как уже показывали исследования Горского, оказывается следующее: ниже резкого скачка кривой сопротивления появляются линии сверхструктуры, по своей силе, примерно, соответствующие полному правильному распределению. Легкому возрастанию сопротивления выше 300° соответствует медленное приближение тетрагонального отношения осей к единице. Все эти явления происходят, несомненно, вследствие указанного выше и теоретически легко объясняемого возрастания неправильности атомного распределения с возрастанием температуры. Однако остается необъясненным получающийся при 425° очень резкий скачок сопротивления, который рентгенографически соответствует совершенному исчезновению линий сверхструктуры. Выше этого скачка кривая сопротивления протекает совершенно ли-

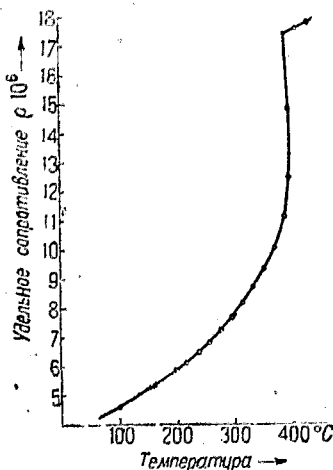


Рис. 6. Сопротивление AuCu в термодинамическом равновесии (по Грубе).

нейно; рентгенографически здесь уже более не заметно никакого следа правильного атомного распределения. Симметрия является совершенной, кубической.

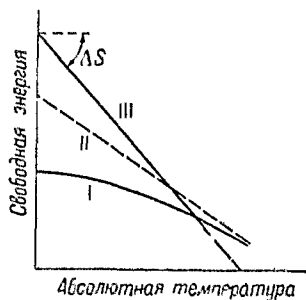
Осложнения, наступающие при быстром охлаждении с высоких температур и при нагревании проб, которые еще не находятся в полном термодинамическом равновесии,<sup>62</sup> возможно объяснить путем исследования резкости линий сверхструктуры,<sup>106</sup> как это и будет сделано далее (см. стр. 148 и след.).

Теперь возникает вопрос, — будет ли находиться в термодинамическом равновесии то, во всяком случае, почти совершенно неправильное атомное распределение, которое рентгенографически обнаруживается выше скачка? В пользу такого мнения говорят следующие экспериментальные факты:

а) линейный ход кривой сопротивления в зависимости от температуры является в этой области всегда воспроизводимым без всякой тепловой обработки, между тем как в областях, где стабильным является правильное расположение даже после многочасового накаливания, всегда заметны дальнейшие изменения сопротивления; б) скорость, с которой не находящиеся еще в равновесии атомы перестраиваются в правильное распределение, может быть измерена при помощи измерения интенсивностей линий сверхструктуры без всяких дальнейших допущений. Она очень быстро возрастает в области температур ниже скачка при приближении к нему, чтобы затем при скачке внезапно спуститься до нуля. Следовательно, ниже скачка скорость диффузии атомов при равномерном распределении имеет нормальный температурный ход; но выше скачка, где она вследствие большей температуры должна была бы быть еще большей, она равняется нулю.

На основании вполне понятного допущения, что изотермическое явление стремится к термодинамическому равновесию с тем большею скоростью, чем дальше оно находится от состояния равновесия, из обоих опытов следует заключить, что неправильное распределение выше скачка уже находится в равновесии, так что оно не нуждается более ни в каком изменении.

Указания на причины этого внезапного скачка атомного распределения дают описываемые подробнее далее рентгенографические исследования наступающего при охлаждении  $\text{AuCu}$  над скачком неустойчивого промежуточного состояния.<sup>106</sup> Согласно этим исследованиям тетрагональная симметрия и отношение осей  $c/a$  основной ячейки уже вполне образованы, в то время как лишь малая часть атомов правильно расположена (рис. 20). Первичным явлением при скачке будет, повидимому, изменение симметрии решетки, за каковым уже следует правильное или беспорядочное расположение атомов. Однако, согласно уже высказанным выше представлениям, переход от тетрагональной к кубической симметрии имеет следствием увеличение электронной энтропии, которое, как видно из рис. 7, является причиной того, что свободная энергия кубического твердого раствора с неправильным атомным распределе-



I — правильное расположение,  
II — неправильное расположение,  
III — неправильное расположение с увеличенной электронной энтропией.

Рис. 7. Свободная энергия твердого раствора и правильного атомного распределения (без принятия той части, которая происходит от колебаний решетки).

нием выше некоторой определенной температуры, а именно температуры скачка, делается меньше, чем энергия любой тетрагональной решетки с более или менее упорядоченным атомным распределением (знак изменения общей энергии при скачке оказывается именно таким как принято на рис. 7, так как он определяется экспериментально путем наблюдения расширения решетки при переходе к кубической симметрии; поэтому никак нельзя обойтись без допущения изменения энтропии).

Существенным для этого объяснения экспериментальных фактов является допущение, что изменение формы и электронной симметрии всей когерентной решетки должно вызываться уже только небольшим количеством атомов, правильно расположенных с тетрагональной симметрией. Легко видеть, что если бы более или менее тетрагональное атомное распределение в кубической решетке было бы термодинамически более стабильным, чем совсем неправильное распределение, то его на основании механических соображений пришлось бы исключить. Непосредственным экспериментальным подтверждением этого допущения служит существование промежуточного состояния  $\text{AuCu}$ , иллюстрированного на рис. 20.

Даже, если правильное распределение атомов без изменения симметрии решетки твердого раствора и является возможным, как это имеет место в случае отношения в смеси 1:3, то при наступлении такового должно изменяться состояние электронов. В случае неправильного распределения химически разнородные атомы безразлично координируются друг с другом (первое координационное число табл. 4), между тем как при правильном распределении приходится принимать координацию лишь между однородными атомами. Поэтому при переходе от неправильного распределения к правильному координационное число, а по высказанным выше положениям значит и электронная энтропия, понижается, так что все, о чем говорилось выше, непосредственно может быть перенесено и к этому случаю.

Свойства неправильного распределения атомов в твердых растворах. На основании того, что было изложено выше, следует принять, что у перечисленных в табл. 4 смешанных кристаллов при температурах выше скачка сопротивления (рис. 6) неправильное распределение химически разнородных атомов в узлах решетки находится в термодинамическом равновесии. У других систем твердых растворов, как, например,  $\text{Ag-Au-Cu-Ni}$ ,  $\text{Mo-W}$ , где при различных исследованиях, отчасти и на монокристаллах, не было обнаружено никаких линий сверхструктуры у  $\text{Au-Ag}$  (было найдено также характеристическое для неправильного расположения поарастание интенсивности

вуали между линиями),<sup>45</sup> у таких систем ожидать этого равновесия можно с большой долей вероятности. Однако также здесь, при еще более низких температурах, приходится считаться с переходом в правильное расположение или с распадом твердого раствора на две фазы или с тем и с другим, как это является вероятным у систем Au-Pt и Ag-Pt. Особые свойства, которые получают твердые растворы вследствие имеющегося в них неправильного атомного распределения, можно экспериментально определять путем сравнения их численных значений выше и ниже скачка сопротивления или они могут изучаться по изменению их в области возрастания нерегулярности.

В случае электрического сопротивления делается это так, как показано на кривой рис. 8, которая для низких температур была дополнена измерениями Зесмана.<sup>66</sup> Таким образом можно видеть, что у AuCu, а также у AuCu<sub>3</sub>, сопротивление, начиная от температуры скачка до самых низших температур, убывает с температурой значительно круче, чем в случае чистых металлов, между тем как температурный коэффициент неупорядоченных смешанных кристаллов выше скачка, приблизительно равен температурному коэффициенту чистых металлов. Отсюда следует, что беспорядочное расположение атомов влечет за собой почти не зависящее от температуры добавочное сопротивление (правило Матиссена), которое ниже скачка убывает с температурой потому, что в этом случае, как было сказано выше, уменьшается также и неправильность атомного распределения. Как это добавочное сопротивление зависит от степени этой неупорядоченности, лучше всего показывают измерения хода сопротивления, изображенные на рис. 8, где представлен полный ряд твердых растворов.<sup>68</sup> При малых концентрациях сопротивление имеет линейный ход с концентрацией, но при больших концентрациях наступает отклонение от этой прямой книзу. Согласно вычислениям Нордгейма,<sup>73</sup> с точки зрения волновой механики, это означает следующее: правильно, т. е. периодически расположенные посторонние атомы не влекут за собой никакого добавочного сопротивления, так как движение проводящих электронов в решетке, понимаемое как волновое движение, может вступать с периодом решетки в некоторый род ре-

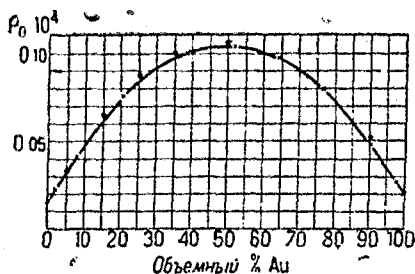


Рис. 8. Ход сопротивления твердого раствора золото-серебро.<sup>68</sup>

зонанса. При каждом же отклонении от периодичности электронные волны будут неправильно рассеиваться и теряться для проводимости, что и обнаруживается, как сопротивление. Но нарушение периодичности является наибольшим при включении немногих посторонних атомов; если таких атомов включено большое количество, то с известной вероятностью следующий новый посторонний атом попадает в такое положение, когда он вместе с несколькими другими посторонними атомами будет образовывать периодическую решетку, хотя бы и с большим периодом. Следовательно, включенный таким образом новый атом не дает никакого дополнительного сопротивления, чем и объясняется наблюдаемое на кривой рис. 8 отклонение от прямой линии.

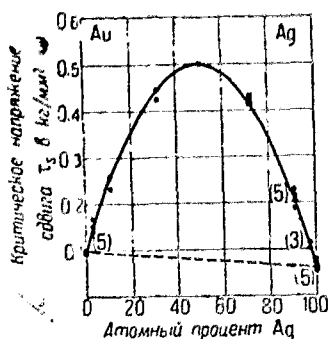


Рис. 9. Ход напряжения сдвига, необходимого для начала скольжения, у монокристаллов золото-серебра по Заксу и Веерту.

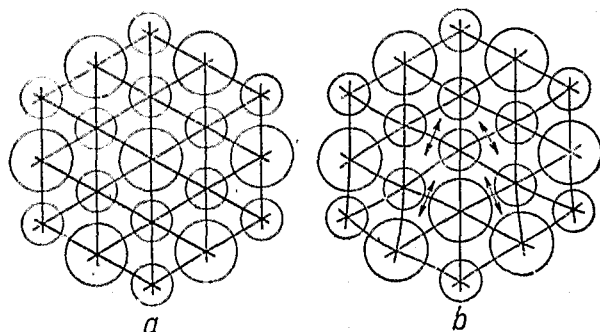
поразительно сходную с тем, что мы имели для сопротивления (рис. 8). Как и в случае увеличения сопротивления, повышение прочности (*Verfestigung*) монокристаллов, по видимому, обуславливается, главным образом, неправильностью в распределении атомов, между тем как необходимое для продолжения скольжения усилие, вероятно, уже больше зависит от специальных свойств атомов.<sup>61</sup>

Для объяснения явлений облагораживания (*Vergütung*) в системе Au-Cu Делингер высказал гипотезу что неоднородные, но не имеющие шаровой симметрии напряжения сдвига, появляющиеся вследствие каких-то нарушений в решетке, вызывают упрочнение металлической решетки. Этой гипотезой удастся объяснить также и дальнейшие факты. Как можно видеть, из рис. 10, *a*, правильное расположение различных атомов вызывает в крайнем случае напряжения сферической симметрии, может быть вследствие различных радиусов отдельных атомов, но никаких неоднородных напряжений сдвига. Однако каждое отклонение от периодичности, как показывает рис. 10, *b*,

Сопротивление изменению формы, согласно данным Закса и Веерта,<sup>61</sup> в состоянии правильного расположения также значительно меньше, чем у твердого раствора, причем оно приближается к тем величинам, которыми характеризуются чистые металлы. Если изобразить графически ход срезающего усилия, необходимого для начала скольжения твердых растворов золота-серебра в зависимости от концентрации этих металлов,<sup>61</sup> то мы получаем картину (рис. 9),

вызывает эллиптическое состояние напряжения, которое в отдельных напряжениях (на рис. 10, *b* обозначенных стрелками) влечет за собой значительные неоднородные напряжения сдвига. На основании геометрических соображений, а именно, что при более высоких концентрациях посторонних атомов дальнейшее их включение влечет за собой меньшие отклонения от периодичности, чем при низких концентрациях, как и в случае электрического сопротивления, вполне объясняется ход экспериментальной кривой, изображенной на рис. 9.

Многофазные системы. Большинство систем, состоящих из двух или более компонент, при затвердевании из жидкого состояния выделяют не только одну фазу (кри-



*a* — сетчатые плоскости  $^{111}$   $\text{AuCu}_3$  с упорядоченным атомным распределением; *b* — малые искажения распределения благодаря замещению атомных пар.

Рис. 10.

сталлическую решетку), но также и целый ряд других фаз. Наибольшее число возможных при равновесии фаз определяется правилом фаз: например, при сплавлении двух компонент одновременно могут существовать самое большее две твердых или жидких фазы, и только при совершенно определенных температурах и концентрациях число их может быть три. Область температур и концентраций, при которых могут существовать одна или две определенных фазы, изображается известной диаграммой состояния.

В связи с этим возникает задача об определении рентгенографическим способом границ этих областей существования. Точнее говоря, поскольку границы для жидких фаз легко определяются термическими методами, здесь идет речь, главным образом, о превращениях в твердом состоянии, а также о температурах и концентрациях, при которых смешанный кристалл более не может захватывать никаких посторонних атомов, а вместо этого появляется

некоторая вторая фаза. При этом можно говорить о двух методах решения этой задачи.

а) Во-первых, исследуется интенсивность дебай-шерреровских линий в многофазной области. Температура и концентрация системы при поддержании последней в термодинамическом равновесии, меняется до тех пор, пока интенсивность линий одной фазы не сделается равной нулю. Для соответствующих температур и концентраций можно было бы установить одну пограничную линию диаграммы состояния. Такой метод потому неприменим, что отношение интенсивностей линий двух смешанных друг с другом фаз вследствие так называемой экстинкции, как оказывается, будет зависеть не только от отношения количеств этих фаз, но в значительной степени также, и от их величин зерна. Поэтому определения относительных количеств решеток из

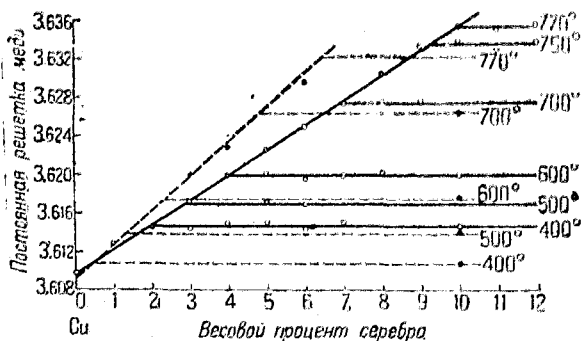


Рис. 11. Зависимость констант решетки от содержания серебра в системе Cu-Ag.

интенсивности линий будут возможными лишь при очень малых величинах зерна. 70,71

Если бы путем подходящей обработки в такое состояние удалось привести также и сплавы металлов, то рентгенографическим путем можно было бы производить анализ не только элементов, но также и фаз как таковых.

б) Во вторых, как было упомянуто выше, при включении постороннего атома изменяется постоянная решетки твердого раствора. Однако в тех областях, где могут существовать две фазы (при двух компонентах и постоянном давлении), содержание посторонних атомов в отдельных фазах остается постоянным. Если, следовательно, наблюдается постоянная решетки одной фазы в зависимости от общей концентрации системы при некоторой определенной температуре, то она меняется до тех пор, пока мы находимся в однофазной области; когда же начинается выделение второй фазы, то она при изменении концентрации остается постоянной. Рис. 11 показывает такое изменение на систе-



ме Ag-Cu со стороны меди. Легко видеть, что пограничная концентрация с большой точностью может быть определена из точки пересечения двух кривых. Путем постепенного охлаждения до различных температур можно установить ход этой пограничной концентрации в зависимости от температуры. Рис. 12 показывает соответствующую этому случаю диаграмму состояния.

Часть кривых, изображенных на рис. 11 и 12, была получена на поликристаллическом материале Агеевым, Ганзенем и Заксом.<sup>49</sup> Найденная ими кривая растворимости довольно-таки хорошо согласуется с кривыми, полученными другими путями. Рентгенографические исследования были повторены Вистом<sup>50</sup> на монокристаллах. Как можно видеть из рисунков, он нашел, что эти однокристаллы меняют свою постоянную решетки с возрастанием содержания растворенного серебра значительно менее быстро, чем поликристаллическая медь, и что, в особенности при низких температурах, они в состоянии растворять значительно большее количество серебра, чем эта медь. Если те же монокристаллы деформируются, то вновь повторяются те значения постоянной решетки, которые были найдены для поликристаллического материала. При помощи особых опытов было показано, что в обоих случаях достигалось термодинамическое равновесие (если отвлечься от того, что поликристаллический материал принципиально всегда должен еще рекристаллизироваться дальше, т. е. он никогда не может считаться находящимся в полном равновесии) и что загрязнения не оказывают заметного влияния. Как будет разобрано далее между моно- и поликристаллом имеется значительная разница также и в кинетике выделения фазы. Эти опыты, а также упомянутый на стр. 117 опыт с AuCu, как будто открывают еще типическую особенность металлической связи. Ее значение возможно объяснить лишь при помощи волновой механики<sup>74</sup>.

Влияние посторонних атомов на превращения железа. Вопрос о том, как меняют включенные посторонние атомы термодинамическую область стабильности

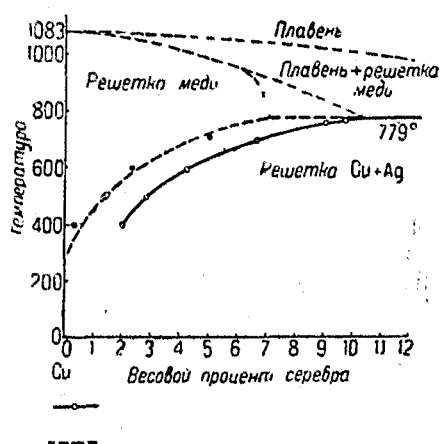


Рис. 12. Диаграмма, построенная по рис. 11. дополнена гетерогенными пограничными линиями.

