

УДК 139.122.13

КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ ТИПА Б ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ ЕГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН, А. Т. МАРГАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 мая 1987 г.)

В борновском приближении получены формулы для аморфной и интерференционной частей сечения рождения электрон-позитронных пар фотонами произвольных энергий при нулевых углах влета относительно кристаллографических осей. На основе вычисленных энергетических, спектральных и ориентационных зависимостей сечения проанализирована возможность экспериментального исследования когерентного процесса типа Б.

1. Введение

До появления работы [1] считалось, что когерентное тормозное излучение (КТИ) электронов и образование e^+e^- -пар фотонами в кристаллах являются процессами, специфичными при энергиях начальных частиц, больших несколько сот МэВ, причем интерференционные эффекты в них усиливаются с увеличением энергии [2]. Такая точка зрения сохранилась даже после появления экспериментальных работ по излучению электронов с энергиями 0,1—30 МэВ в кристаллах (см. ссылки в [1, 3]), в которых местоположение некоторых пиков в спектрах излучения можно описать с помощью кинематики КТИ [1, 3]. Кроме того, в теории КТИ и образования пар, развитой в борновском приближении для частиц высоких энергий, показано и экспериментально это подтверждено, что для появления когерентных эффектов необходимо, чтобы импульсы начальных частиц составляли определенный конечный угол ψ с кристаллографическими осями [2]. Такое излучение при высоких энергиях и $\psi \neq 0$ в [1, 3] названо КТИ типа А.

В работе [1] показано, что КТИ в кристаллах может иметь место также при низких энергиях (5—20 МэВ), но при углах влета $\psi = 0$, и такой механизм излучения назван КТИ типа Б.

Различие механизмов образования КТИ типов А и Б заключается в следующем. Известно, что в процессе излучения минимальный переданный импульс $q_{\parallel \min}$ вдоль импульса p начального электрона равен

$$\delta_1 = q_{\parallel \min} = \frac{m^2}{2E} \frac{x}{1-x}, \quad (1)$$

где m — масса электрона, $x = \omega/E$, E , ω — энергии электрона и излу-

ченного кванта ($\hbar = c = 1$). В сечение излучения существенный вклад дают значения $q_{\parallel}, q_{\perp}^2$, заключенные в блинообразную область $\delta_1 \leq q_{\parallel} \leq 2\delta_1, 0 \leq q_{\perp}^2 \leq m^2$, перпендикулярную к $\mathbf{p}$. В случае КТИ типа А энергия $E \sim 1$ ГэВ, и при $x \sim 0.1$ величина δ_1 мала, $\delta_1 \ll 2\pi/a$, где a — постоянная кристалла. В сечение КТИ наибольший вклад дают вектора $\mathbf{g}$ обратной решетки, находящиеся на пересечении блина с плоскостью, проходящей через нулевую точку обратной решетки, при этом $\psi \geq \delta_1/q_{\parallel}$. С увеличением x или δ_1 (при фиксированных ψ и E) в спектре излучения появляются когерентные пики, как только из области пересечения блина выпадает точка или ряд точек обратной решетки (эффект точки или ряда). Аналогичные пики возникают в ψ - и E -зависимостях.

В случае КТИ типа Б характерные энергии $E \sim 15$ МэВ, и при $x \geq 0.1$ величина $\delta_1 \sim 2\pi/a$. Тогда оптимальным является условие $\psi = 0$; при этом в область блина попадает множество точек в перпендикулярных к $\mathbf{p}$ плоскостях обратной решетки с $g_{\parallel} = 2\pi n/d$ (d — расстояние между атомами на оси, $n = 1, 2, \dots$) и когерентные пики будут максимальными. С увеличением x или δ_1 при заданных $\psi = 0$ и E в спектре излучения появляются пики, как только из области блина выпадают точки первой, второй и т. д. плоскостей с $n = 1, 2, \dots$ (эффект плоскости).

