

УДК 539.172.3

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА В ПОЛЯХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
ОСЕИ И ПЛОСКОСТЕЙ

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

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 6 января 1985 г.)

Исследован нелинейный квантовоэлектродинамический процесс расщепления фотона на два фотона в сильных полях кристаллических осей и плоскостей и вычислены соответствующие коэффициенты поглощения в случае, когда пучок фотонов падает на кристалл параллельно осям или плоскостям. Полученные результаты, применимые при относительно малых энергиях фотонов, показывают, что коэффициенты поглощения растут с энергией фотона как $\sim \omega^5$, а при больших значениях ω могут превосходить соответствующие коэффициенты для аморфных сред.

1. Введение

В настоящее время из четырех нелинейных эффектов квантовой электродинамики (КЭД), а именно, рассеяния света светом, дельбрюковского рассеяния, расщепления и слияния фотонов в кулоновском поле ядер (см., например, [1]), экспериментально исследовано только дельбрюковское рассеяние [2]. Есть утверждения о том, что наблюден также процесс расщепления фотона на два фотона ($\gamma Z \rightarrow Z\gamma\gamma$) при малых [3] и больших энергиях [2]. Однако число событий, зарегистрированных в [3] и [2] по реакции $\gamma Z \rightarrow Z\gamma\gamma$, оказалось соответственно в 6 и 200 раз больше, чем предсказывает теория ([4] и [5]). Если результаты по дельбрюковскому рассеянию, полученные в эксперименте [2], находятся в согласии с результатами расчетов КЭД с учетом кулоновских поправок [6], то события того же эксперимента [2], приписываемые процессу расщепления, оказались обусловленными другим процессом [7]. Правда, никто не сомневается в точности предсказаний КЭД, тем не менее поиск новых возможностей по их проверке, несомненно, представляет интерес. Недавно было указано [8], что увеличение сечений дельбрюковского рассеяния и расщепления фотонов, обусловленное интерференционными явлениями в кристаллах при определенных условиях, может облегчить задачу экспериментального исследования этих эффектов.

С другой стороны, в последние десятилетия интенсивно развивается теория КЭД процессов, происходящих в сильных электромагнитных полях (см., например, [9]). Характерной особенностью таких процессов является то, что их вероятность сильно растет с увеличением инвариантного параметра $x = (e/m^2) \sqrt{(F_{\mu\nu} k')^2}$ и достигает больших значений при $x \sim 1$ ($F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, k' — 4-импульс первичной частицы).

В случае, когда первичной частицей является фотон, $\chi = (e/m^3) [(k \times H + \omega E)^2 - (kE)^2]^{1/2}$; если $H=0$ и $E \perp k$, то $\chi = \omega E / m E_0$, где k — волновой вектор фотона с энергией ω , а $E_0 = m^2/e = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см — критическое поле. Это позволит экспериментально исследовать такие процессы при высоких энергиях, когда, например, $\omega/m \gg 1$, несмотря на отсутствие в лабораторных условиях полей E порядка E_0 . В самом деле, как показывают результаты теоретических работ [10—17], вероятность образования пары фотоном, пролетающим параллельно кристаллическим осям или плоскостям, сильно растет с ω и при $\omega \approx 100$ ГэВ превосходит вероятность, обусловленную известным бете-гайтлеровским процессом образования пары. Так что наблюдение в ближайшем будущем образования e^+e^- -пары фотоном с $\omega \gtrsim 100$ ГэВ в полях кристаллических осей и плоскостей будет средством экспериментального исследования КЭД процессов в сильных однородных внешних полях. Конечно, излучение каналированных частиц при больших значениях ω/E_0 , также намного превосходящее соответствующее бете-гайтлеровское излучение по интенсивности, можно интерпретировать (см., например, [18, 19]) как синхротронное излучение в сильных полях кристаллических осей или плоскостей. Однако такая интерпретация нуждается в уточнении, поскольку на длине зоны формирования m/eE каналированная частица, в отличие от прямолинейно движущегося фотона в случае образования пар, испытывает сильное воздействие со стороны неоднородного внешнего поля (об этом свидетельствует также произвольный параметр L , введенный в [18, 19] классически, но который используется в КЭД расчетах).

