

01;05;07

Перспективы получения фотонов высоких энергий ультрарелятивистскими электронами в поле тераваттных лазеров и в кристаллах

© А.Х. Хоконов,¹ М.Х. Хоконов,¹ А.А. Киздермишов²¹ Кабардино-Балкарский государственный университет, 360004 Нальчик, Россия² Адыгейский государственный университет, 385000 Майкоп, Россия
e-mail: Askhad_75@pochtamt.ru

(Поступило в Редакцию 27 ноября 2001 г. В окончательной редакции 8 апреля 2002 г.)

Выявлены существенные отличия спектральных характеристик излучения релятивистских электронов, движущихся в поле тераваттного лазера, от случая прохождения их через статические поперечные поля. Показаны преимущества метода Байера–Каткова для изучения нелинейных эффектов генерации высших гармоник и квантовых эффектов отдачи и спина при излучении жесткого фотона. Приводятся численные данные об эффективности генерации жестких фотонов в поле тераваттных лазеров и в ориентированных кристаллах.

Одной из актуальных проблем в современной экспериментальной и прикладной физике является получение источников интенсивного гамма-излучения [1,2]. Излучение при каналировании заряженных частиц в ориентированных кристаллах (ОК) (излучение Кумахова [3]), превосходящее по интенсивности тормозное излучение на один-два порядка, является одним из наиболее перспективных источников интенсивного гамма-излучения, эффективность которого возрастает с ростом энергии электронов [4]. Однако в последнее время вырос практический интерес к проблеме получения фотонов больших энергий при взаимодействии релятивистских электронов с лазерными полями большой мощности $\sim 10^{12}$ W. В данной работе нас будет интересовать область энергий электронов E более десятков и сотен GeV, а энергии фотонов $\hbar\omega \sim E$.

Основные особенности взаимодействия релятивистских электронов с плоской электромагнитной волной были изучены в середине шестидесятых годов [5]. Для существовавших в то время лазеров эффекты интенсивности волны, связанные с нелинейными эффектами генерации высших гармоник, не играли заметной роли. Учет квантовой отдачи и спина осуществлялся на основе формулы Клейна–Нишины, описывающей комптоновское рассеяние [6,7]. В практических случаях, используя рассеяние лазерных фотонов на пучке релятивистских частиц, можно получить поляризованное гамма-излучение [6,8], монохроматичность которого составляет несколько процентов.

Однако в последнее время [9–11] в связи с появлением мощных тераваттных лазеров, для которых значение лоренц-инвариантного параметра поля

$$v_0^2 = \frac{e^2 \mathcal{E}_0^2}{2m^2 \omega_0^2 c^2} \quad (1)$$

может превышать единицу, открылись принципиально новые возможности использования излучения при вза-

имодействии релятивистских электронов с лазерным полем для получения жестких гамма-квантов. Здесь \mathcal{E}_0 — амплитуда электрического поля лазерной волны, частота которой ω_0 ; e и m — заряд и масса электрона; c — скорость света. Лазерные пучки с $v_0 > 1$ будем называть сверхинтенсивными.

В настоящей работе мы сравниваем эффективность получения жестких гамма-квантов при излучении электронов в поле лазерной волны с излучением при каналировании. Проблема излучения релятивистских электронов в поле тераваттного лазерного излучения рассматривается на основе квазиклассического метода Байера–Каткова [12]. Такой подход имеет те преимущества по сравнению с недавними работами других авторов (см., например, [13]), что позволяет сравнительно просто учесть квантовые эффекты отдачи при излучении жесткого фотона, влияние спина на излучение и нелинейные эффекты [14].

Появление высших гармоник в спектрах излучения электронов в поле интенсивной плоской волны (ИПВ) соответствует процессу, при котором электрон поглощает несколько фотонов лазерного поля с последующим излучением одного фотона, энергия которого в силу эффекта Доплера смещена в жесткую область $\omega \sim \omega_0 \gamma^2$, где γ — лоренц-фактор. Теоретически сечения соответствующих процессов были рассчитаны на основе решения Волкова для уравнения Дирака [15,16]. Экспериментально излучение электронами высших гармоник в поле интенсивной лазерной волны изучалось недавно в работах [9,17], где в первой работе наблюдались четыре первые гармоники при взаимодействии электронов с энергией 46.6 GeV с циркулярно-поляризованным лазерным пучком со значением параметра поля в фокусе $v_0 = 0.6$.

В теоретической работе [13] авторы исследовали процесс генерации высших гармоник на основе фор-

мул классической электродинамики, при этом были получены сравнительно простые аналитические формулы для случая циркулярно-поляризованной плоской волны. Классические расчеты авторов работы [13] находятся в согласии с полученными ранее квантово-электродинамическими результатами [15,16] в пределе $\hbar\omega \ll E$.

