

РЕФЕРАТЫ

ДИАГРАММЫ ЛАУЭ С ОПТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

До последнего времени много раз делались попытки построить пространственную решетку для видимого света. Однако большая степень точности, необходимая во взаимном расположении элементов подобной решетки, затрудняла ее осуществление механическими средствами.

Довольно многочисленные опыты по диффракции света на ультразвуковых волнах (о некоторых из них уже сообщалось в „Успехах физических наук“¹⁾) показали, что уплотнения и разрежения, возникающие в жидких и твердых телах при распространении в них ультразвуковых волн, могут служить элементами диффракционной решетки. Впервые Дебай и Сирс²⁾ получили таким методом одномерную диффракционную решетку, пропускаемую через жидкость, заключенную в плоско-параллельный сосуд, плоскую ультразвуковую волну от пьезокварцевой пластинки, соединяемой с высокочастотным генератором. Затем Бэри-Мейер, Гидеман и Асбах показали, что область жидкости, в которой накладываются друг на друга две плоские ультразвуковых волны, действует на проходящий через нее световой пучок как диффракционная решетка с двумя периодами. Наконец, Шефер и Бергман⁴⁾ воспользовались ультразвуковыми волнами для создания в жидкости структуры, напоминающей собой пространственную решетку кристаллов. Для этого они создавали в жидкости с помощью трех пьезокварцевых пластинок три пучка ультразвуковых волн, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях. В результате наложения этих волн получается система правильно расположенных точек, в которых жидкость имеет большую плотность по сравнению с другими точками. Совокупность этих уплотненных мест жидкости и образует пространственную структуру, постоянная которой определяется длиной ультразвуковой волны. При прохождении светового пучка через такую решетку наблюдаются явления, аналогичные тем, которые имеют место при прохождении рентгеновского пучка через кристаллы. Так получают диаграммы Лауэ с оптическими волнами. Рис. 1 дает диаграмму Лауэ жидкости, в которой создана пространственная структура с помощью трех взаимно перпендикулярных пьезокварцевых пластинок, колеблющихся с одинаковой частотой; при этом направление светового пучка перпендикулярно к одной из пьезокварцевых пластинок. Диаграмма отчетливо указывает симметрию пространственной структуры.

Если располагать кварцевые пластинки под различными углами друг к другу и применять разные частоты к отдельным пластинкам, возможно получить и более сложные пространственные структуры.

Диаграммы жидкости, однако, являются весьма несовершенными, так как потоки, вызываемые нагреванием жидкости от проходящего света, смазывают картину, уменьшая ее резкость.

В своей последней работе,⁵⁾ реферирование которой и представляет задачу настоящей заметки, Шефер и Бергман получили с помощью ультразвуковых волн пространственную структуру в твердых телах. Прежде всего были проведены опыты со стеклянным кубиком, на две соседние грани которого были наклеены пьезокварцевые пластинки. При этом размеры кубика подбирались таким образом, что обертоны всей системы совпадали с обертонами пьезокварцевой пластинки. В этом случае система

находилась в сильном колебательном движении. Колебание кубика в третьем направлении устанавливалось автоматически в силу наличия поперечного сжатия, возникающего от колебаний, распространяющихся в других направлениях. Оптическая установка для наблюдения была следующей: маленькая диафрагма, освещенная дуговой лампой, фокусировалась длиннофокусным объективом на матовое стекло или фотографическую пластинку. Исследуемое твердое тело помещалось между матовым стеклом и объективом, непосредственно перед последним. Рис. 2 дает пример диаграммы, полученной на стекле с помощью светового пучка. Рис. 3 показывает диаграмму Лауэ, полученную на кубике кальцита, вырезанном таким образом, что одна система ребер параллельна оптической оси, другая — одной

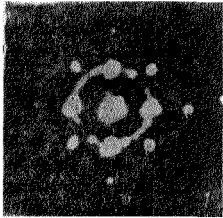


Рис. 1.

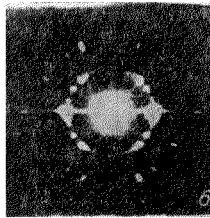


Рис. 2.

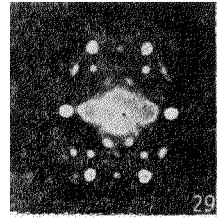


Рис. 3.

из двойных осей; возбуждение кристалла производилось в направлении этой двойной оси, просвечивание — в направлении, перпендикулярном оптической и двойной осям.

