

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ ЖЕСТКИХ ГАММА-КВАНТОВ НА ПУЧКАХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ И В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ

Р.М. Кешев, А.А. Киздермишов, М.Х. Хоконов

*Кабардино-Балкарский государственный университет, г. Нальчик
Адыгейский государственный университет, г. Майкоп*

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 жёсткого фотона.

Одной из актуальных проблем в современной экспериментальной и прикладной физике является получение источников интенсивного γ излучения. Излучение при каналировании заряженных частиц в ориентированных кристаллах (излучение Кумахова), превосходящее по интенсивности тормозное излучение на один-два порядка, являлось до середины 90-х годов наиболее эффективным источником интенсивного γ -излучения. Однако в последнее время возник новый перспективный источник, излучение при взаимодействии релятивистских электронов с лазерным полем.

Основные особенности взаимодействия релятивистских электронов с плоской электромагнитной волной были изучены в середине шестидесятых годов (см. [1, 2, 3, 4] и, особенно [5]). Для существовавших лазеров эффекты интенсивности волны, обусловленные уменьшением продольной скорости и генерацией высших гармоник, не играли заметной роли. Учет квантовой отдачи осуществлялся на основе формулы Клейна-Нишины описывающей комптоновское рассеяние. В практических случаях, используя рассеяние лазерных фотонов на пучке релятивистских частиц, можно получить поляризованное гамма излучение [6, 7] монохроматичность которого составляет несколько процентов [8].

Однако, в последнее время [9, 10, 11] в связи с появлением мощных тераваттных лазеров ($1 \text{ ТВ} = 10^{12}$ ватт), для которых значение лоренц-инвариантного параметра поля

$$\nu_0^2 = \frac{e^2 \mathcal{E}_0^2}{2m^2 \omega_0^2 c^2} \quad (1)$$

может превышать единицу, открылись принципиально новые возможности использования излучения при взаимодействии 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 $\nu_0 > 1$ будем называть сверхинтенсивными.

В настоящей работе мы сравниваем эффективность получения жестких гамма квантов на пучках электронов с энергиями до порядка 1 ТэВ 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, 13]. Такой подход имеет те преимущества по сравнению с недавними работами других авторов (см., например, [14]), что позволяет сравнительно просто учесть квантовые эффекты отдачи при излучении жёсткого фотона, влияние спина на излучение и нелинейные эффекты.

Появление высших гармоник в спектрах излучения электронов в поле интенсивной плоской волны (ИПВ) соответствуют процессу при котором электрон поглощает несколько фотонов плоской волны с последующим излучением одного фотона с большей энергией. Теоретические сечения соответствующих процессов были рассчитаны на основе решения Волкова для уравнения Дирака [2, 3]. Экспериментально излучение электронами высших гармоник в поле интенсивной лазерной волны изучалось недавно в работах [15, 9], где в последней работе наблюдались четыре первые

гармоники при взаимодействии электронов с энергией 46.6 ГэВ с циркулярно поляризованным лазерным пучком со значением параметра поля в фокусе $\nu_0 = 0.6$.

В недавней теоретической работе [14] авторы исследовали процесс генерации высших гармоник на основе формул классической электродинамики, при этом были получены сравнительно простые аналитические формулы для случая циркулярно поляризованной плоской волны. Классические расчёты авторов работы [14] находятся в согласии с полученными ранее квантовоэлектродинамическими результатами [2, 3] 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 к направлению средней скорости электрона) [16]. Далее для простоты мы будем рассматривать случай движения электрона навстречу линейно поляризованной плоской волне. При этом имеет место равенство $\overline{\beta_{\perp}^2\gamma^2} = \nu_0^2$, 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, то есть при $\nu_0 \ll 1$ дипольное приближение применимо даже тогда, когда энергии излучаемых фотонов становятся порядка энергии электронов, а 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 электроне, такая ситуация на практике не реализуется, потому что параметр недипольности $\beta_{\perp}\gamma$ растёт с ростом энергии (при каналировании, например, $\beta_{\perp}\gamma \sim \gamma^{1/2}$) и когда угол отклонения электрона внешним полем превышает характерный угол излучения (то есть когда $\beta_{\perp}\gamma \gg 1$), то становится существенным излучение высших гармоник и спектр определяется формулами синхротронного типа [13, 17].

При достижимых сегодня на ускорителях энергиях электронов ($E \sim 300$ ГэВ) вклад спина в излучение при каналировании [18] незначителен, хотя и не пренебрежимо мал [19]. 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 растёт 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 определяющей. 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 [16] на основе обобщенного метода виртуальных фотонов [20].

