

камеры Вильсона появление позитронов при воздействии γ -излучения на вещество. В их опытах активный ториевый осадок, нанесенный на алюминиевую проволочку, запаявшаяся 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 (Alichanow, Kosodaew, 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

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

При воздействии быстрых протонов или дейтронов 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 Си. Из кривых видно, как сильно меняется их вид при переходе от Си 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 электронные 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

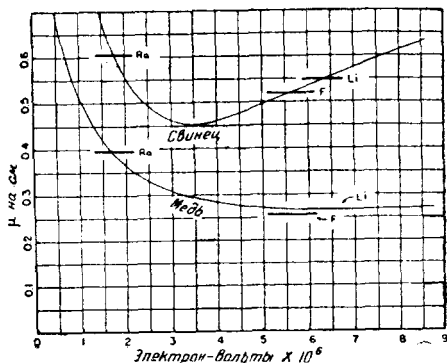


Рис. 1.

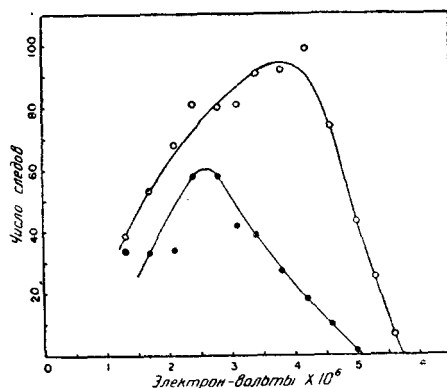


Рис. 2.

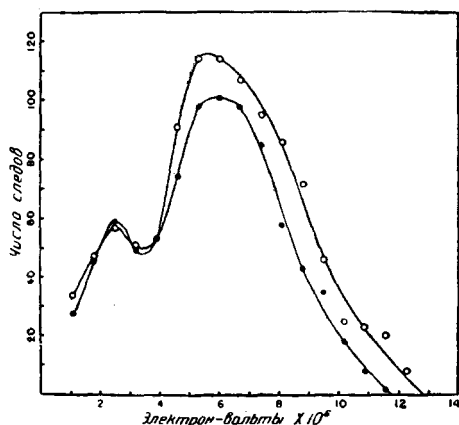


Рис. 3.

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 решетки 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. Конобеевский