

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ

А. Киздермишов, А. Х. Хоконов, М. Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Адыгейский государственный университет, 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.

В последнее время возрос интерес к проблеме получения интенсивных пучков рентгеновского и гамма излучения, возникающего при движении релятивистских электронов в поле интенсивной лазерной волны [1-4]. Такой интерес связан с появлением мощных тераваттных лазеров ($1 \text{ тВ} = 10^{12}$ ватт), для которых значение лоренц-инвариантного параметра поля

$$v_0^2 = \frac{e^2 \epsilon_0^2}{2m^2 \omega_0^2 c^2} \quad (1)$$

может превышать единицу. Здесь ϵ_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 интенсивными.

В интенсивном лазерном поле спектр излучения движущихся электронов может содержать высшие гармоники. В частности, в недавней работе [1] наблюдались первые четыре гармоники при взаимодействии электронов с энергией 46,6 ГэВ с циркулярно поляризованным лазерным пучком со значением параметра поля в фокусе $v_0 = 0,6$. С квантово-механической точки зрения генерация высших гармоник соответствует процессу при котором электрон поглощает несколько фотонов лазерного поля с последующим излучением одного фотона, энергия которого в силу эффекта Доплера смещена в жёсткую область $\omega \sim \omega_0 \gamma^2$, здесь γ - лоренцфактор.

В работе [4] получены формулы, описывающие нелинейные эффекты генерации высших гармоник для случая циркулярно-поляризованного лазерного луча, причём, весь подход не учитывает эффектов квантовой отдачи при излучении жёсткого фотона, т.е. подход авторов работы [4] применим только при условии $\hbar\omega \ll E$, где E - энергия электрона.

В настоящей работе мы рассматриваем проблему излучения релятивистских электронов в поле тераваттного лазерного излучения на основе аналогии движения электрона в поле линейно-поляризованной плоской волны с движением позитрона при плоскостном каналировании в параболическом потенциале (подробнее см. [5,6]) или в ондуляторах с гармоническим поперечным движением [7]. Такая аналогия позволяет применить методы расчёта спектров излучения, хорошо известные в теории каналирования, к рассматриваемой проблеме. Более того, эффекты квантовой отдачи при излучении жёстких фотонов могут быть рассмотрены в рамках квазиклассического метода Байера-Каткова [8].

Ранее показано [5], величина $\beta_{\perp} \gamma$, называемая в теории излучения релятивистских электронов, движущихся в статических внешних полях, параметром недипольности, является инвариантом и совпадает с параметром поля (1) (здесь β_{\perp} есть составляющая скорости, поперечная к направлению средней скорости электрона). Если электрон движется навстречу линейно поляризованной плоской волне, то имеет место равенство $\overline{\beta_{\perp}^2 \gamma^2} = v_0^2$ где черта означает усреднение по периоду поперечного движения электрона. Последнее равенство является одним из ключевых, позволяющих применить теорию излучения при каналировании (ИК) к проблеме излучения в лазерных полях (ИЛП). В частности, отсюда следует, что условие дипольности излучения совпадает с приближением слабого поля $v_0 \ll 1$. Заметим, однако, что в

отличие от ИК, в случае ИЛП 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 же в поперечных статических полях, когда излучение есть результат рассеяния виртуальных фотонов на электроны, такая ситуация на практике не реализуется, потому что параметр недипольности $\beta_{\perp} \gamma$ растёт с ростом энергии (при каналировании, например, $\beta_{\perp} \gamma \dots \sim \gamma^{1/2}$) и 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.

Помимо параметра поля (1) нас будут интересовать ещё два лоренцинварианта a и χ :

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

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

где $\epsilon = \epsilon_0 \cos \omega_0(t + z/c)$ - 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 $\epsilon = \epsilon(t)$. 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 [8].

Квазиклассическая формула Байера - Каткова приводит к следующему результату для спектра фотонов излучённых электроном, движущимся навстречу линейно - поляризованной плоской волне

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

где

$$g_{class}^{(k)} = j_{1k}^2 + \frac{\eta_k^2}{2v_0^2} j_{2k}^2 - \sqrt{2} \frac{\eta_k}{v_0} j_{1k} j_{2k} \cos \phi \quad (4)$$

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 $0 < u' < ak / (1 + v_0^2)$. Величины j_{1k} и j_{2k} выражаются через функции Бесселя $J_n(x)$ аналогично тому, как это делалось для похожих задач [6, 7].

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

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

где $A = (2\alpha)^{-1} v_0^2 u'$ и $B = 2\sqrt{2}\alpha^{-1} v_0 u' \eta_k \cos \phi$. Величина N_0 в (3) показывает полное число фотонов, излучаемых на единицу длины в слабом лазерном поле, когда $v_0 \ll 1$.

$$N_0 = \frac{2}{3c} \alpha v_0^2 \Omega_0 \quad (6)$$

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). 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 $v_0 \ll 1$ (слабое внешнее поле) и $v_0 > 1$ (сильное поле).