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

$$\begin{aligned} a &= \frac{2\hbar k_0^\mu p_\mu}{m^2 c^2} \approx \frac{2\hbar\Omega_0\gamma^2}{E}, \\ \chi &= \frac{e\hbar|F_{\mu\nu}p^\nu|}{m^3 c^4} \approx \frac{e\mathcal{E}\hbar c}{m^2 c^2} (1 + \beta)\gamma, \end{aligned} \quad (2)$$

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. Приближённые равенства в (2) справедливы при $\gamma \ll 1$. 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 всё 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 [3, 5, 13].

Квазиклассическая формула Байера – Каткова ([12], а также [13] §5) приводит к следующему результату для спектра фотонов излучённых электроном, движущимся навстречу линейно

поляризованной плоской волне

$$N_0^{-1} \frac{d^3 N}{dudzd\varphi} = \frac{3}{\pi a} \sum_{k=1}^{\infty} \left[g_{class}^{(k)} + \frac{uu'}{2} \left(g_{class}^{(k)} + \frac{j_{2k}^2}{2\nu_0^2} \right) \right], \quad (3)$$

где

$$g_{class}^{(k)} = j_{1k}^2 + \frac{\eta_k^2}{2\nu_0^2} j_{2k}^2 - \sqrt{2} \frac{\eta_k}{\nu_0} j_{1k} j_{2k} \cos \varphi, \quad (4)$$

где $u = \hbar\omega/E$, $u' = u/(1-u)$, $\eta_k^2 = ak/u' - \nu_0^2 - 1$, $z=ct$. Для заданного номера гармоники k частота изменяется в пределах $0 < u' < ak/(1 + \nu_0^2)$. Величины j_{1k} и j_{2k} выражаются через функции Бесселя $J_n(x)$ аналогично тому, как это делалось для похожих задач в [5] (см. Приложение А), [18] §3.3, [21]

$$j_{1k} = B^{-1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (k+2m) J_m(A) J_{k+2m}(B), \quad (5)$$

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

где $A = (2a)^{-1}\nu_0^2 u'$ и $B = 2\sqrt{2}a^{-1}\nu_0 u' \eta_k \cos \varphi$. Величина N_0 в (3) показывает полное число фотонов, излучаемых на единицу длины в слабом лазерном поле, когда $\nu_0 \ll 1$

$$N_0 = \frac{2}{3c} \alpha \nu_0^2 \Omega_0, \quad (6)$$

где $\alpha = 1/137$.

Формулы (3) - (5) являются точным решением в рамках применимости квазиклассического метода Байера – Каткова, т.е. при $\gamma \gg 1$. Согласно (3) форма спектра определяется в общем случае двумя инвариантными параметрами (2), что согласуется с результатом работы [5] (см. главу 2 формулы (38), (39)). Первый член $g_{class}^{(k)}$ в квадратных скобках (3) соответствует результату классической электродинамики в котором сделана замена $u \rightarrow u/(1-u)$, тогда как второй член, содержащий произведение uu' связан со спином. Общая формула (3) существенно упрощается в двух предельных случаях, когда $\nu_0 \ll 1$ (слабое внешнее поле) и $\nu_0 > 1$ (сильное поле).

Случай $\nu_0 \ll 1$ соответствует дипольному приближению. Тогда (3) переходит в

$$N_0^{-1} \frac{d^2 N}{dudz} = \frac{3}{2a} \left(1 - 2\frac{u'}{a} + 2\frac{u'^2}{a^2} + \frac{uu'}{2} \right), \quad (7)$$

где $0 < u' < a$, причём со спином связан член $uu'/2$. Таким образом, в слабых полях спектр излучения определяется всего одним инвариантом a . Квантовые дипольные формулы типа (7) хорошо известны в теории взаимодействия плоской волны с движущимися электронами (см. [22] §101). В отличие от случая движения электронов в СВПП формула (7) справедлива при сколь угодно больших энергиях электронов, если только выполняется условие $\nu_0 \ll 1$. В частности, при плоскостном каналировании позитронов спектр излучения описывается формулами, похожими на (3) - (7) [16], однако ситуация, в которой бы играл роль спиновый член в дипольной формуле (7) на практике никогда не реализуется, потому что при достаточно больших энергиях, когда роль спина становится существенной (для позитронов это энергии $E > 50 - 100$ ГэВ), условие дипольности излучения с неизбежностью нарушается. В этом смысле способ получения жёстких поляризованных фотонов с $\hbar\omega \sim E$ с помощью лазеров с $\nu_0 \sim 1$ имеет преимущества перед излучением в ориентированных кристаллах тем, что спектр излучения обладает большей степенью монохроматичности и при этом отсутствует многофотонный фон в мягкой части спектра (см.

