

ВОЛНОВЫЕ ВЗГЛЯДЫ НА ПРИРОДУ МАТЕРИИ И ОПЫТ.

П. С. Тартаковский, Ленинград.

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

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

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

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

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

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

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

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

Откуда

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

Скорость распространения этих фазовых волн определяется формулой

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

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

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

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

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

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

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

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

¹⁾ E. Schrödinger. Zweite Abhandlung. Ann. d. Phys. 79, 489, 1926.

²⁾ Naturwiss. 14, 664, 1926.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Если выражать V в вольтах, а λ в онгстрёмах, то эта формула приобретает вид

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

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

§ 3. Эффект Рамзауэра¹⁾. Рамзауэр, а за ним и ряд других исследователей, изучили рассеяние медленных электронов при прохождении их через различные газы.

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

Эффект наблюдался, так сказать, интегральный. Сущность метода Рамзауэра (так называемый „метод двух приемников“, *Zweikäftigmethode*) можно понять из рис. 1. Электроны, вырванные светом из щитовидной пластинки Z , небольшим ускоряющим полем вытягиваются к первой диафрагме B_1 , а затем магнитным полем заворачиваются через ряд диафрагм B_2, B_3, B_4, B_5 , расставленных по кругу определенного радиуса. Таким путем выделяется строго монохроматический пучок электронов (одной скорости). Через диафрагму B_6 эти электроны попадают в приемник A_1 и далее часть их через диафрагмы B_7 и B_8 может попасть в приемник A_2 . Соединяя A_1 и A_2 вместе и измеряя электрометром ток, мы находим общее число электронов данной скорости, прошедших диафрагму B_5 . Ток в приемник A_2 дает число электронов, не подвергшихся рассеянию на пути B_6, B_7 . Отсюда можно опре-

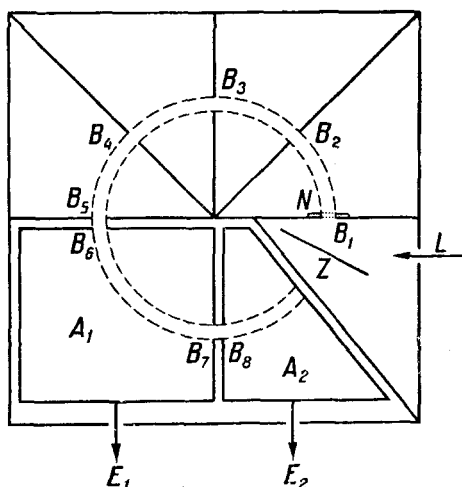


Рис. 1.

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

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

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

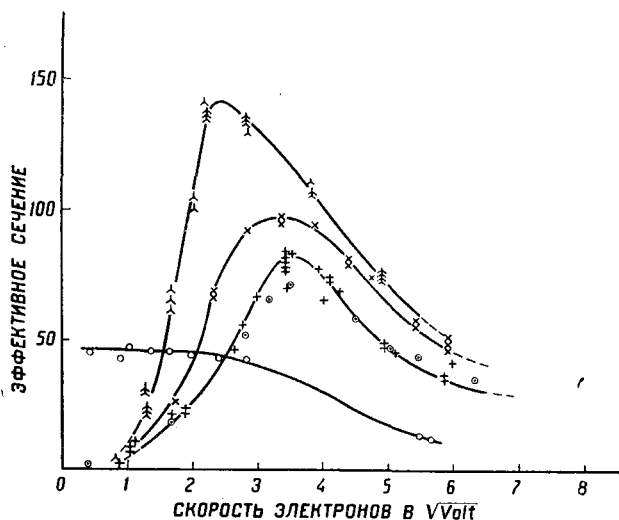


Рис. 2. + Эффективное сечение Ar. x Эффективное сечение Kr. λ Эффективное сечение Xe. o. поглощающее сечение H_2 .