обеих модификаций железа в целом ряде исследований освещался, главным образом, Вефером<sup>72</sup>. При этом выяснилось, что для богатых железом сплавов существуют два главных типа диаграмм состояния. В первом случае (пример рис. 13), начиная с некоторой концентрации смеси, центрированногранная  $\gamma$ -решетка ни при каких температурах уже не является более стабильной; остается только пространственно-центрированная  $\alpha$ - $\beta$ -решетка, которая непосредственно переходит в так называемую  $\delta$ -модификацию, что указывает на тождественность обеих этих модифи-

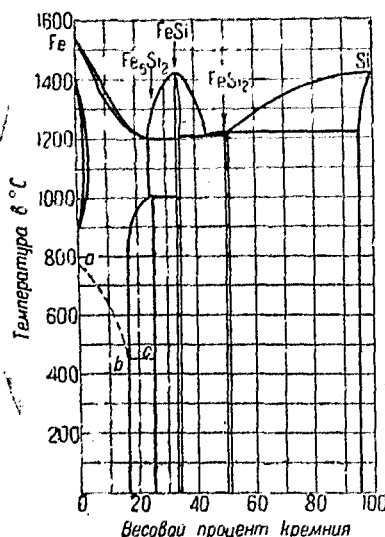


Рис. 13. Диаграмма состояния железо-кремний с узкой областью  $\gamma$  (из табл. Ландольта-Бернштейна).

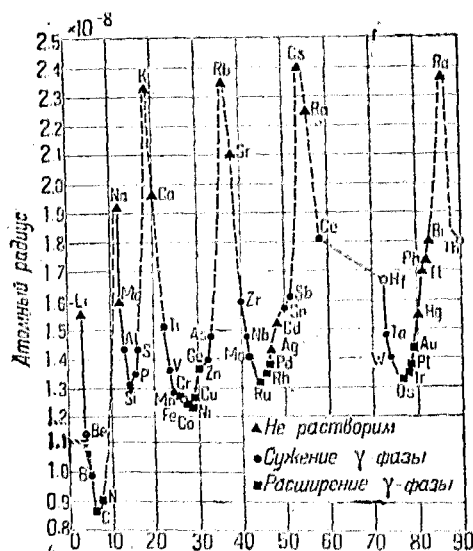


Рис. 14. Типы железных сплавов в связи с атомными радиусами по Веферу.<sup>72</sup>

каций. В другом случае (пример рис. 16, а также известная диаграмма железо-углерод), наоборот, с повышением концентрации смеси температура превращения  $\beta$ - $\gamma$  смещается к низшим, а превращения  $\gamma$ - $\delta$  — к высшим значениям, так что область  $\gamma$  расширяется.

На рис. 14 в виде одной кривой атомных радиусов, соответствующей табл. 3, представлены типы диаграмм состояния, которые образует с железом каждый из элементов. Легко видеть, что тип решетки включенного элемента не играет здесь никакой роли; например, центрированногранный алюминий сокращает область существования центрированногранной  $\gamma$ -фазы, между тем как целый ряд других центрированногранных металлов оказывает обратное влияние. Наоборот, очень отчетливой оказывается связь с атом-

ными радиусами, а именно: элементы, лежащие вблизи минимумов кривой атомных радиусов расширяют область существования  $\gamma$ -фазы, при увеличении же атомного радиуса стабильность  $\alpha$ -решетки повышается, а при дальнейшем его увеличении элементы становятся совсем нерастворимыми. Исключением в этом ряду являются серебро и кадмий. Количественные исследования показывают далее, что превращения  $\beta$ - $\gamma$  подавляются тогда, когда расширение решетки вследствие включения посторонних атомов достигает 3%.

В порах (Gitterlücken) решетки железа включаются только атомы углерода и азота, — все другие элементы замещают атомы железа. Согласно сказанному выше, это приходится отнести на счет особенно малых радиусов обоих элементов, но вместе с тем и признать, что на указанные выше соотношения это никакого прямого влияния не оказывает.

Взаимная смешиваемость металлов (металлы 1-го рода). По вопросу о том, какие пары металлов образуют друг с другом сплошные (непрерывные) ряды твердых растворов, двухфазные системы или новую решетку и соединения другого рода, первые исследования были поставлены Берналем.<sup>34</sup> Результаты его опытов можно суммировать следующим образом.

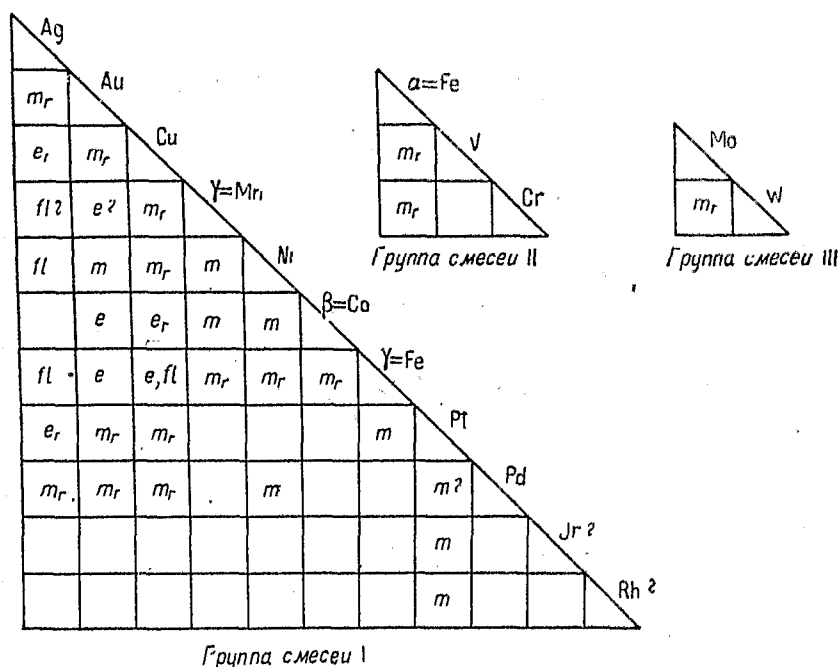
Группы смесей металлов можно определить таким путем: к первой группе должны принадлежать все и притом только такие металлы, которые, по крайней мере с одним каким-либо другим металлом, образуют сплошной ряд смешанных кристаллов, причем правильные расположения, указанные в табл. 4, должны трактоваться как твердые растворы. Так как сплошной ряд кристаллов может образовываться лишь между двумя металлами одинаковой структуры, то из этого определения непосредственно следует, что все металлы одной группы, по крайней мере в одной из ее модификаций, должны обладать одной и той же структурой. Таким образом можно представить, во-первых, изображенную в табл. 5 группу 1 центрированногране́нных металлов. В таблице приведены для всех исследованных пар данной группы характер их диаграмм состояния, причем *m* означает сплошной ряд твердых растворов, *e* (эвтектика) — двухфазную область с малой растворимостью на обеих сторонах (например, как на рис. 12), *e*, *fl* — сплошная смесь в жидком состоянии, *fl* — несмешиваемость в твердом и жидком состоянии; указатель *r* означает, что соответствующая диаграмма состояния испытана рентгенографически; остальные данные заимствованы из таблиц Ландольта-Бернштейна.

Из нижеприводимой таблицы видно, что никакая пара

металлов группы при сплавлении не образует решетки другого рода (наблюдаемые микроскопическим путем в системах Ag-Mn и Au-Mn соединения кажутся весьма невероятными и гексагональная  $\epsilon$ -фаза у Fe-Mn является, вероятно, не устойчивой)\*. Там, где не существует сплошного ряда твердых растворов, образуется двухфазная система с решетками чистых металлов.

Последовательность элементов в табл. 5 выбрана таким образом, что стоящие рядом элементы всегда смешиваются

ТАБЛИЦА 5.



друг с другом. О причинах смешиваемости или несмешиваемости различных металлов, стоящих в группе I пока еще совсем ничего неизвестно. В отличие от гетерополярных кристаллов атомные радиусы, повидимому, не играют здесь никакой роли.

Из числа пространственно-центрированных металлов можно по табл. 5 составить здесь две дальнейших группы смесей. Бернал относит все содержащиеся в табл. 5 металлы к одному классу, а именно к металлам 1-го рода, а

\* Наблюдения в последнее время Вефером и Еллингаузом фазы в системах Fe-V и Fe-Cr по 50 атомных процентов (сообщение K. W. Inst. f. Eisenf., Debye 12, 317, 1930 и 13, 143, 1931), по характеру их диаграмм состояния являются сверхструктурами пространственно-центрированных твердых растворов.

все остальные металлы — к металлам 2-го рода (однако, см. дальше, сплавы между металлами I, II и III групп всегда образуют истинные соединения).

Кроме перечисленных в табл. 5, а также системы Bi-Sb больше неизвестно никаких сплошных рядов твердых растворов, так что никаких дальнейших групп смесей более установить нельзя. Следующие пары металлов, как показывают рентгеновские исследования, образуют лишь двухфазную систему с исходной решеткой без соединений и называют поэтому известную родственность их компонент: к Mg-Cd, Cd-Hg, Zn-Ae, с одной стороны, и Pb-Tl, Pb-Sn, Pb-Sb, Sn-Bi — с другой. С технической точки зрения также было бы очень важно распространить эти закономерности на тройные системы, в особенности, если бы также и для описываемых далее  $\beta$ - и  $\gamma$ -фаз можно было бы составить группы смесей. Однако для этого требуется очень большой экспериментальный новый материал.

### Металлические соединения

В случае сплавления двух металлов, которые принадлежат к различным группам, а также в случае остальных не рассматривавшихся в последнем разделе бинарных систем, при некоторых концентрациях появляются (поскольку это уже исследовано) новые кристаллические решетки, которые отличаются от решеток компонент и которые, поскольку они еще имеют металлический характер, приходится рассматривать, как решетки металлических соединений. В отличие от описанных уже сверхструктур<sup>108</sup> они, как показывают последние пока еще малосистематически исследованные, являются значительно более крупными, чем чистые металлы. Если не считать некоторые исключения, удельный объем этих металлических соединений лишь незначительно меньше, чем у чистых металлов и твердых растворов<sup>40</sup>; сокращение решетки вследствие появления новых характеристических для данного соединения валентностей также большей частью не имеет места. От нормальных химических соединений описываемые здесь металлические соединения отличаются в особенности их способностью содержать свои компоненты в избытке, так что большей частью у них не существует определенного стехиометрического состава\*. Поэтому в дальнейшем, там, где это известно, всегда дается область гомогенности, т. е. границы состава, между которыми тип

\* Почти все соединения металлического характера с большей областью гомогенности можно резко различить от соединений неметаллического характера с очень малой областью гомогенности.

решетки соединения является термодинамически стабильным. В подразделении этих соединений мы следуем Эвальду и Герману.<sup>8</sup> Как металлоиды обозначаются прежде всего те элементы, которые обладают охарактеризованными выше гомеополярными структурами. Однако сурьме, а отчасти олову, индию и алюминию приходится в соединениях приписывать переменный характер; например, они иногда, как в табл. 6 и 7, являются металлами, а иногда, как в табл. 10 — металлоидами.

Соединения Ag, Cu, Au с металлами 2-го рода. Все исследованные до сих пор сплавы меди, серебра

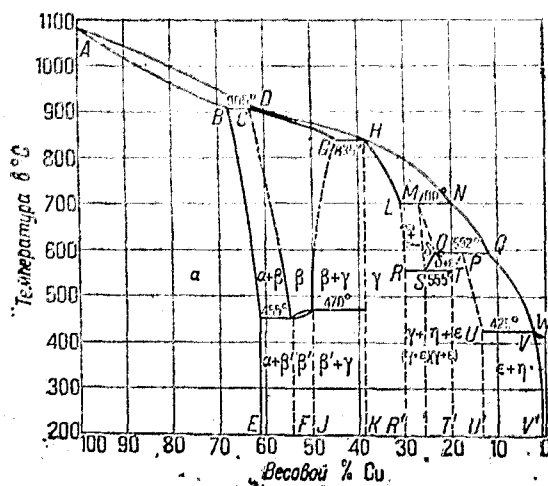


Рис. 15. Диаграмма состояния медь-цинк по Бауэру и Ганзену [из Зауэрвальда (Sauerwald, Metallkunde, S. 414)].

и золота с металлами Be, Li, Mg, Zn, Cd, Al, Sn (кроме Cu-Mg), как показывают металлографические исследования, которые в рентгенографической части были предприняты, главным образом, Вестгреном и Фрагменом, а также Гольдшмидтом, имеют диаграмму состояния, которая является весьма сходной с диаграммой состояния для Cu-Zn (рис. 15) по Бауэру и Ганзену] в следую-

щих пунктах: на стороне Cu, Ag и Au имеется большая область твердых растворов 1-го рода (твердые растворы замещения). Далее, вслед за двухфазной областью наступают новые фазы, прежде всего — стабильная, большей частью при высоких температурах, так называемая  $\beta$ -фаза с пространственно-центрированной кубической решеткой, в которой обе компоненты могут располагаться в правильном порядке (как, например, у Ag/Zn, где тогда возникает решетка типа хлористого цезия) или же являются неправильно распределенными, и которая может принимать излишние атомы обоих компонент путем замещения. Повидимому, мало отличается от  $\beta$  дальнейшая новая фаза  $\beta'$ , которая рентгенографически еще недостаточно исследована. При еще большем содержании металлов 2-го рода, которое, вообще говоря, технического применения не имеет, наступает фаза  $\gamma$ , решетка которой является

подобной рассмотренной выше решетке  $\alpha$ -марганца. Ее кубическая основная ячейка содержит 52 атома, расположение которых можно описать следующим образом: 27 простых пространственно-центрированных ячеек  $\beta$ -фазы образуют вместе одну кубическую ячейку с тройной постоянной решетки и содержат 54 атома. Два из них удалены, а остальные лишь очень мало смещены из своих положений, причем вся структура и при таких условиях обладает равномерным распределением масс при сохранении кубической симметрии, причем, конечно, ни один из атомов не попадает в те точки, которые определяются пересечением элементов симметрии. Химически разнородные атомы очень часто распределены в этой решетке регулярным образом. Для описания этой регулярности следовало бы, например, у  $\text{Cu}_8$ ,  $\text{Zn}_8$  взять восемь вышеназванных больших ячеек. Эта фаза также обладает большой областью гомогенности. При дальнейшем увеличении концентрации металлов 2-го рода появляется новая фаза ( $\epsilon$ ), которая имеет решетку с плотной гексагональной шаровой упаковкой, причем здесь атомы часто являются расположенными, вероятно, в известном порядке. <sup>17</sup> Между  $\gamma$ - и  $\epsilon$ -фазами часто появляются еще две фазы, первая из которых  $\gamma'$ , повидимому, имеет решетку, сходную с решеткой  $\gamma$ -фазы, а вторая  $\delta$  — простую решетку, которая, например, у системы  $\text{Cu-Al}$  является тетрагональной пространственно-центрированной с примерным составом  $\text{Cu}_2\text{Al}$ . При еще более высоком содержании металлов 2-го рода соединения имеют характер соединений с неметаллами (они приведены в табл. 10); все они имеют лишь очень малую область гомогенности. Сами металлы 2-го рода имеют для  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$  и  $\text{Cu}$  лишь слабую растворимость (фаза  $\eta$ ). В табл. 6 приведены найденные до настоящего времени  $\beta$ -,  $\gamma$ - и  $\epsilon$ -фазы; в ней приведены известные теперь области гомогенности, выраженные в атомных процентах металлов 2-го рода, а также средний стехиометрический состав. Последний точно определяется лишь при правильном расположении атомов; в остальных случаях в пределах гомогенной области состав может быть определен на основании следующего правила, найденного Юмом-Розери: если принять, что все участвующие атомы большинство своих электронов стремятся включить в заполненную оболочку (согласно спектроскопическим наблюдениям являющуюся далее десятиэлектронной), то для  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$  остаются лишними по одному внешнему электрону на атом, у  $\text{Mg}$ ,  $\text{Zn}$ ,  $\text{Cd}$ ,  $\text{Hg}$  по два, у  $\text{Sn}$  — четыре и у  $\text{Sb}$  пять на атом в качестве внешних, так называемых валентных электронов. Независимо от валентности отдельных атомов, в рассматриваемых здесь сплавах структура данной фазы определяется при помощи отношения числа всех присутствующих валентных электронов к

ТАБЛИЦА 6

$\beta$ -фаза, куб. просто-пентр.		$\gamma$ -фаза, с куб. пент- ангек. железой		$\epsilon$ -фаза, гексагональн. пент- ангек.	
Состав	Область гомогенности в атомных %	Состав	Область гомогенности в атомных %	Состав	Область гомогенности в атомных %
Cu-Zn	46—49	Cu <sub>2</sub> -Zn <sub>3</sub>	61—67	Cu-Zn <sub>3</sub>	78—85
Cu <sub>3</sub> Al	(22—30)	Cu <sub>3</sub> Cd <sub>2</sub>	?	Cu <sub>3</sub> Sn	25
Cu <sub>3</sub> Sn	(13—17)	Cu <sub>3</sub> Al <sub>2</sub>	31—44	Cu <sub>3</sub> Sb	19—25
CuBe	47—49	Cu <sub>3</sub> Sn <sub>2</sub>	20,5	CuBe <sub>3</sub>	?
AgMg	?	Cu <sub>3</sub> Hg <sub>3</sub> ?	30—33	Cu <sub>3</sub> Ge	?
AgZn	49—54	Ag <sub>3</sub> Zn <sub>2</sub>	60—64	AgZn <sub>3</sub>	70—86
AgCd	49—51	Ag <sub>3</sub> Cd <sub>2</sub>	60—65	AgCd <sub>3</sub>	69—83
AgLi	48—52	Ag <sub>3</sub> Hg <sub>2</sub>	?	Ag <sub>3</sub> Al <sub>3</sub>	27—43
AuZn	58—55	Ag <sub>3</sub> Zn <sub>3</sub>	65—69	Ag <sub>3</sub> In	?
$\beta'$ -фаза (так же, как $\beta$ -Mn)		Au <sub>3</sub> Cd <sub>2</sub>	?	Ag <sub>3</sub> Sn	?
Ag <sub>3</sub> Al	25			Ag <sub>3</sub> Sb	10—16 (—25)
				AuZn <sub>3</sub>	81—89
				AuCd <sub>3</sub>	?
				Au <sub>3</sub> Al <sub>3</sub>	?
				Au <sub>3</sub> Hg	25

Процентное содержание везде указано для металлов 2-го рода. Стоящие в скобках числа дают существующую при высоких температурах область гомогенности неустойчивой при комнатной температуре фазы. У Cu-Ag не появляется никакой гексагональной фазы. Cu-Mg образует два сложных соединения Cu<sub>2</sub>Mg и CuMg<sub>2</sub> с очень малыми областями гомогенности.