При сравнении излучения электронов, движущихся в поле плоской волны, со случаем движения в статических внешних поперечных полях (СВПП) (например, в ондуляторах или при каналировании) важным является то обстоятельство, что инвариант, называемый параметром недипольности, $\beta_{\perp}\gamma$ совпадает с параметром поля (1) (здесь β_{\perp} есть составляющая скорости, поперечная по отношению к направлению средней скорости электрона) [18]. Далее мы будем рассматривать случай движения электрона навстречу линейно поляризованной плоской волне. При этом имеет место равенство $\overline{\beta_{\perp}^2\gamma^2} = v_0^2$, где черта означает усреднение по периоду поперечного движения электрона. Последнее равенство указывает на существенное отличие излучения в поле ИПВ от случая СВПП. В первом случае параметр недипольности не зависит от энергии электронов, т.е. при $v_0 \ll 1$ дипольное приближение применимо даже тогда, когда энергии излучаемых фотонов становятся порядка энергии электронов. Поскольку поперечное движение в поле плоской волны существенно гармоническое, то излучается только одна гармоника с резким дипольным максимумом в спектре. При движении в поперечных статических полях, когда излучение есть результат рассеяния виртуальных фотонов на электроны, такая ситуация на практике не реализуется, потому что параметр недипольности $\beta_{\perp}\gamma$ растет с ростом энергии (при каналировании, например, $\beta_{\perp}\gamma \sim \gamma^{1/2}$). Когда угол отклонения электрона внешним полем превышает характерный угол излучения (т.е. когда $\beta_{\perp}\gamma \gg 1$), то становится существенным излучение высших гармоник и спектр определяется формулами синхротронного типа [19].

При достижимых сегодня на ускорителях энергиях электронов ($E \sim 300$ GeV) вклад спина в излучение при каналировании [3] незначителен, хотя и не пренебрежимо мал [4]. Это происходит потому, что спектр излучения определяется в основном относительно мягкими фотонами, а число фотонов с $\hbar\omega \sim E$ сравнительно невелико. При движении же в поле ИПВ энергия излучаемых фотонов растет с ростом E быстрее, чем при каналировании, и если параметр поля (1) не слишком превышает единицу, то, как это будет видно из последующего, вклад спина в жесткую часть спектра является определяющим. Подробное сравнение излучения при каналировании с излучением при движении в поле плоской волны для случая, когда спектр излучения является дипольным и лежит в рентгеновской области, проведено недавно в [18] на основе обобщенного метода виртуальных фотонов [20].

Помимо параметра поля (1) нас будут интересовать еще два лоренц-инварианта a и χ

$$a = \frac{2\hbar k_0^{\mu} p_{\mu}}{m^2 c^2} \approx \frac{2\hbar \Omega_0 \gamma^2}{E},$$

$$\chi = \frac{e\hbar |F_{\mu\nu} p^{\nu}|}{m^3 c^4} \approx \frac{e\mathcal{E}\hbar c}{m^2 c^2} (1 + \beta)\gamma, \quad (2)$$

где $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega_0(t + z/c)$ — величина электрического поля в лазерной волне, k_0^{μ} — 4-волновой вектор падающей лазерной волны, p^{μ} — 4-импульс электрона, $F^{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля.

Величина $\Omega_0 = \omega_0(1 + \beta)$ имеет смысл частоты поперечных осцилляций электрона в поле плоской волны. Приближенные равенства в (2) справедливы при $\gamma \gg 1$. В этом случае с точностью до β_{\perp}^4 величина a не зависит от времени, а зависимость от времени инварианта χ входит только через $\mathcal{E} = \mathcal{E}(t)$. Правая часть формул (2), как и все последующее рассмотрение, относится к случаю, когда средняя скорость электронов направлена против лазерного луча. Параметр χ хорошо известен в теории электромагнитных процессов в постоянных внешних полях [5,12,16].

В ультрарелятивистском пределе $\gamma \gg 1$ классическая теория приводит к следующим результатам для электрона в поле плоскополяризованной лазерной волны [21]:

$$N_0^{-1} \frac{d^3 N}{du dz d\varphi} = \frac{3}{\pi a} \sum_{k=1}^{\infty} \left[j_{zk}^2 + \frac{\eta_k^2}{2v_0^2} j_{zk}^2 - \sqrt{2} \frac{\eta_k}{v_0} j_{xk} j_{zk} \cos \varphi \right], \quad (3)$$

где $u = \hbar\omega/E$, $\eta_k^2 = ak/u - v_0^2 - 1$, $z = ct$.

Для заданного номера гармоники k частота изменяется в пределах $0 < u < ak/(1 + v_0^2)$. Величины j_{zk} и j_{xk} выражаются через функции Бесселя $J_n(x)$ аналогично тому, как это делалось для похожих задач в [3, §3.3; 5, Приложение А; 22]

$$j_{zk} = B^{-1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (k + 2m) J_m(A) J_{k+2m}(B),$$

$$j_{xk} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(A) J_{k+2m}(B), \quad (4)$$

где $A = (2a)^{-1} v_0^2 u$ и $B = 2\sqrt{2} a^{-1} v_0 u \eta_k \cos \varphi$.

Величина N_0 в (3) показывает полное число фотонов, излучаемых на единицу длины в слабом лазерном поле, когда $v_0 \ll 1$,

$$N_0 = \frac{2}{3c} \alpha v_0^2 \Omega_0, \quad (5)$$

где $\alpha = 1/137$.

