

## КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ МОНОКРИСТАЛЛ

С. А. Ахманов, Б. А. Гришанин

Предсказывается новый эффект — излучение когерентных характеристических линий образца в рентгеновском диапазоне при прохождении заряженных частиц через монокристаллы. Обсуждается возможность обнаружения и использования этого эффекта для получения когерентного рентгеновского излучения.

1. Предмет настоящей статьи — обсуждение новых возможностей получения когерентного рентгеновского излучения при прохождении заряженных частиц через монокристалл. Основное внимание уделено так называемому квазичеренковскому (КЧ) излучению, обусловленному периодической неоднородностью показателя преломления в кристалле. Отмечен новый эффект — появление в спектре когерентного КЧ излучения характеристических линий.

2. В связи с проблемой рентгеновских лазеров в последние годы вновь повысился интерес к когерентному рентгеновскому излучению заряженных частиц. Перспективной средой с этой точки зрения является монокристалл, поскольку естественная пространственная периодичность может быть использована для селекции излучения, создания распределенной обратной связи и т. д. В физике высоких энергий уже обращалось внимание на возможность специфического механизма когерентного излучения в кристаллах — переходного излучения на атомных неоднородностях среды. (См. обзор [1] и работы [2 – 4]). Это излучение можно назвать квазичеренковским, поскольку здесь обычное условие излучения Черенкова выполняется для связанных волн в кристалле. Чаще всего КЧ излучение считается пренебрежимо малым (исключение — [4]). Мы покажем, что есть важный механизм, приводящий к возрастанию интенсивности КЧ излучения.

3. Рассмотрим полуклассические уравнения поля в среде

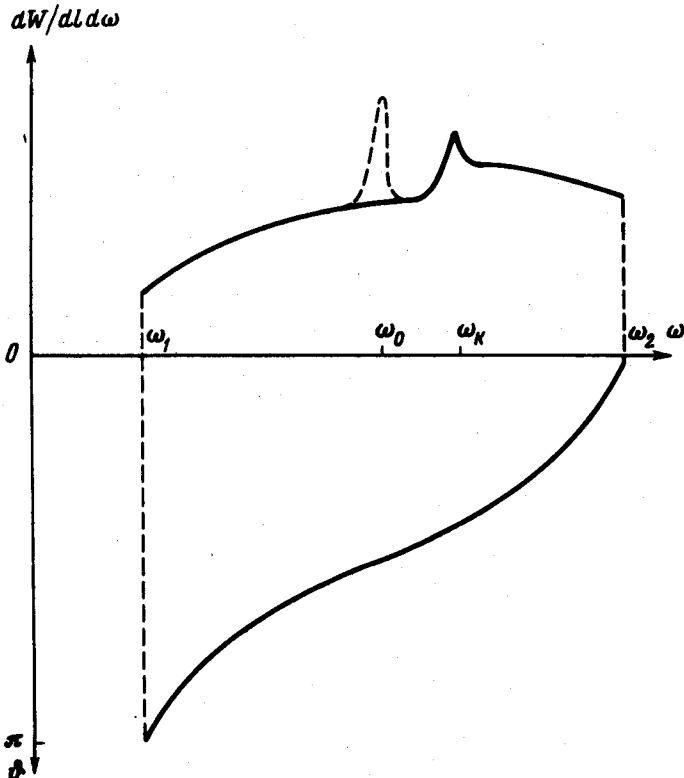
$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_q), \quad (1)$$

где  $\mathbf{j}_q$  — классический ток пролетающей частицы,  $\mathbf{j}$  — квантовомеханическое среднее операторного тока среды. В приближении линейной диэлектрической восприимчивости  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega\kappa_\omega(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ , причем для кристалла  $\kappa_\omega(\mathbf{r}) = \kappa_\omega^0 + \sum_{\mathbf{K} \neq 0} \kappa_\omega(\mathbf{K})e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}}$ . В первом приближении по  $\kappa_\omega(\mathbf{K})$

