

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

*С.А.Воробьев, А.Н.Диденко, В.Н.Забаев,
Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, А.А.Курков,
А.И.Потылицын, В.К.Томчаков*

Впервые экспериментально наблюдалась эволюция с ориентацией кристалла спектров γ -излучения каналируемых электронов с энергией $E = 870$ МэВ в $\langle 110 \rangle$ алмазе толщиной $t = 0,35$ мм. Полученные результаты определяют области углов ориентации кристалла, в которых проявляется эффект когерентного тормозного излучения или излучения при каналировании.

В теоретических работах [1 – 3] сравнивались спектральные характеристики когерентного тормозного излучения (КТИ) и недавно обнаруженного излучения при каналировании (ИК) релятивистских электронов в монокристаллах. Такое сравнение позволит определить области энергий фотонов и углов ориентации кристалла, для которых генерация электромагнитного излучения идет преимущественно через тот или иной механизм, взаимодополняющих друг друга в общей картине излучения γ -квантов. Настоящая работа посвящена экспериментальному определению влияния на спектральные характеристики излучения начального угла падения электронного пучка с энергией $E = 870$ МэВ относительно $\langle 110 \rangle$ оси монокристалла алмаза толщиной $t = 0,35$ мм. Если для КТИ этот вопрос является хорошо исследованным, то для ИК еще не получено экспериментальной информации об эволюции спектра γ -квантов с ориентацией кристалла, что затрудняет понимание механизма излучения при каналировании электронов и перспектив его практического использования.

Эксперимент выполнен на внутреннем электронном пучке томского синхротрона (монохроматичность $\Delta E/E \lesssim 0,5\%$, расходимость $\Delta\theta_e \approx 10^{-4}$ рад [4]). Спектр интенсивности для энергий фотонов $\omega = 8 \div 1000$ МэВ измерялся парным магнитным γ -спектрометром, характе-

ристики которого (энергетическое разрешение и эффективность) были рассчитаны методом Монте-Карло. Разрешение спектрометра составляет $\Delta\omega/\omega = 1,2\%$ для $\omega = 10$ МэВ и улучшается с увеличением энергии фотонов. При $\omega = 800$ МэВ, например, $\Delta\omega/\omega = 0,8\%$. Зависимость эффективности спектрометра от энергии была измерена экспериментально для γ -пучка с известным спектром (шиффовским), который был получен при торможении электронов в аморфных мишенях — графитовой и танталовой, причем экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетом. В эксперименте измерялся выход фотонов N_γ , нормированный на единицу ускоренного тока, для ориентаций электронного пучка относительно $\langle 110 \rangle$ оси кристалла: $\psi_b = 0; 0,5; 1,5; 2,9$ и $5,9$ мрад, причем во всех случаях импульс электронов лежал в плоскости (001), т.е. угол поворота кристалла относительно другой оси гониометра $\psi_T = 0$.

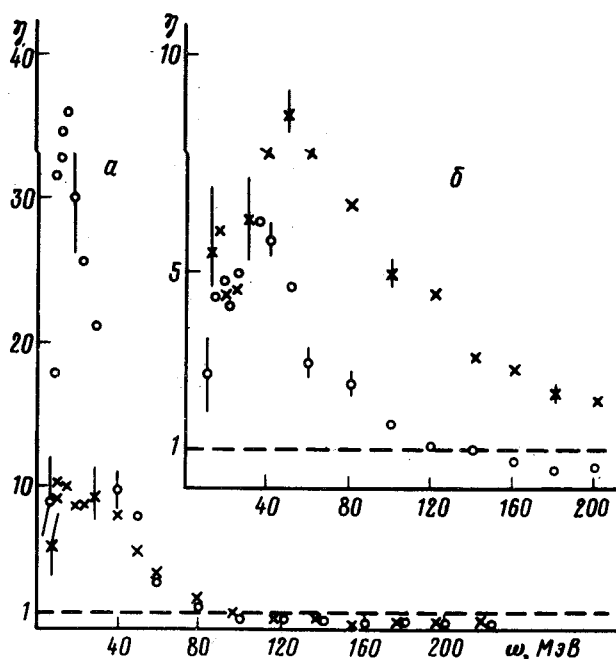


Рис.1. *a* — Спектральные распределения относительной интенсивности излучения $\eta(\omega)$ для ориентаций кристалла алмаза $\psi_T = \psi_\theta = 0$ (точки) и $\psi_T = 0; \psi_\theta = 0,5$ мрад (крестики); *b* — спектральные распределения относительной интенсивности излучения $\eta(\omega)$ для ориентаций кристалла алмаза $\psi_T = 0; \psi_\theta = 1,5$ мрад (точки) и $\psi_T = 0; \psi_\theta = 2,9$ мрад (крестики)

