

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-568(55)-82

Ր.Օ.ԱՎԱԿՅԱՆ, Ա.Օ.ԱԳԱՆՅԱՆՈՒ, Ա.Ա.ԱՐՄԱԳԱՆՅԱՆ,
Լ.Դ.ԱՐՄԱԿՅԱՆ, Յ.Ա.ՎԱՐԿԱՆՈՒ, Դ.Ա.ՎԱՐԿԱՊԵՏՅԱՆ,
Տ.Տ.ԴԱՆԱԳՄԼՅԱՆ, Ա.Դ.ԻՏԿԱՆԴԱՐՅԱՆ, Տ.Ս.ԿԱՐՅԱՆ

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА
МОНОКРИСТАЛЛЕ АЛМАЗА

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

Исследование взаимодействия высокоэнергетических заряженных частиц с кристаллами привлекает к себе в последнее время всё большее внимание. Периодическая структура кристалла приводит к интерференционным эффектам в тормозном излучении релятивистских заряженных частиц. Теория когерентного тормозного излучения (КТИ), развитая в [1,2], как известно, нашла свое экспериментальное подтверждение (например [3,4]). Однако, как отмечается в [5,6], теория КТИ в первом борновском приближении теории возмущений [2] имеет ограниченное применение. Это связано с тем, что быстрая частица эффективно взаимодействует со всеми атомами, которые находятся в зоне формирования излучения. Продольные размеры этой зоны (когерентная длина взаимодействия) определяются величиной

$$l_{\text{ког}} \sim \delta^{-1} \approx \frac{2E_0}{mc^2} \frac{1-\chi}{\chi},$$

где δ - минимальный переданный импульс (в единицах mc) вдоль направления движения электрона, $\chi = E_\gamma/E_0$ - относительная энергия излученного фотона, E_0 - начальная энергия электрона. Увеличение длины зоны формирования излучения приводит

к увеличению числа атомов $N \sim \ell_{\text{ког}}/a$ (a - постоянная решетки), когерентно участвующих в тормозном излучении, что приводит к нарушению условия применимости борновского приближения

$$Nze^2/\hbar c \ll 1. \quad (I)$$

Однако, выход за рамки теории возмущений (квазиклассическое приближение квантовой электродинамики) показывает [5], что когерентный характер взаимодействий сохраняется и в условиях, когда (I) нарушается. Оказывается, что область применимости формулы для интенсивности когерентного излучения электронов в кристалле гораздо шире области применимости самого борновского приближения.

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение энергетических спектров излучения электронов с энергией $E_0 = 4,5$ ГэВ в монокристалле алмаза при различных углах влета Θ относительно кристаллической оси $\langle 100 \rangle$. Угол Θ изменялся таким образом, что импульс электрона \vec{P}_0 все время находился в плоскости (011) ("эффект ряда", $\alpha = 0$, где α - угол между плоскостями $(\vec{P}_0, \langle 100 \rangle)$ и $(\langle 100 \rangle, \langle 011 \rangle)$). В качестве радиатора использовалась монокристаллическая алмазная пластинка размерами $(2,0 \times 7,0 \times 0,1)$ мм³. Широкая грань, расположенная перпендикулярно к пучку электронов, параллельна плоскости (100), а оси $\langle 011 \rangle$ и $\langle 0\bar{1}\bar{1} \rangle$ кристалла совпадали с вертикальной и горизонтальной осями гониометра. Гониометрическое устройство позволяло с точностью $4,5 \cdot 10^{-5}$ рад. изменять угол вокруг горизонтальной (θ_r) и вертикальной (θ_v) осей. Пучок излученных фотонов формировался коллиматором с размерами отверстия $(3,3 \times 3,3)$ мм², расположенным на расстоянии 18,5 м от кристаллического радиатора.

Энергетические спектры измерялись парным γ - спектрометром [7], с нижней энергетической границей ~ 60 МэВ.

При измерении спектров мониторингирование производилось на одинаковое значение полной интенсивности, измеряемой квантометром Вильсона. Для приведения измеренных спектров на одинаковое число взаимодействующих электронов использовались данные по исследованию ориентационной зависимости полной интенсивности излучения [8].