В [1, 3] в борновском приближении получены формулы для сечения КТИ типа Б без ограничения высоких энергий и малых углов излучения. Однако в [1, 3] приведены формулы только для когерентной части сечения, без доминирующей его аморфной части, что затрудняет сравнение с экспериментальными данными.

Нетрудно показать, что механизм типа Б работает также в случае процесса фоторождения e^+e^- -пар в кристаллах, и оценить область энергий фотонов, в которой проявляется этот эффект. Минимальный продольный переданный импульс в этом процессе равен

$$\delta_2 = \frac{m^2}{2\omega} \frac{1}{y(1-y)}, \quad (2)$$

где ω — энергия фотона, $y = \varepsilon_+/\omega$, $\varepsilon_{\pm}$ — энергии позитрона и электрона. Взяв для оценок значение $y = 0.5$ (при этом δ_2 принимает свое наименьшее значение $2m^2/\omega$) и приравняв δ_2 к $2\pi n/d$, найдем значения $\omega_n = m^2 d/n\pi$, при которых можно ожидать когерентные пики в сечении. При $n = 1$ для осей [100] и [110] кристалла алмаза имеем соответственно $\omega_1 = 150,25$ и $106,24$ МэВ, что намного больше энергий электронов в случае КТИ типа Б, но меньше энергий характерных для КТИ типа А.

В настоящей работе получены формулы для аморфной и интерференционной частей сечения когерентного фоторождения e^+e^- -пар типа Б в кристаллах в общем случае произвольных энергий фотона и частиц пары. Вычислены энергетические, спектральные и ориентационные зависимости этих сечений для конкретного кристалла алмаза. Результаты показыва-

ют, что в определенной области энергий когерентные эффекты типа Б больше эффектов типа А. Проведен анализ возможности экспериментального исследования процесса.

2. Сечение когерентного фоторождения пар в кристаллах

Здесь, следуя работе [1], мы приведем формулы для фоторождения e^+e^- -пар в кристаллах, не делая предположений о высоких энергиях и малых углах вылета частиц пары.

Процедура получения формул для сечения в кристалле такова. Будем исходить из известного выражения для дифференциального сечения образования пар в кулоновом поле в борновском приближении для произвольных энергий фотона и частиц пары [4]. В этом выражении, дифференциальном по $d\mathbf{p}_+$, $d\mathbf{p}_-$, необходимо перейти к переменным $\mathbf{p}_+$, $\mathbf{q}$, пользуясь законами сохранения энергии и импульса $\omega = \varepsilon_+ + \varepsilon_-$, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{p}_+ - \mathbf{p}_-$ ($\mathbf{k}$ — импульс фотона), и умножить результат на интерференционный множитель. Проведя далее усреднение по тепловым колебаниям атомов решетки и интегрируя по телесному углу позитрона и по $d\mathbf{q}$, получим следующие выражения для аморфной и интерференционной частей сечения:

$$\frac{d\sigma^{\text{кр}}}{dy} = \frac{d\sigma^{\text{ам}}}{dy} + \frac{d\sigma^{\text{ин}}}{dy}, \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma^{\text{ам}}}{dy} = N\sigma_0 \frac{m^2}{\omega^2} \int \frac{d\mathbf{q}}{2\pi} \frac{[1-F(q)]^2}{q^4} (1 - e^{-q^2 \bar{u}^2}) \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^4 f_i(\mathbf{k}, y, \mathbf{q}), \quad (4)$$

$$\frac{d\sigma^{\text{ин}}}{dy} = N\sigma_0 \frac{m^2}{\omega^2} \sum_g \frac{1}{Q} D(g) \sum_{i=1}^4 F_i(\mathbf{k}, y, g), \quad (5)$$