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

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

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

классических или квантовых (такие толкования были предложены ¹⁾). Эльзассер ²⁾ первый предложил толковать эффект Рамзауэра, а также ряд других явлений, о которых мы будем говорить ниже, с точки зрения диффракции фазовых волн. В самом деле, при скоростях, соответствующих максимумам, напр. для А и Х (рис. 2), длины фазовых волн оказываются равными $2,4(\text{А})$ и $5,1\text{А}^0(\text{Х})$. Возможно, что при этом точно удовлетворяются условия диффракции фазовых волн у атомов и, следовательно, по де-Бройлю, мы имеем и максимум рассеяния электронов. На кривой это проявляется „кажущимся“ увеличением эффективного поперечного сечения атома. Эльзассер указал, что кривые Рамзауэра сходны по виду с кривыми рассеяния света коллоидными частицами. А это явление — типично диффракционное. Мы видим, что объяснение явления Рамзауэра с точки зрения фазовых волн имеет чисто качественный характер.

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

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

¹⁾ Hund. ZS.f. Phys. 13, 241, 1923; Zwicky, Phys. ZS. 24, 171, 1923.

²⁾ Elsasser. Naturwiss. 13, 711, 1925.

³⁾ Dymond. Phys. Rev. 29, 433, 1927.

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

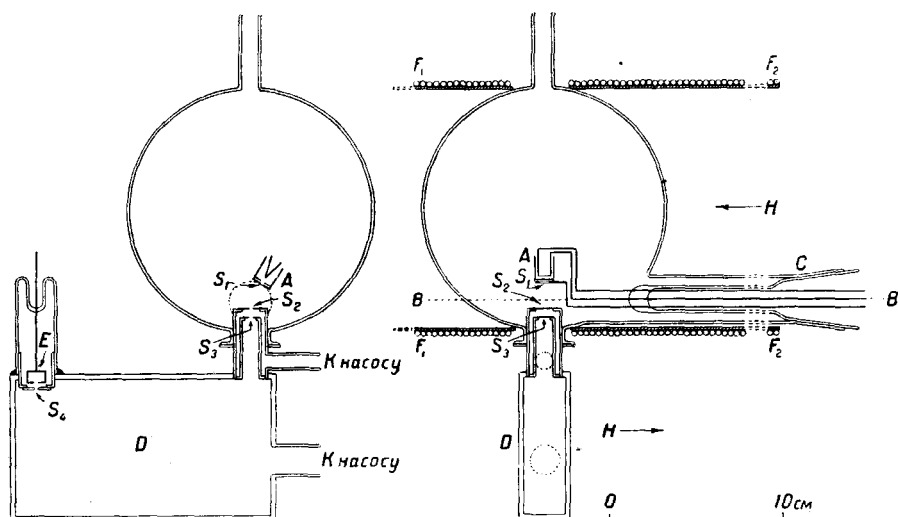


Рис. 3.

рассеянных электронов по углам (при определенной начальной скорости).

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

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

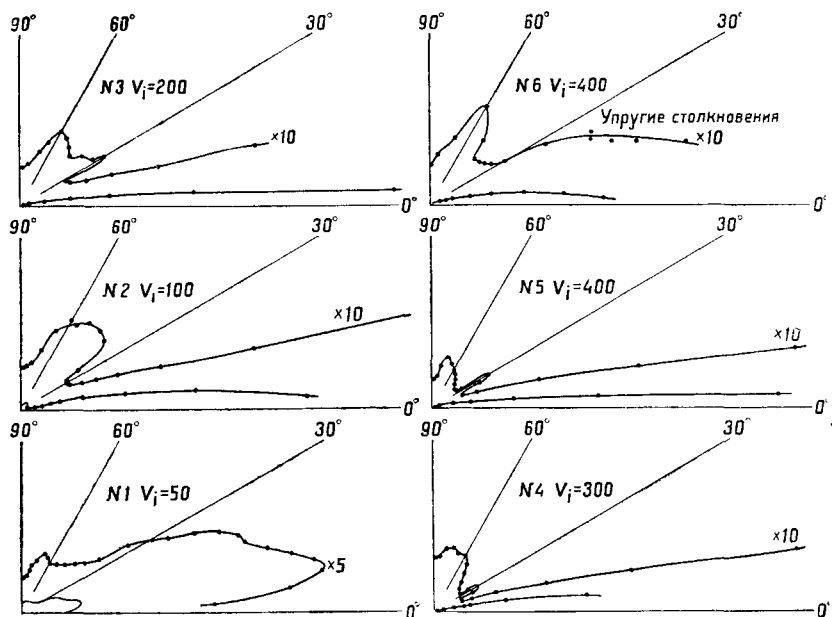


Рис. 4.