Наиболее интересные результаты были получены при просвечивании пьезоэлектрических кристаллов кварца, приведенных в колебательное движение с помощью высокочастотного генератора. Прежде всего на кварце можно было наблюдать переход от дифракционной решетки двух измерений к пространственной решетке. Если вырезать из кварца шестигранную призму, ось которой совпадает с направлением оптической оси, а каждая

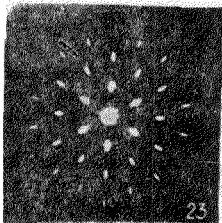


Рис. 4.

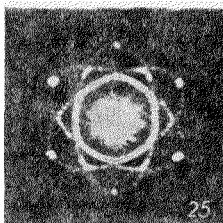


Рис. 5.

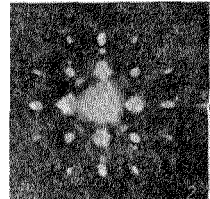


Рис. 6.

пара боковых граней перпендикулярна одной из двойных (электрических) осей, и возбуждать ее с одинаковой частотой по направлениям трех электрических осей, то можно подобрать такие условия, что колебания, параллельные оси призмы, будут очень малы. Рис. 4 показывает диаграмму Лауэ, полученную на такой призме при просвечивании ее вдоль оптической оси. Дифракционная картина соответствует решетке с двумя периодами. Рис. 5 отвечает случаю, когда изменением электрических условий призма приведена также в сильные колебания и вдоль оси (условия просвечивания прежние). Здесь уже вполне проявляется пространственная структура, и картина от плоской решетки отходит на второй план. Отметим, что при применении более тонких диафрагм и более высоких обертонов для возбуждения кристаллов кажущиеся сплошными линии дифракционной картины отчетливо распадаются на отдельные точки.

При изучении диаграммы кварца были установлены некоторые важные положения. Прежде всего было показано, что вид и расположение кривые дифракционной картины меняются при изменении направления просвечивания, но остаются теми же при переходе от одной формы поверхности, ограничивающей кристалл кварца, к другой. Круглая кварцевая пластинка, кварцевый параллелепипед, кубик, шестигранная призма, круговой цилиндр — дают одну и ту же фигуру, если они просвечиваются и возбуж-

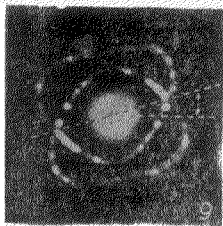


Рис. 7.

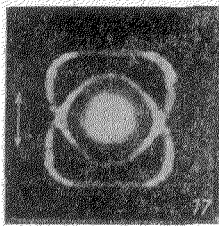


Рис. 8.

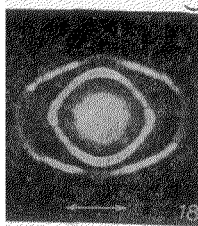


Рис. 9.

даются в одном и том же направлении. Рис. 6 показывает диаграмму кварцевого кубика, вырезанного таким образом, что одна пара его поверхностей перпендикулярна оптической оси кварца, другая — одной из трех двойных осей; при этом кубик возбуждается в направлении двойной оси и просвечивается в направлении оптической. Сравнение рис. 6 с рис. 5, полученным на шестигранной кварцевой призме при просвечивании и возбуждении ее в тех же направлениях, показывает тождественность дифракционных картин в том и другом случае. Эти два снимка служат иллюстрацией положения о независимости дифракционной картины от формы кристаллов. Рис. 7 отличается от рис. 6 тем, что просвечивание кристалла производится не в направлении оптической оси, а в направлении двойной оси. Значительное изменение вида дифракционной картины показывает, как сильно она зависит от направления просвечивания.

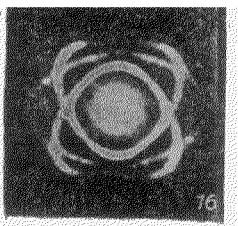


Рис. 10.

Далее, было установлено, что вид дифракционной картины зависит от поляризации светового пучка, если просвечивание производится не в направлении оптической оси. Рис. 8 и рис. 9 дают диаграммы Лауэ для кварцевого кубика, возбуждаемого в направлении двойной оси и просвечиваемого поляризованным светом (направление электрического век-

тора волны указанной стрелой) в направлении, перпендикулярном к направлению возбуждения и к оптической оси кварца. Рис. 10 показывает диаграмму, снятую в тех же условиях в неполяризованном свете. Наложением рис. 8 и 9 получается в точности рис. 10.

Наиболее важным фактором, полученным из изучения диаграмм Лауэ на оптических волнах, является то обстоятельство, что вид дифракционной картины тесно связан с упругими свойствами исследуемого кристалла. Рис. 7 дает пример, подтверждающий наличие подобной связи. Наклон дифракционной картины относительно горизонтали приблизительно на 18° соответствует тому, что направление минимального модуля упругости кварца составляет с горизонталью (при данной ориентации кристалла) тот же угол 18° . Автор приводит еще ряд аналогичных сопоставлений между расположением дифракционной картины и упругими свойствами кристалла.

