Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 254 – 257 *5 марта 1971 г.*

О КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, КАНАЛИРОВАННЫХ В КРИСТАЛЛЕ

В.А.Беляков

Известно, что при равномерном прямолинейном движении заряженной частицы в среде с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью ϵ возникает когерентное излучение фотонов на совокупности приблизительно кратных частот, по своей природе аналогичное излучению Вавилова – Черенкова [1]. Ниже рассмотрено это излучение, называемое иногда резонансным, для заряженных частиц, движущихся в монокристаллах. Показано, что, в отличие от излучения Вавилова – Черенкова и резонансного излучения, в средах с макроскопическим периодом изменения ϵ интенсивность резонансного излучения в монокристаллах обладает сильной температурной зависимостью и уменьшается с

увеличением температуры кристалла, а интенсивность высших гармоник излучения оказывается сильно подавленной по сравнению с интенсивностью первой гармоники.

Наиболее благоприятные условия для возникновения резонансного излучения осуществляются при каналировании заряженной частицы в кристалле [2]. Поэтому ниже мы рассмотрим излучение заряженной частицы, захваченной в кристаллический канал. В этом случае энергетические потери частицы минимальны и движение частицы в кристалле на достаточно больших длинах в первом приближении можно считать прямолинейным и равномерным. Элементарное кинематическое рассмотрение, учитывающее когерентность излучения фотонов узлами решетки, приводит к известному соотношению для резонансного излучения

$$\frac{d}{c_ф}\,\omega\left(\cos\theta - \frac{c_ф}{v}\right) = 2\pi s\,, \qquad (1)$$

где $c_ф = c/\sqrt{\epsilon}$ – фазовая скорость излучаемого фотона частоты ω в кристалле, v – скорость частицы, θ – угол между скоростью частицы и направлением распространения фотона, d – период структуры в направлении движения частицы, а s – целое число. Пусть $f(v\vec{\rho}\omega k)$ – амплитуда когерентного испускания фотона с частотой ω и волновым вектором k атомом, имеющим прицельный параметр $\vec{\rho}$ относительно траектории частицы. Тогда полное сечение испускания фотона частицей, движущейся вдоль оси кристаллического канала, может быть представлено

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_k} = \left|\sum_{r_{\vec{\rho}}} f(v\vec{\rho}\omega k)\exp[i(k_\rho - k)r_{\vec{\rho}}]\right|^2 =$$

$$= \left|\sum_{\rho} f(v\vec{\rho}\omega k)\exp[i(k_\rho - k)R_{\vec{\rho}}]\right|^2 \left|\sum_{\ell}\exp[i(k_\rho - k)r_\ell]\right|^2 e^{-2W}, \qquad (2)$$

где $k_\rho = (v/v^2)\,\omega$, векторы $r_{\vec{\rho}}$ и $R_{\vec{\rho}}$ определяют соответственно мгновенное и равновесное положение атома с прицельным параметром $\vec{\rho}$ в элементарном слое (см. ниже), r_ℓ – определяет положение элементарного слоя, ℓ – нумеруют элементарные слои, e^{-2W} – фактор Дебай – Уоллера. Вторая часть равенства (2) в явном виде выделяет зависимость сечения от структуры кристалла и тепловых колебаний атомов. В ней в первый структурный фактор, выделена сумма по названному элементарным перпендикулярному траектории слою кристалла, содержащему все встречающиеся для данной траектории прицельные параметры $\vec{\rho}$ и имеющему при этом минимальную толщину. Структурный фактор приводит к тому, что интенсивность излучения при фиксированном угле θ для длин волн $\lambda \lesssim a$, где a – межатомное расстояние, зависит от ориентации k по отношению к кристаллографическим направлениям. Второй множитель в (2) содержит сумму по элементарным слоям. Именно из этого множителя следует условие (1), ограничивающее возможные частоты и направление излучения. Толщина элементарного слоя дает значение параметра d, входящего в соотношение (1). Третий сомножитель, учиты-

вая соотношение (1) и предполагая изотропию тепловых колебаний атомов, можно представить в виде

$$e^{-2W} = \exp\left(-\frac{1}{3}|\mathbf{k}_p - \mathbf{k}|^2 < r^2 >\right) = \exp\left\{-\frac{1}{3} < r^2 > \left[\left(\frac{2\pi s}{d}\right)^2 + k^2 \sin^2\theta\right]\right\},$$

где $< r^2 >$ – средний квадрат тепловых колебаний атомов. (3)