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

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

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

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

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

¹⁾ Davisson and Kunsman. Phys. Rev. 22, 242, 1923.

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

Мы переходим теперь к рассмотрению исследования Дэвиссона и Джермера¹⁾, являющегося основным, так сказать классическим, для всей рассматриваемой области.

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

¹⁾ Nature, 119, 55², 1927; Phys. Rev. 30, 705, 1927.

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

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

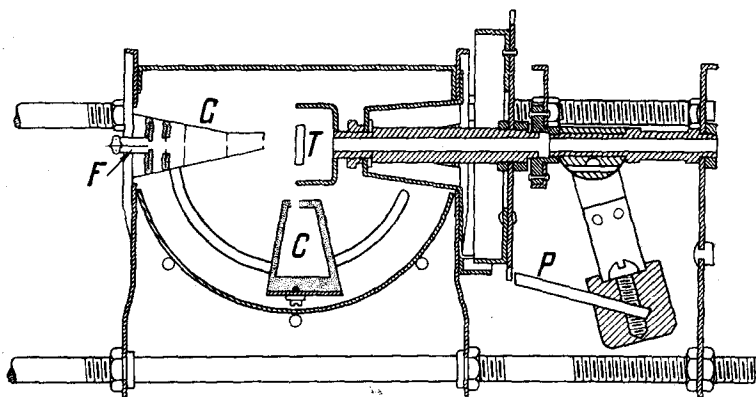


Рис. 5.

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

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

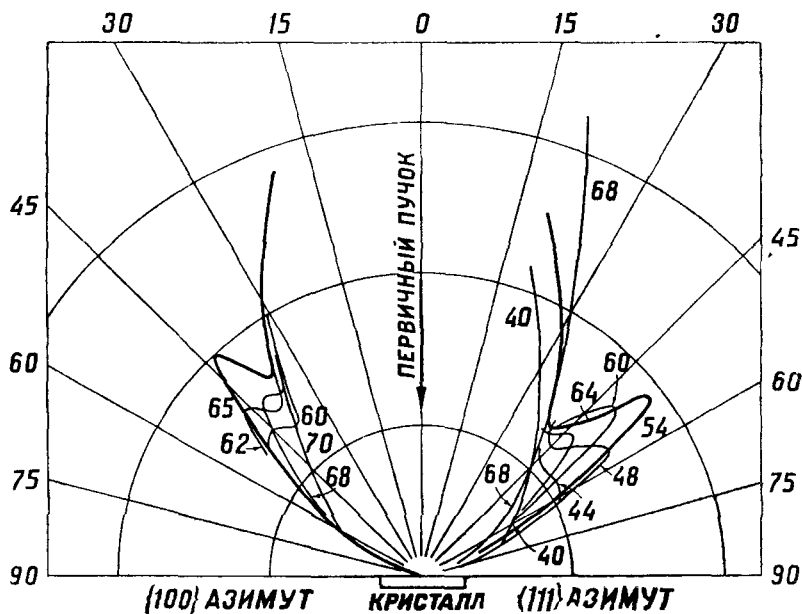


Рис. 6.

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

Рассмотрение расположения атомов никеля в плоскостях, параллельных поверхности (111) приводит к выводу, что при изменении азимута картина рассеяния должна повторяться с периодом $\frac{2\pi}{3}$ (имеется, например, три направления (111) в этой плоскости под углами в 90°).