На рис.1 представлены результаты измерения энергетической зависимости относительной интенсивности $J/J_{\text{дез}}$ ($J_{\text{дез}}$ - интенсивность излученных фотонов при дезориентированном кристалле) при различных ориентациях кристалла ($\Theta = 0,4; 0,6; 0,8; 1,2; 1,4$ мрад). Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам. Для энергетических спектров при $\Theta = 1,2$ и $\Theta = 1,4$ мрад были рассчитаны теоретические спектры КТИ с учетом экспериментальных факторов (угловая расходимость электронов, коллимация и т.д.) При $\Theta = 0,1$ мрад, где Θ - результирующая угловая расходимость электронов, состоящая из начальной расходимости и расходимости, связанной с многократным рассеянием, теория хорошо описывает эксперимент (рис.2). Используя это значение Θ , рассчитаны отношения максимальной интенсивности к интенсивности излучения электронов при дезориентированном кристалле $J_{\text{max}}/J_{\text{дез}}$ для различных пиковых энергий фотонов (пунктирная кривая на рис.1). При $\Theta \leq 0,8$ мрад наблюдается заметное подавление когерентных максимумов интенсивности. Пиковые части в спектрах значительно уширяются. Величина подавления в максимуме для спектра с пиковой энергией $E_{\text{пик}} = 650$ МэВ составляет $J_{\text{экс}}/J_{\text{теор}} = 0,61$. При $\Theta = 0,125$ мрад теория в

ооцем описывает экспериментальный спектр, кроме области когерентного максимума (рис.3). Отношение экспериментального и теоретического значений интенсивностей в максимумах в этом случае составляет $0,76 \pm 0,04$, которое согласуется с предсказаниями работы [9]. Такая картина наблюдается также для энергетического спектра при $\theta = 0,4$ мрад. В этом случае теоретический расчет при $\epsilon = 0,14$ мрад хорошо описывает экспериментальные данные, кроме области когерентного максимума (рис.4).

Другой характерной особенностью энергетических спектров является рост интенсивностей низкоэнергетических ($E_{\gamma} < 300$ МэВ) фотонов. Поведение низкоэнергетической части спектра очень слабо зависит от ориентации кристалла и при увеличении угла θ , начиная с $\theta = 1 \div 1,2$ мрад, практически не меняется. На рис.5 представлены теоретические спектры при $\epsilon = 0,1$ и $\alpha = 0$ для углов влета электронов $\theta = 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 50$ мрад. Даже при сильной разориентации угла θ ($\theta = 50, \alpha = 0$ - обычные условия плоскостного каналирования электронов) в низкоэнергетической части спектра наблюдается заметный рост интенсивности когерентно излученных фотонов. Этот факт свидетельствует о существовании интенсивного излучения электронов при малых углах влета относительно кристаллографической плоскости [10] в достаточно широком диапазоне углов относительно оси кристалла.

На рис.6 приведены измеренные энергетические спектры при углах влета электронов относительно оси кристалла равными $\theta(\theta_r) = 0; 0,12; 0,2; 0,6$ мрад. Для этих же углов влета приведены рассчитанные кривые по теории КТИ при $\epsilon = 0,1$ мрад. Уже при $\theta \leq \theta_{кр} \approx 0,2$ мрад, где $\theta_{кр}$ - критический угол осевого каналирования, расхождение между теорией и экспериментом стано-

вится значительным.

Увеличение ϵ в теоретических расчетах (учет ориентационной зависимости углов многократного рассеяния [11]) уменьшает расхождение между теорией и экспериментом при $\theta = 0,2$ мрад, однако, полностью не исключает её (рис.7).

Итак, заметное расхождение между теорией КТИ и экспериментальными данными начинается с углов влета электронов относительно оси $\langle 100 \rangle \theta < 6\theta_{кр}$. Расхождение теории с экспериментом в интервале углов $\theta_{кр} < \theta < 6\theta_{кр}$ можно объяснить наличием ориентационной зависимости углов многократного рассеяния [11] и динамическим подавлением когерентных максимумов интенсивности [9]. При малых углах влета $\theta \leq \theta_{кр}$ характер движения электронов существенным образом изменяется и это приводит к заметному отличию спектра излучения от когерентного тормозного спектра [12,13].