Результат (3) получен без учета квантовых эффектов отдачи при излучении жесткого фотона и влияния спина на излучение (см. ниже).

Для излучения при плоскостном каналировании позитронов в параболическом потенциале $U = 4U_m x^2/d_p^2$, где U_m — глубина потенциальной ямы кристаллографической плоскости, d_p — расстояние между плоскостями, классическая теория ($\gamma \gg 1$) приводит к похожим результатам. Соответствующая формула с учетом квантовой отдачи при излучении (что сводится к замене в классических выражениях $u \rightarrow u' \equiv u/(1-u)$) имеет вид

$$\frac{d^3N}{dudzd\varphi} = \frac{\alpha v^2}{2\pi\lambda_c\gamma} \sum_{k=1}^{\infty} \left[4j_{xk}^2 + \frac{\eta_k^2}{v^2} j_{zk}^2 - 4\frac{\eta_k}{v} j_{xk}j_{zk} \cos\varphi \right], \quad (6)$$

где $u = \hbar\omega/E$, $\eta_k^2 = 4vk/b - 2v^2 - 1$, $b = u'x_m/\lambda_c$, $v = \Theta_0\gamma$, $\Theta_0 = x_m\omega_0/2c$, величины ω_0 и x_m имеют смысл частоты и амплитуды поперечных осцилляций позитрона в канале $x_m = d_p(E_{\perp}/U_m)^{1/2}/2$, E_{\perp} — поперечная энергия электрона, $\lambda_c = \hbar/m_0c$ — комптоновская длина волны.

Для заданного номера гармоники k частота изменяется в пределах

$$0 < u < u_k/(1 + 2v^2 + u_k),$$

где $u_k = 4kv\lambda_c/x_m$, j_{xk} и j_{yk} определяются по формулам (4), где $A = bv/4$ и $B = b\eta_k \cos\varphi$.

Распределения, рассчитанные по (3)–(6), очень близки по форме к спектральным распределениям ондуляторного излучения [22].

Квазиклассическая формула Байера–Каткова [1, §5; 12] приводит к следующему результату для спектра фотонов, излученных электроном, движущимся навстречу линейно поляризованной плоской волне:

$$N_0^{-1} \frac{d^3N}{dudzd\varphi} = \frac{3}{\pi a} \sum_{k=1}^{\infty} \left[g_{\text{class}}^{(k)} + \frac{uu'}{2} \left(g_{\text{class}}^{(k)} + \frac{j_{zk}^2}{2v_0^2} \right) \right], \quad (7)$$

$$g_{\text{class}}^{(k)} = j_{xk}^2 + \frac{\eta_k^2}{2v_0^2} j_{zk}^2 - \sqrt{2} \frac{\eta_k}{v_0} j_{xk}j_{zk} \cos\varphi, \quad (8)$$

где $u = \hbar\omega/E$, $u' = u/(1-u)$, $\eta_k^2 = ak/u' - v_0^2 - 1$, $z = ct$.

Для заданного номера гармоники k частота изменяется в пределах $0 < u' < ak/(1 + v_0^2)$, j_{xk} и j_{yk} определяются по формулам (4), где $A = (2a)^{-1}v_0^2u'$ и $B = 2\sqrt{2}a^{-1}v_0u'\eta_k \cos\varphi$.

Формулы (7) и (8) являются точным решением в рамках применимости квазиклассического метода Байера–Каткова, т.е. при $\gamma \gg 1$. Согласно (7), форма спектра определяется в общем случае двумя инвариантными параметрами (2), что согласуется с результатом работы [5, глава 2, формулы (38), (39)]. Первый член $g_{\text{class}}^{(k)}$ в квадратных скобках (7) соответствует результату классической электродинамики (см. (3–4)), в котором сделана замена $u \rightarrow u/(1-u)$, тогда как второй член, содержащий произведение uu' , связан со спином.

Общая формула (7) существенно упрощается в двух предельных случаях, когда $v_0 \ll 1$ (слабое внешнее поле) и $v_0 > 1$ (сильное поле).

Случай $v_0 \ll 1$ соответствует дипольному приближению. Тогда (7) переходит в

$$N_0^{-1} \frac{d^2N}{dudz} = \frac{3}{2a} \left(1 - 2\frac{u'}{a} + 2\frac{u'^2}{a^2} + \frac{uu'}{2} \right), \quad (9)$$

где $0 < u' < a$, причем со спином связан член $uu'/2$.

Таким образом, в слабых полях спектр излучения определяется всего одним инвариантом a . Квантовые дипольные формулы типа (9) хорошо известны в теории взаимодействия плоской волны с движущимися электронами [23, §101]. В отличие от случая движения электронов в СВПП формула (9) справедлива при сколь угодно больших энергиях электронов, если только выполняется условие $v_0 \ll 1$. В частности, как было показано выше, при плоскостном каналировании позитронов спектр излучения описывается формулами, похожими на (7)–(9) (классическая составляющая в излучении (6) [18]). Однако ситуация, в которой бы играл роль спиновый член в дипольной формуле (9), на практике никогда не реализуется для СВПП, потому что при достаточно больших энергиях, когда роль спина становится существенной (для позитронов это энергии $E > 50\text{--}100\text{ GeV}$), условие дипольности излучения с неизбежностью нарушается. В этом смысле способ получения жестких поляризованных фотонов с $\hbar\omega \sim E$ с помощью лазеров с $v_0 \sim 1$ имеет преимущества перед излучением в ОК, так как спектр излучения обладает большей степенью монохроматичности и при этом отсутствует многофотонный фон в мягкой части спектра.

