Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 5

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР Б. ДЖЕЛЕПОВ

О ЕСТЕСТВЕННОЙ ШИРИНЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ОТДАЧИ

1. При исследованиях формы спектральных линий, получающихся в ритроне ([1]), было установлено, что экспериментальные линии имеют бо́льшую полуширину, чем следует по расчетам. При проведении расчетов учитывались размеры и расположение щелей, размеры и расположение мишени, многократное рассеяние и торможение электронов отдачи в мишени. Таким образом, наблюдающееся дополнительное расширение линий должно быть связано с какой-то иной причиной. В работах, посвященных магнитному анализу электронов отдачи ([2–4]), повидимому, никогда не рассматривался вопрос об естественной ширине линий электронов отдачи. Между тем такая ширина должна существовать, так как атомные электроны, выбиваемые γ-квантами, имеют перед выбиванием собственные скорости и являются, хотя и слабо, но все же связанными частицами.



Рис. 1. Рассеяние γ-кванта на движущемся электроне. *а* — «лобовое» столкновение; *б* — рассеяние, при котором электрон отдачи выбит точно вперед

Обычно мишени изготовляются из легких веществ (не тяжелее алюминия), и энергия наиболее связанных атомов электронов не превышает 1600 эв; эта энергия, конечно, очень мала по сравнению с энергией анализируемых электронов отдачи, составляющей обычно сотни тысяч или миллионы электрон-вольт. Вероятно, по этой причине вопрос о влиянии начального движения электронов не рассматривался. Однако, как будет видно из дальнейшего, в действительности играет роль не энергия, а скорость атомного электрона; последняя не так уж мала: у K-электрона атома азота $\beta_0 = v/c = 0{,}039$.

2. Обычно формулы для комптон-эффекта выводятся в предположении, что электрон до столкновения находился в покое. Исключение составляет теория ширины рентгеновской линии, получающейся при комптоновском рассеянии, развитая Джонсеем и Дю-Мондом ([5,6]). Так как в этих работах ширина линий электронов отдачи не рассматривалась, то соответствующие формулы приводятся дальше.

Рассмотрим сначала, для оценки величины получающихся эффектов, наиболее простой случай «лобового» столкновения кванта и электрона (рис. 1*а*). Пусть скорость электрона перед столкновением $v_0 = \beta_0 c$.

Законы сохранения энергии и количества движения дают уравнения:

$$h\nu + m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}} - 1\right) = h\nu_1 + m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right);$$
$$\frac{h\nu}{c} - \frac{m_0\beta_0 c}{\sqrt{1-\beta_0^2}} = -\frac{h\nu_1}{c} + \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (1)$$

Решая их относительно $h\nu_1$ и энергии электрона отдачи E, получаем:

$$h\nu_1 = h\nu \frac{1+\beta_0}{2\alpha\sqrt{1-\beta_0^2}+1-\beta_0} \cong$$

$$\cong h\nu \frac{1}{2\alpha+1}\left\{1+\frac{2(\alpha+1)}{2\alpha+1}\beta_0+\frac{2\alpha^2+3\alpha+2}{(2\alpha+1)^2}\beta_0^2+\ldots\right\}; \qquad (2)$$

$$E = \frac{\{(1-2\alpha)\sqrt{1-\beta_0^2}+\beta_0-1\}^2}{2\sqrt{1-\beta_0^2}(2\alpha\sqrt{1-\beta_0^2}-\beta_0+1)} m_0c^2 \cong$$

$$\cong h\nu \frac{2\alpha}{2\alpha+1}\left\{1-\frac{\alpha+1}{\alpha(2\alpha+1)}\beta_0+\frac{4\alpha^3+6\alpha^2+2\alpha+1}{4\alpha^2(2\alpha+1)^2}\beta_0^2+\ldots\right\}, \qquad (3)$$

где $\alpha = h\nu / m_0c^2$.

В целлофановых и целлулоидных мишенях средний атомный номер близок к 7. В атоме азота $(Z=7)$ $\beta_0 = 0{,}039$. При энергии γ-лучей 0,5 Мэв ($\alpha \cong 1$) второй член в скобках в формуле (3) для E равен 0,0260, а третий 0,0006. Таким образом, пределы размытия линии электронов отдачи в этом случае равны $+2{,}66\%$ и $-2{,}54\%$. Эти величины того же порядка, что наблюдающаяся на опыте полуширина линий. Очевидно, что естественная ширина должна учитываться при расчетах формы спектральной линии.

Из формулы (3) следует, что разброс энергии электронов отдачи в первом приближении равен

$$\Delta E = 2h\nu \frac{2\alpha}{2\alpha+1}\frac{\alpha+1}{\alpha(2\alpha+1)}\beta_0 = \left\{1-\frac{1}{(2\alpha+1)^2}\right\}\beta_0 m_0c^2.$$

При увеличении α ΔE быстро приближается к $\beta_0 m_0c^2$. Любопытно, что разброс ΔE превышает вызвавшую его начальную энергию электрона $^1/_2 m_0\beta_0^2c^2$ в $2/\beta_0$ раз. Так например, движение K-электронов азота, имеющих энергию 400 эв, вызывает при $\alpha > 3$ разброс в энергии электронов отдачи в 20 000 эв.