общему числу атомов. При отношении 3:2 получается простраивенно-центрированная кубическая  $\beta$ -фаза, при 21:13 — кубическая  $\gamma$ -фаза и при 7:4 — гексагональная  $\epsilon$ -фаза. Как показывает табл. 6, требующиеся правилом составы, кроме составов для CuHg, лежат, вообще говоря, в измеренной области гомогенности или очень близко к ней, так что это правило подтверждается большим количеством экспериментального материала. Теоретического объяснения этому пока не имеется.

Соединения железных и платиновых металлов с металлами 2-го рода. Согласно Экману<sup>76</sup> у всех до сих пор исследованных сплавов платиновых и железных металлов 2-го рода, которые перечислены в табл. 7, также образуются описанные выше фазы  $\beta$  и  $\gamma$ . Если для железных и платиновых металлов принимать число электронов равным нулю, то здесь также оказывается справедливым правило, касающееся отношения числа электронов к числу атомов.

В связи с этим следует сказать, что сплавы Ag, Cu и Au



с железными и платиновыми металлами, попадающие в 1 группу сплавов, образуют известный переход, который особенно хорошо был освещен Фогтом <sup>67</sup> на основании маг-

ТАБЛИЦА 7

β-фазы с кубическим пространственным центром. решеткой	β'-фаза, подобная фазе β-Mn	γ-фазы с куб. икопаинск. тчейкой
CoAl NiAl MnAl FeAl (Cu,Mn)Al PdCu	CoZn	Fe <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub> Co <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub> Ni <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub> Rh <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub> Pd <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub> Pt <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub> Ni <sub>5</sub> Zn <sub>21</sub>

Остальные фазы этих сплавов пока исследованы мало.

нитных исследований. При этом в ряду твердых растворов Ag-Au приходится принимать всюду наличие одного свободного электрона, но в ряду Au-Pd при малом содержании атомов Pd последние, повидимому, являются нейтральными, т. е. без отдачи свободного электрона в решетку Ag и только при высоких добавках Pd происходит отдача одного свободного электрона на этом Pd. То же самое можно сказать и о Cu-Pd, сверхструктуру PdCu здесь можно понимать как соединение, где отношение числа электронов к числу атомов равно 1:2.

Соединения между другими металлами. Из множества возможных здесь систем исследованы лишь очень немногие.

Часть сплавов между различными группами сплавов I, II, III как, например, Ni-Cr, Co-Cr и Ni-W образует далеко простирающиеся твердые растворы на обеих сторонах. В обоих последних случаях, повидимому, появляются усложненные соединения, структура которых полностью еще не исследована. Системы Fe-W и Fe-Mo обладают лишь малой взаимной смешиваемостью и образуют также усложненные, еще не вполне изученные соединения.

Из соединений между металлами 2-го рода известны лишь структуры Mg<sub>3</sub>Sn и Mg<sub>3</sub>Pb, а также MgZn<sub>2</sub>. Первые две обладают, как и Mg<sub>3</sub>Si, кубической решеткой типа полевого шпата; последняя имеет гексагональную решетку с отношением осей, соответствующим плотной шаровой упаковке, где, впрочем, атомы занимают непростые позиции. Все три решетки являются для других металлических структур неизвестными.

Соединения между металлами и неметаллами. В своих систематических исследованиях Хэгг указывает, что соединения Н, В, С и N с металлами, в которых десятикратная оболочка не закончена (так называемые переходные металлы с атомными номерами 21—28, 39—46, 57—78, 89—92) еще носят металлический характер, который выражается, главным образом, в их металлической проводимости, а отчасти и в сверхпроводимости.<sup>101</sup>

Перечисленные в табл. 9 структуры этих соединений являются особенно простыми, когда соотношение между атомными радиусами металлоида (X) и металла (M) является достаточно малым. При этом здесь атомам металлоидов приписаны такие атомные радиусы (табл. 8), которые являются точными лишь при 50 атомных процентах; при меньших концентрациях металлоида атомные радиусы имеют несколько меньшие величины.

ТАБЛИЦА 8

В . . . 0,97 Å	N . . . 0,71
С . . . 0,77	Н . . . 0,46

Если отношение радиуса атома металлоида к радиусу атома металла меньше 0,59, то координационное число атома металла будет 12 или 8, такое же как в случае чистых металлов, и атомы металлов образуют решетки типа куб. 12, гекс. 12; куб. 8 или, наконец, не встречающуюся у чистых металлов решетку гекс. 8, т. е. простую гексагональную решетку с отношением осей  $c/a = 1$ . В определенных промежутках этой решетки располагаются атомы металлоида, большей частью по одиночке, отчасти же парами. Это расположение обозначено в табл. 9 вторым координационным числом, которое показывает, сколько атомов металла имеет по соседству с собой атом металлоида. Для этих фаз является характерным, что не все возможные поры решетки заполнены атомами металлоида; однако, все атомы металлоида, заполняющие поры решетки, обладают одним и тем же координационным числом. Благодаря такому расположению, как уже было указано выше (стр. 105), часто наступает небольшое искажение высокой симметрии первоначальной металлической решетки. Это искажение при простом расположении составляет самое большее 3,9%, а при парном расположении доходит до 20% (в последнем случае кубическая решетка становится тетрагональной с отношением  $c/a > 1$ , когда эта пара располагается параллельно тетрагональной оси и с отношением  $c/a < 1$ , когда она располагается перпендикулярно к этой оси).

Как оказывается, атомы металлоида располагаются по принципу, который согласно Гольдшмидту<sup>100</sup> является при-



ТАБ

Система	Отношение атомных радиусов	Ф а з ы		
		M <sub>1</sub> X		M
		Тип решетки	Искажение	Тип решетки
Zr-H	0,29	Куб. 12,4		Гекс. 12,4
Ta-H	0,32	-----		" 12,4
Ti-H	0,32	-----		" 12,4
Pd-H	0,34	-----		Куб. 12,4
La } Ce } Pr }-C Nd }	от 0,42 до 0,43	?		?
Th-N	0,43	?		?
Zr-N	0,43	?		?
Sc-N	0,47	?		?
U-C	0,48	?		?
Zr-C	0,48	?		?
Nb-C	0,39	?		?
Ti-N	0,49	?		
W-N	0,51	-----		Куб. 12,6
Mo-N	0,52	-----		" 12,6
V-N	0,53	?		?
Mn-N } Nb-C }	0,53	?		?
Ti-C	0,53	?		?
Ta-C	0,53	?		Гекс. 12,6
Mn-C	0,55	Куб. 12,6	Тетр. < 1	" 12,6
W-C	0,55	-----		" 12,6
Cr-C	0,56	-----		" 12,6
Mo-C	0,56	-----		" 12,6
Fe-N	0,56	Куб. 12,6		" 12,6
V-C	0,56	-----		" 12,6

Черта обозначает, что никакой фазы такого состава не существует; отношением атомных радиусов рассматривается в тексте.

Из них точно известны структуры цементита  $\text{Fe}_3\text{C}$ , а также  $\text{FeB}$ ,  $\text{Fe}_2\text{B}$  и  $\text{Ni}_2\text{B}$ .

Если металлоиды с большим атомным радиусом, вроде перечисленных выше, сплавляются с переходными металлами, то согласно табл. 10 при 50 атомных процентах возникает почти исключительно так называемая никелево-мышьяковая структура, которая представляет собой тип гекс. 8,6 с полным замещением всех мест для металлоидных атомов. Наступающие согласно табл. 10 сильные колебания отношения осей представляют собой признак меняющихся гомеополярных сил, которые исходят от более или менее тесно упакованных атомов металлоида.<sup>99</sup> Более сложно, отчасти с молекулярной связью, построено соедине-

## ЛИЦА 9

с о с т а в				
X	MX		MX	
Искажение	Тип решетки	Искажение	Тип решетки	Искажение
Тетр. 1	Куб. 12,4	Ромб.	Куб. 12 P	Тетр. < 1
	" 8,4		" ?	
	" 12,4		Куб. 12,4	
	" ?		" ?	
	" ?		12 P	Тетр. > 1
	Куб. 12,6		12 P	Тетр. < 1
	" 12,6		" ?	
	" ?		" ?	
	Куб. 12,6		Куб. 12	Тетр. > 1
	" 12,6		" ?	
	" 12,6	" ?		
	" 12,6	" ?		
	" ?	" ?		
	Гекс. 8,6	" ?		
	Куб. 12,6	" ?		
	" 12,6	" ?		
	Куб. 12,6	" ?		
	" 12,6	" ?		
	" 12,6	" ?		
	" ?	" ?		
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?	" ?			
" ?				

парное расположение атомов металлоида. Система с большим отно-

ние FeSi. При более высоком содержании металлоида часто появляется тип кубической решетки пирита; реже появляется совсем не находящаяся в равновесии решетка типа марказита, в которой по два атома металлоида соединены в молекулы, а также решетка типа подистого кадмия, которая образует резко выраженные слои.

В сплавах не переходных металлов с металлоидами всех родов появляются некоторые простые структуры и диаграммы состояния с большой областью гомогенности, в которых, как было замечено выше, металлоиды еще имеют металлический характер. Кроме уже названных в табл. 6 сюда принадлежит гексагональная упаковка состава  $Pb_2Bi$  и пространственно-центрированная кубическая структура

$Tl_7Sb_2$ . Остальные соединения едва ли больше имеют мегаллический характер. Известные из них структуры с 50 атомными процентами приведены в табл. 10.

ТАБЛИЦА 10

Никелево-мышьяковый тип гекс. 2:8; 6,6

AuSn	1,28	CoS	1,52	FeS	1,69	NiS	1,55
CuSn	1,21	CoSb	1,34	FeSb	1,25	NiSb	1,31
PdSb	1,37	CoSe	1,47	FeSe	1,63	NiSe	1,36
PdTe	1,37	CoTe	1,38	FeTe	1,26	NiTe	1,36
PtSn	1,32	MnAs	1,53	FeAs (помб.)		NiBi	1,32
PtTe	1,32	MnSb	1,40			NiAs	1,39
PtSb	1,32					NiSn	1,29

Тип никелевой обманки куб. 12; 4,4

AlAs	CdS	InSb	ZnS
AlP	CdSe	HgS	ZnSe
AlSb	CdTe	HgSe	ZnTe
BeS	GaAs	HgTe	
BeSe	GaP	SnSb	
BeTe	GaSb	CSi	

Тип каменной соли куб. 12; 6,6

BaS	CaS	MgS	MnS	PbS	SrS	SnTe
BaSe	CaSe	MgSe	MnSe	PbSe	SrSe	SnSb
BaTe	CaTe			PbTe	SrTe	

Тип вуртцита гекс. 12; 4,4

ZnS	CdS	CdSe	MgTe
-----	-----	------	------

Соединения с галлоидами и оксиды всех металлов являются совершенно неметаллическими; как известно, они вообще говоря, имеют гетерополярные связи.

Совершенно своеобразный тип связи образует раствор водорода в палладии при низких температурах. Здесь водородные атомы, повидимому, настолько тесно прилегают к отдельным атомам палладия, что при этом возникает образование, которое в решетке ведет себя одинаково с атомом серебра и обладает тем же числом электронов и зарядом ядра. Как показали исследования Крюгера и Закловского над заряженными водородом твердыми растворами  $Ag = Pd$ , этот псевдоатом может в решетке заменяться на атом серебра, причем никакого изменения константы решетки не происходит.

Состояния, не находящиеся в термодинамическом равновесии

В исследованиях, о которых сообщается далее, идет речь не только о структуре решетки, но также и о строении всей массы металла. Под этим мы понимаем ориентацию, величину зерна и искажения решетки отдельных кристаллов.

Ориентацию кристаллографических осей кристаллической решетки можно изучать при помощи фотографий по методу Лауэ и по методу вращающегося кристалла.<sup>6</sup> Статистика ориентации очень многих отдельных зерен называется также текстурой металла. Если при этом приходится отмечать только одно направление, то говорят о полной фазерструктуре. Последнюю можно определять уже при помощи соответствующим образом получаемых дебай-шерреровских фотографий. Величина зерна измеряется большей частью микроскопически. Искажения решетки, если они простираются в области, охватывающей больше  $0,5 \mu$ , можно узнавать по астеризму фотографий Лауэ;<sup>126</sup> если они в пределах этой области являются сильно неоднородными, то получается расширение дебаевских линий.<sup>127</sup> Если они существуют только в малых областях решетки, в то время как остальная часть решетки является неповрежденной, то их можно замечать только при помощи уменьшения интенсивности линий и усиления вуали.<sup>142, 143</sup>

Техника применяет металлы исключительно в таких состояниях, которые термодинамически более или менее неустойчивы. Эти состояния всегда имеют более высокую прочность, чем равновесные состояния. Путем большего или меньшего приближения к равновесию эти свойства прочностии данной массы металла можно подвергать очень тонким изменениям. В этом и заключается смысл большинства технических процессов изменения формы, охлаждения и прокаливания.

#### А. Промежуточные состояния металлических превращений

1. Мартензит. Устойчивая выше  $906^\circ\text{C}$  кубическая центрированногранная решетка  $\gamma$ -железа может в термодинамическом равновесии растворять до 1,7% углерода (аустенит), между тем как пространственно-центрированное  $\alpha$ -железо может принимать самое большее только 0,04% углерода (феррит). Превращение  $\gamma$ -железа в  $\alpha$ -железо идет у совершенно чистого металла настолько быстро, что он не закаливается.<sup>104</sup> Однако, если охлаждать углеродсодержащее железо в воде, то можно получить новое состояние, мартензит, которое отличается от равновесных состояний его микроскопическим строением и его большой твердостью, и при отпуске медленно переходит в феррит плюс эвтектика из феррита и  $\text{Fe}_3\text{C}$  (перлит). В мартензите атомы железа обладают пространственно-центрированной, т. е. подобной  $\alpha$ -железу, решеткой, которая еще содержит растворенным весь углерод. Благодаря этому кубическая ячейка  $\alpha$ -железа искажается в тетрагональную форму, причем тетрагональ-

ное отношение осей  $c/a$  растет с возрастанием содержания углерода линейно до величины 1,068 при 1,4% С. Точные

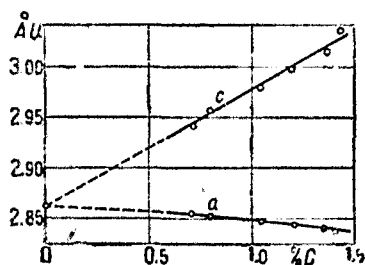


Рис. 17. Постоянные решетки тетрагонального мартензита по Эману.

измерения постоянных решетки  $a$  и  $c$  по Эману<sup>102</sup> приведены на рис. 17. На основании этих величин и одновременных измерений плотности он заключает, что в противоположность  $\gamma$ -железу углеродные атомы в мартензите находятся не в порах решетки, а попарно замещают по одному атому железа (подобно тому, как это имеет место в карбиде  $\text{ThC}_2$ , табл. 9). При закалке азотсодержащего

$\gamma$ -железа обнаруживается совершенно сходная с мартензитом, так же тетрагональная фаза.<sup>83</sup>

При исследовании отпущенных кристаллов аустенита при помощи вращающихся фотографий Курдюмов и Закс<sup>103</sup>

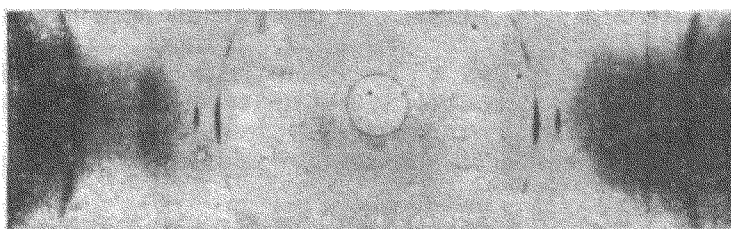


Рис. 18, а. Вращающаяся фотография закаленного монокристалла аустенита (по Курдюмову и Заксу).

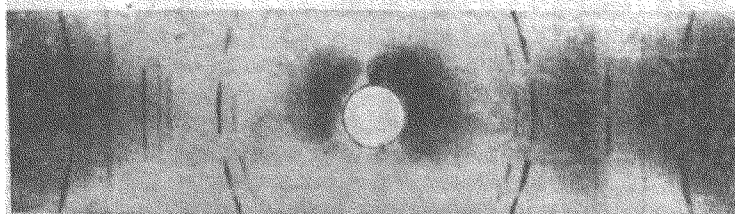


Рис. 18, б. То же с отпуском 30 мин. при 650°.

показали, каким образом центрированногранная  $\gamma$ -решетка переходит в тетрагональную пространственно-центрированную решетку мартензита и затем в кубическую пространственную решетку феррита. Эти фотографии (рис. 18) показывают, что вновь возникающие кристаллы мартензита и феррита обладают совершенно определенными ориентациями относительно кристаллических осей первоначального одно-



кристалла аустенита, а именно простой кристалл аустенита, сначала расщепляется на большое число очень малых зерен мартензита, из которых каждое ориентировано в направлениях, представленных в стереографических проекциях на рис. 19. Ориентации возникающих из них зерен феррита дают такую же картину. Согласно этим рисункам все кристаллики мартензита и феррита располагаются своей плоскостью (011) параллельно плоскости (111) аустенита и своим направлением  $[111]$  параллельно направлению  $[101]$  аустенита. Это определение не однозначно. Так как существует 24 кристаллографически равноправных положения, которые ему удовлетворяют, то фрагменты расщепляющегося кристалла аустенита занимают 24 разных ориентировки.