Сказанное иллюстрируется рис. 1–3, где показаны спектры излучения электронов с энергиями в сотни GeV ($a = 3$ в данном случае примерно соответствует энергии в 150 GeV) в поле лазера с длиной волны $1\ \mu\text{m}$. Ситуация, показанная на рис. 1, близка к дипольной. При таких же параметрах пучка электронов в ОК достигается значительно меньшая степень монохроматичности излучения [24–26] из-за наличия в спектре большого числа относительно низкоэнергетичных фотонов. При фиксированной энергии электронов вклад высших гармоник становится более существенным с ростом интенсивности лазерного луча (ср. рис. 2 и 3). Наоборот, при фиксированной интенсивности лазерного луча излучение становится более дипольным с ростом энергии электронов. Эта ситуация противоположна той, что имеет место при излучении в СВПП, когда рост энергии электронов приводит к росту вклада высших гармоник. Так, на рис. 4 и 5 показаны спектры позитронов с энергиями 10 и 100 GeV, рассчитанные с учетом всех указанных выше квантовых эффектов. Видно, что в последнем случае (рис. 5) спектр формируется большим количеством высших гармоник, так что отдельные гармоники уже неразличимы и синхротронное приближение вполне адекватно описывает спектр. Спектр позитронов на рис. 4 похож по виду на спектры ондуляторного излучения [22].

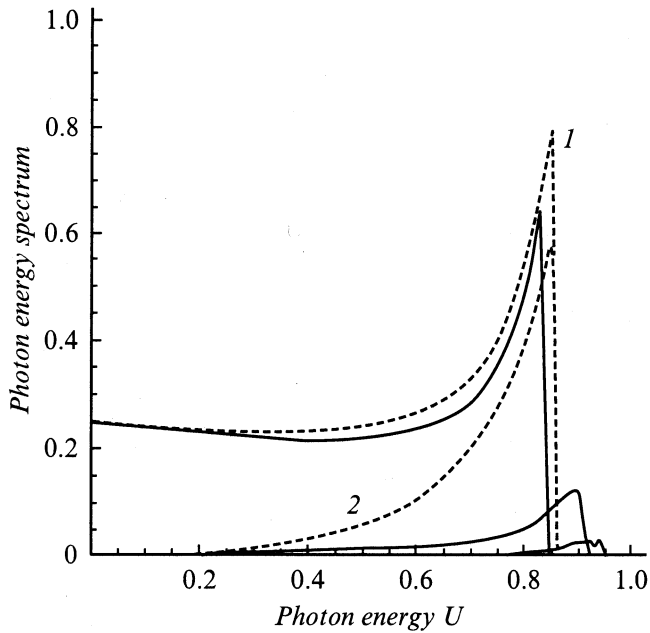


Рис. 1. Энергетические спектры излучения электронов в сравнительно слабом лазерном поле при $a = 6$ и $\nu_0 = 0.5$, движущиеся навстречу линейно поляризованной плоской волне. Штриховые кривые 1 и 2 — спектр в дипольном приближении и вклад спинового члена в том же приближении соответственно. Сплошные кривые — точный расчет. По оси ординат отложены функции (7) (сплошные кривые) и (9) (штриховые кривые), умноженные на u .

Рис. 1–3 показывают, что для получения одиночных жестких фотонов наиболее целесообразно использование лазеров с $\nu_0 \leq 1$. При этом достигается наибольшая степень монохроматичности при наличии одновременно относительно большого числа излучаемых фотонов. При меньших или при больших значениях ν_0 эти преимущества излучения в поле ИПВ теряются. Так, при $\nu_0 \ll 1$ полная вероятность излучения, определяемая формулой (5), сравнительно мала. При $\nu_0 > 1$ увеличивается роль нелинейных эффектов в комптоновском рассеянии и спектр становится менее монохроматичным. Кроме того, в сверхинтенсивных лазерных полях также становится существенной кратность излучения [9] и увеличивается роль такого деструктивного фактора, как выталкивание электрона из лазерного пучка за счет неоднородного пространственного распределения интенсивности по его поперечному сечению [27].

Форма спектра излучения (7) упрощается также в пределе $\nu_0 > 1$, когда становится определяющим вклад больших $k \gg 1$. В этом случае спектр также определяется только одним параметром (теперь уже χ) и имеет вид

$$\frac{d^2N}{dudz} = \int_0^{2\pi} \frac{d^2N^{(\text{syn})}(\alpha_0)}{dudz} \frac{d\alpha_0}{2\pi}, \quad (10)$$

где подынтегральное выражение представляет собой известную квантовую синхротронную формулу [28]

$$N_0^{-1} \frac{d^2N^{(\text{syn})}}{dudz} = \frac{\sqrt{3}}{\pi a \nu_0^2} \left[(2+uu')K_{2/3}(\xi) - \int_{\xi}^{\infty} K_{1/3}(\eta) d\eta \right], \quad (11)$$

где $\xi = 2u'/(3\chi)$, причем параметр χ теперь выражается через инварианты a и ν_0 : $\chi = a\nu_0 \sin \alpha_0/\sqrt{2}$.