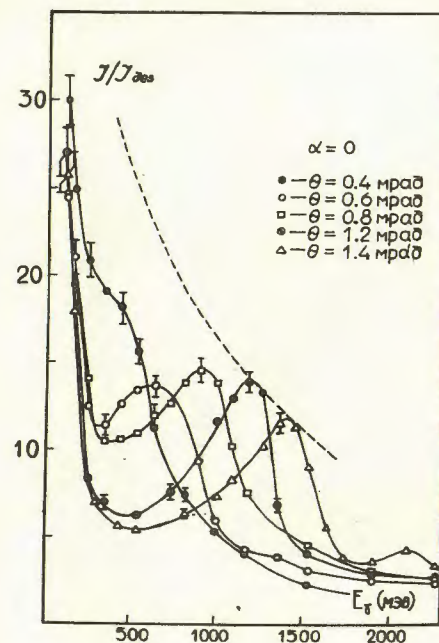


Рис. I

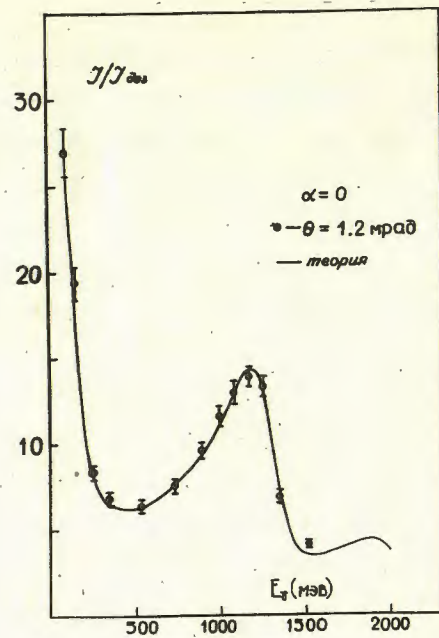


Рис. 2

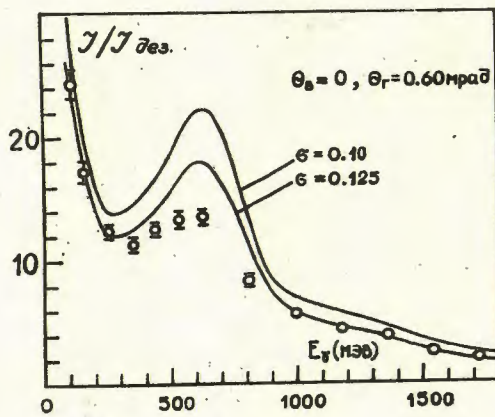


Рис. 3
8

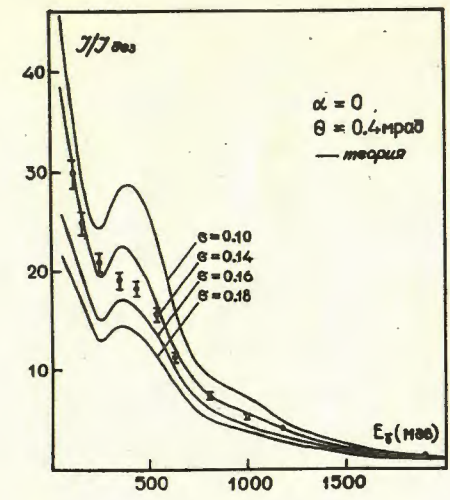


Рис. 4

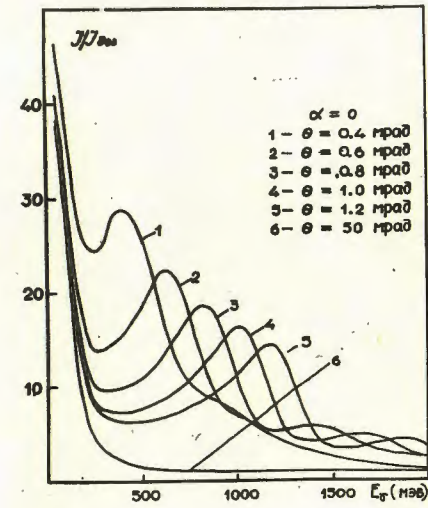


Рис. 5
9

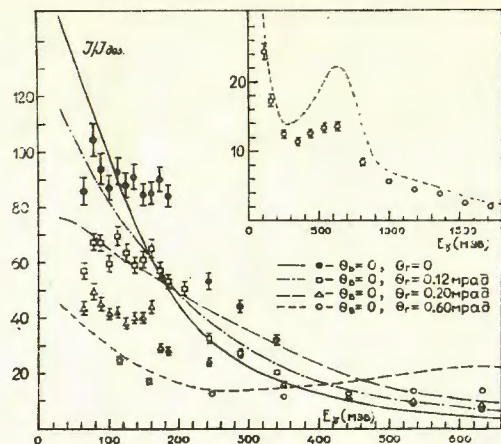


Рис. 6

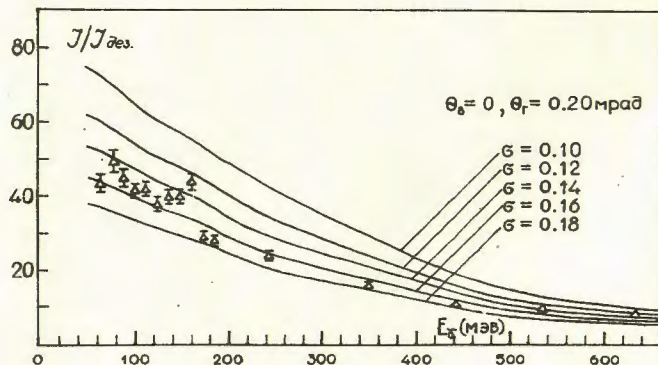


Рис. 7

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1 Энергетические спектры излучения электронов при углах влета относительно оси $\langle 100 \rangle$, равными $\theta = (0,4; 0,6; 0,8; 1,2; 1,4)$ мрад. Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам. Пунктирная кривая - теоретические значения J_{\max}/J_{des} .