Описанная ориентация может возникать таким образом, что все атомы решетки аустенита начнут перемещаться вдоль кристаллографического направления  $[211]$  (направление скольжения) и притом настолько, что лежащие в направлении скольжения сетчатые плоскости (111) скользят, как карты, друг относительно друга. Величина „скольжения“ данной плоскости по отношению к нижележащей плоскости у всех сетчатых плоскостей одинакова и точно определяется при помощи симметрии возникающей новой решетки. Через это первое скольжение из центрированногранной решетки и возникает искаженная пространственно-центрированная решетка. Путем одновременного второго скольжения, которое идет в плоскости (211) пространственно-центрированной решетки по направлению  $[111]$ , это искажение может

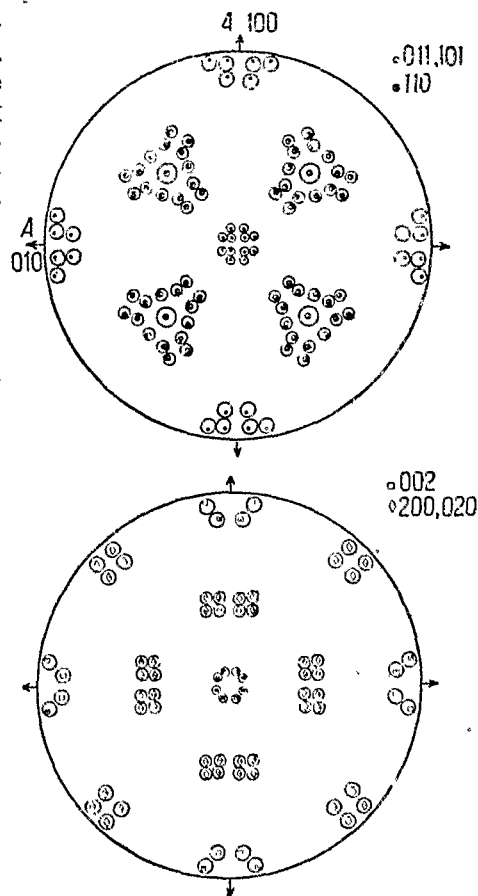


Рис. 19. Стереографическая проекция нормалей к граням для мартензита по отношению к осям первичного кристалла аустенита (А 100 и А 010 означают два направления ребер куба аустенита).<sup>103</sup>

быть устранено (скольжения можно складывать геометрически). Если оба скольжения останавливаются в некоторой определенной точке, то получается тетрагональная решетка, если они идут еще дальше, то возникает кубическая решетка феррита.

Таким образом решетка мартензита представляется по типу как ориентация промежуточной стадии процесса скольжения. Обнаружение этой промежуточной стадии может рассматриваться как доказательство того, что атомы при превращении железа совершают описанные выше

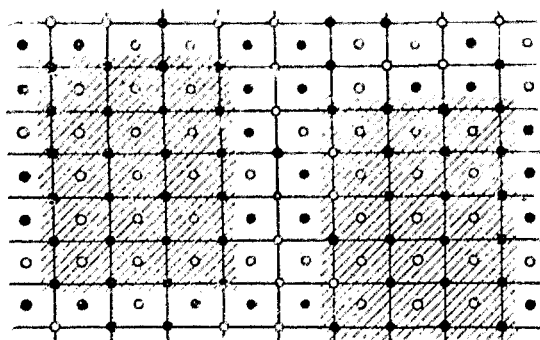


Рис. 20. Промежуточное состояние при превращении твердого раствора золото-медь в тетрагональное правильное атомное распределение.

скольжения, которые таким же путем идут и при деформировании.

О движении углеродных атомов при превращении и о причинах увеличения твердости у мартензита пока еще ничего не известно.

Промежуточные состояния при превращениях атомного распределения в твердых растворах.

Если охлаждать в течение нескольких минут с точки скачка потенциала до комнатной температуры устойчивый выше  $425^{\circ}\text{C}$  твердый раствор в системе  $\text{Au-Cu}$  примерно с 50 атомными процентами  $\text{Au}$  с неправильным распределением, то согласно Делингеру и Графу<sup>106</sup> устанавливается, в особенности легко наблюдаемое рентгенографически на кристаллах, следующее промежуточное состояние (рис. 20). Основная ячейка во всей решетке имеет тетрагональную форму, соответствующую окончательному состоянию равновесия. Наоборот, атомы меди и золота правильно располагаются лишь в части ячеек решетки, между тем как в остальной части когерентной решетки, которая тем больше, чем больше скорость охлаждения, атомы, как и в однокристалле, расположены совершенно беспорядочно. Эта неоднородная неупорядоченность резко отличается от однородной, находящейся в равновесии неупорядоченности (стр. 117), которая дает хотя и ослабленные, но всегда резкие точки сверхструктуры. Неоднородность атомного распределения с большой достоверностью обнаруживается из фотографий вращающегося кристалла промежуточного

состояния, на которых точки пространственно-центрированной тетрагональной решетки появляются в полной резкости, а точки сверхструктуры — сильно расширенными и слегка ослабленными.<sup>105</sup> Эта неоднородность подтверждается тем обстоятельством, что электрическое сопротивление больше, чем для конечного состояния, и линии сверхструктуры слабее. Только после дальнейшего прокаливания линии сверхструктуры появляются в полной резкости и неослабленными. В соответствии с упомянутыми на стр. 119 правилами скорости при 300° требуется для этого несколько дней, а при 400° — приблизительно один час. При этом постоянная решетки и тетрагональное отношение осей в пределах ошибок опыта более не меняются.

Если беспорядочный твердый раствор закалить в воде, то не наступает превращения. При нагревании совершенно выравненного правильного расположения не устанавливается никакого промежуточного состояния, но по табл. 5 скачком наступает беспорядочное распределение.

Здесь также, как и в случае мартензита, новая решетка ориентируется относительно осей старой решетки, и также, как и там, последняя расщепляется на однокристаллиты. Здесь тетрагональные оси новой решетки параллельны кубическим осям старой; но так как тетрагональная ось вращения новой решетки может совпадать с каждой из трех кубических осей старой решетки, то получается расщепление на три взаимно перпендикулярных ориентации. Такую ориентацию можно считать доказательством того, что тетрагональная решетка возникает в результате непосредственного укорочения одной из трех кубических граней кристалла твердого раствора. При быстром охлаждении совершенно неповрежденных однокристаллов можно получить рентгеновские картины даже переходных промежуточных на этом пути форм основной ячейки.

При охлаждении твердого раствора, содержащего около 25 атомных процентов Au, также устанавливается аналогичное промежуточное состояние. Так как при этом составе является возможным правильное кубическое атомное распределение, то симметрия решетки не меняется; наоборот, здесь так же решетка претерпевает всестороннее легкое сжатие. Здесь новая решетка так же ориентирована относительно решетки твердого раствора. Старые и новые кубические оси являются при этом параллельными; естественно, что расщепление на различные положения здесь не должно иметь места.

Весьма удивительной является разница между твердостью промежуточного состояния между  $\text{AuCu}$  и  $\text{AuCu}_3$ . Подобно тому, как это известно для поликристаллического материала, у сплава с 50 атомными процентами Au может по-

лучаться значительный эффект облагораживания в результате следующей тепловой обработки: твердый раствор закаливается с температурой выше  $500^{\circ}$  и затем короткое время отпускается приблизительно при  $300^{\circ}$ . Тогда он делается очень твердым. Однако после прокаливания при этой температуре в течение нескольких часов он снова становится мягким. Как можно видеть из сравнения со всем сказанным выше и как подтверждают непосредственные рентгеновские исследования,<sup>106</sup> приготовленное таким образом твердое, так называемое облагороженное состояние, является не чем иным, как промежуточным состоянием, которое только при длительном нагревании при температуре ниже  $425^{\circ}$  переходит в мягкое, совершенно упорядоченное состояние.

В противоположность этому промежуточное состояние  $\text{AuCu}_3$  лишь несколько тверже, чем твердый раствор, т. е. соответствующее превращение не дает облагораживания.

Возникающее предположение, что твердость промежуточного состояния  $\text{AuCu}$  причиняется тем, что благодаря расщеплению на три возможных положения возникают очень малые зерна, можно отвергнуть непосредственно при помощи упомянутого на стр. 117 опыта с деформацией: если бы возникающие благодаря упомянутому расщеплению зерна были очень малы, то также как и при делении зерен вследствие деформации опять получилось бы отношение осей 0,98. Следовательно, возникающие при расщеплении зерна должны быть значительно больше, чем возникающие при деформации скользящие пластинки, и не в этом следует искать причину увеличения прочности, которая является значительно большей, чем при деформации.

Таким образом повышение сопротивления превращения в промежуточном состоянии  $\text{AuCu}$  приходится отнести на счет натяжений внутри когерентной решетки, действующих вследствие специфического атомного распределения (рис. 20). Сильные напряжения между упорядоченными и неупорядоченными частями решетки должны существовать как у  $\text{AuC}$ , так и у  $\text{AuCu}_3$ ; они-то, между прочим, заставляют неупорядоченные части решетки принимать параметр решетки упорядоченной части. В промежуточном состоянии  $\text{AuCu}_3$  эти напряжения, повидимому, не вызывают никакого увеличения прочности, так как они, очевидно, имеют сферическую симметрию, т. е. стремятся большую кубическую основную ячейку перевести в меньшую. Так как приложенные извне давления, как показали Шмидт и Поляни,<sup>108</sup> не оказывают никакого влияния на сопротивление деформации, то приходится считать, что без влияния остаются и внутренние натяжения сферической симметрии. Наоборот, натяжения в промежуточном состоянии  $\text{AuCu}$  стремятся тетрагональную решетку превратить в кубическую;

при этом возникают натяжения сдвига, откуда и приходится заключить, что действующие внутри решетки неоднородные натяжения сдвига вызывают упрочняющее действие. Как было упомянуто выше, эта гипотеза оправдывается и в случае нормальных беспорядочных твердых растворов; таким же путем удастся объяснить и упрочнение при деформации.

Так как современной теории скольжения пока еще не имеется, то дальнейшее развитие этой гипотезы пока преждевременно. Согласно имеющимся в настоящее время в основном классически-механическим воззрениям по вопросу о скольжении,<sup>31</sup> неоднородные напряжения сдвига в решетке не должны были иметь значительного влияния на сопротивление сдвигу; однако, все эти воззрения лишь с очень большим трудом объясняют явления, найденные в настоящее время экспериментальным путем.

### Общие заключения о кинетике превращений

Точные рентгенографические исследования над мартенситом и системой золото-медь позволяют узнать основной механизм подобных превращений и явлений выделения в твердых металлах. В обоих этих случаях превращение составляется из двух протекающих с различной скоростью явлений: во-первых, идет преобразование формы решетки, которое, как об этом можно заключить из изучения рентгеновским путем ориентации новой решетки относительно старой, состоит из возможно короткого смещения или скольжения всех атомов. Это явление, если оно сделалось возможным, повидимому, протекает — по крайней мере практически — с бесконечно большой скоростью. Естественно поэтому не ожидать влияния температуры. Примером чистого явления такого рода является  $\gamma$  —  $\beta$ -превращение у совершенно чистого железа, скорость которого исследовалась Вефером.<sup>104</sup> Согласно воззрениям Делингера эти явления происходят квантовым путем, вследствие превращений в системе металлических электронов. Второе, более или менее независимое от первого, явление представляет собой обмен местами отдельных атомов в новой или старой решетке, при котором каждый атом при затрате собственной энергии должен переходить скачок потенциала. Оно оказывается очень сходным с нормальной диффузией посторонних атомов в кристаллическую решетку; причем, его скорость настолько мала, что оно заканчивается лишь по истечении нескольких часов или дней, являясь при этом сильно зависящим от температуры. Пример такого явления представляет собой выход углеродного атома из  $\gamma$ -решетки при  $\gamma$  —  $\alpha$ -превращении углеродсодержащего железа. Как указывалось выше, оно происходит лишь в последующей стадии

превращения, а именно после того, как образовалась решетка мартензита. Поэтому связанное с этим выходом превращение мартензита в  $\alpha$ -железо происходит значительно медленнее, чем образование самого мартензита.

При превращении твердых растворов в системе Au-Cu возможность преобразования формы решетки, повидимому, связана с тем, что по крайней мере несколько пар атомов золото-медь когерентной решетки достигает путем процесса второго рода правильного расположения определенной симметрии (теоретическое квантовое объяснение этому дано Делингером <sup>106</sup>). Без такого условия беспорядочный твердый раствор был бы почти совершенно неспособен к закалке, так же как  $\gamma$ -модификации чистого железа при закалке не сохраняется. Однако преобразование формы решетки, по крайней мере у монокристаллов, идет много быстрее, чем это можно было бы ожидать на основании закона диффузии, потому что оно наступает уже тогда, когда только несколько пар атомов располагаются в порядок среди многих тысяч атомов всей решетки. Дальнейшие исследования этой связи между преобразованиями формы решетки и изменениями мест атомов в решетке, очевидно, являются весьма важными.

Следующие опыты показывают, что „дальнодействие“ таких упорядоченных пар атомов в когерентной решетке может идти еще дальше, чем это следует ожидать согласно существующим до сих пор теориям решетки, разработанным только для гетерополярных решеток, так что оказывается, что более тонкие детали кинетики еще мало ясным образом зависят от величины зерна. При охлаждении совершенно неповрежденных монокристаллов твердого раствора состава AuCu, <sup>106</sup> а также при выделении серебра из пересыщенных монокристаллов меди, <sup>50</sup> отдельные переходные стадии преобразования решетки, например тетрагональная решетка AuCu с величинами  $c/a$  от 1 до 0,93, могут закаливаться и наблюдаться рентгенографически; здесь, на одном препарате никогда одновременно не наблюдаются конечная и начальная форма решетки превращения. Наоборот, если кристаллы испытывают хотя бы лишь небольшие деформации или становятся поликристаллическими, то в обоих случаях <sup>105</sup> и <sup>49</sup> во время всего превращения, существуют обе решетки. Превращение идет таким образом, что интенсивность линий старой решетки убывает, а новой увеличивается, причем константы обеих решеток заметно не меняются. Ход скорости превращения у обоих явлений в однокристаллах является у монокристаллов также иным, чем у поликристаллического материала.

У каждого металлического превращения, которое состоит из двух с такими различными скоростями протекающих явлений, как это было описано выше, следует ожидать не-

устойчивых промежуточных состояний, в которых то или иное явление еще совсем или только частично не закончено. Единственным путем для надежного устранения промежуточного состояния было бы испарение старой решетки и образование новой путем конденсации; здесь оба процесса были бы непосредственно связаны друг с другом. Такие представления легли в основу зародышевой теории Таммана, кинетические следствия которой, как известно, были прекрасно доказаны на случае затвердевания расплавленного металла. Однако описываемые в следующих разделах наблюдения показывают, что во всяком случае у металлических однокристаллов превращения в твердом состоянии

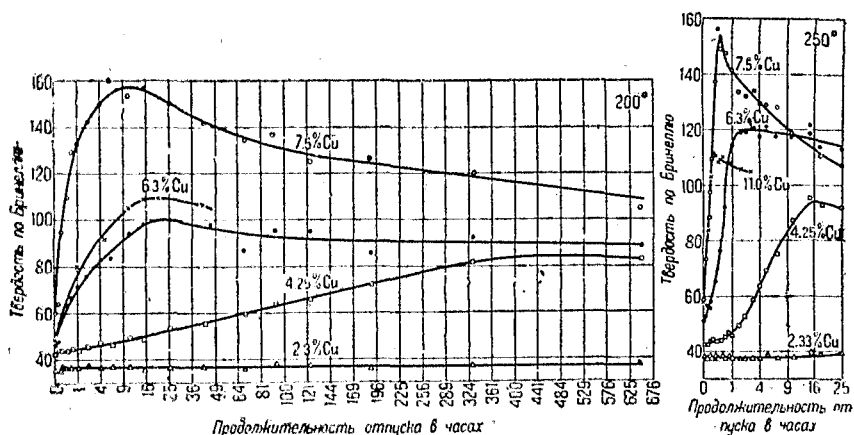


Рис. 21, а и б. Ход твердости при выделении меди из пересыщенных твердых растворов с серебром по Агееву, Ганзону и Заксу.<sup>40</sup> (Температуры отпуска 200° и 250°.)

протекают не в согласии с этой зародышевой теорией; как будет вытекать из следующего раздела, развитие новейшей теории облагораживания (Vergütung) повело также и у других систем к допущению промежуточных состояний, а следовательно, и к допущению превращения, состоящего из различных явлений.

Явления облагораживания (старения). Многие системы, как, например, Al-Cu-Si (дуралюминий) Ag-Cu, Cu-Be<sup>110</sup> и другие, закаливались при помощи тепловой обработки точно таким же путем, как и описанная выше система AuCu. Рис. 21 показывает зависимость изменения твердости закаленных при 770° содержащих серебро твердых растворов меди от времени при различных температурах отпуска. Здесь следует заметить в особенности повторное падение твердости при больших временах отпуска. Это так называемое старение имеет, как известно, большое техническое значение, ибо здесь, как и у стали, а также

у многих сплавов легких металлов, можно образцу придать его форму в мягком состоянии и затем без дальнейшего изменения формы при помощи старения повысить его прочность. Однако обнаруживающиеся при названных здесь процессах старения атомные явления, в противоположность  $\text{AuCu}$ , еще мало изучены. Как известно, основным условием облагораживаемости системы является существование в диаграмме состояния линии превращения или выделения, идущей не параллельной оси температур (например, как на рис. 12). Именно тогда при прохождении при закалке через эту линию превращение сперва задерживается и затем при последующем отпуске протекает медленно. И действительно, мы находим, например, у дуралюминия <sup>109</sup> рентгеновские линии новой возникающей при отделении решетки, впрочем только после длительного отпуска. Согласно старой гипотезе новая решетка при осторожном отпуске должна выделяться сначала в коллоидальном виде, благодаря чему плоскости скопления старой решетки оказываются „пригвожденными“, откуда и получается увеличение твердости. Эта гипотеза никогда не оставалась без возражений и все рентгеновские исследования <sup>111, 112, 113</sup> согласно показывают, что в момент наивысшей закалки еще никакой новой решетки не существует. При этой стадии хотя и наступает некоторое расширение рентгеновских линий, <sup>110</sup> что может вызываться, например, малым искажением, <sup>127</sup> однако не наблюдается еще никакого изменения константы старой решетки, как это должно было бы получиться вследствие изменения концентрации в этой решетке при отделении.