На рис.1 приведено отношение $\eta(\omega) = N_{\gamma i} / N_{\gamma x}$ выхода фотонов с энергией ω при первых четырех ориентациях к выходу фотонов от полностью разориентированной мишени. Следует отметить, что спектр излучения, полученный для "хаотической" ориентации ($\psi_b = 150$ мрад; $\psi_T = 8,5$ мрад) в области $\omega \lesssim 200$ МэВ практически совпадает со спек-

тром от аморфной мишени. Как видно из рис.1, *a* (кривая 1.) в случае осевого каналирования интенсивность излучения в области малых энергий $\omega \leq 20$ МэВ существенно превосходит интенсивность излучения при разориентированном алмазе ($\eta_{max} = 36$). Однако, для жестких фотонов при $140 \leq \omega \leq 870$ МэВ интенсивность излучения меньше, чем от разориентированной мишени ($\eta_{min} = 0,4$) и остается таковой при разориентациях алмаза $\psi_b = 0,5$ и $1,5$ мрад. Разориентация кристалла на углы $\psi_b = 0,5$; $1,5$ мрад — больше, чем критический угол осевого каналирования ($\psi_c \approx 0,4$ мрад), приводит к существенному уменьшению выхода γ -квантов в области $\omega \leq 20$ МэВ, тогда как в более жесткой части спектра $\omega \geq 30$ МэВ выход меняется незначительно. Кроме того, форма спектра при изменении угла влета электронов от $0,5$ до $1,5$ мрад меняется незначительно, что противоречит теории КТИ, согласно которой положение первого максимума в спектре зависит от угла разориентации почти линейно. Для разориентации $\psi_b = 2,9$ мрад (рис.1, *b*) максимум в спектре удовлетворительно согласуется с расчетным значением $\omega_0 = 70$ МэВ, полученным по теории КТИ [5, 6]. При этом в области энергий $\omega > 140$ МэВ имеем $\eta_{min} > 1$, что также свидетельствует о справедливости для данной ориентации механизма КТИ.

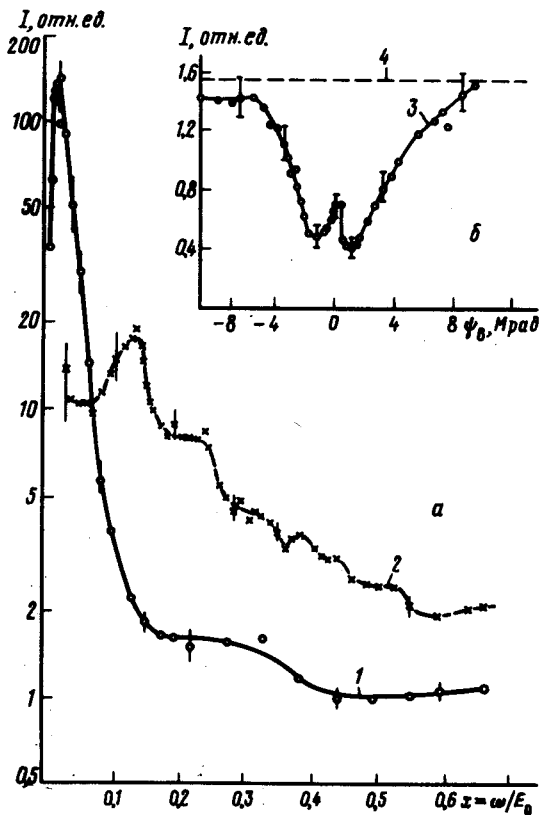


Рис.2. *a* — Спектральные распределения интенсивности излучения $I(\omega)$ для ориентаций кристалла алмаза $\psi_T = 0$; $\psi_b = 0$ (точки) и $\psi_T = 0$; $\psi_b = 5,9$ мрад (крестики); *b* — ориентационная зависимость интенсивности излучения для энергии фотонов $\omega = 600$ МэВ

Из полученных результатов следует, по-видимому, что интенсивный пик в спектре в области $\omega \leq 20$ МэВ (рис.1, *a*) обусловлен преимущественно электронами, захваченными в подбарьерные состояния (при $\psi_b \leq \psi_c$), а вклад в излучение надбарьерных частиц является определяю-

щим в более широкой угловой области ($\psi_b \leq 4\psi_c$), т.е. становится заметным только при наклоне кристалла, где частицы движутся в режиме переходного каналирования (промежуточного между осевым и плоскостным). Этот вклад существует, очевидно, и при строгом выполнении режима осевого каналирования, $\psi_b = \psi_\Gamma = 0$, за счет угловой расходимости пучка электронов, деканалирования и т.д., что может приводить к уширению полученного максимума спектрального распределения ИК.