Изложенный материал позволяет заключить, что метод диаграмм Лауэ с оптическими волнами может в значительной степени облегчить изучение упругих свойств прозрачных твердых тел.

Литература

1. Успехи физич. наук XIII, 783, 1933.
2. Debye, Proc. Nat. Acad. Am. 18, 409, 1932.
3. E. Hiedemann u. A. Asbach, Phys. Z. 34, 393, 1933.
4. Schaffer u. Bergmann, Sitzungsber. d. Preuss Akad. Wiss. X, 152, 1934.
5. Schaffer u. Bergmann, Naturwiss. 22, 685, 1934.

Л. Грошев

ОПТИЧЕСКИЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА КОЛЕБАНИЙ ПЬЕЗОКВАРЦА НА ОБЕРТОНАХ

Возбуждая пьезокварц переменной длиной волны и наблюдая образование дифракционной картины при пропускании луча света перпендикулярно распространению ультразвуковых волн, по методу Дебая, автор доказал возбудимость обертонов кварца (до 69-го порядка). Измеряя расстояние между спектрами и вычисляя по нему и частоте колебаний, измерявшейся волномером, скорость ультразвуковых колебаний в жидкости, автор нашел, что она постоянна в интервале частот от $3,65 \cdot 10^5$ до $2,5 \cdot 10^7$ герц (для толуола). Аналогичным методом измерялись скорости ультразвука в воде, водных растворах NaCl и хлороформе, причем были получены данные, соответствующие данным других авторов.

Н. Малов

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ КВАРЦА ОПТИЧЕСКИМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ

Для определения распределения узловых линий и пучностей на поверхности колеблющегося кварца Остерберг (Osterberg, Phys. Rev. 43, 819, 1933) использовал кварцевую пластину в качестве одного зеркала интерферометра, располагая ее наклонно относительно другого зеркала. При отсутствии колебаний получились параллельные интерференционные полосы, разделявшиеся на отдельные участки при возбуждении колебаний кварца в направлении, перпендикулярном его поверхности. При подобном расположении нельзя было получить целых узловых линий. Поэтому Штраубель (H. Straubel, Phys. Z. 34, 894, 1933) поместил кварц строго параллельно зеркалу интерферометра, причем при отсутствии колебаний все поле зрения было темным. При возбуждении колебаний узловые линии оставались темными, а движущиеся участки светлели. Этим методом ведется изучение колебаний пластинок различной ориентации, размера и формы, предварительные результаты которого приводятся в указанной работе.

Н. Малов

КОНТРОЛЬ ЧАСТОТЫ ПРИ ПОМОЩИ ОДНОНИТНОГО ЭЛЕКТРОМЕТРА

Для контроля постоянства частоты переменного тока в цепь включается последовательно соединенные омическое сопротивление и емкость, величина которых подбирается таким образом, чтобы падения напряжения на обоих при данной частоте были одинаковы. Нить однонитного электромметра приключается к общей точке сопротивления и емкости, а ножи электромметра соединяются с противоположными концами сопротивления и емкости. При этом нить устанавливается в некотором положении, которое она может покинуть при изменении распределения напряжения на сопротивлении и конденсаторе, обусловленном изменениями частоты тока. Можно доказать, что отклонение нити пропорционально изменению частоты, пока эти изменения малы относительно величины первоначальной частоты (C. Hagen, Z. techn. Phys. 15, 231, 1934).

Н. Малов

ПОЯВЛЕНИЕ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ β -ЛУЧЕЙ НА ВЕЩЕСТВО

Работая с камерой Вильсона, внутрь которой был помещен слабый препарат радия, Скобельцин и Степанова¹ установили, что препарат испускает не только электроны, но и позитроны. Кроме того, они показали, что число появляющихся позитронов зависит в значительной степени от вещества, которым окружен радиоактивный источник. Так, например, заменив в оболочке, окружающей источник, Рb на С, они получили увеличение числа позитронов в 2—3 раза. Этот факт указывает на то, что по крайней мере часть позитронов рождается вне источника, в окружающей его оболочке. Причиной их возникновения является взаимодействие β -лучей с веществом оболочки.

Из увеличения числа позитронов при переходе от Рb к С можно заключить, что испускание позитронов не вызывается γ -излучением источника, так как в последнем случае зависимость выхода позитронов от атомного номера имела бы обратный ход. К такому же заключению приводят подсчеты позитронной отдачи для С. Принимая, что позитроны появляются при воздействии на вещество лишь быстрых электронов (за счет их кинетической энергии), энергия которых больше 1 MeV (энергия, необходимая для рождения пары), авторы находят для позитронной отдачи значение не меньше 2% и для радиуса эффективного сечения — 0,510—12 см на атом. Это значение превосходит в большое число раз соответствующие данные для появления позитронов от γ -лучей ThC''.

