Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 503 – 505 *20 мая 1970 г.*

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ФОТОНОВ БЫСТРЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

В.Г.Кудрявцев, М.И.Рязанов

1. Как известно, процесс излучения фотона заряженной частицей возможен только при взаимодействии с третьим телом (атомом вещества). Для электронов наиболее существенен процесс, в котором квант испускается непосредственно быстрой частицей (тормозное излучение). Для тяжелых частиц существенен такой механизм, в котором квант испускается электроном вещества в результате рассеяния на нем собственного поля частицы [1]. Например, для жестких квантов причиной излучения может служить комптоновское рассеяние на связанных электронах. Как показано в [2], в аморфной среде даже для электронов этот механизм становится главным при энергиях $E \gtrsim 10^5 \omega$ и частотах $\omega \lesssim 10^7$ *эв* вследствие подавления тормозного излучения поляризацией среды [3].

Ниже рассмотрен аналогичный [2] механизм излучения в монокристалле. Существенной особенностью монокристалла является резкое усиление комптоновского рассеяния в области малых углов, для которых передаваемая в продольном направлении длина волны (величина, обратная продольному передаваемому импульсу) больше постоянной решетки a. Действительно, гамильтониан взаимодействия кванта с атомами есть сумма гамильтонианов взаимодействия с каждым атомом. Тогда, пренебрегая взаимодействием атомов друг с другом, можно считать матричный элемент рассеяния кванта на всем кристалле суммой матричных элементов рассеяния на каждом атоме:

$$M = M_0 \sum_{a=1}^{N} \exp i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)\mathbf{R}_a .$$

Поэтому сечение рассеяния кванта на системе N атомов есть произведение сечения рассеяния на одном атоме и кристаллического фактора

$$d\sigma_N = d\sigma_1 \left| \sum_a \exp [\, i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)\mathbf{R}_a] \right|^2 .$$

Для углов рассеяния $\theta << m/\omega$ кристаллический фактор имеет вид

$$\left|\sum_a e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)\mathbf{R}_a}\right|^2 = N_y N_z\left(\frac{2\pi}{a}\right)^2 \sum_{m,n} \delta(k_y - k_{oy} - \frac{2\pi}{a}n)\,\delta(k_z - k_{oz} - \frac{2\pi}{a}m)\times$$

$$\times\left\{\sin^2\left[N_x\frac{(k_x - k_{ox})a}{2}\right] \Big/ \sin^2\left[\frac{(k_x - k_{ox})a}{2}\right]\right\}$$

(рассматривается монокристалл с кубической решеткой и размерами $N_x a$, $N_y a$, $N_z a$; $N_y, N_z \to \infty$). При $N_x a(k_x - k_{xo}) << 1$ (тонкий слой) кристаллический фактор пропорционален множителю $N_x^2 N_y N_z$, т. е. в продольном направлении складываются амплитуды, а не вероятности рассеяния. Следовательно, сечение рассеяния кванта на малые углы в монокристалле увеличивается по сравнению с рассеянием в аморфной среде на величину N_x. Область эффективных углов рассеяния кванта в монокристалле сдвигается в сторону малых углов.

2. Особенности рассеяния кванта в монокристалле могут сказаться в процессах, для которых существенна область малых углов рассеяния, в частности для излучения кванта при движении быстрой частицы в монокристалле, если причиной излучения служит комптоновское рассеяние собственного поля частицы (другими словами, излучение электронов отдачи).

Сечение излучения можно представить в виде

$$d\sigma(\omega) = \int d^3q\, d\sigma_0(\omega, q)\left|\sum_a \exp(i\,\mathbf{q}\mathbf{R}_a)\right|^2 ,$$

где $d\sigma(\omega, q)$ – сечение излучения кванта электроном отдачи при взаимодействии частицы с одним атомом, q – импульс, передаваемый кристаллу квантом при рассеянии. Вводя направляющие косинусы движения частицы в монокристалле α, β, γ, можно получить

$$d\sigma^{\text{кр}}(\omega_2) = 2\pi r_0^2\,\mu\,\frac{N_\perp Z^2 a}{a^2}\,d\omega_2\int\frac{d\omega_1}{\omega_1^3}\left[\frac{\omega_1}{\omega_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} + \left(\frac{\mu}{\omega_2} - \frac{\mu}{\omega_1}\right)^2 -\right.$$

$$\left.- 2\left(\frac{\mu}{\omega_2} - \frac{\mu}{\omega_1}\right)\right]\sin^2 N_\parallel\,\frac{a}{2a}\left[\frac{\mu}{E}(\omega_1 - \omega_2) - \frac{2\pi}{a}(m\beta + \ell\gamma)\right] :$$

$$: \sin^2\frac{a}{2a}\left[\frac{\mu}{E}(\omega_1 - \omega_2) - \frac{2\pi}{a}(m\beta + \ell\gamma)\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-\left[\left(\frac{2\pi}{a}\right)^2(m^2 + \ell^2) + \frac{\mu^2}{E^2}(\omega_1 - \omega_2)^2\right]\overline{u^2}\right\}\int\frac{dk_2 dk_3 (k_2^2 + k_3^2)\,\delta^2(k_\perp - \frac{2\pi}{a}n_\perp)}{\left(k_2^2 + k_3^2 + \frac{\omega_1^2\mu^2}{E^2}\right)^2},$$

где учтено также влияние температурных колебаний атомов решетки. Если $\frac{a\mu}{E}(\omega_1 - \omega_2) \ll 1$ (продольная передаваемая длина волны больше постоянной решетки), то сечение излучения имеет вид

$$d\sigma^{\text{кр}}(\omega_2) = d\sigma^{\text{ам}}(\omega_2)\, N_{\parallel} \left\{ 1 - \left[1 + 3\left(1 - \frac{E}{\mu\omega_2 N_{\parallel} a} \right)^2 \right] \Big/ 4\left(1 - \frac{E}{\mu\omega_2 N_{\parallel} a} \right)^3 \right\},$$

где $d\sigma^{\text{ам}}(\omega_2)$ – сечение излучения в аморфной среде. Для тонкого монокристалла ($N_{\parallel} < E/\mu\omega a$) сечение излучения кванта существенно возрастает по сравнению с аморфной средой. Отношение сечений в кристалле и аморфной среде

$$d\sigma^{\text{кр}}(\omega_2)\,/\,d\sigma^{\text{ам}}(\omega_2) \sim N_{\parallel} \gg 1.$$

Указанный механизм излучения тяжелой релятивистской частицы в монокристалле является преобладающим в области частот

$$\omega < m(\mu/m)^2 .$$

Авторы благодарны В.М.Галицкому за полезное обсуждение работы.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
2 апреля 1970 г.

Литература

[1] В.М.Галицкий, С.Р.Кельнер. ЖЭТФ, 52, 1427, 1967.
[2] И.Н.Топтыгин. ЖЭТФ, 46, 851, 1964.
[3] М.Л.Тер-Микаелян. ДАН СССР, 94, 1033, 1954.