На рис.2, а для сравнения приведены спектры интенсивности ИК (кривая 1 для ориентации $\psi_b = \psi_\Gamma = 0$) и КТИ (кривая 2, $\psi_\Gamma = 0$, $\psi_b = 5,9$ мрад). В спектре КТИ наблюдаются максимумы, положение которых хорошо согласуется с расчетными значениями, полученными согласно [5, 6]. Выход жестких фотонов при этом ($\omega > 140$ МэВ) существенно, выше, чем при выполнении условия каналирования. Это противоречит данным работы [7], где наблюдалось увеличение выхода фотонов с энергией $\omega/E = 0,2 \div 0,8$ (при $E = 1$ ГэВ) для нулевых углов влета электронов относительно оси $\langle 111 \rangle$ по сравнению с разориентированным кристаллом. По нашему мнению, это связано с неопределенностями в нормировке экспериментальных данных, допущенных в [7]. Нами измерены ориентационные зависимости выхода γ -квантов с энергией $\omega \geq 400$ МэВ при $\psi_\Gamma = 0$. Типичная кривая приведена на рис. 2, б. Подобная зависимость наблюдалась ранее [8], но без центрального максимума. В работе [9] было получено увеличение выхода γ -квантов в условиях осевого каналирования и в относительно низкоэнергетичной области $\omega/E = 0,2; 0,3$. Следует отметить, что центральный максимум зависимости на рис.2, б примерно в два раза уже, чем у ориентационных зависимостей выхода γ -квантов с энергией $\omega = 20$ МэВ и полной энергии γ -излучения [10]. Уширение ориентационных максимумов для $\omega = 20$ МэВ и выхода полной энергии обусловлено спонтанным излучением при переходном каналировании. Что касается формы ориентационной зависимости для γ -квантов с $\omega \geq 600$ МэВ, то она объясняется, в первую очередь, влиянием эволюции электронного потока в монокристалле на выход тормозного излучения. Например, аналогичные ориентационные зависимости наблюдались также для первоначального потока электронов при прохождении через тонкие монокристаллы [11].

Из приведенных данных можно сделать заключение, что для полного описания процесса излучения γ -квантов из кристаллов следует разрабатывать теорию, учитывающую изменение электронного потока не только с толщиной, но и с ориентацией кристалла. Полученные результаты демонстрируют, что это изменение потока имеет место в более широкой области углов ориентаций, чем считалось ранее, а в спонтанное излучение γ -квантов при каналировании электронов значительный (в некоторых условиях определяющий) вклад вносит излучение надбарьерных частиц при переходном каналировании. Известный механизм когерентного излучения реализуется, по-видимому, при ориентациях кристалла в области $\psi \gtrsim (5 \div 10) \psi_c$ — критических углов каналирования.

Литература

- [1] А.И.Ахиезер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. Физика элементарных частиц и атомного ядра, **10**, 51, 1979.
 - [2] В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. Препринт ИЯФ 80-03; Новосибирск, 1980.
 - [3] В.В.Белошицкий, М.А.Кумахов. Доклады АН СССР, **251**, 331, 1980.
 - [4] С.А.Воробьев, Ф.П.Денисов, В.Н.Забаев, С.И.Ильин, Б.Н.Калинин, В.М.Кузнецов, А.П.Потылицын. Письма в ЖТФ, **6**, 165, 1980.
 - [5] H. Überall. Phys. Rev., **103**, 1055, 1956.
 - [6] G. Diambri Palazzi. Rev. Mod. Phys., **40**, 611, 1968.
 - [7] И.А.Гришаев, Г.Д.Коваленко, Б.И.Шраменко. ЖЭТФ, **72**, 437, 1977.
 - [8] Р.О.Авакян, А.А.Армаганян, Л.Г.Арутюнян, С.М.Дарбинян, Н.П.Калашников. Письма в ЖЭТФ, **21**, 451, 1975.
 - [9] Г.Л.Бочек, И.А.Гришаев, Н.П.Калашников, Г.Д.Коваленко, В.Л.Мороховский, А.Н.Фисун. ЖЭТФ, **67**, 808, 1974.
 - [10] В.Н.Калинин, V.V.Kaplin, А.Р.Потылицын, S.A.Vorobiev. Nucl. Instrum Methods, **169**, 585, 1980.
 - [11] H.Kumm, F.Bell, R.Sizmann, H.J.Kreiner, D.Harder. Radiat Effects, **12**, 43, 1972.
-