где

$$\sigma_0 = Z^2 r_0^2 \alpha, \quad D(g) = \frac{(2\pi)^2}{V_0} \frac{S(g)}{n_0} \frac{[1-F(g)]^2}{g^4} e^{-g^2 \bar{u}^2},$$

$$F_1(\mathbf{k}, y, \mathbf{q}) = (4\varepsilon_+^2 - q^2) \left(1 - 2 \frac{\varepsilon_-}{\rho_-} + m^2 \frac{q_{\parallel} + \eta - \varepsilon_+}{\rho_-^3} \right),$$

$$F_2(\mathbf{k}, y, \mathbf{q}) = (4\varepsilon_-^2 - q^2) \left(1 - 2 \frac{\varepsilon_+}{\rho_+} + m^2 \frac{\varepsilon_+ - \eta}{\rho_+^3} \right),$$

$$F_3(\mathbf{k}, y, \mathbf{q}) = \frac{2}{q_{\parallel}} \omega^2 q_{\perp}^2 \left(\frac{1}{\rho_-} + \frac{1}{\rho_+} \right) + 2(4\varepsilon_+ \varepsilon_- + q^2),$$

$$F_4(\mathbf{k}, y, \mathbf{q}) = \frac{1}{q_{\parallel}} (4\varepsilon_+ \varepsilon_- + q^2) \left[\frac{1}{\rho_-} (2\varepsilon_+ q_{\parallel} - q^2 - 2m^2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\rho_+} (2\varepsilon_- q_{\parallel} - q^2 - 2m^2) \right],$$

$$\rho_- = \left[(\varepsilon_+ - \eta - q_{\parallel})^2 - \frac{q_{\perp}^2}{Q^2} \left(p_+^2 - \frac{\omega^2}{Q^2} (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2 \right) \right]^{1/2},$$

$$\rho_+ = \left[(\varepsilon_- - \eta)^2 - \frac{q_{\perp}^2}{Q^2} \left(p_+^2 - \frac{\omega^2}{Q^2} (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2 \right) \right]^{1/2},$$

$$Q = k - q, \quad \epsilon = q_{\parallel} - \frac{q^2}{2\omega}, \quad \eta = \frac{kQ}{Q^2} (\epsilon_+ - \epsilon_-).$$

В этих выражениях Z — заряд ядра, $r_0 = e^2/m$ — классический радиус электрона, $F(q)$ формфактор атома, N — полное число атомов, $S(q)$ — структурный фактор, V_0, n_0 — объем и число атомов элементарной ячейки, $\bar{u}^2$ — среднеквадратичное одномерное тепловое смещение атомов кристалла, $q_{\parallel}, q_{\perp}$ и $g_{\parallel}, g_{\perp}$ — параллельные и перпендикулярные к импульсу фотона k составляющие q и g .

Интегрирование по q в (4) проводится при условии

$$\omega \frac{\epsilon_+ - p_+}{\omega - p_+} \leq q_{\parallel} - \frac{q^2}{2\omega}, \quad (6)$$

а суммирование по g в (5) — при том же условии (6) с заменой q на g .

Легко показать, что при высоких энергиях частиц и малых углах испускания как формулы для КТИ типа Б, полученные в [1], так и выражения (4)–(6) переходят в соответствующие формулы, известные в литературе [2]. Однако формулы (4)–(6), как и аналогичные формулы работы [1] для КТИ типа Б, позволяют исследовать поведение сечений процессов и при относительно меньших энергиях.

3. Численные результаты

Для выявления свойств процесса когерентного образования e^+e^- -пар типа Б, а также для выяснения оптимальных условий, при которых этот процесс может быть обнаружен и исследован, нами проведены численные расчеты для кристалла алмаза (ось [110], $a = 3,567$ Å, $V/\bar{u}^2 = 0,04$ Å). Поскольку когерентные эффекты в процессе проявляются при относительно больших энергиях фотонов, $\omega \geq 100$ МэВ, расчеты для дифференциальных и интегральных сечений проведены с помощью известных формул, полученных при высоких энергиях [2, 5]. В расчетах был использован атомный формфактор модели Томаса—Ферми [6].