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

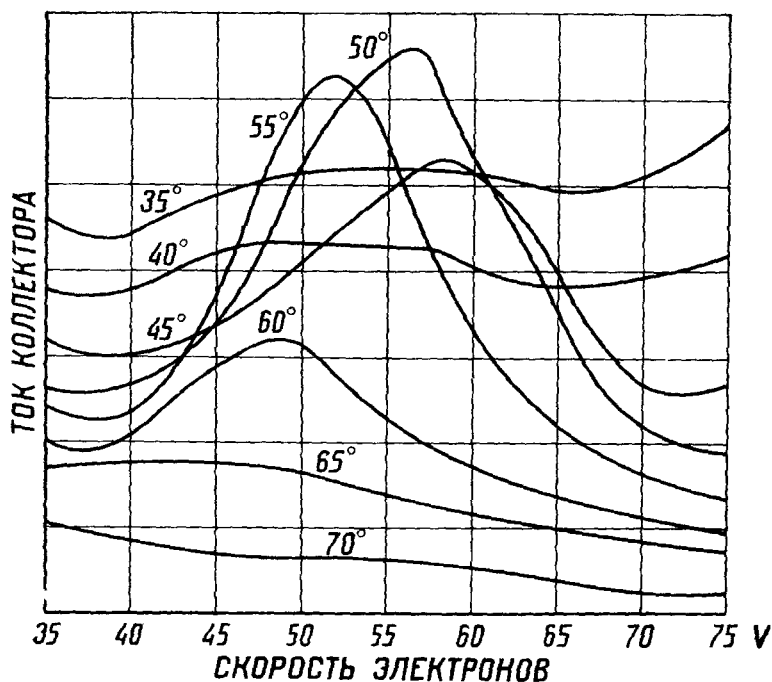


Рис. 7.