Интегрирование по α_0 в (10) есть усреднение синхротронной формулы (11) по периоду поперечного дви-

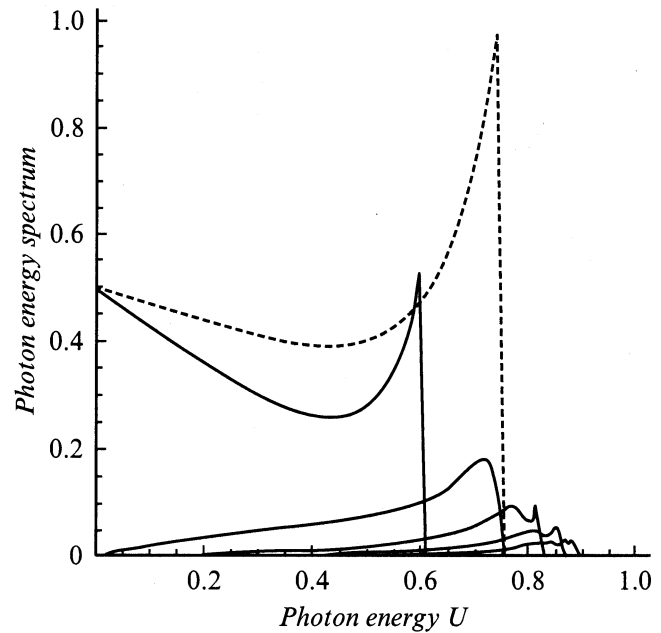


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для $a = 3$ и $\nu_0 = 1$.

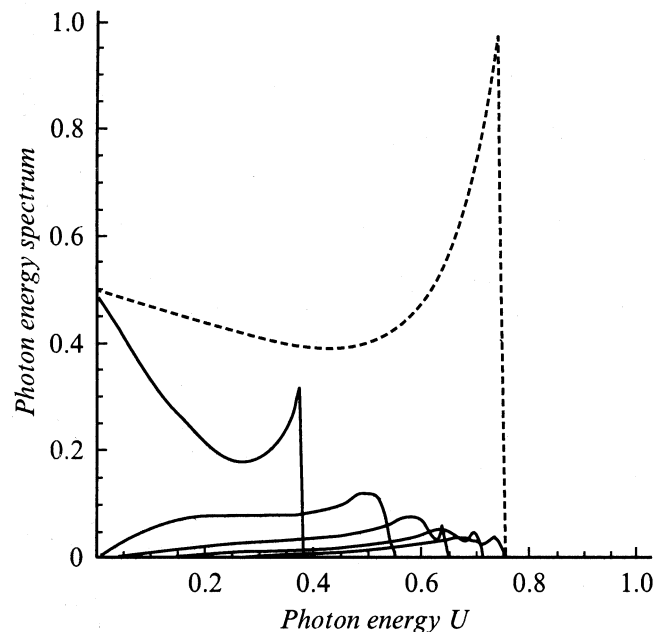


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для $a = 3$ и $\nu_0 = 2$.

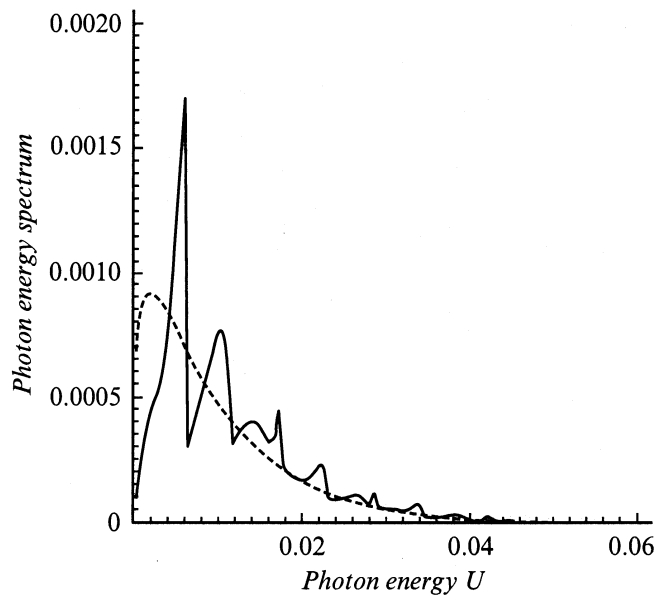


Рис. 4. Энергетические спектры излучения позитронов при плоскостном каналировании в Si(110). $\theta_0 = \theta_L \sqrt{\varepsilon}/2$, где $\varepsilon = 0.9U_m$, θ_L — угол Линдхарда. Начальная энергия позитрона $E_0 = 10$ GeV. Штриховая кривая — спектр в синхротронном приближении. Сплошная кривая — точный расчет.