Поэтому на основании магнитных исследований над  $\text{CuFe}$  Тамманом <sup>116</sup> была высказана новая гипотеза, согласно которой перед отделением новой фазы внутри когерентной решетки должна наступать перегруппировка содержащихся в ней химически разнородных атомов, за счет чего неизвестным пока образом и происходит увеличение твердости. Требуемая этой гипотезой, казавшаяся ранее мало вероятной возможность неоднородного распределения атомов в когерентной решетке без изменения константы решетки, экспериментально доказана путем непосредственных рентгеновских исследований над существованием промежуточного состояния  $\text{AuCu}$ . <sup>108</sup> Как было указано выше, повышение твердости может быть поставлено в связь с другими явлениями. Кроме того, Генгстенберг и Вассерман <sup>114</sup> нашли у дуралюминия в состоянии наивысшей твердости некоторое возрастание интенсивности линий и уменьшение вуали, что также бесспорно можно объяснить только на основании допущения о собирании атомов согласно новой гипотезе.

Наоборот, детали, в особенности температурная зависи-



мость явлений старения, пока еще не объяснены; весьма вероятно, что здесь значительную роль играет описанная в предыдущем разделе зависимость тонкого механизма превращения от величины зерна.

### Текстуры роста

Текстуры литья. Простейшим примером текстуры литья является затвердевшая в тигле под влиянием одностороннего охлаждения палочка монокристалла.<sup>117</sup> Вопреки ожиданию, здесь так же, как и при вытягивании монокристаллической нити из плавня, по Чокральскому, ось палочки, в направлении которой рос кристалл, в каждом опыте ориентировалась кристаллографически различным образом, причем никакая ориентация не оказывалась преобладающей. Здесь мы имеем дело лишь с одним зародышем, который любым образом ориентируется на дне тигля и который при правильном выборе условий охлаждения может расти дальше.

Согласно Гетцу и Графу в некоторых случаях ориентация этого зародыша, повидимому, обуславливается состоянием плавня. Так, например, прежняя ориентация палочки монокристалла из висмута и меди, которая вновь расплавлялась без перемешивания и сотрясения, наступает после затвердевания с большой резкостью, если пламень был нагрет не особенно далеко за температуру плавления. Подобный опыт проделывает литейщик со многими металлами, например с алюминием и цинком. Если пламень был нагрет лишь немного выше температуры плавления, то возникают малые зерна; если же в течение какого-либо времени поддерживалась определенная температура выше точки плавления, то получаются очень большие зерна, зачастую благодаря тому, что находящиеся в плавне зерна вследствие перегрева разрушаются. В обоих случаях при помощи особых опытов удалось показать, что на эти явления стенки тигля не оказывают никакого влияния. Это обстоятельство весьма важно с точки зрения понимания расплавленных металлов; описанные опыты приводят к заключению, что в плавне зародыши кристалла имеют совершенно определенную ориентацию, которая разрушается лишь при более высоких температурах.

У поликристаллических отлитых образцов можно различить, вообще говоря, три зоны: непосредственно у затвердевшего сначала края находятся малые зерна без предпочтительной ориентации; затем следует более широкая зона с очень длинными кристаллами, лучеобразно распространяющимися снаружи внутрь. Согласно исследованиям Пмидта и Никса,<sup>121</sup> эти кристаллы имеют совершенно

определенную ориентацию: у центрированных и центрированногранных металлов направление  $[100]$  лежит параллельно оси лучей, а значит, перпендикулярно к стенке образца; у гексагональных металлов эту роль играет направление  $[001]$ , у Sn  $[110]$ , и у ромбоэдрического Bi  $[111]$ . Остальные направления не установлены, т. е. здесь идет речь о совершенной фазер структуре. Третья зона снова имеет малые, беспорядочно ориентированные кристаллы.

Тот факт, что в противоположность вырастающим монокристаллам у поликристаллических металлов устанавливается определенная ориентация, объясняется по Шмидту и Никсу следующим путем: у поликристаллического образца среди множества возникающих в первой зоне зародышей существует известный выбор; расти дальше могут только те из них, у которых кристаллографическое направление наибольшей скорости роста стоит перпендикулярно к стенкам образца. Все остальные зародыши подавляются первыми. При выращивании же монокристалла возникает лишь один единственный зародыш, так что ни о каком-либо выборе не может быть речи.

Таким образом указанное выше направление кристаллических лучей в поликристаллических образцах должно совпадать с направлением наибольшей скорости роста соответствующего металла. Поскольку последняя является известной, именно в случае гексагональных кристаллов, это оказывается верным.

Текстура электролитически выделенных осадков. Как было найдено Глоккером и Кауппом, у электролитически выделенных кристаллов также устанавливается совершенная фазер структура (одно кристаллографическое направление является установленным, другие — произвольными), причем ось волокна идет в направлении линий тока. Совпадающее с осью волокна кристаллографическое направление зависит от состава электролита, но не от материала катода. Здесь направление большой скорости роста также, повидимому, является привилегированным.

Текстура осадков, возникающих из паробразного состояния. Тонкие металлические слои,готавливаемые путем испарения или катодного распыления, никогда не бывают аморфными, но всегда дают хорошие рентгенограммы. Изученные до настоящего времени центрированногранные металлы Pt, Cu, Ni<sup>118, 119</sup>, Co, а также Bi<sup>120</sup> имеют совершенную фазер структуру с направлением  $[111]$  оси волокна, перпендикулярным к поверхности. Имеется ли в этом случае влияние материала этой поверхности, пока неизвестно.

## Структура коррозии

Если на образец чистого металла действовать химическими средствами, то строение поверхности не изменяется. Травление внешних слоев представляет собой даже единственное средство для того, чтобы сделать доступным рентгенографическому или микроскопическому исследованию строение внутренних частей материала без опасения изменения их при обработке.

Иное происходит при химическом воздействии на сплавы, которые содержат составные части с различной способностью к сопротивлению против растворителей. Поведение монокристаллов сплава  $\text{AuCu}$  по отношению к жидким и газообразным растворителям исследовалось в этом направлении Графом.<sup>122</sup> Он находит, что при воздействии царской водки и азотной кислоты на поверхность твердого раствора образуется слой совершенно чистого золота, которое обладает такой же ориентацией, как и твердый раствор. При воздействии окиси азота при высоких температурах также образуется ориентированный слой, константа решетки которого непосредственно на свободной поверхности принадлежит золоту, но вглубь от нее постепенно приближается к константе решетки твердого раствора. Цианистый калий вытравливает поверхность без изменения. Поразительную разницу между жидкими и газообразными растворителями можно объяснить тем, что остающиеся после растворения меди атомы золота в жидкости ионизируются и поэтому получают настолько большую подвижность, что каким-то, пока еще неизвестным путем, могут образовывать совершенно новую решетку.

При действии газа эта возможность отпадает; в этом случае атомы золота могут попадать лишь в поры, образующиеся на местах освободившихся атомов меди.

Различий в поведении упорядоченного распределения и беспорядочного атомного распределения закаленного твердого раствора нигде найдено не было.

Таким образом таммановское объяснение границ сопротивляемости, основанное на допущении правильного атомного распределения, более не оправдывается.

Из вычислений Мазинга и Борелиуса следует, что и при нерегулярном распределении благородный атом также всегда стоит перед неблагородным атомом и защищает этот последний, если только имеется более 25% благородных атомов. В растворителях, где согласно Графу можно ожидать сильной подвижности благородных атомов, это уже не имеет силы. В этом случае требуется, по крайней мере, 50% благородных атомов, чтобы мог образоваться

связанный защитный слой. Следовательно, в этих растворителях граница сопротивления отодвигается к 50 атомным процентам, что и согласуется с опытом.

### Структура деформации

Проявляющиеся при упругой деформации искажения решетки были впервые точно измерены Заксом и Везэртсом.<sup>124</sup> Таким образом очень простым путем можно было измерять коэффициент Пуассона.

При остаточной (пластической) деформации кристаллическая структура меняется лишь в немногих случаях [у AuCu (106), Cd-Mg (46) и Ag (50)]. Наоборот, общая структура значительно меняется уже при малых деформациях.

**Монокристаллы.** Пластически деформирующийся при протяжке или вальцовке монокристалл изменяет свою ориентацию. Как показывают опыты с различной исходной ориентацией, объяснить это можно на основании допущения, что деформация состоит в простом скольжении, которое происходит описанным на стр. 146 путем.<sup>131</sup> Так же, как и там, плоскости скольжения и направления скольжения, вдоль которых происходит движение атомов, кристаллографически установлены (таблицу найденных элементов скольжения см. в <sup>125</sup>).

Во всяком случае, только в одном редком случае, при так называемом двойниковании также установлена и величина, на которую соскальзывают отдельные плоскости; в этом случае скольжение как раз настолько велико, что окончательное положение деформированного участка кристалла может быть получено путем отражения от плоскости, перпендикулярной к направлению скольжения. С точки зрения деформации гораздо более важным является второй род скольжения, при котором величина сдвига не устанавливается и которое поэтому ведет к значительно большим деформациям. При этом не все параллельные плоскости скольжения перемещаются на ту же самую величину; для больших кристаллических участков, которые называются слоями скольжения, эта величина составляет нуль и поэтому делается очень большой на ограничивающих этих кристаллы поверхностях, которые снаружи делаются заметными как эллипсы скольжения. Во время скольжения весь кристалл вращается таким образом, что направление скольжения приближается к направлению растяжения.

Как известно, для определения скольжения требуется одна совершенно определенная компонента напряжения сдвига в направлении скольжения,<sup>126</sup> между тем как перпендикулярные к ней компоненты напряжения сдвига ни-

какой роли не играют.<sup>120</sup> Для дальнейшего продолжения скольжения напряжение приходится значительно повысить, причем наступает так называемое упрочнение.

Если монокристалл растягивается на машине для испытания на разрыв, и деформируется по той или иной причине лишь часть всей длины образца, то пластинки скольжения, лежащие в переходных местах между деформированной частью и недеформированной должны, благодаря искривлению, принимать новую ориентацию (скольжение с изгибом.<sup>121</sup>) Нечто подобное наблюдал Бургерс<sup>122</sup> также у равномерно сжатых кристаллов алюминия; насколько ему удалось установить на основании количественных измерений фигур астеризма на фотографиях Лауэ, здесь небольшая область решетки, вероятно по кусочку каждой пластинки скольжения, искривляется в определенном направлении, которое на  $10-20^\circ$  отличается от нормальной ориентации, получающейся в результате скольжения, и приближается к исходной ориентации, так что возникает цилиндрическая кривизна с одной осью, лежащей в плоскости скольжения и перпендикулярно к действующему направлению скольжения.

Согласно Бургерсу это так называемое рассеяние ориентации происходит потому, что часть атомов „зацепляется“ за плоскость скольжения, так что в пределах одной плоскости скольжения, вообще говоря, не все величины сдвига являются одинаковыми.

Если, как это имеет место в случае кубической симметрии кристалла, существует несколько кристаллографически равнозначных направлений скольжения, то, вообще говоря, только одно из них оказывается действующим, а именно то, на которое приходится наибольшая компонента напряжения сдвига. Вследствие изменения ориентации при деформации другое направление приходит постепенно в более благоприятное положение; однако, для того, чтобы оно вступило в свою роль, требуется несколько большее напряжение, чем в случае недеформированного кристалла (скрытое упрочнение).

Поликристаллические металлы. При пластической деформации поликристаллического материала ориентация всех зерен согласно Поляньи так же, как и у монокристалла, меняется таким образом, что определенные кристаллографические плоскости и направления по мере возрастания деформации устанавливаются все более и более параллельно плоскостям и направлениям, которые задаются внешними условиями деформации. Таким образом получают небольшое число „идеальных положений деформации“. <sup>123</sup> Однако в действительности существует значительное рассеяние вокруг них, так что более точное опи-

сание текстуры возможно только с помощью полюсных фигур.<sup>129</sup> Очень часто, в особенности у проволок, тянутых через глазок, текстура также бывает неоднородной: внешние слои имеют иную структуру, а именно более слабую ориентацию<sup>123</sup> и большее искажение решетки,<sup>128</sup> чем внутреннее.

Величина зерна значительно меняется уже в результате малой пластической деформации. Как показывают рентгенограммы, микроскопически видимые зерна исходной текстуры здесь распадаются на большое число сначала почти параллельных друг другу малых зерен, которые следует понимать как слои скольжения, обнаруживаемые у монокристалла. Их величина еще не могла быть точно измерена; вероятно, она лежит за пределами разрешающей

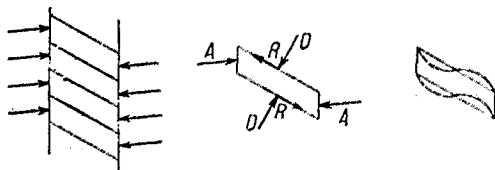


Рис. 22. Напряжение и изгиб пластинок скольжения зерна при деформации под влиянием давления, направленного перпендикулярно к сдвигу вещества ( $A$  означает направление давления,  $D$  и  $R$  — направления сил взаимодействия пластинок скольжения).<sup>127</sup>

силы микроскопа, но значительно выше величины  $0,1 \mu$ , при которой должно было бы получиться заметное расширение расщепленных линий.

Такое расширение действительно наступает, как следствие деформации; однако, так как у металлов  $Al$  и  $Zn$  оно совсем не появляется, а у других

металлов появляется только при вальцовке и протяжке через глазки, а не при свободном растягивании,<sup>127</sup> то причиной его следует считать искривление пластинок скольжения, которое для деформации играет побочную роль и которое происходит под влиянием сильного, перпендикулярного к направлению движения вещества, давления (рис. 22).

В основном поликристаллические текстуры деформаций получаются путем такого же механизма скольжения, как и изменения ориентации однокристаллов. Так, например, у прокатанного поликристаллического магния, в результате простого скольжения, гексагональная поверхность основания становится перпендикулярной к направлению давления. У цинка следует принимать во внимание и двойникование. Но у кубических металлов, где имеется много кристаллографически одинаковых направлений скольжения, следовало бы ввести более тонкие допущения. Поляны, а также Боаз и Шмидт<sup>128</sup> указывают, что каждое желаемое изменение формы можно было бы получить без неравномерного искажения или искривления решетки, если бы одновременно действовали с соответствующей скоростью по крайней мере

три направления скольжения. Эти авторы принимают, что во всех зернах таким путем скользят те три направления скольжения, которые находятся под наивысшим внешним напряжением. Ориентация зерна, в которой эти три направления приобретают одинаковое напряжение, и представляет собой стабильную конечную ориентацию, выступающую в текстуре деформации.

В противоположность этому Вефер и Шмидт<sup>129</sup> делают допущение, что одновременно имеет место скольжение только в одном направлении, а остальная деформация идет за счет изгиба пластинок скольжения, ось которых стоит перпендикулярно к направлению скольжения и лежит в плоскости скольжения, причем этот изгиб стремится вращать действующее направление скольжения в направлении заданного истечения вещества (например, при протяжке проволоки в направлении ее оси). Если в равноценное положение попадает и второе направление скольжения, то оно также может оказаться действующим, причем кристалл снова выпрямляется. Если это вращение снова приводит к действию первое направление скольжения, то достигнутое положение при дальнейшей деформации более не претерпевает значительных изменений; это и представляет собой стабильную ориентацию текстуры деформации. Так, например, в качестве стабильного положения для тянутых проволок центрированногранных металлов оказывается направление  $[111]$ , для сжатия  $[110]$ , между тем как лабильным является направление  $[100]$ , которое в результате легкого вращения при дальнейшем скольжении обратно более не возвращается.

Естественно, что оба эти допущения должны были бы послужить основой для различных определенных, хотя и трудно формулируемых предположений относительно скрытого увеличения прочности отдельных направлений скольжения и относительно воздействия соседних слоев скольжения;<sup>130</sup> между ними выбор сделать пока еще невозможно. Однако экспериментальное изучение искажений решетки уже раньше показало, что очень часто оправдывается последнее представление. Так, например, Бургерс<sup>126</sup> наблюдал такие рассеяния ориентации, которые были предсказаны Вефером и Шмидтом; точно так же, на основании указанного выше расширения, можно заключить и о значительном искривлении пластинок скольжения. Что это расширение наступает только при таких деформациях, которые связаны с давлением, перпендикулярным к направлению сдвига вещества, представляется особенно важным. Именно такая компонента напряжения искривляет изображенные на рис. 22 пластинки скольжения таким путем, который предполагали Вефер и Шмидт,<sup>127</sup> между тем как при свободном растяжении искривляющий момент является настолько малым, что

не вызывает уже более заметного расширения. Наоборот, у поликристаллического алюминия оказываются действующими одновременно, повидимому, несколько плоскостей скольжения, так что для него более подходит предельный случай допущения Боаз-Шмидта; возможно, что поэтому положение [100] является слабо выраженным. Представляется, таким образом, что различие между монокристаллом, тянутым при помощи машины на разрыв, и поликристаллической проволокой, тянутой через глазок, различие, объяснение которого и являлось целью всех названных здесь работ, происходит скорее от специфического влияния глазков, чем от поликристаллического исходного строения. К сожалению, по этому вопросу пока нет непосредственных исследований. Дальнейший материал для изучения этих вопросов доставляют рассматриваемые далее текстуры рекристаллизации.

Рассматриваемые здесь вещи имеют не только чисто геометрическое значение; они представляют экспериментальное основание для мало пока объясненного<sup>136</sup> переноса свойств прочности монокристалла на поликристаллическое строение.

