Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 1, стр. 34 – 36 5 января 1976 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ γ-КВАНТОВ ЭЛЕКТРОНАМИ

В.В.Федоров, А.И.Смирнов

Показано, что при учете резонансного рассеяния γ-квантов ядрами коэффициент преломления для них может стать больше единицы, поэтому для быстрых электронов возможно монохроматическое черенковское γ-излучение. Приведены оценки его интенсивности.

1. Известно, что отсутствие черенковского излучения в рентгеновской области связано с тем, что рентгеновские частоты лежат выше всех резонансных частот атома, поэтому коэффициент преломления для рентгеновских лучей, возникающий в результате релеевского рассеяния на атомах, всегда меньше единицы.

2. Ситуация изменяется, если учесть когерентное рассеяние фотонов ядрами. При этом отрицательная добавка к единице в коэффициенте преломления от релеевской амплитуды может быть скомпенсирована положительным вкладом от амплитуды резонансного рассеяния γ-квантов ядром. В результате для γ-квантов с энергией близкой к резонансной коэффициент преломления может стать больше единицы. Поэтому при движении электрона в среде, содержащей ядра, резонансно рассеивающие γ-кванты, возможно возникновение черенковского излучения γ-квантов вблизи резонансной частоты, для которых коэффициент преломления больше единицы.

3. Как известно, коэффициент преломления для фотонов связан с амплитудой рассеяния вперед f следующим образом (см. [1]):

$$n = 1 + \frac{\lambda^2}{2\pi} N f \equiv 1 + F, \qquad (1)$$

где λ – длина волны фотона, N – число атомов в единице объема. Амплитуда рассеяния вперед f при учете ядерного рассеяния представляет собой сумму релеевской амплитуды f^R и когерентной амплитуды ядерного рассеяния f^N:

$$f = f^R + f^N \quad . \tag{2}$$

Релеевская амплитуда вдали краев поглощения определяется классическим радиусом электрона r_e:

$$f^R = -Zr_e \, , \tag{3}$$

где Z – атомный номер. Когерентная ядерная амплитуда вперед для дипольных переходов имеет вид (см. например, [2]):

$$f^N = -\frac{2j'+1}{2j+1}\,\frac{\lambda}{8\pi}\,\frac{f^2(k^2)\Gamma_i}{\omega-\omega_0+(i\Gamma/2)} \quad , \tag{4}$$

где Γ_i – радиационная ширина, Γ – полная ширина уровня, связанная с Γ_i соотношением $\Gamma = (1+a)\Gamma_i$, a – коэффициент внутренней конверсии, $f(k^2)$ – фактор Лэмба – Мессбауэра, j' и j – соответственно спины возбужденного и основного состояний ядра, ω – частота γ-кванта, ω_0 – частота резонансного уровня. Вещественная часть амплитуды f_r, определяющая вещественную часть коэффициента преломления n_r, имеет вид[1]:

$$f_r = -Zr_e - \frac{2j'+1}{2j+1}\,\frac{\lambda}{8\pi}\,\frac{\Gamma_i\,\Delta}{\Delta^2+\Gamma^2/4} \, , \tag{5}$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$. Из (5) нетрудно видеть, что f_r имеет максимум при $\Delta = -\Gamma/2$, причем

$$\max f_r = -Zr_e + \frac{2j'+1}{2j+1}\,\frac{\lambda}{8\pi}\,\frac{\Gamma_i}{\Gamma} \quad . \tag{6}$$

Таким образом, для длин волн γ-квантов $\lambda > 8\pi Zr_e$ вещественная часть коэффициента преломления может быть больше единицы в некоторой области слева от резонанса (при $\omega < \omega_0$). Поэтому при движении заряженной частицы в такой среде со скоростью $v > c/n_r$ возникнет черенковское излучение на частоте $\omega \approx \omega_0 - \Gamma/2$.

4. Для оценки интенсивности излучения можно воспользоваться формулой Будини [3] для числа фотонов, излучаемых в единицу времени при движении заряженной частицы в среде с комплексным показателем преломления. При $|n_r - 1| \ll 1$ имеем:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{e^2}{\hbar c}\int\left[1-\frac{1}{\beta^2 n_r^2(\omega)}\right]d\omega \, , \tag{7}$$

---

[1] Фактор Лэмба – Мессбауэра полагаем равным единице.

где $\beta = v/c$, а интегрирование по области $\beta n_r > 1$. Используя (1) и то, что $\beta^2 = 1 - (1/\epsilon^2)$, где $\epsilon = mc^2/m_0 c^2$ – полная энергия частицы в единицах массы покоя, получим:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{e^2}{\hbar c} \int \left[F_r(\omega) - \frac{1}{\epsilon^2}\right] d\omega \quad . \tag{8}$$

Интегрируя (8), окончательно будем иметь:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{1}{\epsilon^2} - F^R\right)\frac{\Gamma}{2}\left[\gamma \ln \frac{\delta_-^2 + 1}{\delta_+^2 + 1} - (\delta_+ - \delta_-)\right], \tag{9}$$

где $\gamma = max F_r^N / [(1/\epsilon^2) - F^R]$, $\delta_\pm = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - 1}$.

5. В качестве примера рассмотрим изотоп германия Ge^{73} с мессбауэровским переходом $7/2^+ \to 9/2^+$ (энергия перехода ~ 67 *кэв*). Для него $a = 0{,}2$, $\Gamma \approx 10^8$ *гц* [4]. Используя (3), (5) будем иметь $|F^R| \approx 3 \cdot 10^{-7}$, $maxF_r^N \approx 18 \cdot 10^{-7}$. Т. е. максимум ядерной амплитуды в шесть раз превосходит релеевскую. Для энергии электронов ~ 3 *Гэв* ($\epsilon \approx 6 \cdot 10^3$) имеем $\gamma \approx 6$, $\delta_+ \approx -0{,}1$, $\delta_- \approx -11{,}9$, так что для числа излученных электроном в единицу времени фотонов получим величину $dN/dt \approx 4$ $сек^{-1}$. При токе ~ 10 *мка*, от мишени толщиной $\sim 10^{-3}$ *см* (максимальная длина поглощения γ-квантов в резонансе $\sim 10^{-3}$ *см*) будем иметь ~ 10 *фотонов/сек*. При использовании электронного накопителя эта величина возрастет по крайней мере на три порядка, т. е. будет составлять $\sim 10^4$ *фотонов/сек*. Отметим, что фотоны будут испускаться практически вперед под углом $\theta = \sqrt{2F_r - 1/\epsilon^2} \lesssim 10^{-3}$ к направлению движения электрона. Энергии излучаемых фотонов будут лежать в очень узком интервале порядка нескольких ширин линии, что составляет величину $\sim 10^{-6}$ *эв*, при энергии самих γ-квантов ~ 67 *кэв*.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю.С.Грушко, В.А.Рубану, О.И.Сумбаеву за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 ноября 1975 г.

Литература

[1] Р.Ньютон. Теория рассеяния волн и частиц, М., изд. Мир, 1969.

[2] В.А.Беляков. УФН, **115**, 553, 1975.

[3] P.Budini. Nuovo cim. **10**, 236, 1953.

[4] Mössbauer effect data index – 1969, edited by J.G.Stevens and V.E.Stevens, IFI/Plenum, New- York – Washington, 1969.