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

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

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

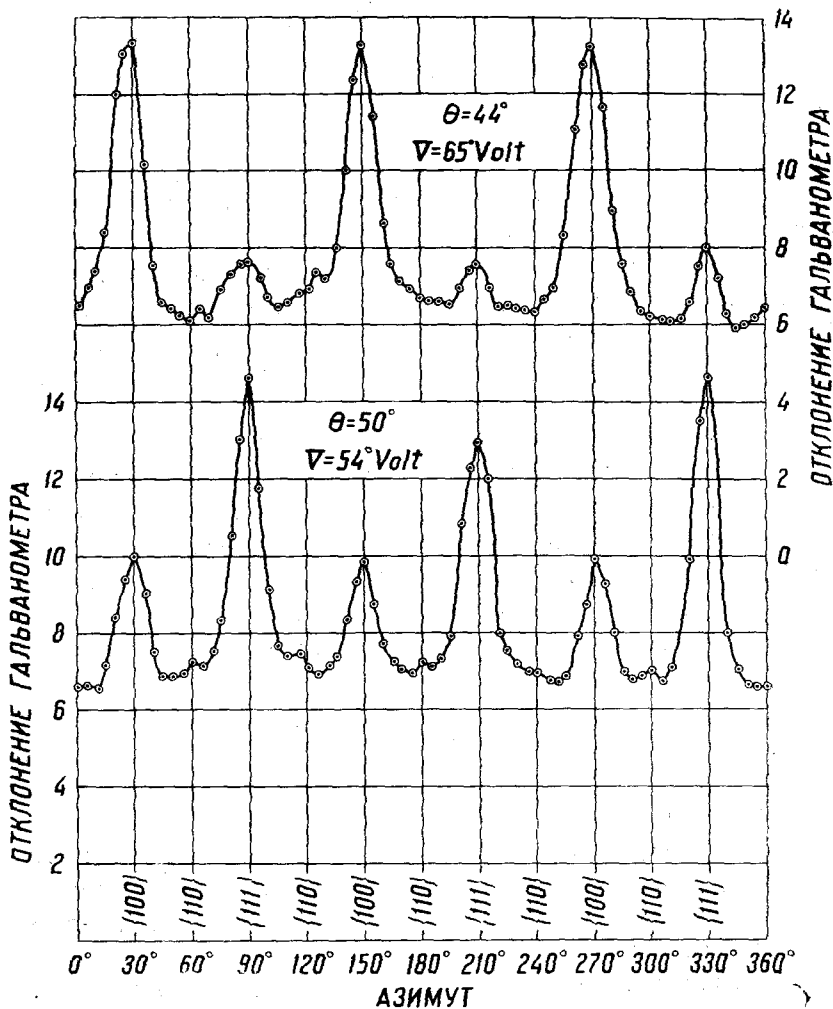


Рис. 8.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Общий характер их расположения соответствует теории, но они все смещены влево и вниз; смещение влево можно, вероятно, объяснить неправильностью отсчета углов. Смещение же вниз должно соответствовать уменьшению постоянной решетки в определенном отношении. Бете¹⁾ пытался объяснить кажущееся уменьшение постоянной решетки преломлением фазовых волн в кристалле, рассчитав на основании данных Дэвиссона и простых соображений,

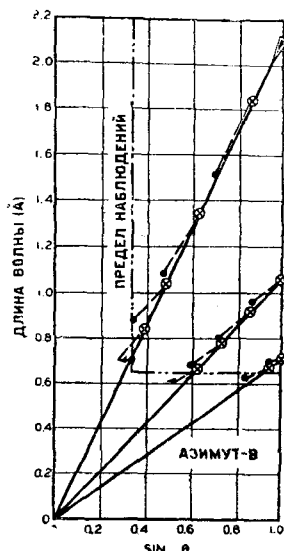


Рис. 9.

¹⁾ Naturwiss. 15, 786, 1927.

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

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

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

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

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

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

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

Аналогичных явлений следует ожидать и при рассеянии электронов поликристаллическим агрегатом. Из работ, установивших эту аналогию, мы прежде всего остановимся на исследовании Томсона¹⁾. Этот исследователь работал преимущественно с очень быстрыми электронами, т. е. очень короткими фазовыми волнами (в противоположность Дэвисону, работавшему с медленными электронами). Например, электронам в 25 000 вольт соответствует длина волны в 0,075 Å. Это фазовые волны, соответствующие очень коротким рентгеновым волнам или даже γ -лучам. Вообще вольтажи, использованные Томсоном, лежат между 17 500 вольт и 56 500 вольт. Для расчета длины волны в случае таких быстрых электронов следует пользоваться релятивистской формулой:

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

вместо прежней формулы (2). Поправка, впрочем, получается всего в 3%.²⁾

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

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

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

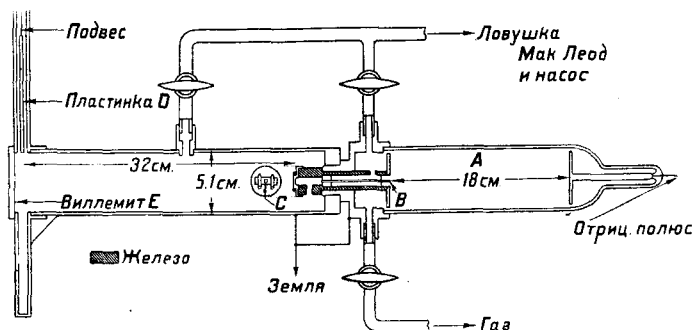


Рис. 10.

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

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

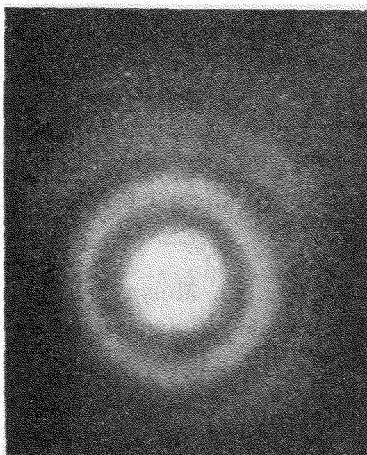


Рис. 11

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

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

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

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

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

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

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

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

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

²⁾ П. Тартаковский. Доклады Академии Наук СССР, 1928.

онных максимумов при отражении от обыкновенной решетки.

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

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