и с учетом малости  $\kappa_{\omega}^{\circ}$  получаем для КЧ излучения

$$A_1(\mathbf{k}) = 2icq \sum_{\mathbf{K} \neq 0} \kappa_{\omega}(\mathbf{K}) \frac{\omega v_{\perp} + \tilde{c}^2 \mathbf{K}_{\perp}^2}{\omega^2 - \tilde{c}^2 (\mathbf{k} - \mathbf{K})^2} \int \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + \mathbf{K}\mathbf{v} - \kappa\mathbf{v}) \chi_V(\vec{\kappa}) d\vec{\kappa} \quad (2)$$

( $\tilde{c} = c/\sqrt{\epsilon}$ ,  $\chi_V$  — проектор на объем образца,  $\omega = \tilde{c}k$ ). Это излучение есть следствие резонанса наведенного тока и осцилляторов поля однородной среды с  $\vec{\kappa}_{\omega}(\mathbf{r}) = \kappa_{\omega}^{\circ}$ . "Чистому" КЧ излучению в безграничной среде соответствует предел  $\chi_V \rightarrow (2\pi)^3 \delta(\kappa)$ . Оно характеризуется однозначной зависимостью угла излучения  $\theta = (\mathbf{k}\hat{\mathbf{v}})$  от частоты:  $\cos \theta = [1 + (\mathbf{K}\mathbf{v})/\omega]/\tilde{\beta}$  ( $\tilde{\beta} = v/\tilde{c}$ ) в силу условия резонанса  $\omega = \tilde{c}k = (\mathbf{k} - \mathbf{K})\mathbf{v}$ . (Эта зависимость



представлена нижней кривой рисунка). Излучение, соответствующее фиксированному  $\mathbf{K}$ , имеет частотный диапазон

$$\omega_1 = |\mathbf{K}\mathbf{v}| / (1 + \tilde{\beta}) < \omega < \omega_2 = |\mathbf{K}\mathbf{v}| / (1 - \tilde{\beta}),$$

причем вперед направлена более высокочастотная часть. Для кристалла алюминия при энергии электронов 24,5 кэВ при  $\mathbf{v} \parallel [111]$  имеем  $\omega_1 = 1,9$  и  $\omega_2 = 3,4$  ( $10^{18}$  рад/сек). Распределение энергии по спектру с учетом в частотной зависимости  $\kappa_{\omega}(\mathbf{K})$  вклада только от К-скачка поглощения представлено на рисунке (сплошная кривая). Если в (2) учитывать лишь вклад от  $\mathbf{K}_0 = 2\pi [[111]]$ , полная энергия излучения во всем

спектре составляет  $dW/dl = 0,95 \cdot 10^{-3}$  *квант/см*, причем вклад  $K$ -скачка составляет  $\approx 10\%$ . Последний характеризуется логарифмическим выбросом интенсивности, с которым, однако, не связано существенной локализации энергии.

Пространственное распределение интенсивности по телесному углу определяется выражением

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{\omega l}{2} \frac{dW}{dl d\omega} \frac{\tilde{\beta}}{1 - \tilde{\beta} \cos \theta} \quad (3)$$

При релятивистских скоростях знаменатель в (3) при  $\theta = 0^\circ$ , т. е. для излучения вперед, имеет порядок  $10^{-4} + 10^{-5}$ . Подходящим выбором ориентации кристалла всегда можно добиться, чтобы в этом наиболее выгодном направлении излучалась частота, соответствующая характеристической линии восприимчивости  $\kappa_\omega(\mathbf{K})$ .