Таким образом в каждом деформированном поликристаллическом металле (обратное будет — свободно и с соблюдением предосторожностей растянутом монокристалле) части решетки с различной ориентацией лежат друг подле друга. Без дальнейших допущений нельзя понять, почему такое расположение при неособенно высоких температурах может существовать долгое (практически даже бесконечное) время. Атомы на границах такой кристаллической решетки могли бы без всякого преодолевания порога потенциала, например, в согласии с развитыми Косселем<sup>135</sup> представлениями, переходить от одной решетки к другой. Для этого нужны были бы лишь небольшие сдвиги, о которых было указано выше и которые протекают с большой скоростью независимо от температуры. Поэтому приходится, как указали Тамман<sup>133</sup> и Делингер,<sup>123</sup> в деформированном образовании принимать некоторый фактор, который при не очень сильных температурных движениях атома поддерживает равновесие лежащих друг подле друга различно ориентированных решеток. Этот фактор ван-Лимпт<sup>134</sup> относит на счет не описываемых им точнее изменений в электронных оболочках атома. Тамман<sup>133</sup> принимает, что посторонние вещества, газы или твердые загрязнения располагаются между отдельными кристалликами. В дополнение к воззрениям Прандтля Делингер описывает способ геометрического сцепления (*Verhakung*) лежащих друг подле друга решеток (рис. 23), которое находится в состоянии статического равновесия до тех пор, пока атомы не приходят в слишком



большие температурные колебания, но которое совершенно исчезает, как только отдельные „зацепившиеся“ атомы в результате подобного диффузионного процесса не перешагнут обозначенного на рис. 23 порога потенциала. Бургерс<sup>126</sup> обращает внимание на то, что наблюдавшееся им, описанное выше, отставание отдельных кусков пластинок скольжения может вести к возникновению таких сцеплений. Как можно видеть непосредственно из рис. 23, такое сцепление вызывает в решетке сильное напряжение сдвига. Однако, согласно изложенной выше (разделы I, В<sub>3</sub> и II, А<sub>2</sub>) гипотезе, для объяснения явлений упрочнения и старения в смешанных кристаллах, напряжения сдвига действуют упрочняюще. Таким образом при помощи сцепления удастся объяснить также и наступающее при деформации увеличение прочности.

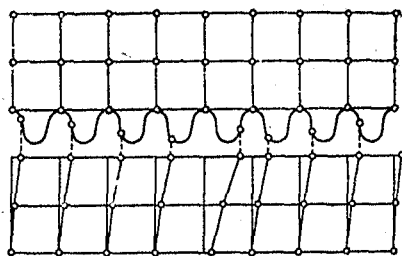


Рис. 23. Механически устойчивое сцепление пластинок скольжения.

Весьма замечательно в связи с этим, что не только повышение температуры, но также и многочисленные малые перегибы в ту и другую сторону при испытании на усталость могут устранить стабильность деформированного состояния образца. Если, например, деформированную медную или серебрянную жечь подвергать такому продолжительному испытанию на усталость, то всегда непосредственно перед изломом дебаевские линии, сначала расширенные вследствие деформации, становятся совершенно резкими, и во многих случаях, значительно ниже температуры рекристаллизации, показывают в металле новые зерна.<sup>137</sup>

### Текстуры рекристаллизации

Если металл, строение которого соответствует деформированному состоянию, подвергается постепенному нагреванию, то сначала наступает так называемое состояние отпуска (Erholung),<sup>139</sup> т. е. вызываемое деформацией упрочнение отчасти уменьшается, и если в результате деформации дебаевские линии были расширенными, то при указанном нагревании это их расширение исчезает (наступает так называемое Аркеловское расщепление К-дублета рентгеновского излучения).

В общем случае, при более высоких температурах (температура рекристаллизации) при дальнейшем смягчении образуются первые видимые в микроскоп новые зерна.

Только при очень высоких степенях деформации и при этом не у всех металлов (например, у нормальной меди) обе эти ступени совпадают друг с другом. Новые зерна могут ориентироваться относительно текстуры деформации следующим путем:

а) Текстура деформации сохраняется, поскольку накачивание производится немного выше температуры рекристаллизации. Только при дальнейшем повышении температуры появляются зерна во всех возможных расположениях. Этот случай существует у вальцованного алюминия; в случае технического материала появляется беспорядочная ориентация при температуре лишь немного выше по сравнению с температурой рекристаллизации, а у очень чистого только при температуре на несколько сот градусов выше.

б) Одна из различных ориентаций, получившихся в текстуре деформации, а именно большей частью лишь слабо представленная, остается при рекристаллизации. Все новые зерна растут точно в этом направлении ориентации. Это выступает в особенности у холоднокатанной меди, которая перед вальцовкой подвергалась горячей прокатке; в этом случае все зерна растут в положении кубической ориентации, лишь слабо представленной в текстуре деформации (100) в плоскости прокатки и направление 100 в направлении прокатки. Нечто подобное имеет место и в случае тянутых медных проволок. У вальцованного железа <sup>141</sup> из трех ориентаций текстуры деформации сильно выступают две ориентации с большим рассеянием, а третья остается без рассеяния в слабом виде.

в) Новые зерна имеют одну, всегда связанную с большим рассеянием, ориентацию, которая в текстуре деформации еще не встречалась, но которая находится с ней в геометрической связи. Таким образом, рекристаллизуются сильно вальцованные серебро и  $\alpha$ -латунь с ориентациями, у которых, как и у текстуры вальцовки, направление (112) совпадает с направлением вальцовки, но в отличие от нее плоскость (113) лежит в плоскости вальцовки. Следовательно, та текстура рекристаллизации формально происходит из текстуры вальцовки в результате вращения кристаллитов вокруг направления вальцовки, как оси, на угол в 30°. Подобным же образом ведет себя тянутая медная проволока. Согласно новым исследованиям эта ориентация, повидимому, сохраняется также и при высоких температурах, так что в этом случае так же, как и в случае „б“, является более совершенно невозможным при помощи прокаливания получить из сильно прокатанной жести технически изотропный материал.

Как описано в случае „в“, рекристаллизуются также и исследованные Бургерсом <sup>136</sup> равномерно сжатые кристаллы

алюминия, текстура деформации которых была описана выше. Ориентация большинства кристаллов совпадает с направлением, которое вытекает из теоретической ориентации деформации путем таких же вращений, какие упоминались в описании положения рассеянных частей решетки; угол этого вращения составляет  $20-60^\circ$ . Следовательно, здесь при рекристаллизации все зерна растут как раз в таких ориентациях, которые в текстурах деформации получались от самых крайних рассеянных частей решетки.

Объяснение связи между текстурами рекристаллизации и деформации пытались дать Делингер<sup>132</sup> и Бургерс.<sup>126</sup> Оба они принимают, что появляющиеся при рекристаллизации ориентации должны существовать в отдельных, хотя и очень малых областях решетки уже в текстуре деформации, и что, следовательно, образование совершенно новых зародышей так же, как и в случае других превращений в твердом состоянии, здесь не происходит. Далее, они оба принимают, что вопрос о том, какая из ориентаций, имеющихся в текстуре деформации, является определяющей ориентацией новых зерен, зависит от искажений решетки, имеющихся в текстуре деформации. Согласно Делингеру это суть менее всего деформированные области решетки, к которым и присоединяются окружающие атомы, для чего, после устранения стабилизирующего сцепления, требуются только короткие сдвиги или скольжения. Таким путем можно очень просто объяснить поведение тянутой медной проволоки. Согласно Веферу и Шмидту ось кривизны изгиба (*Fältelungsaxe*) пластинок скольжения лежит перпендикулярно к направлению наибольшего течения вещества, т. е. к оси проволоки. Как показывает рис. 22с, как раз те области решетки этих пластинок скольжения имеют наименьший радиус кривизны, а значит, и наименьшее искажение, которые наиболее удалены от средней ориентации пластинок скольжения. Следовательно, согласно указанным допущениям, как это и наблюдалось, как раз средняя ориентация текстуры деформации не должна появляться, и самые внешние рассеянные ориентации будут исключать все остальные положения. Точно так же можно было бы объяснить рекристаллизацию сжатого кристалла алюминия. Текстура вальцовки, согласно Веферу и Шмидту, может быть объяснена, как наложение текстуры сжатия и текстуры свободной протяжки. Как было указано выше, при сжатии следует ожидать сильной складчатости, так как направление давления стоит почти перпендикулярно к направлению сдвига вещества, но при свободной протяжке должен был бы появиться очень слабый изгиб. Поэтому при вальцовке ось наиболее сильной складчатости будет лежать перпендикулярно к нап्रा-

влению давления, но параллельно в направлении вальцовки, и в соответствии с этим новая ориентация будет происходить из текстуры вальцовки путем вращения вокруг этого направления, что вполне согласуется с наблюдениями. Для объяснения случая „б“ следует сделать дальнейшие допущения, а именно, что слабо появляющееся в текстуре деформации положение куба претерпевает меньшие искажения, чем остальные ориентации, что, конечно, связано с его неустойчивостью. Тогда наступает случай „а“, когда не существует никакой предпочтительной складчатости.

Такое искривление, как показал Бургерс, существует у кристаллов алюминия, хотя и настолько слабое, что оно не дает никакого расширения линий, но в случае поликристаллического алюминия покрываемое неправильными, исходящими от границ зерна, искажениями, так что о поликристаллическом материале вообще можно сказать следующее: если в деформированном состоянии существует расширение линий, то при рекристаллизации наступает случай „б“ или „в“, а если никакого расширения нет, то наступает случай „а“.<sup>132</sup>

Бургерс<sup>136</sup> принимает, что сильнейшим образом искаженные части решетки действуют как центры рекристаллизации и что, например, у прокатных кристаллов алюминия концы пластинок скольжения испытывают со стороны окружающего материала наибольшее сжатие; следовательно, эти области решетки также определяют новую ориентацию. Решить вопрос о правильности обоих этих взглядов в настоящее время пока невозможно.

По вопросу о величине зерна, устанавливающейся при рекристаллизации, можно указать на сообщение Альтертума.<sup>140</sup>

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предшествующем изложении сообщалось о целом ряде свойств металлических структур, которые, повидимому, имеют значение с точки зрения металлической связи. Сюда относятся их высокая, в значительной степени независимая от атомных положений, симметрия, их большая способность к деформации и широко развитое „действие на расстоянии“ в изменении решетки. Дальнейшей задачей металловедения будет исследование причин этих свойств и сопоставление их с общими теориями кристаллов. Только тогда отдельные, получаемые при помощи рентгеновских лучей, измерения решетки можно будет привести в количественную связь друг с другом.

## ЛИТЕРАТУРА

## Общие сведения по рентгеновским методам и структурам.

1. Bragg, W. H. u. W. L., X-Ray and Crystal Structure. 4 Ed., London 1924.
2. Ewald, P. P., Kristalle und Röntgenstrahlen, Berlin 1923.
3. Jonson, A., Erg. exakt. Naturwiss., 1, 210, 1922.
4. Mark, H., Die Verwendung der Röntgenstrahlen in Chemie und Technik, Leipzig 1926.
5. Glocker, R., Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, Berlin 1927.
6. Ott, H., Handbuch der Experimentalphysik, 7, 2, 1929.
7. Schleede, A. u. Schneider E., Röntgenspektroskopie und Strukturanalyse, Berlin 1929.
8. Ewald, P. P. u. Herrmann C., Strkturbericht der Z. Krist., 1926—1930.

Разобранные там работы здесь более не цитируются.

9. Neuburger, M. C., Röntgenographie der Metalle, Stuttgart 1923.

## Работы по теории атома.

10. W. Heitler, Physik. Z., 31, 185, 1930.  
См. также M. Born, Z. f. Physik, 64, 729, 1930.
11. Pauling, L., Z. f. Physik, 50, 1036, 1928; Z. Krist., 67, 377, 1928.
12. Darrow K., Elementare Einführung in die physikalische Statistik, Leipzig 1931.
13. Slater, J. C., Physic. Rev., 35, 509, 1930; 36, 57, 1930.

## К разделу I, А. Рентгеновские исследования.

14. Simon, F. u. Vohsen E., Z. f. physik. Chem., 1928, 133, 165 (щелочи Sr, Zn, Cd).
15. Goldshmidt, V. M., Naturwiss., 17, 134, 1929; Z. f. Physik. Chem., B. 2, 244, 1929 (Re).
16. Ebert, F. u. Hartmann H., Z. f. anorg. Chem., 179, 418, 1929. (Sr, Ba).
17. Jäger, F. M., Terpstra u. Westenbrink., Proc. Acad. Amsterdam, 29, 1193, 1926; Z. Krist., 66, 1928 (Ga).
18. Meisel, K., Z. f. allgem. Chem., 196, 237, 1930 (Nb).
19. Bradley, A. J., Proc. roy. Soc., 175, 456, 1927; Preston, G. D., Philosophic. Mag., 5, 1199, 1207, 1928 ( $\alpha$ -u.  $\beta$ -Mn).
20. Ohmann, E., Metallwirtschaft, 9, 825, 1930 (Mn).
21. Harros, Mack u. Blake, J. amer. chem. Soc., 1, 1583, 1928 (J).
22. Sekito, S. Z. Krist., 74, 189, 1930 (Ti).
23. Lark-Horowitz, K., Physic. Rev. 33, 121, 1929 (Hg).
24. Wolff, M., Z. f. Physik, 53, 72, 1929 (Hg).
25. Bach, C., Helvet. phys. Acta, 2, 95, 1930 (Fe).
26. Alichanow A. J., Z. f. Metallkunde, 21, 127, 1929 (Al).
27. Valentiner, S. u. Becker. G., Naturwiss., 17, 639, 1929 (Ni).

## Другие работы.

28. Seemann, H. J., Physik. Z. 28, 765, 1927; 29, 94, 1928; Z. f. Physik, 61, 576, 1930.
29. Wassermann, G., Z. Krist., 75, 369, 1930; Landolt-Börnstein, 2. Erg.-Bd., 38—39.
30. Hume-Rothery, W., Philosophic. Mag., 4, 1017, 1927.
31. Smekal, A., Handb. d. physikal. u. techn. Mechanik, 4, 2, 1, 1931.
32. Polanyi, M. u. Schmidt E., Naturwiss., 17, 301, 1929; Polanyi M., Metallwirtschaft, 9, 553, 1930.
33. Hume-Rothery, W., Philosophic. Mag., 9, 65, 1930; ebenda 11, 649, 1931.

34. Bernal, A., Trans. Farad. Soc., 25, 367, 1929; Metallwirtschaft 9, 98<sup>4</sup>, 1930.
35. Canfield, R. H., Physik. Rev. 25, 569, 1930.
36. Dehlinger, U., Z. f. Physik, 68, 535, 1931.
37. Masumoto, J., Sc. Rep. Tohoku Univ., 15, 449, 1926; Umino, S., ebenda, 16, 593, 1927.
38. Bragg, W. L., Philosophic. Mag., 40, 177, 1920.
39. Goldschmidt, V. M., Z. f. physik. Chem., Bd. 133, 397, 1928.
40. Westgren, A. u. Almin, A., ebenda, 5, 14, 1929.
41. Klemm, W., ebenda, 12, 1, 1931.

#### К разделу I, В. Рентгеновские исследования

42. van Arkel, A. E., Physica, 6, 64, 1926 (Mo, W).
43. Sachs, G. u. Weerts, J., Z. f. Physik, 60, 481, 1930 (Ag, Au)
44. Burgers, W. G., Z. Krist., 75, 155, 1930 (Cu, Ni).
45. Hengstenberg, J., Metallwirtschaft, 9, 465, 1930 (Ag, Au).
46. Dehlinger, U., Z. f. anorg. Chem., 194, 223, 1930 (Cd, Mg).
47. Johansson, C. H. u. Linde, J. O., Ann. d. Physik, 5, 762 1930 (Au, Pt).
48. Johansson, C. H., ebenda, 4, 485, 1930 (Ag, Pt).
49. Ageew, N., Hansen, M. u. Sachs G., Z. f. Physik, 66, 350, 1930; 6<sup>3</sup>, 293, 1930 (Ag, Cu).
50. Wiest, F., Stuttgarter Diss., 1931 (Ag, Cu).
51. Osawa, A., Sc. Reports Tohoku Univ., 19, 109, 1930 (Fe, Co, Ni, Co).
52. Osawa, A. u. Oya S., ebenda, 18, 427, 1929 (Fe, V).
53. Osawa, ebenda, 19, 247, 1930 (Fe, Mn).
54. Ohmann, E., Z. f. physik. Chem., Bd. 8, 81, 1930 (Fe, Mn).
55. Sekito, S., Z. Krist., 72, 406, 1930 (Cu, Mn).
56. Persson, E., Z. f. physik. Chem., B. 9, 25, 1930 (Cu, Mn).
57. Solomon, D. u. Morris-Jones W., Philosophic. Mag. 10, 470, 1930 (Pb, Sb).

#### Другие работы

58. Vegard, L., Z. f. Physik, 5, 17, 1921.
59. Grimm, H. G. u. Herzfeld, K. F., ebenda 16, 79, 1923.
60. Tammann, G., Z. f. anorg. Chem., 107, 1, 1916.
61. Wagner, C. u. Schottky, W., Z. f. physik. Chem., Bd. 11, 163 1930.
62. Borelius, G., Johansson, C. H. u. Linde, J. O., Ann. d. Physik, 86, 291, 1928.
63. Grube, G., Z. f. anorg. Chem., 1931.
64. Sachs, G. u. Weerts, J., Z. f. Physik, 67, 507, 1931; 62, 473, 1930.
65. Seemann, H. J. u. Vogt, E., Ann. d. Physik, 2, 976, 1920.
66. Seemann, Z. f. Physik, 62, 824, 1930.
67. Vogt, E., Z. f. Elektrochem., 1931.
68. Grüneisen, E., Handb. d. Physik, 13, 1, 1928.
69. v. Laue, M., Ann. d. Physik, 56, 497, 1918; 78, 167, 1925.
70. Rusterholz, A., Helvet. phys. Acta, 4, 68, 1931.
71. Schäfer, F., Z. f. Physik, 1931.
72. Wever, F., Arch. f. Eisenhüttenw., 2, 739, 1929; Erg. d. techn. Röntgenkunde, 2, 240, 1931.
73. Notdheim, L., Naturwiss., 16, 1046, 1928.
74. Delinger, U., Metallwirtsch., 9, 589, 1930.