3. Формулу (3) необходимо распространить на случай, когда начальная скорость электрона и направление полета γ-кванта составляют любой угол. В общем виде решение задачи очень громоздко. Однако можно воспользоваться тем, что в гамма-спектрометрах, основанных на комптон-эффекте, всегда используются электроны отдачи, вылетающие под малыми углами к направлению полета γ-квантов. Для электронов отдачи, выбитых точно вперед, решение задачи несложно, так как в этом случае все четыре вектора $h\nu$, $h\nu_1$, β_0 и β лежат в одной плоскости (рис. 1*б*).

Примем обозначения рис. 1*б*. Написав уравнения, аналогичные (1), исключив из них θ и $h\nu_1$, и разложив E в ряд по β_0 получим:

$$E = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1\right) m_0c^2 = h\nu \frac{2\alpha}{2\alpha+1}\left\{1+\frac{\alpha+1}{\alpha(2\alpha+1)}\cos\varphi\cdot\beta_0+\right.$$

$$\left.+\left(\frac{8\alpha^3+16\alpha^2+10\alpha+3}{4\alpha^2(2\alpha+1)^2}\cos^2\varphi-\frac{(\alpha+1)^2}{2\alpha^2(2\alpha+1)}\right)\beta_0^2+\ldots\right\}. \qquad (4)$$

4. Для того чтобы рассчитать форму спектральной линии при определенном значении β_0, необходимо учесть все возможные направления скорости атомного электрона. Предполагая, что все углы φ равновероятны, мы можем написать

$$dN = c\sin\varphi\, d\varphi = c\frac{\sin\varphi}{dE/d\varphi}dE,$$

где dN — число столкновений с атомными электронами, скорость которых составляла углы от φ до $\varphi + d\varphi$ с направлением полета γ-кванта;

c — коэффициент пропорциональности. Величина $dE/d\varphi$ должна быть взята из формулы (4).

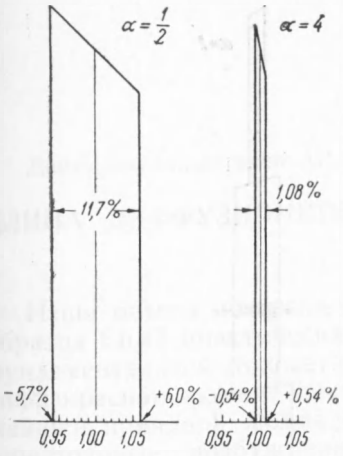


Рис. 2. Форма спектральной линии при $\beta_0 = 0{,}039$ (азот) и $\alpha = 1/2$ и 4

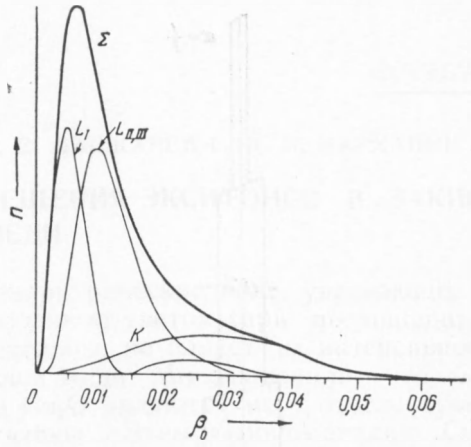


Рис. 3. Распределение электронов по скоростям в атоме азота

Если ограничиться в разложении E по β_0 только членами со степенью β_0 не выше первой, то $dE/d\varphi$ оказывается пропорционально $\sin\varphi$, и, таким образом, в первом приближении, спектральная линия имеет форму прямоугольника с относительной шириной $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2(\alpha+1)}{\alpha(2\alpha+1)}\beta_0$.

Если учесть в выражении (4) для E члены, содержащие β_0^2, то форма линии немного изменяется. При этом

$$\frac{dE}{d\varphi} \sim \sin\varphi\,(1 + F_\alpha\beta_0\cos\varphi), \qquad dN \sim \frac{dE}{1 + F_\alpha\beta_0\cos\varphi} \approx \left(1 - f_\alpha\frac{E - E_0}{E}\right)dE,$$

где

$$F_\alpha = \frac{8\alpha^3 + 16\alpha^2 + 10\alpha + 3}{2\alpha(\alpha+1)(2\alpha+1)} = 2 + \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2\alpha(\alpha+1)(2\alpha+1)}; \quad f_\alpha = \frac{\alpha(2\alpha+1)}{\alpha+1}F_\alpha;$$

E_0 — энергия электрона отдачи, выбитого вперед при $\beta_0 = 0$. Спектральная линия вместо прямоугольника становится трапецией: ординаты уменьшаются почти линейно.

При $\alpha = 1/2$ и $\beta_0 = 0{,}039$ левый край спектральной линии выше правого на 40,6%. При больших α $F_\alpha \cong 2$, и левый край выше правого на 16%.