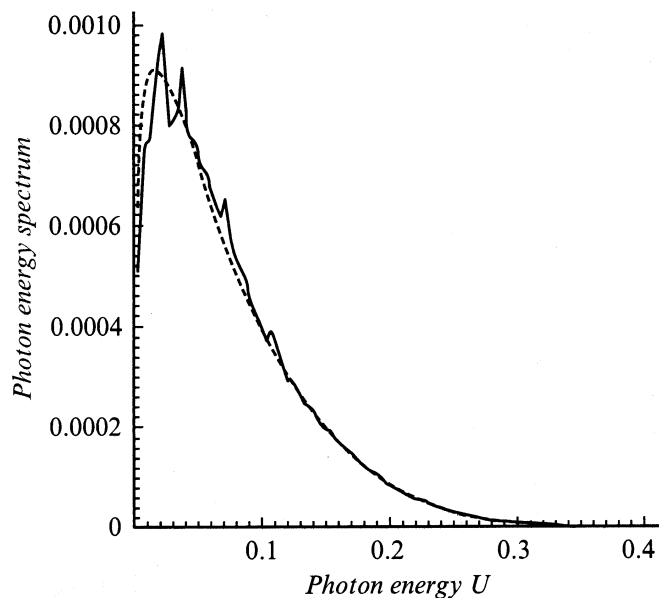


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для $E_0 = 100$ GeV.

жения электрона. Формулы (10) и (11) применимы при выполнении условия

$$\nu_0^2 u a^{-1} (1-u)^{-1} > 1. \quad (12)$$

Синхротронное приближение, основанное на применении формулы (11), успешно используется для расчета спектров излучения электронов с энергиями свыше 100 GeV в ОК [19,24,25], причем чем больше энергия

электрона, тем с большей степенью точности применимо синхротронное приближение (рис. 5). Однако для ИПВ, наоборот, при заданном значении параметра поля ν_0 условие применимости синхротронного приближения нарушается с ростом энергии электронов, как это следует из (12).

На рис. 6 показана зависимость полного числа излучаемых на единицу длины пути фотонов (в единицах N_0 , см. (5)) от параметра a для различных ν_0 . Результаты расчетов по формулам (7)–(11) для лазерного луча с длиной волны $1 \mu\text{m}$ показывают, что уже при $\nu_0 = 2$ точный расчет отличается от дипольного приближения примерно в два раза (рис. 3, 6).

В недавних экспериментах на пучках электронов 35–243 GeV в ЦЕРН [29] впервые экспериментально изучено влияние спина на излучение в ОК. Показано, что при энергиях в несколько сот GeV спин вносит вклад ~ 20 –25% в жесткой части спектра. Мы покажем ниже, что в случае ИПВ при тех же энергиях роль спинового вклада существенно больше. На рис. 7 показаны спектры излучения электронов с разными энергиями в поле лазерной волны с $\nu_0 = 2$. Из него следует, что увеличение энергии приводит в большей степени дипольности излучения и одновременно к увеличению вклада спинового члена в излучение, который является доминирующим для $\hbar\omega/E \sim 1$. Так, уже при $\nu_0 = 2$ и $a = 6$ роль спинового слагаемого в жесткой части спектра является определяющей (рис. 7, кривая 2). Заметим для сравнения, что, согласно теоретическим расчетам, при тех же энергиях электронов в ОК роль спинового слагаемого значительно меньше [4,24,25]. Кроме того, видно, что синхротронное приближение хорошо описывает жесткую часть спектра, если выполняются

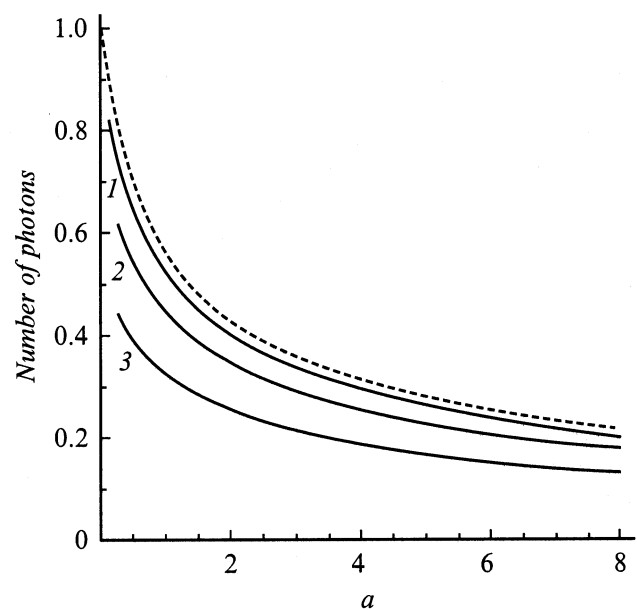


Рис. 6. Полное число излучаемых на единицу длины фотонов в единицах N_0 (5) в зависимости от параметра a (2). Штриховая кривая — дипольное приближение: $\nu_0 \ll 1$. $\nu_0 = 0.5$ (1), 1 (2), 2 (3). По оси ординат отложено отношение N/N_0 .