Большая позитронная отдача устраняет также возможность объяснения наблюдаемого эффекта наведенной радиоактивности, вызываемой в оболочке α -частицами источника, так как опыты Кюри и Жолио дают значительно меньшую вероятность для образования позитронов при наведенной α -частицами радиоактивности.

Тот же самый вопрос об испускании позитронов при воздействии β -лучей на вещество исследован в последней работе Алиханова и Козодаева². Авторы применяли метод магнитной спектроскопии. Наличие позитронов и их число устанавливалось наблюдением одновременных разрядов в двух счетчиках Гейгера, поставленных на пути полета позитронов. Они установили, что радиоактивный источник [Ra(B+C)], прикрытый слоем алюминия, дает значительное число позитронов, хотя толщина алюминия достаточна для поглощения большей части позитронов, испускаемых самим источником. Эти позитроны следует приписать воздействию β -лучей на алюминий. Оценивая позитронную отдачу, они получают для 1 мм алюминия значение 0,4%, если учитывать лишь быстрые электроны с энергией большей 1 MeV.

Описанные опыты устанавливают факт рождения позитронов от β -лучей. (Отметим, что Скобельцину в одной из более ранних работ³ удалось наблюдать рождение пары от β -электрона непосредственно в газе, заполнявшем камеру Вильсона.) Однако в условиях опыта накладываются друг на друга два, может быть не независимых эффекта — испускание позитронов самим радиоактивным источником и рождение их от β -лучей. Все это затрудняет выяснение деталей происходящих здесь процессов.

Не мешает отметить, что аналогичные опыты с Pt, поставленные Чадвиком, Блэккеттом и Оккиалини⁴, привели к отрицательному результату.

Л и т е р а т у р а

1. Skobeltzyn a. Stepanowa, Nature 133, 565, 646, 1934.
2. Alichanow u. Kosodaew. Z. Physik 90, 249, 1934
3. Skobeltzyn, Nature 133, 23, 1934.
4. Chadwick, Blackett a. Occhialini, Proc. Roy. Soc. 144, 235, 1934.

Л. Грошев

и магнитным полями. В обоих случаях ионы лития получались от предварительно активированной платиновой проволочки, покрытой слоем $3\text{Li}_2\text{CO}_3$, Al_2O_3 , $3\text{Si}_2\text{O}$, от которой можно было брать ионный ток в несколько сот микроампер в течение ряда часов. Разделенные изотопы собирались на охлаждаемой жидким азотом металлической пластинке и фиксировались на ней в виде LiCl пусканием в сосуд следов HCl .

Первый масс-спектрограф, построенный авторами, представляет собой четырехгранную коробку, боковые стороны которой, сделанные из мягкого железа, являются полюсами электромагнита, а две другие служат отклоняющими пластинками, между которыми создается электростатическое поле. Внутренние стенки коробки образуют канал размерами 2×20 мм. Через него проходит от источника пучок ионов лития (800 В). Длина отклоняющих пластин 10 см, магнитных полюсов — 14 см; при этом на протяжении 4 см у коллектора имеется лишь магнитное поле, сильно отклоняющее пучок ионов от прямолинейного пути и освобождающее этим его от атомного пучка. Разделение изотопов лития достигается тем, что подбором величины магнитного и электрического поля (4 000 гаусс, 600 В/см) дают

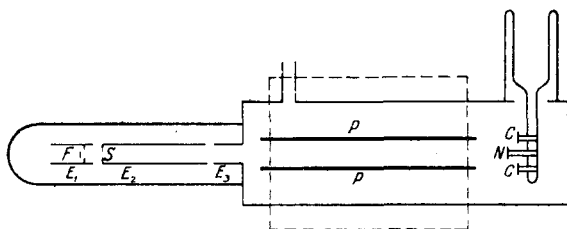


Рис. 1.

возможность выйти из канала лишь одному изотопу; другой же изотоп еще задолго до конца канала отклоняется от прямолинейного пути и задерживается в нем.

Резкие очертания пятна в местах удара ионов указывают на однородность в скоростях ионов и на чистоту разделяемых изотопов.

С помощью первого масс-спектрографа авторам удалось получить изолированные изотопы приблизительно в количестве $5 \cdot 10^{-8}$ г, пропуская ток ионов Li^7 в $2,5 \cdot 10^{-6}$ А в течение 5 мин. и $0,25 \cdot 10^{-6}$ А Li^6 в течение 50 мин.