рис. 4-5). Такой фон, связанный с высокой кратностью излучения, является неизбежным при каналировании электронов и позитронов с энергиями $E \geq 50 - 100$ ГэВ [23, 24]. 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 (6) сравнительно мала. При $\nu_0 > 1$ увеличивается роль нелинейных эффектов в комптоновском рассеянии и спектр становится более широким. 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 счёт неоднородного пространственного распределения интенсивности по его поперечному сечению [25, 26].

Форма спектра излучения (3) упрощается также и 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

$$\frac{d^2 N}{dudz} = \int_0^{2\pi} \frac{d^2 N^{(syn)}(\alpha_0)}{dudz} \frac{d\alpha_0}{2\pi} \quad (8)$$

где подинтегральное выражение представляет собой известную квантовую синхротронную формулу [27]

$$N_0^{-1} \frac{d^2 N^{(syn)}}{dudz} = \frac{\sqrt{3}}{\pi a \nu_0^2} \left[(2 + uu') K_{2/3}(\xi) - \int_{\xi}^{\infty} K_{1/3}(\eta) d\eta \right], \quad (9)$$

где $\xi = 2u'/(3\chi)$, причём параметр χ теперь выражается через инварианты a и ν_0 : $\chi = a\nu_0 \sin \alpha_0 / \sqrt{2}$. Интегрирование по α_0 в (8) есть усреднение синхротронной формулы (9) по периоду поперечного движения электрона. Формулы (8) и (9) применимы при выполнении условия

$$\nu_0^2 u a^{-1} (1 - u)^{-1} > 1. \quad (10)$$

Синхротронное приближение, основанное на применении формулы (9) успешно применяется для расчёта спектров излучения электронов с энергиями свыше 100 ГэВ в ориентированных кристаллах [13, 17, 23], причём чем больше энергия электрона, тем с большей степенью точности применимо синхротронное приближение. Однако в рассматриваемом случае, наоборот, при заданном значении параметра поля ν_0 условие применимости синхротронного приближения нарушается с ростом энергии электронов, как это следует из (10).

Результаты расчётов по формулам (3) – (9) для лазерного луча с длиной волны 1 мкм показывают, что уже при $\nu_0 = 2$ точный расчёт отличается от дипольного приближения примерно в два раза. На рисунках 1 и 5 показаны энергетические спектры излучения электронов с различными a и ν_0 для линейно поляризованного лазерного пучка ($P=1$ ТВ). Из рисунков следует, что синхротронное приближение хорошо описывает жёсткую часть спектра, если выполняется условия (10). Увеличение энергии электронов при заданном ν_0 приводит к ухудшению точности синхротронного приближения в согласии со сказанным выше. С другой стороны, с ростом энергии усиливается роль спина в жёсткой части спектра. Так уже при $\nu_0 = 2$ и $a = 6$ роль спинового слагаемого в жёсткой части спектра является определяющей. Заметим, для сравнения, что при тех же энергиях электронов в ориентированных кристаллах роль спинового слагаемого значительно меньше [19, 23].

Практический интерес представляет число жёстких излучённых 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 (7) число таких фотонов $N_1 \sim 0.1 \times N_0$ для $a > 3$, где N_0 определяется формулой (6). Для лазера мощностью 1 тераватт и с длиной волны 1 мкм, взаимодействующего с 150 ГэВ-ными электронами получаем $N_1 \approx 1.1 \times 10^{-4}$ фотонов на длине $L=0.5$ мм при поперечной площади лазерного луча $\Sigma = 1$ мм² (здесь $u_m = 0.75E$ и $\nu_0^2 \approx 3.7 \times 10^{-5}$). Это число значительно возрастает при уменьшении поперечного сечения луча. Так, при $\Sigma = 100 \mu\text{m}^2$ ($\nu_0^2 \approx 0.37$) на той же длине излучается уже $N_1 \approx 1$ фотон на электрон. Последнее значение соизмеримо с тем, что можно получить при той же энергии электронов в ориентированных кристаллах. Это обстоятельство не является

неожиданным, так как величина плотности энергии поля в фокусе тераваттовых лазеров может быть соизмерима с плотностью электростатической энергии в поле непрерывного потенциала кристалла [16].

Помимо отмеченных преимуществ, применение мощных лазеров обладает ещё и тем преимуществом по сравнению с ориентированными кристаллами, что позволяет получить циркулярно поляризованные фотоны. В свою очередь применение ориентированных кристаллов предпочтительнее для задач, в которых требуется большое общее число фотонов, независимо от степени монохроматичности спектра, например, для цели получения интенсивных позитронных пучков [28].