Формулы (1) – (3) при $s = 0$ описывают излучение Вавилова – Черенкова. При $s \neq 0$ частота излучения, даваемая формулой (1), в зависимости от скорости частицы и s может оказаться как в оптической, так и в более высокочастотной области спектра, причем для существования излучения не требуется выполнение условия $v > c_ф$. В отличие от излучения Вавилова – Черенкова, для которого фактор Дебай – Уоллера (3) сводится к выражению $\exp[-(< r^2 > / 3)\, k^2 \sin^2\theta] \cong 1$, интенсивность резонансного излучения независимо от длины волны оказывается существенно зависящей от температуры. В этом случае в показателе экспоненты (3) содержится, вообще говоря, не малое по сравнению с единицей, зависящее от температуры слагаемое $(< r^2 > /3)\,(2\pi s / d)^2$. Это же слагаемое в показателе экспоненты приводит к сильному подавлению интенсивности высших гармоник, так как оно пропорционально s^2. Другая причина подавления высших гармоник связана с тем, что характерные частоты поляризации, возбуждаемые частицей на атомах ближайших к траектории есть $(v/a)\sqrt{1 - \epsilon v^2 / c^2}$. Поэтому, если частота гармоники больше указанной величины, она оказывается подавленной из-за отсутствия соответствующей частоты в поляризации атомов кристалла.

Так как частоты резонансного излучения порядка $s v / a$, то по этой же причине для не слишком быстрых частиц, вклад в излучение дают только атомы ближайшие к траектории частицы. В случае достаточно высоких частот для интенсивности резонансного излучения на единицу длины траектории из (2) найдем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_k} = \sum_s \left| \int f_e(\mathbf{v}\,\vec{\rho}\,\omega\,\mathbf{k})\, e^{-i\mathbf{k}_\perp \vec{\rho}}\, n_{s\vec{\tau}}(\vec{\rho})\, d\vec{\rho} \right|^2 \delta\left(\frac{\omega}{v} - k\cos\theta - s\tau\right), \qquad (4)$$

где $k_\perp$ составляющая волнового вектора, перпендикулярная траектории, $n_{\vec{\tau}}(\vec{\rho}) = (1/d) \int n(x, y, z)\, e^{-i\tau z}\, dz$ – компонента разложения электронной плотности в кристалле в ряд Фурье по направлению z, задаваемому скоростью частицы, $\vec{\tau} = (\mathbf{v} / v)(2\pi / d)$ – вектор обратной решетки кристалла, $f_e(\mathbf{v}\,\vec{\rho}\,\omega\,\mathbf{k})$ – амплитуда испускания фотона отдельным электроном, которая может быть, например, методом псевдофотонов связана с сечением комптоновского рассеяния на электроне. В случае резонансного излучения на оптической частоте, связывая амплитуду испускания фотона с диэлектрической проницаемостью, для отношения интенсивности резонансного излучения к интенсивности излучения Вавилова – Черенкова на той же частоте с помощью (2) можно получить оценку:

$$\frac{I_P}{I_B} = \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{v_B}{v_P}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon - 1}\right)^2 \exp\left(-\frac{4\pi^2}{3}\,\frac{< r^2 >}{d^2}\right) \cong \left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon - 1}\right)^2 \exp\left(-\frac{4\pi^2}{3}\,\frac{< r^2 >}{d^2}\right), \qquad (5)$$

где ϵ_τ — фурье-компонента разложения диэлектрической проницаемости, аналогичная, использованной выше величине n_τ.

В заключение отметим, что в недавно опубликованной работе [3] сообщалось о наблюдении когерентного излучения γ-квантов при каналировании позитронов. Частоты и угловое распределение γ-квантов согласуются с механизмом излучения, обсуждаемом в настоящей работе (см. формулы (1), (3)). Однако для однозначного установления природы этого излучения желательно располагать более детальной информацией об энергетическом и угловом распределении излучения, а также знать температурную зависимость интенсивности излучения.

Автор благодарен Б.М.Болотовскому за обсуждение результатов работы.

Институт физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
20 января 1971 г.

Литература

[1] М.Л.Тер-Микаелян. ДАН СССР, 134, 318, 1960, Влияние среды на электромагнитные процессы, Ереван, 1969.

[2] J.Lindhard Mat. Fys Medd. Dan Vid. Selsk., 14, 1965, (имеется русский перевод УФН, 99, 249, 1969).

[3] R.L.Walker et al. Phys.Rev. Lett., 25, 5, 1970.