На рис. 1 изображен второй масс-спектрограф, примененный авторами для разделения изотопов Li . PP — отклоняющие пластины. Пунктир указывает расположение магнитного поля. F — источник ионов. E_1, E_2, E_3 — ряд вспомогательных электродов. Приложением соответствующих ускоряющих электрических полей между E_1, E_2, E_3 пучок ионов фокусируется в плоскости коллектора CC . Магнитное и электрическое поля в масс-спектрографе подбирались таким образом, чтобы ионы одного изотопа фокусировались на одной пластинке C , ионы другого — на другой (расстояние между пластинками CC равнялось 15 мм).

В этой аппаратуре авторы применяли для Li^7 ток $5 \cdot 10^{-6}$ А, для Li^6 — $0,4 \cdot 10^{-6}$ А и смогли получить изотопы в количестве нескольких десятых микрограмма. Больших количеств изолированных изотопов собрать не удалось ввиду тех разрушений в слое Li , которые производят сами падающие ионы Li . Авторы обещают устранить этот эффект уменьшением скорости ионов перед попаданием на коллектор.

Разделенные изотопы, нанесенные на медную или никелевую пластинку, авторы подвергали бомбардировке протонами и дейтонами (160 кВ). Пробег частиц, возникающих при разрушении ядер, измерялся поглощением

НЕЙТРОНЫ, ВЫБИВАЕМЫЕ γ -КВАНТАМИ ИЗ ЯДЕР БЕРИЛЛИЯ

При поглощении γ -кванта достаточно большой энергии атомное ядро может подвергнуться некоторому преобразованию; при этом может быть выброшена из ядра одна из составляющих его частиц— α -частица, протон, нейтрон. Один случай подобного преобразования ядра был обнаружен Чадвиком и Гольдгабером¹. Они наблюдали с помощью ионизационной камеры, соединенной через линейный усилитель с осциллографом, появление протонов при облучении γ -лучами ThC' ядер тяжелого водорода.

Сцилард и Чальмерс² разработали новую методику для обнаружения ядерных преобразований, сопровождающихся выбрасыванием нейтронов. Они воспользовались тем обстоятельством, что нейтроны, попадая на вещество, вызывают в нем искусственную радиоактивность с вполне определенным, характерным для каждого элемента периодом полураспада. Пользуясь этим методом, авторы установили, что ядра бериллия, будучи подвергнуты облучению γ -квантами радия, испускают нейтроны. Их опыты были поставлены следующим образом. 150 мг радия запаивались в сосуд, стенки которого задерживали все падающие на них от источника α -частицы. Вокруг сосуда помещался бериллий в количестве 25 г, и все это в свою очередь окружалось 100 см³ этилиодида, который служил индикатором на наличие нейтронного испускания бериллия, подвергнутого действию γ -лучей Ra (отметим, что возникающий из иода под влиянием нейтронов новый радиоактивный элемент является изотопом исходного элемента). После экспозиции из этилиодида соответствующей обработкой получался осадок иодистого серебра, обнаруживавший искусственную радиоактивность с характерным для иода периодом полураспада в 30 минут (в согласии с данным Ферми). Активный осадок дával около 200 отбросов в минуту в счетчике Гейгер—Мюллера в то время, как в отсутствии бериллия наблюдалось не больше 12 отбросов в минуту. Авторы отмечают, что наблюдаемый в иоде эффект достаточно велик для того, чтобы быть обнаруженным и без химического отделения возникающего радиоактивного элемента.

Л и т е р а т у р а

1. Chadwick a. Goldhaber, Nature 134, 237, 1934.
2. Szilard a. Chalmers, Nature 134, 494, 1934.

Л. Грошев

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА РАЗДЕЛЕННЫХ ИЗОТОПАХ ЛИТИЯ

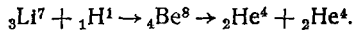
При изучении ядерных реакций, протекающих в веществе под влиянием потока быстрых, искусственно созданных частиц (протоны, дейтоны), обычно встречается затруднение в том, какому изотопу изучаемого элемента приписать наблюдаемые продукты распада. Следствием этого является то, что иногда одному и тому же процессу даются различные интерпретации.

Наиболее радикальным выходом из подобного положения являлось бы изучение ядерных реакций на разделенных изотопах, тем более что реакции для отдельных изотопов одного и того же элемента весьма различны. Именно таким путем пошли в своей последней работе Олифант, Шайре и Краузер¹. Они применили масс-спектроскопический метод для разделения изотопов лития Li^6 и Li^7 . Главным недостатком этого метода является то обстоятельство, что применяемые здесь токи чрезвычайно малы и редко превышают 10^{-8} А, в то время как для получения одной четверти микрограмма Li^7 потребовалось бы пропускать ток в 1 μA в течение одного часа. Однако в частном случае лития, как ранее показали Олифант и Резерфорд², вероятность разрушения ядер лития протонами и дейтонами настолько велика, что для исследования продуктов распада достаточно иметь лишь мономолекулярный слой лития.