#### К разделу I, С. Рентгеновские исследования

75. Eckman, W., Z. f. physik. Chem., Bl. 12, 57, 1931 (Переходные металлы).
76. Hägg, G., ebenda 12, 33, 1931 (Металлоиды). В 75 и 76 имеются

многочисленные литературные данные о соединениях переходных металлов с другими металлами и металлоидами.

77. Solomon, D. u. Morris-Jones, W., *Philosophic. Mag.*, 11, 1930, 1930 (Ni, Bi, Sn, Bi).

78. v. Stackelberg, M., *Z. f. physik. Chem.*, Bd. 9, 437, 1930 (Карбиды).

79. Katon, N., *ebenda*, 6, 27, 1930 (Cu, Hg).

80. De Jong, W. F.-Willens H. W. Y., *Z. f. anorg. Chem.*, 170, 241, 1928 (Ni, Se, Co, Se).

81. Pastorello, S., *Gazz. chim. ital.*, 60, 493, 1930 (Lo, Ag).

82. Perconn, E., *Z. f. Physik* 57, 115, 1929 (Mn, Cu, Al).

83. Eisenhut, O. u. Kaupp, E., *Z. f. Elektrochem.* 36, 393, 1930 (Fe, N).

84. Hägg, G., *Z. f. physik. Chem.*, Bd. 8, 455, 1930 (Fe, N).

85. Hendriks, St. B. u. Kostiny, P. R., *Z. Krist.* 74, 534, 1930 (Fe<sub>3</sub>, C).

86. Hendriks, *ebenda* 74, 511, 1930 (Fe<sub>3</sub>P, Fe<sub>3</sub>N, Fe<sub>3</sub>N, Fe, B).

87. Wever, F. u. Müller, H., *Z. Krist.*, 75, 362, 1930 (Fe, B).

88. Hägg, G., *ebenda*, 71, 134, 1929 (Fe, As).

89. Hägg, Z. f. physik. Chem., Bd. 11, 15, 1930 (Fe, B).

90. Osawa, A. u. Oya M., *Sc. Reports Tohoku Univ.*, 19, 95, 1930 (V, C).

91. Wever, F. u. Haschimoto U., *Mitt. K. W. Inst. f. Eisenf.*, 11, 293, 1929 (Co, Cr).

92. Westgren, A., Hägg G. u. Erikson S., *Z. f. physik. Chem.* Bd. 4, 6, 1929 (Cu, Sb).

93. Howalls, E. V. a. Morris-Jones W., *Philosophic. Mag.*, 9, 993, 1930. (Cu, Sb).

94. Thomassen, L., *Z. f. physik. Chem.*, Bd. 2, 349, 1929; 4, 277, 1929 (Платиновые металлы с Sb, Te, Se, As).

95. Hägg, G. u. Funke C., *ebenda*, 6, 272, 1929 (Ni, Bi).

96. Körber, F. u. Haschimoto U., *Z. f. anorg. Chem.*, 188, 1930 (Bi, Te).

97. Linde, J. O., *Ann. d. Physik*, 8, 124, 1931 [Cu, Sn, (-)].

98. Wever, F. u. Müller A., *Z. f. anorg. Chem.*, 192, 317, 1930 (Fe, B).

99. Westgren, A., *Metallwirtschaft*, 9, 919, 1930.

100. Goldschmidt, *Geochem. Verteilungsgesetze d. Elemente*, 7, 1926.

101. Meissner, W. u. Frantz H., *Naturwiss.*, 18, 418, 1930.

## К разделу II, А

102. Öhmann, E., *Nature*, 127, 270, 1931.

103. Kurdjumow, G. u. Sachs G., *Z. f. Physik*, 64, 325, 1930.

104. Wever, F. u. Enge N., *K. W. Inst. f. Eisenf.*, 12, 93, 1930.

105. Oshima, K. u. Sachs G., *Z. f. Physik*, 63, 210, 1930.

106. Dehlinger, U. u. Graf L., *Z. f. Physik*, 64, 359, 1930.

107. Dehlinger, *ebenda*, 1931.

108. Polanyi, M. u. Schmid E., *ebenda*, 16, 336, 1923.

109. Schmid, E. u. Wassermann G., *Naturwiss.*, 14, 980, 1926; *Metallwirtsch.*, 7, 1329, 1928.

110. Masing, G., *Veröff. Simenskonz.*, 8, 187, 1929.

111. v. Güler, F. u. Wassermann C., *Naturwiss.*, 17, 309, 1929; *Metallwirtsch.*, 8, 671, 1929.

112. Schmid, E. u. Wassermann C., *Metallwirtsch.*, 9, 421, 1930.

113. Portevin, A. et Chevenard, P., *Rev. d. Metallurg.*, 27, 412, 1930.

114. Hengstenberg, L. u. Wassermann, G., *Z. f. Metallkunde*, 23, 114, 1930.

115. Kokubo, S. a. Honda, K., *Sc. Reports Tohoku Univ.*, 19, 365, 1930.

116. Tammann, G., *Z. f. Metallkunde*, 22, 365, 1930.

## К разделу II, В

117. Graf, L., Z. f. Physik, 67, 388, 1931. Приведенная здесь литература далее не цитируется.  
 118. Hanawalt, I. D. u. Ingersoll, L. R., Physik. Rev., 34, 972, 1929.  
 119. Dembinska, S., Z. f. Physik, 51, 46, 1929.  
 120. Büssem, W., Gross F. u. Herrmann K., Z. f. Physik, 61, 537, 1930.  
 121. Schmid, E., Metallwirtsch., 8, 651, 1929; Z. Metallkunde, 21, 72, 1928.

## К разделу II, С

122. Graf, L., Ann. d. Physik, 1931.

## К разделу II, Д и II, Е.

123. Bericht von E. Schmid u. C. Wachsgermann, Handbuch d. physik u. techn. Mechan., 4, 2, 319, 1931. Приведенная здесь литература далее не цитируется.  
 124. Sachs, G. u. Weerst J., Z. f. Physik, 61, 344, 1930.  
 125. Landolt-Börnstein, 2, Ergbd., 41.  
 126. Burgers, W. G., Z. f. Physik, 67, 606, 1931.  
 127. Dehlinger, U., Z. Metallkunde, 23, 147, 1931; Z. Krist., 65, 615, 1927.  
 128. Boas, W. u. Schmid, E., Z. f. techn. Physik, 12, 71, 1931.  
 129. Wever, F. u. Schmid, W. E., Mitt K. W. Inst. f. Eisenf., 11, 109, 1929; Z. f. Metallkunde, 22, 133, 1930.  
 130. Schmid, W. E., Z. f. techn. Physik, 1931.  
 131. Masing, G. u. Polanyi, M., Erg. d. exakt. Naturwiss., 2, 177, 1923.  
 132. Dehlinger, U. Ann. d. Physik, 2, 49, 1929; Z. f. Metallkunde, 22, 221, 1930.  
 133. Tammann, G., Z. f. anorg. Chem., 185, 1, 1930; Z. f. Metallkunde, 22, 224, 1930.  
 134. van Liempt, J. A. M.; Z. f. anorg. Chem., 195, 356, 1931.  
 135. Kossel, W., Naturwiss., 18, 901, 1930.  
 136. Dejmek, J., Z. f. Physik, 65, 139, 1930.  
 137. Dehlinger, U., Naturwiss., 17, 545, 1929; Metallwirtsch. 26, 1931.  
 138. Burgers, W. G., Z. f. Physik, 58, 11, 1929.  
 139. Agte, C. u. Becker, K., Physik. Z., 32, 65, 1931.  
 140. Althertum, H., Physik. Z., 32, 315, 1930.  
 141. Kurdjumow, G. u. Sachs, G., Z. f. Physik, 62, 592, 1930.  
 142. Hergstenberg, J. u. Mark, C., ebenda, 61, 435, 1930.  
 143. Brill, N., ebenda, 61, 445, 1930.



**АЛЕКСАНДР АНТОНОВИЧ ДОБИАШ**

12 сентября 1932 г. после краткой тяжелой болезни скончался в Ленинграде на 57 году жизни профессор физики Александр Антонович Добиаш.



Питомец Петербургского университета, закончивший свое научное образование у Нернста и Фойхта в Германии, А. А. всю научную деятельность посвятил физике с

их к познанию всей глубины данного предмета, отличались также и большим совершенством по своей форме. Его педагогическая деятельность обычно всегда выливалась в законченный труд учебного характера, иногда литографированный, а в последние годы печатный. В этих работах высказывается, в какой степени А. А. правильно и отчетливо понимал нашу современную учащуюся молодежь, и как он умел подойти к ней с ясными и простыми формулировками и в то же время с углубленным философским диалектическим освещением трактуемого вопроса. Во всех учреждениях, где работал А. А., остались глубокие следы его организаторской деятельности, его умения вызвать молодые силы к самостоятельной работе.

Человек очень широко образованный, весьма чутко относившийся к окружающей его жизни, А. А. с молодых лет с жаром отдавался общественной деятельности. Он был активным участником студенческих волнений. Будучи молодым преподавателем, он примыкал к передовым группам просветителей, участвуя в их политических выступлениях. Он брал на себя очень большой труд организации летних съездов и курсов для учителей, доводя дело всегда до конца и добиваясь издания трудов таких съездов. Обаятельная личность А. А. выдвигала его в среде общественности, в которой он появлялся, и он везде привлекался к разрешению наиболее ответственных вопросов.

Безвременная смерть, внезапно вырвавшая Александра Антоновича из наших рядов в период полного расцвета его сил, глубоко поразила всех знавших его, в памяти которых он всегда будет жить как образец человека, гармонично сочетавшего в себе полную энтузиазма любовь к знанию, в самом широком смысле этого слова, и непреклонное следование по пути гражданского долга.

*В. К. Лебединский*

*В. Ф. Миткевич*

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

### СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

Влияние магнитного поля на внутреннее трение ксилода. При исследовании теплопроводности парамагнитных газов  $O_2$ ,  $NO$ . Зенкслебен (Phys. Zs., 31, 822, 961, 1930; 32, 550, 1931; 33, 117, 1932) обратил внимание на то, что при определенном давлении магнитное поле, направленное перпендикулярно к тепловому потоку, уменьшает коэффициент теплопроводности. Если сделать наиболее естественное допущение, что этот эффект обусловлен влиянием магнитного поля на длину свободного пути, то следует ожидать, что должно существовать и аналогичное изменение внутреннего трения в магнитном поле. Опыты Энгельгардта и Закка на самом деле обнаружили этот эффект. Оказалось, что в  $O_2$  при давлении в 110 мм Hg наблюдается уменьшение вязкости, так что при 2000 гаусс величина  $-\frac{\Delta\eta}{\eta}$  достигает  $5 \cdot 10^{-3}$ . В воздухе тот же эффект значительно меньше (при  $p=112$  мм Hg и при 2000 гаусс  $-\frac{\Delta\eta}{\eta} 10^{-3}$ ); в азоте он не наблюдается вовсе. (H. Engelhardt und H. Sack, Phys. Zs. 33, 724—727, 1933.)

Определение молекулярного веса в газообразном состоянии при очень низких давлениях. Для обычного определения молекулярного веса (м. в.) требуется знание веса  $g$ , давления  $p$ , объема  $v$  и температуры испаряющегося вещества. Чем ниже давление, тем более неточными становятся измерения. Тем не менее для ряда веществ требуется производить определение м. в. именно при низких давлениях; к числу таких веществ относятся, например, полимерные вещества, которые в температурном интервале их устойчивого состояния обладают низкой упругостью пара. Для непосредственного определения м. в. в подобных случаях Фольмер предложил и разработал со своими сотрудниками Геллером и Нейманом следующий изящный метод, который, очевидно, может иметь и более широкое применение. В маленький ящичек, сделанный из тонкостенной жести (см. рис. 1), помещается исследуемое вещество. Ящичек имеет сверху тубус для введения вещества и два отверстия, расположенные на передней и задней стенке. После того как вещество помещено внутрь ящичка, тубус закрывается, и ящичек подвешивается на тонкой нити в откачанном до высокого вакуума сосуде. Испаряющиеся молекулы, вылетая из ящичка, будут вызывать отдачу, в результате которой появится пара сил и ящичек повернется на некоторый угол. Закручивая нить на угол  $\alpha$ , можно привести ящичек в прежнее положение.

Молекулярный вес в таком случае может быть найден по формуле:

$$M = \frac{\pi RT g^2 a^2}{8 k \cdot \alpha^2},$$

где  $g$  — вес испарившегося вещества,  $a$  — плечо пары сил (т. е. расстояние между прямыми параллельными стенками ящичка, проходящими

гера с острием. Наблюдения подтвердили не только самый факт разложения лития, но и порядок величины получающегося числа частиц оказался тот же, что и в опытах Коккрофта и Уолтона. По просьбе авторов Оппенгеймер произвел подсчет вероятностей освобождения  $\alpha$ -частиц из ядра лития на основании теории Гамова и сопоставил полученные значения с экспериментальными результатами авторов. Согласно подсчету Оппенгеймера при 500 000 V должно освобождаться от 1 до 10  $\alpha$ -частиц на  $10^7$  налетающих протонов; из экспериментальных результатов получаются следующие цифры: 1,0 — при 360 kV, 2,6 — при 510 kV и 5,2 — при 710 kV. Таким образом совпадение получается превосходное. (E. O. Lawrence, M. S. Livingston, M. C. White, Phys. Rev., 42, 151, 1932.)

Метод получения быстрых каналových частиц неограничен применением к искусственному разрушению атомов. Для получения быстрых каналových частиц без помощи сверхвысоких напряжений Х. Гертсен предложил следующий метод. Каналовые частицы, прошед-

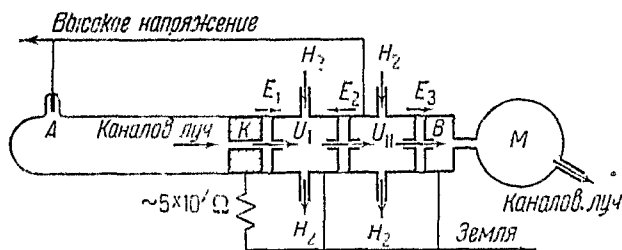


Рис. 2.

шие сквозь просверленный катод К (рис. 2) дополнительно ускоряются в поле  $E_1$  и поступают в заземленную газовую камеру  $U_1$  (водород при давлении в несколько сотых мм Hg). В этой камере происходит процесс перезарядки частиц, и получающиеся при этом нейтральные частицы оказываются способными, несмотря на задерживающие после  $E_2$ , пройти из  $U_1$  во вторую газовую камеру  $U_2$ , где вновь происходит процесс перезарядки частиц. Получающиеся при этом новые каналовые частицы вновь ускоряются полем  $E_3$ , так что наиболее быстрые из них, попадая в заземленную камеру В, обладают уже удвоенной скоростью. Присоединяя к аппарату еще такие же камеры для перезарядки, можно и дальше повысить энергии частиц. Магнитное поле М позволяет разложить эти частицы в спектр скоростей и получить монохроматические потоки протонов. Автор получал таким путем монохроматические потоки протонов интенсивностью в  $10^{-8}$  А.

При помощи этого метода были повторены опыты с разложением лития потоками протонов определенной постоянной скорости. Любопытный результат, полученный автором, состоит в том, что разложение лития наблюдается при скоростях значительно меньших 120 kV, с которых начинали свои опыты Коккрофт и Уолтон. Автор мог наблюдать разложение атомов еще при 70 kV, причем количество частиц резко возрастало между 90 и 100 kV. (Chr. Gerthsen, Naturwiss., H. 40, 743, 30 sept. 1932.)

Э. Шпольский

многообразие фактов, так и многообразие методов изложения у различных авторов.

Перевод выполнен безупречно и снабжен целым рядом примечаний переводчика, облегчающих чтение книги.

*Ю. Румер*

A. V. ENGEL UND M. STEENBECK. Elektrische Gasentladungen ihre Physik und Technik, Bd. I, Springer, S. 244, 1932.

А. ЭНГЕЛЬ и М. ШТЕНБЕК, Физика и техника электрического разряда через газы.

Современная физика газовых разрядов далека от того, что мы имели раньше, до большого обогащения наших знаний об атомарных процессах.

Если раньше эта глава физики была чисто описательной, то сейчас можно наблюдать тенденцию макроскопические явления объяснять наличием тех или иных основных элементарных процессов, разыгрывающихся в газовом разряде. Этого же современного направления и придерживается рассматриваемая книга Энгеля и Штенбека. Широко известные у нас монографии Зеелингера и Комптона-Ленгмюра также входят в детали макроскопической картины явлений, но изложение в этих монографиях может явиться затруднительным для начинающих изучать физику газовых разрядов. В книге Энгеля и Штенбека повсюду видны стремления придать изложению ясность. Первый том посвящен как раз элементарным процессам, имеющим место при возникновении, движении и уничтожении зарядов. Второй том предположено посвятить техническим применениям газового разряда. Стремясь дать наиболее доступное представление, авторы тем не менее, предполагают у читателя все же достаточную общезначительную подготовку и знание основ высшей математики. В качестве примеров удачного выбора вопросов, нуждающихся в более детальном разборе, чем это обычно принято, можно отметить: движение зарядов между электродами при неустановившемся режиме зажигания разряда, связь между работой выхода и работой ионизации с количественным подсчетом разницы между этими двумя величинами, сопоставление работы выхода и работы входа и явления тепловой ионизации газов.

Последнее разобрано с большой полнотой и достаточно ясно, причем выясняется ряд деталей процесса тепловой ионизации: воздействием каких же факторов производится ионизация — быстро движущимися электронами, ионами или же молекулами? Последний вопрос важен для теории дуги и явления пробоя. Из других элементарных процессов большое внимание уделено вопросам обмена энергией при упругих и неупругих соударениях, перезарядке ионов, фотонионизации газа, поверхностной ионизации, диффузионным процессам, движению зарядов в газе и в вакууме в различных полях. Достаточно образно представлены соударения первого и второго рода. Выведены удобные формулы для подвижностей носителей зарядов.