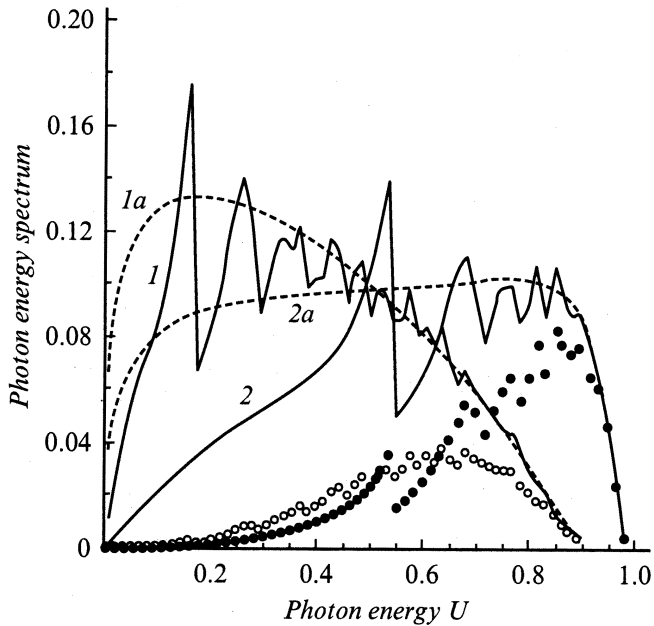


Рис. 7. То же, что и на рис. 1. Сплошные кривые 1 и 2 — $a = 1$ и 6 соответственно. Штриховые кривые 1a и 2a — синхротронное приближение для этих же значений a . \circ — вклад спина для $a = 1$, \bullet — для $a = 6$.

условия (12). Увеличение энергии электронов при заданном ν_0 приводит к ухудшению точности синхротронного приближения.

При сравнении эффективности ОК и ИПВ следует правильно определить эффективную длину, на которой происходит излучение. Наши расчеты для ориентированных кристаллов основаны на реалистических моделях, учитывающих такие вторичные факторы, как многократное рассеяние электронов на отдельных атомах кристалла, радиационный демпинг поперечной энергии и т.д. (подробно см. [24,25]). Для тераваттных лазеров длина взаимодействия с электронами, обладающими энергиями более десятков GeV, может достигать нескольких миллиметров. В эксперименте на пучке 46.6 GeV на ускорителе SLAC [9] (длина волны лазера $\sim 1 \mu\text{m}$) длина взаимодействия составила несколько сот длин волн (см. также [18]). Достигнутая при этом эффективность излучения составляет ~ 1.8 фотонов на электрон, попавший в область взаимодействия с лазером. Согласно нашему анализу, только $\sim 10^{-3}$ электронов пучка участвовало во взаимодействии.

Практический интерес представляет число жестких излученных фотонов, приходящихся на один электрон, с энергиями $0.8u_m < u < u_m$, где $u_m \sim a/(1+a)$ — максимальная энергия излучаемого фотона (в оценках мы ограничимся дипольным приближением). Согласно (10), число таких фотонов $N_1 \sim 0.1N_0$ для $a > 3$, где N_0 определяется формулой (5). Для лазера мощностью 1 TW на длине волны $1 \mu\text{m}$, взаимодействующего с электронами 150 GeV, получаем $N_1 \approx 0.6 \cdot 10^{-5}$ фотонов на длине $L = 0.5 \text{ mm}$ при поперечной площади лазерного луча

$\Sigma = 1 \text{ mm}^2$ (здесь $u_m = 0.75$ и $\nu_0^2 \approx 3.7 \cdot 10^{-5}$). Это число значительно возрастает при уменьшении поперечного сечения луча. Так, при $\Sigma \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ mm}^2$ число излученных фотонов, приходящихся на один электрон в той же области спектра, становится соизмеримым с тем, что можно получить при той же энергии электронов в ОК. Это обстоятельство не является неожиданным, так как величина плотности энергии поля в фокусе тераваттных лазеров может быть соизмерима с плотностью электростатической энергии в поле непрерывного потенциала кристалла [18]. Отметим, однако, что полное число излученных фотонов в ОК при рассматриваемых энергиях существенно превосходит то, что можно получить с помощью тераваттных лазеров. Этому способствует также то обстоятельство, что на практике в случае ИПВ не так просто добиться высокой степени синхронизации во взаимодействии импульсных лазерных пучков с электронами, что необходимо для увеличения эффективного времени взаимодействия электронов с полем. В то же время в ОК все электроны участвуют во взаимодействии.

В таблице приводятся значения числа жестких фотонов, излучаемых в среднем одним электроном в ориентированных кристаллах в заданном интервале частот. Аналогичные данные приводятся в [25]. Однако в [25] ставилась задача о спектре одиночных фотонов, большинство которых имеет относительно низкие энергии $u \equiv \hbar\omega/E < 0.5$. Поэтому приближения, сделанные в [25], дают завышенный результат для некогерентного вклада в жесткой части спектра. Именно в [25] когерентный и некогерентный вклады моделировались независимо, что на самом деле является весьма грубым приближением, если нас интересует жесткая часть спектра. Вклад когерентного излучения в поле непрерывного потенциала атомных цепочек дается в таблице в скобках. Для мягкой части спектра $u < 0.5$ значения числа излученных фотонов точно соответствуют результатам [25], поэтому в таблице приводятся значения для относительно жестких фотонов.