На рис. 1. изображены зависимости $\sigma^{\text{ам}}$, $R = \sigma^{\text{ин}}/\sigma^{\text{ам}}$ (кривые 1,3) и $d\sigma^{\text{ам}}/dy$, $r = (d\sigma^{\text{ин}}/dy)/(d\sigma^{\text{ам}}/dy)$ (кривые 2,4 при $y = 0,5$) от энергии

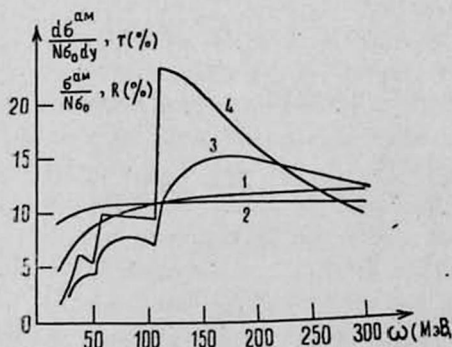


Рис. 1. Зависимости $\sigma^{\text{ам}}$, $d\sigma^{\text{ам}}/dy$ при $y=0,5$ и R, r от ω (соответственно кривые 1, 2, 3, 4).

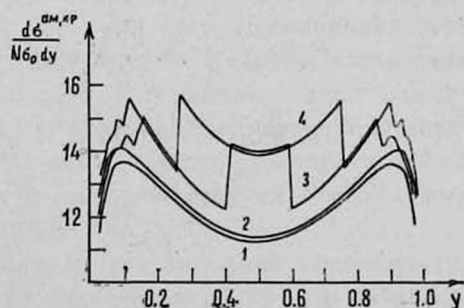


Рис. 2. Зависимости $d\sigma^{\text{ам}}/dy$ и $d\sigma^{\text{кр}}/dy$ от y при $\omega=110$ МэВ (кривые 1,3) и $\omega=140$ МэВ (кривые 2,4).

ω . Как видно на рис. 1, в отличие от процесса типа А, для которого при определенных $\psi \neq 0$ значения R и r растут с ω , в случае процесса типа Б величины R и r достигают максимальных значений $R_{\max} \sim 15\%$ и $r_{\max} \sim 20\%$ соответственно при $\omega \approx 160$ и 110 МэВ и при дальнейшем росте ω медленно падают. Появление новых пиков в R и r при энергиях ω , в 2, 3 и т. д. раз меньших, обусловлено тем, что как было указано во введении, при кратном уменьшении ω после первой плоскости обратной решетки начинают играть роль вторая, третья и т. д. ($n = 2, 3, \dots$) плоскости.

На рис. 2 приведены энергетические распределения позитронов, т. е. зависимости $d\sigma^{ep}/N\sigma_0 dy$ (кривые 1,2) и $d\sigma^{em}/N\sigma_0 dy$ (кривые 3,4) от y при двух энергиях фотонов $\omega = 140$ и 110 МэВ. Из рис. 2 следует, что при увеличении ω от 110 до 140 МэВ ширина когерентных пиков увеличивается, несмотря на то, что значение r немного уменьшается (см. рис. 1), чем и объясняется увеличение значения R .