Для разделения изотопов лития Олифант, Шайре и Краузер построили два специальных масс-спектрографа с перекрещивающимися электрическим

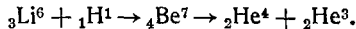
их в слюде. Наличие нейтронов устанавливалось по ионизации, которую производили в счетчике ядра отдачи. Опыты показали, что изотопы Li^6 и Li^7 в ядерных реакциях ведут себя весьма различно.

Li^7 , бомбардируемый протонами, дает α -частицы с пробегом 8,4 см, обнаруженные впервые Коккрофтом и Уолтоном. Им соответствует следующая ядерная реакция :



Некоторые слои Li^7 давали только вышеупомянутые α -частицы, для других же наблюдалось небольшое число α -частиц с другим пробегом, характерным для Li^6 .

При бомбардировке протонами Li^6 авторы наблюдали α -частицы с пробегом 11,5 мм и (не больше 10% от общего числа) с пробегом 8,4 мм. Последние вызываются примесями Li^7 . Соответствующая ядерная реакция :

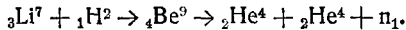


${}_2\text{He}^3$ есть α -частица с пробегом 11,5 мм, ${}_2\text{He}^4$ — α -частица с пробегом 8 мм, которые по условиям опыта авторы наблюдать не могли.

При бомбардировке Li^6 дейтонами наблюдались α -частицы с пробегом 13,2 см. Ядерная реакция, по всей вероятности, следующая :



Кроме того, имеются две группы протонов с пробегами 14 и 30 см. В случае Li^7 , бомбардируемого дейтонами, выбрасываемые α -частицы имеют непрерывный спектр с пробегами от 1 до 8 см. Этот случай был рассмотрен в одной из более ранних работ Резерфорда с сотрудниками. Они пришли к заключению, что в данном случае имеется реакция с выбрасыванием трех частиц по формуле :



Действительно, при бомбардировке Li^7 дейтонами было установлено наличие нейтронов в заметно большем количестве по сравнению с Li^6 и Fe, бомбардируемых дейтонами.

Л и т е р а т у р а

1. Proc. Roy. Soc. 146, 922, 1934.
2. Proc. Roy. Soc. 141, 259, 1933.

Л. Грошев

ПОЗИТРОННОЕ ИСПУСКАНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

До сих пор было известно три вида излучений, испускаемых радиоактивными элементами: α -, β - и γ -лучи. С открытием позитронов, естественно, возникал вопрос о том, не испускают ли радиоактивные элементы наряду с вышеупомянутыми излучениями и позитроны. Этот вопрос был решен в положительном смысле в ряде последних работ, посвященных изучению известного метода получения позитронов при облучении тяжелых элементов γ -лучами достаточно большой энергии.

Еще в 1933 г. Тибо (Thibaud, Compt. Rend. 197, 915, 1933) установил, что тонкостенная стеклянная ампулка, наполненная эманацией радия, испускает большое число позитронов, появление которых трудно было приписать воздействию γ -излучения на тонкие стеклянные стенки, состоящие к тому же из легких элементов. Подобные результаты были получены на ампулке с радиоторием. Для объяснения возникновения этих позитронов автор допустил, что они испускаются атомами самого радиоактивного элемента.

К тем же выводам пришли Чадвик, Блэккетт и Оккиалини (Chadwick, Blackett, Occhialini, Proc. Roy. Soc. 144, 235, 1934), исследуя с помощью

камеры Вильсона появление позитронов при воздействии γ -излучения на вещество. В их опытах активный ториевый осадок, нанесенный на алюминиевую проволочку, запаивался в тонкостенную (0,1 мм) стеклянную трубку, через стенки которой большая часть γ -лучей источника могла проходить. Трубка помещалась в камеру Вильсона; при этом было констатировано 24 позитрона приблизительно на 2000 отрицательных электронов. Можно было бы думать, что позитроны являются следствием воздействия γ -лучей на алюминиевую проволочку, однако, замена алюминия платиной ничего не изменила.