Из нелинейных эффектов КЭД теоретически исследовано [20—24] только расщепление фотонов в интенсивном внешнем поле*. Используя результаты работ [23, 24], в настоящей работе мы показываем, что также, как в случае образования пар [10—15], вероятность расщепления фотона в полях кристаллических осей и плоскостей растет с энергией фотона довольно сильно и может превышать вероятность процесса на изолированных ядрах, открывая тем самым новые возможности для обнаружения интересного нелинейного эффекта КЭД.

2. Вычисления

Для неполяризованного пучка фотонов, распространяющегося перпендикулярно внешнему однородному полю, полный ($W_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma}$) и дифференциальный по энергии одного из фотонов ($dW_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma}/d\xi$ ($\xi = \omega'/\omega$)) коэффициенты поглощения, обусловленные расщеплением, определяются выражениями [23]

$$W_{\gamma \rightarrow \gamma\gamma}(\omega) = \frac{361}{10 \cdot 315^2} \frac{\alpha^3}{\pi^2} \left(\frac{\omega}{m}\right)^5 \left(\frac{E}{E_0}\right)^6 m, \quad (1)$$

* С экспериментальной точки зрения было бы лучше иметь дело с дельбрюковским рассеянием в сильном внешнем поле. Как утверждается в [23, 24], дельбрюковское рассеяние можно исследовать с помощью процесса расщепления, если принять, что один из вторичных фотонов является виртуальным.

$$dW_{T \rightarrow \Pi}(\omega, \xi)/d\xi = 30 W_{T \rightarrow \Pi}(\omega) \xi^2 (1 - \xi)^2, \quad (2)$$

где m — масса электрона, $\alpha = 1/137$. Отметим, что выражения (1) и (2) получены при $\kappa = \omega E / m E_0 \ll 1$ без учета возникновения массы у фотонов из-за их поглощения в процессе образования $e^- e^+$ -пар.

Пусть теперь фотонный пучок проходит через монокристалл параллельно кристаллическим осям (или плоскостям). В этом случае каждый фотон пучка до взаимодействия все время движется на определенном расстоянии ρ от оси (или y от середины между соседними плоскостями) и испытывает действие постоянного перпендикулярного электрического поля $E(\rho)$ оси (или $E(y)$ плоскости). Следовательно, для нахождения интересующих нас коэффициентов поглощения для пучка фотонов необходимо выражения (1) и (2) усреднить по ρ (или y).

Из большого числа модельных потенциалов, удовлетворительно описывающих потенциалы, вычисленные в приближении Мольера, и часто используемых при рассмотрении вопросов излучения каналированных частиц и образования пар в монокристаллах, мы воспользуемся следующими: для случая оси [15]

$$U^{\text{ось}}(x) = U_0^{\text{ось}} \left[\ln \left(1 + \frac{1}{x + \eta} \right) - \ln \left(1 + \frac{1}{x_0 + \eta} \right) \right], \quad (3)$$

для случая плоскости [14]

$$U^{\text{пл}}(v) = U_0^{\text{пл}} v^2. \quad (4)$$

В этих выражениях $x = \rho^2/\alpha_s^2$, $x_0^{-1} = \pi \alpha_s^2 n d$, $\eta = 2 u_1^2/\alpha_s^2$, $v = y/(d_p/2)$, n — плотность атомов кристалла, d и d_p — расстояния между атомами на оси и между плоскостями, u_1 — амплитуда тепловых колебаний. Значения входящих в (3) и (4) параметров для осей [111] и плоскостей (110) различных кристаллов приведены в таблице [14, 15]).

Таблица

Кристалл	$U_0^{[111]} (\text{эВ})$	$U_0^{(110)} (\text{эВ})$	$d^{[111]} (\text{А})$	$d_p^{(110)} (\text{А})$	$\alpha_s (\text{А})$	x_0	η	$B^{[111]}$ (ГэВ ⁻⁵ ·см ⁻¹)	$B^{(110)}$ (ГэВ ⁻⁵ ·см ⁻¹)	$\frac{[111]}{3} (\text{ГэВ})$	$\frac{(110)}{3} (\text{ГэВ})$
C	29	263,09	1,26	0,326	5,5	0,025		$5,31 \cdot 10^{-19}$	$8,9 \cdot 10^{-23}$	126	817
Si	54	304,7	1,92	0,3	15	0,15		$7,3 \cdot 10^{-20}$	$1,68 \cdot 10^{-23}$	185	1079
Ge	91	544,9	2	0,3	16	0,13		$2,77 \cdot 10^{-16}$	$4,48 \cdot 10^{-22}$	99	625
W	417	1602,74	2,24	0,215	49	0,115		$1,1 \cdot 10^{-13}$	$1,54 \cdot 10^{-19}$	14,3	220