Также специально выделены интересные сейчас физиков вопросы „температур“ электронов, ионов и молекул и дается приближенная формула для определения „температуры“ электронов. Авторы также стараются давать выводы формул, а не приводить их в готовом виде, что значительно облегчает изучение вопроса. Излагаемое иллюстрируется таблицами и кривыми, причем масштаб последних выбран удобным для непосредственного пользования таковыми. То или иное явление, кроме того, представляется в виде схемы, показывающей весь комплекс возможных переходов из одного состояния в другое. Необходимость более строгих поправок, как, например, на изменение массы со скоростью, требуемое теорией относительности, иллюстрировано кривой,

## К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

1. Рукопись должна быть напечатана на машинке на одной стороне листа с оставлением чистых полей. Страницы рукописи должны быть перенумерованы.
2. Все иностранные имена и термины должны быть даны в русской транскрипции. Оригинальная транскрипция фамилий дается, как правило, в цитатах; лишь в тех случаях, когда почему-либо в цитатах фамилия не указывается, желательно давать ее оригинальное начертание в скобках при первом упоминании.
3. Цитаты должны быть даны в подстрочных примечаниях или же собраны в конце статьи. Не допускаются цитаты в скобках внутри текста. Цитаты должны заключать фамилию и инициалы автора, название журнала, том, страницу и год.
4. Все сокращения должны быть однообразны. Не принято употребление сокращенных слов, кроме общеупотребительных (т. е., и т. д., и т. п.)
5. Все математические обозначения и формулы внутри текста должны быть подчеркнуты волнистой чертой, за исключением знака логарифма, тригонометрических функций и знака предела.
6. Химические обозначения и формулы не должны подчеркиваться.
7. Рисунки должны быть даны в совершенно отчетливых эскизах. Все надписи на рисунках и графиках должны быть сделаны по-русски. В тексте же должны быть указаны места для рисунков.
8. Изменения и дополнения в корректурах допускаются лишь в исключительных случаях и только в гранках.
9. Совершенно не допускаются: а) внесение автором каких-либо вставок, дополнений и изменений в корректуру сверстанных листов; б) правка корректур карандашом или красными чернилами.
10. В гранках на полях указываются места для рисунков.
11. Редакция оставляет за собой право возвращать авторам рукописи, не подготовленные к печати.
12. В случае невозвращения авторами корректуры в условленный срок, редакция держит корректуру своими средствами, не задерживая работы из-за неаккуратности авторов.

некоторым уклоном в отдельных случаях в область химической физики. Его диссертация — „Теория электролитического клапана“ явилась результатом долгого, вдумчивого труда, сопряженного с постановкой большого количества опытов, в которых А. А. высказал себя, как весьма искусный экспериментатор. В этой диссертации А. А. отнесясь с серьезной критикой существовавших до него теорий алюминиевого выпрямителя (электронной и дуговой) и выдвинул свою собственную электроосмотическую теорию процессов, происходящих в электролитическом клапане. Уже с самого начала своей научной деятельности А. А. занимался изучением односторонней ионной проводимости тонких пленок и явлений электроосмоса. В результате, он пришел к выводу, что в тонкой изолирующей пленке, покрывающей алюминиевый электрод, имеет место электроосмотическое втягивание электролита в поры пленки (когда алюминиевый электрод служит катодом) и электроосмотическое же выталкивание электролита из пор (когда алюминиевый электрод является анодом). Таким именно способом осуществляется по А. А. Добиашу синхронное с частотой переменного тока замыкание цепи и размыкание ее, что приводит к клапанному действию, т. е. к выпрямлению переменного тока. В настоящее время не может быть никакого сомнения в том, что теория А. А. Добиаша является единственной, вполне соответствующей явлениям, действительно происходящим в так называемом электролитическом клапане. Впоследствии А. А. неоднократно возвращался к вопросу об электрическом клапане. Результаты последних его исследований в этой области, произведенных отчасти совместно с его сотрудниками, были опубликованы в издании „Известия Академии наук СССР“ и в „Zeitschrift für Physik“ в 1930 г. После 10-летнего пребывания в Воронеже, где он состоял профессором физики в Сельскохозяйственном институте, А. А. в 1923 г. вернулся в Ленинград. Здесь он занял кафедру физики в Военно-медицинской академии РККА и вместе с тем принял участие в работах Государственного оптического института, начав там организовывать пирометрический сектор. Эта деятельность направила его к вопросам об изучении нагретых тел. В связи с этим появился ряд работ А. А., в некоторых случаях с его сотрудниками, по пирометрии и по излучению. А. А. был указан новый принцип устройства пирометра, основанный на идее моста Витетона. Еще в Воронеже А. А. опубликовал в „Записках Сельскохозяйственного института“ (1916) свои наблюдения по вопросу об измерении температуры почвы.

А. А. оставил по себе неизгладимую память как прекрасный преподаватель. Его лекции, всегда открывавшие перед слушателями безграничные научные горизонты и увлекавшие

## К ПЯТИДЕСЯТИЛЕТИЮ МАКСА БОРНА

11 декабря 1932 г. отпраздновал свое пятидесятилетие выдающийся мировой физик Макс Борн, профессор Геттингского университета. Он начал заниматься физикой в то время, когда первая работа Планка и Эйнштейна положила начало развитию теории квант и теории относительности, двум направлениям в физике, изменившим в корне наши обычные представления и понятия, созданные, так называемой, классической физикой. Студентом, прочтя первую статью еще никому неизвестного Эйнштейна, Борн немедленно выехал к нему в Швейцарию и был одним из первых понявших всю глубину и важность новой теории. Этот факт уже один показывает, с каким интересом Борн всегда относился к новым и смелым идеям. Отличаясь исключительной трудоспособностью и огромным кругозором, Борн посвятил себя исследованию самых разнообразных областей физики, причем почти все его работы создавали новое направление, давали ценные результаты и порождали дальнейшие работы многочисленных учеников. Борн сумел сочетать в себе теоретика с физиком, черпающим в эксперименте материал для своих теоретических исследований. Он принял близкое участие в создании эксперимента Штерна—Герлаха, бывших в то время его ассистентами. Имя себе он составил, главным образом, своими работами по атомной теории твердого тела.

Но главное, где было суждено Борну показать свой талант, умение работать и привлекать нужных людей, была область квантовой механики. Достаточно перечислить список людей бывших с 1923 г. его ассистентами: Паули, Хунд, Гейзенберг, Иордан и Вигнер. Все это люди, получившие мировую известность, создавшие новые области в науке и имеющие сейчас многочисленных учеников.

Борну, наряду с Зоммерфельдом, принадлежит заслуга разработки идей Бора и создания условий для открытия квантовой механики. В 1925 г. его ассистент Гейзенберг делает в этом направлении решающий шаг, а Борн с ассистентом Иорданом в короткое время создают из первоначальных идей Гейзенберга законченную в себе систему квантовой механики.

Главной личной заслугой Борна является открытие статистического толкования в квантовой механике, соединения механики и статистики для атомарных процессов в единое целое. За последние годы интерес Борна от общих вопросов направился в область применения новых методов к конкретным задачам и приложениям квантовой механики к проблемам квантовой химии, теории кристаллов и т. п.

Отличаясь широким кругозором, Борн отчетливо понимал, какой вред для науки приносят границы и барьеры, разделившие мир после войны. Он много приложил трудов для налаживания разорванных войной научных связей с французскими, английскими и советскими физиками. Он читал лекции в Париже, приезжал к нам на юбилей Академии наук, ездил в Англию и Америку. У себя в Геттингене он широко раскрыл для иностранных коллег двери своего Института. Он долгое время имел ассистентом бельгийца Розенфельда, а затем несколько лет — пишущего эти строки — советского физика.

Ю. Румер



через центры отверстий),  $\alpha$  — угол кручения и  $k$  — направляющая сила нити (момент пары  $=kx$ ). Все величины, входящие в формулу, сравнительно легко доступны измерению:  $k$  определяется из периода крутильных колебаний тела с известным моментом инерции, подвешенного на нити,  $\alpha$  находится непосредственным отсчетом,  $n$  измеряется компаратором и, наконец, для измерения  $g$  в самом приборе Фольмера устроены микровесы.

Для испытания прибора были произведены измерения м. в. веществ с уже известным м. в. Так, например, для бензофенона ( $M=182$ ) получены значения 194, 174 186, 5, 176; для азофенона ( $M=182$ ) — значения 178, 182, 183. После испытания прибор был применен для нахождения ряда неизвестных м. в. (M. Volmter, Z. Physikal. Ch. Bodenstein-Festband, 863—873, 1931.)

Вращение молекул в твердом хлористом водороде. За последнее время накаплиются данные, свидетельствующие о возможности вращения молекул в твердых телах.

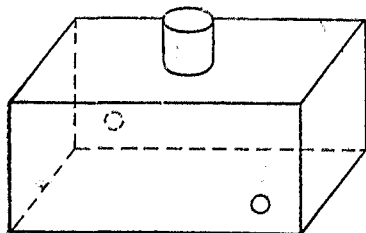


Рис. 1.

Вращение молекул в твердых телах. Вращение молекул в жидкостях уже ранее было обнаружено из исследования раман-эффекта. На возможность вращения молекул в твердых телах внимание было обращено Бонгефером и Гартеком, которые, в частности, указали на то, что высокая диэлектрическая постоянная льда вблизи от температуры его плавления указывает на возможность ориентации дипольных осей молекул твердого льда. Паулинг (Phys. Rev., 36, 430, 1930) предложил ту же гипотезу вращения

молекул в твердых телах для объяснения некоторых точек превращения в кристаллах. Он допускает, что при низких температурах молекулы в кристаллах совершают колебательное движение около определенных положений равновесия, тогда как при более высоких температурах запас кинетической энергии молекул достаточен для того, чтобы они совершали более или менее равномерное вращение. Прямое убедительное доказательство вращения молекул в твердых телах было дано недавно Геттнером путем исследования инфракрасной полосы абсорбции в твердом HCl, расположенной в интервале 3,5—3,8  $\mu$ . Оказалось, что эта полоса, лежащая приблизительно на том же месте, где и ротационно-вибрационная полоса газообразного HCl, при температуре 87° абс. — двойная, тогда как при 20° абс. длинноволновая часть ее исчезает совершенно. Обсуждение полученных результатов приводит Геттнера к заключению, что полоса, наблюдаемая в твердом HCl, может быть истолкована так же как и для газообразного HCl, как ротационно-вибрационная полоса. Отсюда следует, что и в твердом состоянии возможно, хотя и сильно возмущенное, вращение молекул. Следует отметить, что из опытов Геттнера следует, что твердый кристалл образует атомную, а не ионную решетку. Как известно, из опытов с оптической диссоциацией следует, что и в газообразном состоянии молекулы HCl — атомные, а не ионные, как можно было всего естественнее ожидать. (C. Hettner, Z. Physik, 78, 141—155, 1932.)

Разложение лития быстро движущимися протонами. Опыты Коккрофта и Уолтона повторены в Америке Лауренсом. Ливингстоном и Уайтом, которые воспользовались для создания потока быстрых протонов остроумным методом Лауренса и Ливингстона (см. статью Мысовского, „Успехи физических наук“, вып. 5, 1932 г.). Кристалл фтористого лития бомбардировался протонами со скоростями 360 000, 510 000 и 710 000 V. Освобождающиеся частицы считались счетчиком Гей-

## БИБЛИОГРАФИЯ

П. А. М. ДИРАК, Основы квантовой механики. Перевод с английского М. П. Бронштейна, под редакцией Д. Д. Иваненко, ГГТИ 1932.

При изложении квантовой физики можно идти различными путями. Можно исходить из подмеченной еще Гамильтоном аналогии между оптикой и классической механикой, отражающей глубокое сходство между светом и весомой материей. Этот путь ведет к волновой механике. Можно идти по пути уточнения принципа соответствия Бора, по которому квантовые законы в пределе переходят в законы классической физики.

Этот путь ведет к матричной механике. Оба пути исходят от известных привычных понятий, шаг за шагом вводя читателя в мир новых понятий и явлений.

В своем изложении квантовой физики Дирак становится на принципиально новую точку зрения и ведет изложение независимо от старых методов, излагая квантовую механику как самодовлеющую, замкнутую и в себе законченную научную дисциплину.

Первые пять глав посвящены изложению основ нового математического аппарата, необходимого для овладения квантовой механикой. Отдельные части этого аппарата были созданы уже задолго до появления теории квант и задача состоит в том, чтобы разрозненные по различным отделам алгебры и анализа части собрать и оформить в единое целое.

В дальнейших главах различаются отдельные основные задачи механики: движение частицы в заданном поле сил, теория возмущений, задача о столкновениях. В отличие от английского издания, Дирак ввел для русского издания главу о приближенных методах вычисления. Проблема многих тел, имеющая огромное практическое приложение в теории атомов и молекул, излагается методом, отличным от методов других авторов.

Этот метод за последнее время позволил сократить и упростить применение теории групп в квантовой физике и химии.

Изложением двух знаменитых работ Дирака о теории излучения и релятивистском электроне заканчивается книга.

Поскольку Дирак является одним из основоположников новой механики, самостоятельно нашедшим целый ряд основных законов и методов; в книге почти не встречаются ссылки на работы других авторов, так что читатель получает единое, проникнутое одним методом, изложение.

Если поставить вопрос о пригодности книги Дирака в качестве учебника для читателя, впервые приступающего к ознакомлению с квантовой физикой, то на этот вопрос приходится ответить отрицательно. Для начинающего гораздо важнее понять историческое развитие новой дисциплины, увязку новых фактов с данными опыта, постепенное приспособление понятий и методов мышления к новому материалу, чем получить законченное, строгое изложение основ, выводимых из немногих постулатов.

Но для читателя, уже познакоившегося с квантовой механикой, чтение книги Дирака принесет огромную пользу, подведя единое основание как

наглядно показывающей, при каких значениях скоростей эта поправка становится существенной.

Появление этой книги, перебрасывающей мост между физикой газовых разрядов и практиками-инженерами, следует приветствовать и пожелать перевода этой книги на русский язык. Она несомненно будет полезна не только инженерам, но и послужит достаточно серьезным введением для физика в область электрических явлений в газах.

*Г. Б. Спивак*

Отв. редактор Э. В. Шпольский.

Техн. редактор Т. С. Коган.

ОНТИ № 669. Индекс Т-Т-60. Тираж 4000. Сдано в набор 21/XII 1932 г. Подписано в печать 3/IV 1933 г. Формат бумаги 62 × 94. Печатных 10 л. Колич. бум. листов 5. Колич. печ. зн. в бум. листе 82 304 6. Заказ № 1666-Ленгорлит № 6146. Выход в свет апрель 1933 г.

3-я тип. ОНТИ им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ  
ИЗДАТЕЛЬСТВО

---

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1938 ГОД  
НА

## ЖУРНАЛ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ СЕКТОР НКТП

Год издания 4-й . . . . . Выходит 6 книг в год

ПРОГРАММА ЖУРНАЛА: Оригинальные научные исследования из области физической химии. Обзор работ физико-химических конференций  
ЖУРНАЛ РАССЧИТАН на научных работников и инженеров

Подписная цена:  
на год — 16 руб.,  
на 6 мес. — 7 р. 80 к.

---

## ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОРГАН СЕКТОРА НАУКИ НКП И НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬНОГО  
СЕКТОРА НКТП

Год издания 5-й . . . . . ВЫХОДИТ 6 КНИГ В ГОД

ЖУРНАЛ ПЕЧАТАЕТ РАБОТЫ по вопросам применения физики в производстве, освещает последние достижения современной технической физики.

Охватывает следующие области физики: электрофизика, высокочастотная физика, оплотехника, теплотехника, техническая акустика, электроакустика, вакуумная техника, физическое испытание материалов, методика измерений и др.

ПОДПИСНАЯ ЦЕНА: на год — 19 р. 80 к., на 6 мес. — 9 р. 90 к.

---

Подписка принимается на почте, в киосках Союзпечати и в магазинах Книгообъединения.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
Сектор науки Наркомпроса НИС Наркомтяжпрома

ОТКРЫТА ПОДПИСКА НА 1933 ГОД НА

## ЖУРНАЛ ГЕОФИЗИКИ

Издаваемый Гидротехническим комитетом СССР  
совместно с Сектором науки НКПроса РСФСР

4 номера в год

Журнал рассчитан на сотрудников гидро-метеорологической службы, педагогов и учащихся вузов.

В журнале помещаются оригинальные научные работы, статьи методологического и обзорного характера, библиография, новости геофизики.

Подписная цена: на год . . . . . 12 р.  
„ 6 мес. . . . . 6 р.

## Ж У Р Н А Л ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Отв. ред. А. Ф. ИОФФЕ и Л. И. МАНДЕЛЬШТАММ

Журнал печатает оригинальные статьи по вопросам экспериментальной и теоретической физики

Выходит 6 книг в год.

Подписная цена: на год . . . . . 13 р. 50 к.  
на 6 мес. . . . . 6 р. 75 к.

2 руб.

## СОДЕРЖАНИЕ

Ф. ГАЛЬПЕРИН и М. МАРКОВ

Стр.

Начало неопределенности в квантовой механике и принцип причинности . . . . .	1
--	---

• Р. ФАУЛЕР

Новейшие достижения в области изучения атомных ядер . . . . .	37
---	----

• Р. ГАМОВ

Очерк развития учения о строении атомного ядра. IV. Общее строение ядра . . . . .	46
---	----

• Н. МОРГУЛИС

Новые электровакуумные приборы с накалимым катодом в разреженном газе . . . . .	58
---	----

• У. ЛЕЛИНГЕР

Рентгеновское исследование в металлоскопении . . . . .	84
--	----

• В. ЛЕБЕДИНСКИЙ и В. МИТКЕВИЧ

• Александр Антонович Добнаш (некролог) . . . . .	149
• К пятидесятилетию Макса Борна (Ю. Румер) . . . . .	152
• Из текущей литературы . . . . .	153
• Библиография . . . . .	156