На рис. 3 приведены ориентационные зависимости, т. е. зависимости $d\sigma^{em}/N\sigma_0 dy$ (кривые 1,2) и r (кривые 3,4) при $y = 0,5$ от угла ψ между импульсом фотона и осью [110] для двух энергий фотона $\omega = 110$ и 140 МэВ. Естественно, прямые 1,2, которые приведены для нахождения $d\sigma^{em}/dy = r \cdot d\sigma^{em}/dy$, не зависят от ψ . Как следует из поведения кривых 3, 4, при увеличении ψ от нуля до $\psi \sim 10^{-2}$ рад интерференционные части не меняются и составляют $\sim 20\%$ от аморфных. При дальнейшем увеличении ψ , начиная со значения 10^{-2} рад, интерференционная часть сечения уменьшается, и при $\psi \gtrsim 4 \cdot 10^{-2}$ рад начинают проявлять себя когерентные эффекты типа А в виде пиков на уровне $r \sim 10\%$. Отметим, что ориентационные зависимости на рис. 3 вычислены в случае, когда ψ меняется таким образом, что вектор $\mathbf{k}$ находится в плоскости, проходящей через оси [110] и [001]. Аналогичные зависимости получаются, когда ψ меняется так, что $\mathbf{k}$ находится в плоскости, проходящей через оси [100] и [010].

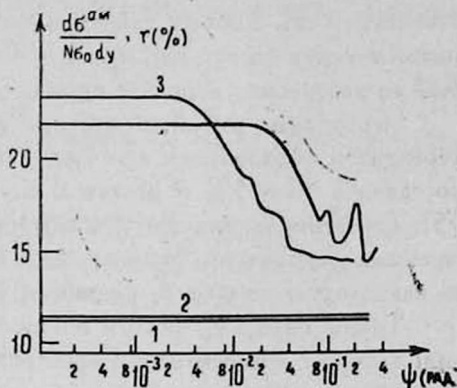


Рис. 3. Зависимости $d\sigma^{em}/dy$ и r от ψ при $\omega = 110$ МэВ (кривые 1,3) и $\omega = 140$ МэВ (кривые 2,4).

4. Обсуждение. Экспериментальные возможности

Применимость борновского приближения при $\psi = 0$ для КТИ типа Б обсуждена в [1, 3]. В случае когерентного фоторождения e^+e^- -пар типа Б применимость борновского приближения еще более оправдана, так как в этом случае нет каналирования фотонов, а влияние каналирования частиц образованных пар, как хорошо известно, проявляется при очень больших энергиях фотонов, $\omega \gtrsim 50$ ГэВ [7].

Представляет интерес обсудить возможности экспериментального исследования рассматриваемого процесса. Очевидно, что для исследования энергетической зависимости (кривая 4, рис. 1) и спектрального распределения (рис. 2) дифференциальных сечений подходящим прибором является обычный парный спектрометр с энергетическим разрешением $\sim 1\%$. Измерение абсолютных значений полного сечения и его энергетической зависимости (кривая 3, рис. 1) удобно провести с помощью меченных фотонов.

Для основных спектральных измерений с учетом того, что, с одной стороны, эффективность парных спектрометров при малых энергиях ω мала и растет с увеличением ω , достигая $\sim 100\%$ при $\omega \gtrsim 500$ МэВ (при этом эффективность выше для симметричных пар), кажется лучше проводить измерения при больших значениях ω . С другой стороны, как следует из кривых 3 и 4 на рис. 1, при увеличении ω когерентные эффекты уменьшаются. Кроме того, при увеличении ω , как следует из рис. 2, для четкого наблюдения резких спадов в спектре необходимо провести измерения при больших значениях y , т. е. для сильно асимметричных пар, что связано с трудностями из-за вышеупомянутого уменьшения эффективности парного спектрометра. Поэтому оптимальной является область энергий $\omega \sim 110$ — 140 МэВ, где, согласно рис. 1 и 2, $r \sim 20\%$. С учетом систематических и статистических ошибок такое значение r можно экспериментально проверить, измеряя спектр пар при $\psi = 0$ и при большом ψ в области $y = 0,5$ — $0,85$ за достаточно короткое время.

Необходимо отметить, что при $\omega = 100$ — 200 МэВ значение r для когерентного образования e^+e^- -пар типа А с определенными значениями ψ составляет 10 — 15% и растет с ω , достигая $r \sim 100\%$ при $\omega \sim 10$ ГэВ [5]. Отметим также, что угловой разброс γ -пучков, получаемых на электронных ускорителях с энергиями электронов $E \gtrsim 1$ ГэВ, $\Delta\psi \lesssim 5 \cdot 10^{-4}$ и, как следует из рис. 3, влиянием этого разброса можно пренебречь.