Вычислив с помощью (3) и (4) поля ($E = -\text{grad } U$) и подставив их в (1) и (2), для пучка падающих фотонов усредним вероятности по поперечным координатам, т. е. найдем интегралы $nd \int d^2\rho W_{T \rightarrow \Pi}(\rho)$ в случае оси и $d_p^{-1} \int dy W_{T \rightarrow \Pi}(y)$ в случае плоскости. В первом случае интегрирование можно провести до бесконечности, так как для потенциала (3) основной вклад в интеграл дает область $x \sim \eta$, а во втором случае интеграл берется в пределах от $-d_p/2$ до $d_p/2$. После инте-

гирования для вероятностей расщепления фотонов на единице длины (для коэффициентов поглощения фотонов, обусловленного их расщеплением в полях кристаллических осей и плоскостей) получим следующие выражения:

$$\overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{осб}}(\omega) = \frac{32 \cdot 361}{5 \cdot 315^2} \frac{\alpha^3}{\pi} \frac{nd}{m^2} \left(\frac{U_0^{\text{осб}}}{m} \right)^6 \frac{1}{m^4 a_s^4} I \left(\frac{\omega}{m} \right)^5 m = B^{\text{осб}} \omega^5, \quad (5)$$

$$d\overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{осб}}(\omega, \xi)/d\xi = 30 \overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{осб}}(\omega) \xi^2 (1-\xi)^2 = 30 B^{\text{осб}} \omega^5 \xi^2 (1-\xi)^2; \quad (6)$$

$$\overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{пл}}(\omega) = \frac{2^{11} \cdot 361}{5 \cdot 7 \cdot 315^2} \frac{\alpha^3}{\pi^2} \left(\frac{U_0^{\text{пл}}}{m} \right)^6 \frac{1}{m^6 d_p^6} \left(\frac{\omega}{m} \right)^5 m = B^{\text{пл}} \omega^5, \quad (7)$$

$$d\overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{пл}}(\omega, \xi)/d\xi = 30 \overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{пл}}(\omega) \xi^2 (1-\xi)^2 = 30 B^{\text{пл}} \omega^5 \xi^2 (1-\xi)^2, \quad (8)$$

где

$$I = \frac{1}{20 \eta^2} - \frac{3}{2 \eta} - 63 - 252 \eta (1+\eta) + \frac{1}{20 (1+\eta)^2} + \\ + \frac{3}{2 (1+\eta)} - 21 (1+8 \eta + 18 \eta^2 + 12 \eta^3) \ln \frac{\eta}{1+\eta}, \quad (9)$$

а значения констант $B^{\text{осб}}$ и $B^{\text{пл}}$ приведены в таблице.

3. Обсуждение

Проанализируем области применимости и следствия полученных результатов. Отметим, что хотя мы предполагали строгую параллельность пучка фотонов осям или плоскостям, тем не менее, по аналогии с работами [11, 12, 16], формулы (5)–(8) применимы, если $\max \left(\frac{m}{\omega}, \theta_0 \right) < U_0/m$, где θ_0 — угол расходимости пучка, так как зоны формирования всех процессов во внешних полях выражаются формулой m/eE и требуется, чтобы изменение поля на длине этой зоны было малым.