Число одиночных жестких фотонов с энергиями $\hbar\omega$, лежащими в различных интервалах

	$0.5 < u < 0.8$	$0.8 < u < 0.9$	$u > 0.9$
C (110)	0.085	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$
150 GeV	(0.082)	($1.6 \cdot 10^{-3}$)	($2.8 \cdot 10^{-5}$)
Si (110)	0.069	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$
150 GeV	(0.062)	($7.0 \cdot 10^{-4}$)	($2.0 \cdot 10^{-5}$)
1000 GeV	0.22	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$
	(0.215)	($2.1 \cdot 10^{-2}$)	($4.4 \cdot 10^{-3}$)
Amorph.	0.10	0.021	0.014
$z = L_{\text{rad}}/2$			

Примечание. Здесь $u = \hbar\omega/E$. Начальная угловая расходимость пучка электронов $0.2\Theta_L$, где Θ_L — критический угол Линдхарда. Толщины и ориентации кристаллов таковы: C (110) — $2000 \mu\text{m}$, Si (110) — $1400 \mu\text{m}$. Результаты для аморфной мишени соответствуют толщине $z = L_{\text{rad}}/2$.

Из таблицы следует, что при энергиях 150 GeV когерентный вклад является определяющим для фотонов с энергиями $u < 0.8$. При возрастании энергии электронов до 1000 GeV когерентный вклад является основным практически для всего спектра. Тем не менее даже при энергиях ~ 1 TeV толстая аморфная мишень является все еще более эффективной по сравнению с ОК для генерации фотонов с $u > 0.9$.

Применение мощных лазеров обладает еще и тем преимуществом по сравнению с ОК, что позволяет получить циркулярно поляризованные фотоны. В свою очередь применение ОК предпочтительнее для задач, в которых требуется большое общее число фотонов, независимо от степени монохроматичности спектра, например для получения интенсивных позитронных пучков [30].

Список литературы

- [1] Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989. 399 с.
- [2] Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.
- [3] Beloshitsky V.V., Kotarov F.F. // Phys. Rep. 1982. Vol. 93. N 3. P. 117–197.
- [4] Sorensen A.H. // Nucl. Instr. and Methods B. 1996. Vol. 119. N 1–2. P. 1–29.
- [5] Рутус В.И. // Труды ФИАН. 1979. Т. 111. С. 5–151.
- [6] Milburn R.N. // Phys. Rev. Lett. 1963. Vol. 10. N 3. P. 75–77.
- [7] Goldman I.I. // Phys. Lett. 1962. Vol. 128. N 2. P. 664–666.
- [8] Arutyunian F.R., Tumanian V.A. // Phys. Lett. 1963. Vol. 4. N 3. P. 176–178.
- [9] Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. N 17. P. 3116–3119.
- [10] Eisenberger P., Suckewer S. // Science. 1996. Vol. 274. P. 201–202.
- [11] Schoenlein R.W., Leemans W.P., Chin A.H. et al. // Science. 1996. Vol. 274. P. 236–238.
- [12] Байер В.Н., Катков В.М. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 1478–1491. Там же. 1968. Т. 55. С. 1542–1554.
- [13] Salamin Y.I., Faisal F.H.M. // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 54. N 5. P. 4383–4395.
- [14] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Кешев Р.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 20. С. 20–27.
- [15] Голдман И.И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1412–1417.
- [16] Никишов А.И., Рутус В.И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 776–797. Там же. С. 1768–1781. Там же. Т. 47. С. 1130–1133.
- [17] Englert T.J., Rinehart E.A. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 28. N 3. P. 1539–1545.
- [18] Khokonov M.Kh., Carrigan R.A. Nucl. // Instr. and Meth. Phys. Res. B. 1998. Vol. 145. P. 133–141.
- [19] Kimball J.C., Cue N. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 4. P. 1747–1750.
- [20] Lindhard J. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. N 11. P. 6032–6037.
- [21] Khokonov A.Kh., Khokonov M.Kh., Keshev R.V. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B. 1998. Vol. 145. N 1–2. P. 54–59.
- [22] Алферов А.Д., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г. // Труды ФИАН. 1975. Т. 80. С. 100–133.
- [23] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 723 с.
- [24] Хоконов М.Х. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 349–351. ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 1723–1741.
- [25] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. // ЖТФ. 1998. Т. 68. С. 37–41.
- [26] Kirsebom K., Medenwaldt R., Mikkelsen U. et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1996. Vol. 119. N 1–2. С. 79–95.
- [27] Kibble T.W.B. // Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 16. N 23. P. 1054–1056. Phys. Rev. 1966. Vol. 150. N 4. P. 1060–1069.
- [28] Клеников Н.Г. // ЖЭТФ. 1954. Т. 26. С. 19–34.
- [29] Kirsebom K., Mikkelsen U., Uggerhoj E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 5. P. 054801–054804.
- [30] Artru X., Baier V.N., Baier T.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1996. Vol. 119. N 1–2. P. 246–252.