Таким образом, анализ показывает, что в отличие от КТИ типа Б, при котором когерентные эффекты меньше выделяются на уровне аморфного фона, когерентное фоторождение пар типа Б можно экспериментально исследовать и провести сравнение с теоретическими предсказаниями. Кроме того, дальнейшее исследование этого нового явления представляет не только академический, но и, возможно, практический интерес, поскольку когерентные эффекты происходят при энергиях фотонов, близких к критическим энергиям различных веществ, т. е. при энергиях, какие имеют частицы в максимуме ливневых кривых.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sáenz A. W., Überall H. Phys. Rev., B25, 4418 (1982).
2. Тер-Микаелян М. А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
3. Sáenz A. W., Überall H. Coherent Radiation Sources. Ed. by Sáenz A. W., Überall H. Springer-Verlag, 1985, p. 5.
4. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Физматгиз, М., 1959.
5. Авакян Р. О. и др. Препринт ЕФИ-621 (11)-83, Ереван, 1983.
6. Mollier G. Z. Naturforsch., 2a, 133 (1947).
7. Belkacem A. et al. Phys. Rev. Lett., 53, 1196 (1987).

ՌԶՈՒՐԵԳՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՊՈԶԻՏՐՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ԿՈՇԵՐԵՆՏ Բ-ՏԻՊԻ
ՖՈՏՈԱՌԱՋԱՅՈՒՄԸ ԵՎ ՓՈՐՁԵՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Կ. Ա. ԻՍԻՐՅԱՆ, Ա. Տ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Բոռնի մոտավորությամբ ստացված են բանաձևեր էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգերի ֆոտոառաջացման կտրվածքների ամորֆ և ինտերֆերենցիոն մասերի համար, երբ կամայական էներգիայի ֆոտոնը տարածվում է բյուրեղազրական առանցքի ուղղությամբ: Հաշվված կտրվածքների էներգետիկ, սպեկտրալ և օրինադասարկ կախումների հիման վրա ուսումնասիրված է նշված կոհերենտ պրոցեսի փորձնական հետազոտման հնարավորությունը:

B-TYPE COHERENT PHOTOPRODUCTION OF ELECTRON-POSITRON PAIRS IN CRYSTALS AND THE POSSIBILITY OF ITS EXPERIMENTAL INVESTIGATION

S. M. DARBINYAN, K. A. ISPIRYAN, A. T. MARGARYAN

Formulae for amorphous and interference parts of the cross-section for electron-positron pair production by photons of arbitrary energy are derived in the Born approximation. Using the calculated energy, spectral and orientation dependences of the cross-section, the possibility of experimental investigation of this B-type coherent process is analyzed for photons passing at zero angles with respect to the crystallographic axes.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 183—189 (1988)

УДК 538.56;539.12

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ОРИЕНТИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ С УЧЕТОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

А. Р. АВАКЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 9 июля 1987 г.)

Развит метод моделирования движения релятивистских заряженных частиц при каналировании и квазиканалировании в поле кристаллографических осей или плоскостей с учетом некогерентного многократного рассеяния частиц на атомах среды, основанный на решении стохастических дифференциальных уравнений движения частицы.

1. Введение

При исследовании динамики и частотно-угловых характеристик излучения заряженных частиц при их каналировании и квазиканалировании в реальных кристаллах весьма важно учитывать влияние некогерентного многократного рассеяния частиц на ядрах и электронах среды.

Учет указанного влияния можно проводить с помощью уравнения Фоккера—Планка для функции распределения частиц в фазовом пространстве [1, 2]. Другой, более последовательный, метод основан на динамическом описании движения. Вариант такого метода, исходящий из би-