Особенно следует обсудить более подробно условие $\kappa = \omega E/mE_0 \ll 1$ и вытекающие из него области применимости полученных формул. Обозначим через $E_{\text{мах}}$ максимальное значение поля E кристаллической оси или плоскости. Для использованных модельных потенциалов (3) и (4) поле достигает значения $E_{\text{мах}}$ при $\rho = u_1$ и $y = d_p/2$, т. е. вблизи осей и плоскостей. Кроме точки $\rho_{E=E_{\text{мах}}}$ (или $y_{E=E_{\text{мах}}}$) во всей области ρ (или y) $\kappa < 1$ и ясно, что полученные формулы применимы при энергиях фотонов $\omega \lesssim \omega_{\text{гр}}$, где $\omega_{\text{гр}}$ — граничная энергия, при которой $\kappa = \omega_{\text{гр}} E_{\text{мах}}/mE_0 = 1$.

Как видно из (5)–(8), в области $\omega \lesssim \omega_{\text{гр}}$ коэффициенты поглощения в полях кристаллических осей и плоскостей зависят от ω довольно сильно ($\sim \omega^5$), и можно надеяться, что, как и коэффициент поглощения фотонов в кристаллах из-за образования e^+e^- -пар [10–17], $\overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{осб, пл}}$ с ростом ω может стать больше коэффициента поглощения в аморфных средах, определяемого при больших ω выражением [5]

$$W_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{ам}} = n \sigma_{\tau \rightarrow \pi} = \frac{n Z^2 \alpha}{\pi} \ln(183 Z^{-1/3}) \cdot 10^{-29} \text{ см}^{-1}, \quad (10)$$

где n и Z — плотность и заряд ядер.

Однако, как показывают численные расчеты, при $\omega \lesssim \omega_{\text{гр}}$ $\overline{W}_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{осб, пл}}$ все еще меньше коэффициента $W_{\tau \rightarrow \pi}^{\text{ам}}$, который не зависит от ω . Ясно,

что рост $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}$ должен продолжаться, и если предположить, что при $\omega > \omega_{gr}$ в некоторой области рост $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}$ все еще дается выражениями (5)–(8), то, например, $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}^{ось}$ будет порядка $W_{T \rightarrow \pi}^{ам}$ при 264 и 48,77 ГэВ для кристаллов алмаза и вольфрама, т. е. при энергиях, всего в 2–3 раза превышающих ω_{gr} .

Точное вычисление $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}^{ось, пл}$ при энергиях $\omega > \omega_{gr}$, когда в определенных областях ρ и y значения x больше единицы, представляет собой очень трудоемкую задачу, которую можно решить только на ЭВМ. Это связано с тем, что, согласно [23, 24], коэффициенты поглощения фотонов в однородных полях при $x > 1$ даются очень сложными выражениями, которые упрощаются только при условии $x \gg 1$: $W_{T \rightarrow \pi}(x \gg 1) \sim \sim x^{2/3}/\omega \sim \omega^{-1/3}$.

Однако можно привести некоторые простые аргументы, указывающие на то, что при энергиях $\omega > \omega_{gr}$ сильный рост $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}^{ось, пл}$ продолжается еще в некоторой области и, следовательно, есть все основания ожидать, что, как и в случае образования пар, $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}^{ось, пл}$ будет больше $W_{T \rightarrow \pi}^{ам}$. В самом деле, если $\omega > \omega_{gr}$, то при некоторых значениях ρ_{x-1} и y_{x-1} будем иметь $x=1$. Тогда $x < 1$ для всей области $\rho > \rho_{x-1}$ (или $y > y_{x-1}$) и $x > 1$ в некоторой области $\rho < \rho_{x-1}$ (или $y < y_{x-1}$). Следовательно, интегралы $nd \int d^2\rho W_{T \rightarrow \pi}(\rho)$ или $d\rho^{-1} \int dy W_{T \rightarrow \pi}(y)$ можно разбить на три части, соответствующие $x \ll 1$, $x \sim 1$ и $x \gg 1$. Когда ω становится больше ω_{gr} , кроме первой части начинают давать вклад также вторая и третья части, и рост $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}$ идет за счет увеличения радиального объема. При очень больших энергиях, когда $\omega \gg \omega_{gr}$, рост $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}$ сильно замедляется, поскольку, как уже отмечалось, $W(x \sim 1)$ и $W(x \gg 1)$ при заданном значении поля слабее зависят от ω . Кроме того, графики функций $W(x \ll 1) \pi^2 \omega / a^3 m^2$ и $W(x \gg 1) \pi^2 \omega / a^3 m^2$ от x пересекаются при $x = 3,654$, что свидетельствует о том, что как и в случае образования пар [16], формула (1) для $W(x \ll 1)$ должна иметь удовлетворительную для нас точность (20–30%) до значений $x \sim 2$ –3.