На рис. 2 изображена форма спектральной линии при $\beta_0 = 0{,}039$ и энергии γ-лучей 250 кэв и 2 Мэв.

5. Перейдем к рассмотрению формы спектральной линии, обусловленной реальным распределением атомных электронов по скоростям. Если бы в атоме существовали первоначальные боровские круговые орбиты, то спектральная линия для азота получилась бы сложением двух трапеций, подобных изображенным на рис. 2. Квантовая механика приводит к плавному распределению по скоростям для каждого атомного электрона.

На рис. 3 изображено распределение электронов по скоростям в свободном атоме азота; оно получено пересчетом распределения по скоростям для углерода, которое приведено в ([8]). Разделив распределение на вертикальные полосы с определенным интервалом β_0, мы

должны каждой полосе сопоставить соответствующую трапецию и затем все трапеции сложить. На рис. 4 изображена полученная таким путем форма спектральной линии при $\alpha = {}^1/_2$ и $\alpha = 2$.

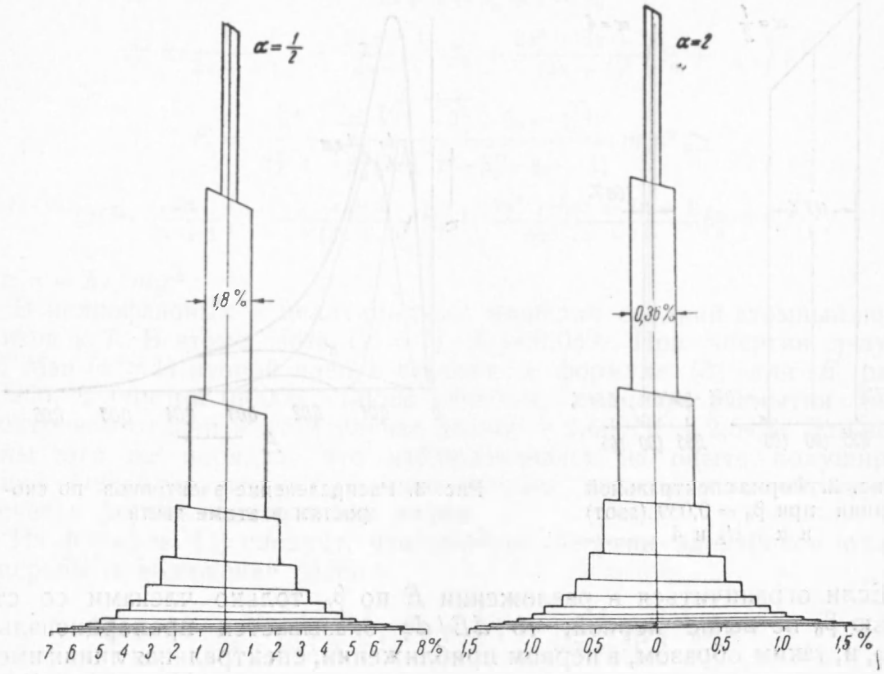


Рис. 4. Форма спектральной линии для атома азота

6. Данные рис. 4 показывают, что мишени в гамма-спектрометрах желательно изготовлять из наиболее легкого из доступных веществ; практически удобен бериллий. Неправильно поступали Младенович и Хедгран ([4]), применявшие при наблюдении спектральных линий мишени из алюминия.

7. Помимо влияния начальных скоростей электронов должны существовать эффекты, вызываемые связью между электроном и атомом. Так например:

1) При рассмотрении столкновения γ-кванта и электрона в пп. 3—5 мы не учитывали отдачи у атомного остатка. Между тем, атом отдачи может принять на себя некоторый импульс и произвести перераспределение импульсов между электроном отдачи и рассеянным квантом. Количественный учет этих эффектов желателен.

2) Электрон отдачи приобретает импульс, находясь в точке, где потенциал отличен от нуля; его дальнейшее движение в атомном поле может изменить энергию и вызывать размытие спектральной линии. Этот эффект должен быть мал при выбивании электронов из легких атомов, в которых потенциалы атомных полей малы.

Радиевый институт
Академии наук СССР

Поступило
6 XII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. Джелепов, М. Орбели, ДАН, **62**, 615 (1948); Б. Джелепов, Н. Жуковский, Ю. Хольнов, Изв. АН СССР, сер. физ., № 5 (1954). [2] Г. Латышев, ЖЭТФ, **14**, 65 (1944). [3] J. Motz, W. Miller, H. Weiskopf, H. Gibson, F. Kirn, Rev. Sci. Instr., **24**, 929 (1954). [4] M. Mladenowicz, A. Hedgran, Ark. för Fys., **8**, 49 (1954). [5] G. E. M. Jauncey, Phys. Rev., **46**, № 8, 667 (1934). [6] J. Du Mond, Rev. Mod. Phys., **5**, 1 (1933). [7] Сборник физических констант, 1937. [8] А. Комптон, С. Аллисон, Рентгеновские лучи, 1942, рис. III—65