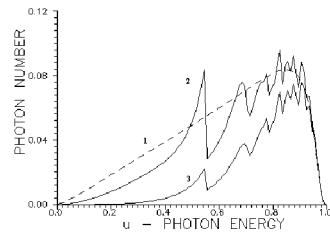


Рис.1 Спектр излучения электронов, движущихся навстречу линейно поляризованной плоской волне с $a = 6$, $\nu_0 = 2$ и длиной волны $1 \mu\text{m}$ (энергия фотона задана в единицах $u = \hbar\omega/E$). 1 – синхротронное приближение (8),(9). 2–точный расчет по формулам (3)–(5). 3 - вклад спиновой компоненты.

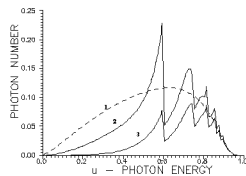


Рис.2 Тот же тип спектра, что и на рисунке 1, но с $a = 3$ и $\nu_0 = 1$.

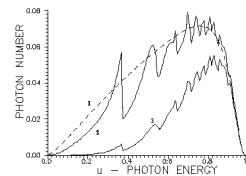


Рис.3 Тот же тип спектра, что и на рисунке 1, но с $a = 3$ и $\nu_0 = 2$.

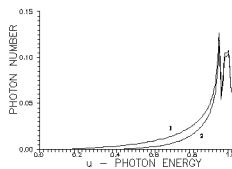


Рис.4 Тот же тип спектра, что и на рисунке 1, но с $a=72$ и $\nu_0=2$.

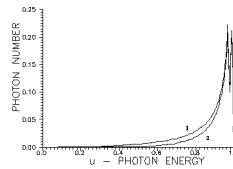


Рис.5 Тот же тип спектра, что и на рисунке 1, но с $a=72$ и $\nu_0=1$.

Литература

1. F.R.Arutyunian and V.A.Tumanian , Phys.Lett. **4**, No.3, 176-8 (1963).
2. И. И. Голдман, ЖЭТФ **46** 1412 (1964).
3. А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ **46**, 776 (1964); ЖЭТФ, **46** , 1768 (1964); ЖЭТФ, **47**, 1130 (1965).
4. L.S.Brown and T.W.V.Kibble, Phys.Rev. **133**, No.3A, 705-19 (1964).
5. В. И. Ритус, Труды ФИАН, **111**, 5 (1979).
6. Ф.Р.Афанасьев, М.А.Агинян, ЖТЭФ **2**, 74 (1978).
7. А.И.Ахизьер, И.А.Ахизьер, Н.Ф.Шульга, ЖТЭФ **4**, 76 (1979).
8. L.Federici, G.Giordano, G.Matone, et.al., Nuovo Cim., **2**, 59B (1980)
9. C.Bula, K.T.McDonald, E.J.Prebys, et.al., Phys. Rev. Lett., **76**, 3116 -9 (1996).
10. P.Eisenberger and S.Suckewer, Science , **274**, 201-2 (1996).
11. R.W.Schoenlein, W.P.Leemans, A.H.Chin, et.al., Science , **274**, 236-8 (1996).
12. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЖЭТФ **53**, 1478 (1967); ЖЭТФ **55**, 1542 (1968).
13. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах, "Наука", Новосибирск, 1989 г.
14. Y.I.Salamin and F.H.M.Faisal, Phys.Rev.A ,**54**, No.5, 4383-95 (1996).
15. Т. J. Englert, and E. A. Rinehart, Phys. Rev. A, **28**, 1539-45 (1983).
16. R.A.Carrigan and M.Kh.Khokonov, to be published in Phys. Rev. Lett.
17. J. C. Kimball, and N. Cue, Phys.Rev.Lett. ,**52**, 1747 (1984).
18. V.V.Beloshitsky and F.F.Комаров ,Phys. Rep. ,**93**, No.3, 117-197 (1982).
19. А. Н. Sorensen, Nucl. Instr. and Methods B, **119**, 1 - 29 (1996).
20. J.Lindhard , Phys. Rev. **A43**, 6032 (1991).
21. А. Д. Алфёров, Ю. А. Башмаков, Е. Г. Бессонов, Труды ФИАН **80**, 100 (1975).
22. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Квантовая электродинамика, Москва, "Наука", 1989.
23. М. Х. Хоконов, Письма в ЖЭТФ, **56**, 349 (1992); ЖЭТФ, **103**, 162 (1993).
24. K. Kirsebom, R. Medenwaldt, U. Mikkelsen, et. al. Nucl. Instr. and Methods B, **119**, 79 (1996).
25. T.W.V.Kibble, Phys.Rev.Lett, **16** , No.23, 1054-6 (1966); Phys. Rev. **150**, No.4, 1060-9 (1966).
26. J.Lindhard , private communication.
27. Н. Г. Клепиков, ЖЭТФ **26**, 19 (1954).
28. X. Artru, V. N. Baier, T. V. Baier, et. al. Nucl. Instr. and Methods B, **119**, 246 (1996).