Более подробно вопрос об испускании позитронов радиоактивными элементами исследован в работе Алиханова и Козодаева (Алиханов, Козодаев, *Z. Phys.* **90**, 249, 1934). Они применяли для исследования позитронов метод магнитной спектроскопии, разработанный с давних пор для β -лучей. При этом индикатором позитронов являлись два счетчика Гейгера, в которых наблюдались одновременные разряды, вызванные прохождением одного и того же позитрона. Ими был исследован препарат эманации радия, заключенный в тонкостенную стеклянную ампулку. Препарат давал большое число позитронов.

Отличительной особенностью позитронов, испускаемых радиоактивным источником, является их энергетический спектр. В то время как спектр позитронов, испускаемых при воздействии γ -излучения на тяжелые элементы, имеет ряд резко выраженных максимумов, отвечающих определенным линиям γ -спектра исследуемого элемента, спектр позитронов, выбрасываемых самим радиоактивным элементом, является сплошным, с небольшими максимумами, обусловленными, по всей вероятности, взаимодействием γ -излучения с ядрами радиоактивного элемента. Сплошной позитронный спектр в общих чертах схож со сплошным спектром β -лучей.

Для объяснения позитронного испускания радиоактивных элементов имеются две возможности: 1) позитроны испускаются ядрами элемента, 2) испускание позитронов есть вторичный эффект, вызываемый взаимодействием α -, β - и γ -лучей с внеядерными электронами. В данное время вторая возможность должна считаться более вероятной.

Л. Грошев

Г-КВАНТЫ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЛИТИЯ И ФТОРА БЫСТРЫМИ ПРОТОНАМИ ¹

При воздействии быстрых протонов или дейтонов на некоторые легкие элементы в последних возникают γ -кванты. Для оценки энергии этих квантов обычно пользуются данными, получаемыми из анализа кривых поглощения данного γ -излучения в каком-нибудь веществе. Однако этот метод не только обладает малой чувствительностью, но и не дает возможности однозначного определения энергии γ -кванта в том случае, если кривая поглощения получена лишь в одном веществе. Причина этого заключается в том, что для квантов большой энергии, кроме обычных механизмов поглощения, ослабевающих с увеличением частоты γ -квантов (комптоновское рассеяние, фотоэлектрическое поглощение), играет все большую и большую роль новый вид поглощения — рождение пар (электрон — позитрон); при этом обусловленная им часть поглощенной энергии сильно возрастает с увеличением частоты γ -кванта и в сильной степени зависит от атомного номера поглощающего элемента. Рис. 1 дает теоретические кривые зависимости коэффициента поглощения (с учетом рождения пар) от энергии γ -кванта, вычисленные Оппенгеймером для Рb и Cu. Из кривых видно, как сильно меняется их вид при переходе от Cu к Рb. (Они также показывают, почему по коэффициенту поглощения для одного элемента нельзя судить однозначно об энергии γ -кванта. Поэтому для определения энергии γ -излучения этим методом приходится измерять одновременно коэффициенты поглощения по крайней мере для двух веществ.

Лауритсен и др. определили коэффициенты поглощения в свинце и меди

для γ -излучения, возникающего в Li (LiCl) и F (CaF₂) при бомбардировке их протонами энергии 800 MeV. Их данные и значения для γ -излучения радия нанесены на рис. 1 горизонтальными черточками. Из кривых можно видеть, что γ -кванты от F имеют энергию приблизительно 5,5 MeV и от Li—6,3 MeV. Однако поправка на рассеянное излучение (10%), взятая из данных для Ra и распространенная на все значения, полученные авторами, не дает полной уверенности в справедливости полученных результатов. Поэтому для оценки энергии γ -квантов авторы применяли еще другой, более непосредственный метод. Они промеряли с помощью камеры Вильсона энергетический спектр электронов и позитронов, выбиваемых из свинцовой пластинки изучаемым γ -излучением; при этом энергия измерялась по кривизне трэков в магнитном поле силою 1200 гаусс. Рис. 2 дает энергетический спектр для электронов (кружки) и позитронов (точки), выбиваемых из свинцовой пластинки (3 мм) γ -излучением, возникающим в CaF₂ при бомбардировке его протонами энергии 800 MeV. Был промерян 641 трэк, 434 из которых принадлежали электронам и 207—позитронам. Рис. 3 дает тоже для случая LiCl. Здесь было промерено 956 трэков: 521 электронных и 435 позитронных.