Таким образом, можно с уверенностью сказать, что, как и в случае образования пар [16, 17], рост $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}$ будет продолжаться еще при $\omega > \omega_{gr}$ и $\bar{W}_{T \rightarrow \pi}$ будет больше $W_{T \rightarrow \pi}^{ам}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Costantini V., De Tollis B., Pistoni C. Nuovo Cim., 2A, 733 (1971).
2. Jarlskog G. et al. Phys. Rev., D8, 3813 (1973).
3. Adler A. W., Cohen S. Phys. Rev., 146, 1001 (1966).
4. Shima Y. Phys. Rev., 142, 944 (1966).
5. Baler V. N. et al. Phys. Lett., 49B, 385 (1974).
6. Cheng H., Wu T. T. Phys. Rev., 182, 1873 (1969).
7. Джилкибаев Р. М. и др. ЯФ, 19, 699 (1974).
8. Дарбинян С. М., Испирян К. А. Тезисы докладов XIV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1984, с. 56.

9. Рутус В. И., Никитов А. И. Труды ФИАН, Изд. Наука, М., 1979, т. III.
10. Калашников Н. П., Ковалев Г. В., Стриханов М. И. Труды X Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1981, ч. 1, с. 21.
11. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. ЖЭТФ, 85, 232 (1983).
12. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. ЯФ, 36, 697 (1982).
13. Kimball J. C. et al. Phys. Rev. Lett., 50, 950 (1983).
14. Воробьев С. А., Ласуков В. В. ЖЭТФ, 86, 94 (1984).
15. Frolov M. M., Mikhajlov V. L. Preprint IHEP 84-24 OP, Serpukhov, 1984.
16. Balcer V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M. Preprint INP 84-43, Novosibirsk, 1984.
17. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 84-104, Новосибирск, 1984.
18. Kimball J. C., Cue N. Phys. Rev. Lett., 52, 1747 (1984).
19. Cue N. et al. Phys. Rev. Lett., 53, 972 (1984).
20. Adler S. L. et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1061 (1970).
21. Bialynicka-Birula Z., Bialynicka-Birula I. Phys. Rev., D2, 2341 (1970).
22. Adler S. L. Ann. Phys., 67, 593 (1971).
23. Папанян В. О., Рутус В. И. ЖЭТФ, 61, 2231 (1971).
24. Папанян В. О., Рутус В. И. ЖЭТФ, 65, 1756 (1973).

ՅՈՏՈՆԻ ՏՐՈՂՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱՌԱՆՔՆԵՐԻ ԵՎ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

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

Հետազոտված է քվանտային էլեկտրադինամիկայի ոչ գծային երևույթ՝ ֆոտոնի տրոհումը երկու ֆոտոնի բյուրեղների առանցքների և հարթությունների ուժեղ դաշտերում: Հաշվված են համապատասխան կլանման գործակիցները այն դեպքի համար, երբ ֆոտոնների փունջը ընկնում է բյուրեղի վրա զուգահեռ նրա առանցքներին կամ հարթություններին: Ստացված արդյունքները, որ կիրառելի են ֆոտոնների համեմատաբար փոքր էներգիաների համար, ցույց են տալիս, որ կլանման գործակիցները աճում են ֆոտոնների էներգիայի հետ որպես $\sim \omega^5$, իսկ ω -ի մեծ արժեքների դեպքում կարող են ավելի մեծ լինել, քան ամորֆ միջավայրերի համապատասխան գործակիցները:

PHOTON SPLITTING IN THE FIELDS OF CRYSTALLOGRAPHIC AXES AND PLANES

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

The nonlinear quantum-electrodynamical process of photon splitting into two photons in strong fields of crystallographic axes and planes is investigated. Corresponding absorption coefficients are calculated for the case when the photon beam passes through a crystal, parallel to its axes and planes. The obtained results, which are applicable for relatively low photon energies, show that the absorption coefficients grow as $\sim \omega^5$ when the photon energy ω increases and can exceed the corresponding coefficients for amorphous media at high values of ω .