Рис. 2 Энергетический спектр излучения для $\theta = 1,2$ мрад. Сплошная кривая - теоретическая.

Рис. 3 Энергетический спектр излучения для $\theta = 0,6$ мрад. Сплошные кривые - теоретические для $\epsilon = (0,1$ и $0,125)$ мрад

Рис. 4 Энергетический спектр излучения для $\theta = 0,4$ мрад. Сплошные кривые - теоретические для $\epsilon = (0,1; 0,14; 0,16; 0,18)$ мрад.

Рис. 5 Теоретические спектры излучения электронов при углах влета относительно оси, равных $\theta = (0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 50)$ мрад.

Рис. 6 Низкоэнергетические спектры излучения электронов при углах влета относительно оси $\langle 100 \rangle$, равных $\theta = 0; 0,12; 0,20; 0,60$; мрад. Кривые - расчеты по теории КТЛ.

Рис. 7 Низкоэнергетический спектр излучения электронов при $\theta = 0,20$ мрад. Сплошные кривые - теоретические для $\epsilon = (0,10; 0,12; 0,14; 0,16; 0,18)$ мрад.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Микаелян М.Л. Интерференционное излучение сверхбыстрых электронов. - ЖЭТФ, 1953, т.25, № 3, с.296-306.
2. Uberall H. High-energy interference effect of bremsstrahlung and pair production in crystal.-Phys.Rev.,1956,vol.103,N.4,p.1055-1067.
3. Barbiellini G., Bologna G.,Diambrini G., Murtas G.P. Production of a quasi-monochromatic γ -ray beam from multi-GeV electron accelerators.-Phys.Rev.Lett.,1962,vol.8, p.112-113.
4. Авакян Р.О., Армагян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Исследование когерентного тормозного излучения на кристалле алмаза.- Изв.АН Арм ССР, Физика, 1971, т.6, с.138-141.
5. Ахизер А.И., Бодышев В.Ф., Шульга Н.Ф.- Теория упругого рассеяния и тормозного излучения быстрых заряженных частиц в кристаллах. - Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1979, т. 10, № 1, с.51-89.
6. Калашников Н.П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М.: Атомиздат, 1981.
7. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Армагян А.А. и др. Экспериментальное оборудование и методика для создания и исследования параметров квазимонохроматических и поляризованных пучков фотонов Ереванского синхротрона. - Препринт ВФИ-523(10)-82, Ереван 1982.
8. Аганьянц А.О., Вартанов Ю.А., Вартапетян Г.А., Марукян Г.О. Ориентационные зависимости тормозного излучения в кристаллах алмаза. Препринт ВФИ-468(10)-81, Ереван 1981.

9. Калашников Н.П. Динамическое подавление максимумов интерференционного тормозного излучения сверхбыстрых электронов в монокристалле. - ЖЭТФ, 1973, т.64, № 4, с.1425-1428.
10. Авакян Р.О., Аганьянц А.О., Вартанов Ю.А. и др. Низкоэнергетические спектры излучения электронов 4,7 ГэВ при малых углах влета в кристалл алмаза. Препринт ВФИ-466(8)-81, Ереван 1981.
11. Авакян Р.О., Армагян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Исследование особенностей интегральной интенсивности тормозного излучения релятивистских электронов в кристалле алмаза.-Препринт ВФИ-504(47)-81, Ереван 1981.
12. Белошицкий В.В., Кумахов М.А. Различие и связь между излучением каналированных частиц и когерентным тормозным излучением. Докл.АН СССР, 1980, т.251, с.331-335.
13. Шульга Н.Ф., Трутень В.И., Фомин С.П. Излучение релятивистских частиц при каналировании и в отсутствие каналирования. Препринт ХФТИ 80-32, Харьков 1980.

Рукопись поступила 18 апреля 1982 г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 262

ВФ-05297

Тираж 299

Препринт ВФИ

Формат издания 60 x 84/16

Подписано к печати 22/VI-82 I.O уч.-изд.л. Ц. 15 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, Маркаряна 2