Делая поправку в кривой распределения, вызываемую ошибками измерения кривизны трэков (по Чадвику, Блэккетту и Оккиалини), авторы находят для энергии γ -излучения от F 5,4 MeV (в согласии с предыдущими данными). Для Li γ -излучение является сложным: кроме компоненты в 12 MeV, имеется компонента приблизительно 4 MeV. Истинное соотношение интенсивностей этих компонент оценить не удается. Однако нужно отметить, что ввиду разных толщин эффективного слоя для электронов и позитронов, компонента в

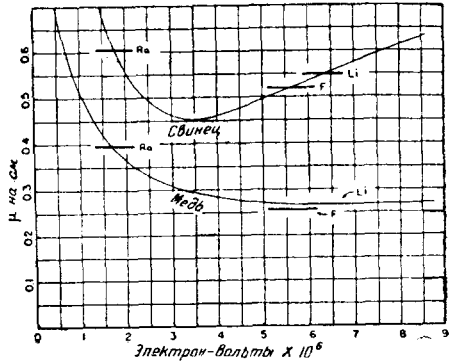


Рис. 1.

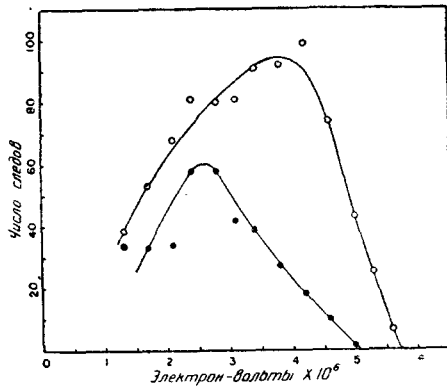


Рис. 2.

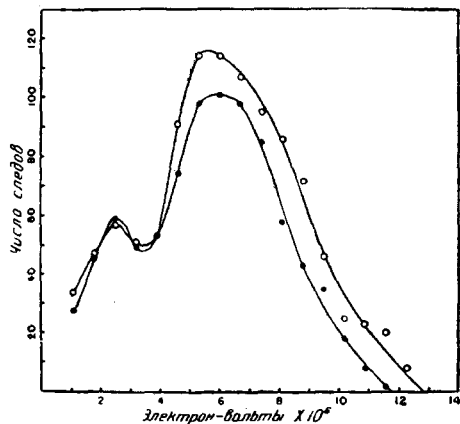


Рис. 3.

4 MeV на рис. 3 преуменьшена. Пока неизвестно истинное соотношение интенсивностей этих компонент, трудно говорить о том, совпадают или не совпадают результаты для γ -излучения Li, полученные тем или другим методом. Можно только утверждать, что грубого противоречия в этих данных не имеется.

Принимая, что начальное распределение по энергиям для электронов и позитронов пар одинаково, и учитывая различные толщины эффективных слоев для парных и одиночных электронов, авторы находят, что в 1 см³ свинца образуется 1,8 пар на 1 одиночный электрон для γ -кванта энергии 5,4 MeV и 10 пар на 1 электрон для 12 MeV. Эти данные находятся в хорошем согласии с теорией Оппенгеймера.

Изложенные результаты показывают, какую важную роль в процессе поглощения γ -квантов большой энергии играет рождение пар, совсем еще недавно ускользавшее от наблюдения.

Л. Горшев.

ДЕФОРМИРУЮТСЯ ЛИ АТОМЫ МЕТАЛЛА ПРИ ХОЛОДНОЙ ОБРАБОТКЕ

Рядом авторов (фан-Лимп, Тамман) высказывалось мнение о том, что атомы металла после пластической деформации находятся в особом состоянии, имеют иное, отличное от нормального, распределение заряда. Последнее может быть определено посредством измерения яркости отраженных от грани кристалла рентгеновских лучей. Учитывая зависимость интенсивности отраженных рентгеновских лучей от разных факторов (распределение атомов—структурный фактор, тепловое движение— фактор Дебая и пр.), мы находим среди них и фактор, обусловленный распределением заряда внутри атома атомный фактор F :

$$F = Z \int_{d/2}^d p(z) \cos \frac{4\pi z \sin \vartheta}{\lambda} dz,$$

где $p(z)$ —распределение плотности заряда между соседними атомными плоскостями отражающей грани кристалла. Определенный интеграл является функцией ϑ . При изменении $p(z)$ меняется и угловая зависимость F .

Дж. Бойд пытается путем изменения атомного фактора для деформированного (порошок) и недеформированного Ве решить вопрос о деформации атомов Ве. Последний выбран ввиду малого общего числа электронов в нем, почему влияние внешнего электрона здесь должно существенно сказываться. Результаты приводят автора к мнению, что атомный фактор в результате наклепа металла не изменяется. Обращает, впрочем, на себя внимание тот факт, что не учитывался фактор расстройки решетке вследствие деформации, который должен действовать аналогично температурному. Тем не менее работа интересна как попытка решения вопроса, весьма существенного для теории пластической деформации (James E. Boyd, Scattering of X-Rays by cold worked and annealed Berillium. Phys. Rev., 45, 832, 1934).

С. Конобецкий