4. Если частица движется вдоль направления каналирования, то уравнение  $(\mathbf{K}\mathbf{v}) = 0$  имеет бесконечное множество решений  $\mathbf{K}_n$ , образующих плоскость в обратном пространстве. Для всех точек плоскостей вида  $\mathbf{K} = \mathbf{K}_0 + \mathbf{K}_n$  члены суммы выражения (2), описывающего излучение классического заряда, отличаются лишь множителем перед интегралом, т. е. им соответствуют одинаковые волны. Сумма сходится благодаря обрезавшей роли  $\kappa_\omega(\mathbf{K})$ , содержащей, в частности, атомный фактор (в случае электронной восприимчивости). Роль структурного фактора сводится к обнулению вкладов некоторых  $\mathbf{K}_0 + \mathbf{K}_n$ . В рассмотренном примере с алюминием для плоскости  $\mathbf{K} = 2\pi\{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + [lm(l+m)]\}$  структурный фактор равен  $-1$  для четных  $l, m$  и  $0$  в противном случае. Эффект от суммирования вкладов всех точек плоскости составляет около порядка по амплитуде, т. е. почти два порядка по интенсивности.

5. Физический механизм возбуждения характеристических линий в спектре КЧ излучения состоит в возбуждении пролетающей частицей ближайших атомов и одновременном КЧ излучении на возбужденных атомах: этот эффект будем называть самонакачкой<sup>1)</sup>.

Во втором порядке теории возмущений для среднего квантового тока среды получается выражение, квадратично зависящее от поля возбуждающего тока; для одиночной частицы после суммирования по всем переходам с излучением квадрупольной линии  $K_{\beta_5}$  для случая каналирования получаем спектральное распределение

$$\frac{dW}{dl d\omega} \sim 10^5 \frac{\chi e^{10}}{\hbar(mc^2)^3 \Omega^2 \omega_0} \left( \frac{cK_0 |Z(K_0)|}{vk} \right)^{z_K z_M z_{KM}} \frac{\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2},$$

где  $z_K, z_M, z_{KM}$  — осцилляторные силы  $K$ -,  $M$ -поглощения и дипольного  $K_{\beta_1}$ -перехода,  $\chi$  — относительная интенсивность  $K_{\beta_5}$  и  $K_{\beta_1}$  линий.

<sup>1)</sup> Оценки показывают, что использование внешней (например, "оптической") накачки оказывается гораздо менее эффективным.

Если в этом выражении отождествить  $\gamma$  с шириной линии спонтанного излучения, то интенсивность в максимуме составит  $10^{-2} + 1$ , а для меди  $10^{-1}$  от спектральной плотности непрерывного КЧ спектра.

6. Для релятивистских частиц плотность характеристического КЧ излучения за счет локализации вблизи  $\theta = 0^\circ$  согласно (3) может быть достаточно большой. Так, при длине пути  $l = 10$  мкм для релятивистского электрона в медном образце при угле излучения  $\theta = 1^\circ$  характеристической линии за счет эффекта самонакачки ее энергия  $\sim 10^{-8}$  кванта локализуется в телесном угле  $\Omega \sim 10^{-6}$  стерад. Это на два порядка превышает типичные плотности спонтанного излучения, возбуждаемого электронами [5].

7. Характеристическое КЧ излучение за счет самонакачки не связано с высоким уровнем спонтанного фона; его интенсивность нелинейно зависит от плотности потока заряженных частиц. Интересно, что об экспериментальном наблюдении подобной зависимости сообщается в [6]. На наш взгляд, эксперименты подобного рода следовало бы продолжить.

8. Приведенные оценки показывают, что речь идет о вполне обнаружимом эффекте. Интенсивность характеристического излучения можно существенно повысить (как показывают оценки, по меньшей мере на два порядка) путем совместного использования эффектов каналирования частиц и аномального пропускания рентгеновского излучения. Заметим, наконец, что характеристическое черенковское излучение за счет эффекта самонакачки может представлять определенный интерес и в оптическом диапазоне.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
5 апреля 1976 г.

### Литература

- [1] Ф.Р.Арутюнян, А.А.Фрагян. Препринт ИФИ-75-22, 1975.
- [2] М.А.Тер-Микаэлян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969.
- [3] Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 61, 930, 1971.
- [4] А.И.Алиханян, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ, 13, 930, 1971.
- [5] Физические основы рентгеноспектрального локального анализа. М., изд. Наука, 1973.
- [6] K. Das Gupta. Phys. Lett., 46A, 179, 1973.