Случай $v_0 \ll 1$ соответствует дипольному приближению. В этом случае спектр определяется всего одним инвариантом a . Квантовые дипольные формулы хорошо известны в теории взаимодействия плоской волны с движущимися электронами. В отличие от случая ИК дипольное приближение при движении в поле плоской волны справедливо при сколь угодно больших энергиях электронов, если только выполняется условие $v_0 \ll 1$. При каналировании, например, ситуация, в которой бы играли роль квантовые эффекты и при этом спектр излучения описывался бы дипольными формулами на практике никогда не реализуется, потому что при достаточно больших энергиях, когда роль квантовой отдачи и спина становится существенной (это энергии $E > 500 - 100$ ГэВ), условие дипольности излучения с неизбежностью нарушается. В этом смысле способ получения жёстких поляризованных фотонов с $\hbar\omega \sim E$ с помощью лазеров с $v_0 \sim 0.2-0.5$ 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. Такой фон, связанный с высокой кратностью излучения, является неизбежным при каналировании электронов и позитронов с энергиями $E \geq 50-100$ ГэВ [9,10]. При меньших или при больших значениях v_0 эти преимущества излучения в поле плоской волны теряются. Так, при $v_0 \ll 1$ полная вероятность излучения, определяемая формулой (6) сравнительно мала. При $v_0 > 1$ увеличивается роль нелинейных эффектов в комптоновском рассеянии и спектр становится более широким. Кроме того, в сверхинтенсивных лазерных полях также становится существенной кратность излучения [1] и увеличивается роль такого деструктивного фактора, как выталкивание электрона из лазерного пучка за счёт неоднородного пространственного распределения интенсивности по его поперечному сечению [11].

Форма спектра излучения (3) упрощается также и в пределе $v_0 > 1$, когда становится определяющим вклад больших $k \gg 1$. В этом случае спектр также определяется только одним параметром (теперь уже χ) и представляет собой хорошо известную квантовую синхротронную формулу, усреднённую по периоду поперечного движения $T = 2\pi / \Omega_0$, причём связь параметра χ с инвариантами a и v_0 такова: $\chi = av_0 \sin(\Omega_0) / \sqrt{2}$. Такое синхротронное приближение применимо, если выполняется условие

$$v_0^2 u a^{-1} (1-u)^{-1} > 1. \quad (7)$$

Синхротронное приближение успешно применяется для расчёта спектров излучения электронов с энергиями свыше 100 ГэВ в ориентированных кристаллах [8,9], причём чем больше энергия электрона, тем с большей степенью точности применимо синхротронное приближение. Однако в рассматриваемом случае, наоборот, при заданном значении параметра поля v_0 условие применимости синхротронного приближения нарушается с ростом энергии электронов, как это следует из (7).

Результаты расчётов для лазерного луча с длиной волны 1 мкм представлены на рисунках 1-3, где представлены спектры излучаемых на единице длины фотонов N в единицах (6), где частота фотонов показана в единицах $u = \hbar\omega / E$. Пунктирные линии соответствуют дипольному приближению. Сплошные линии показывают вклад первых нескольких гармоник. Видно, что увеличение интенсивности лазерного поля (т.е. v_0) при заданной энергии (т.е. a) приводит к увеличению вклада высших гармоник в излучение и к сильному отличию спектра от дипольного. Рост же параметра a (т.е. энергии электронов) при заданной интенсивности лазерного излучения приводит, наоборот, к подавлению вклада высших гармоник и к смещению спектра в область более высоких энергий фотонов. Из рисунка 1 следует, что уже при $a=6$ вклад спина в излучение жёстких фотонов является определяющим (пунктирная кривая 2 на рис.1 показывает вклад спинового члена в спектр в дипольном приближении).

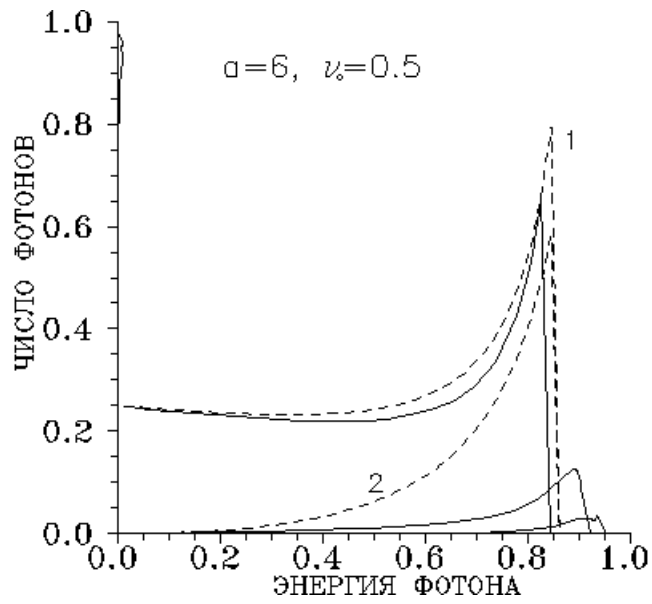


Рис. 1. Спектр фотонов в сравнительно слабом лазерном поле при $a=6$ и $\nu_0=0.5$. Пунктирная линия 1 - спектр в дипольном приближении, пунктирная линия 2 - вклад спинового члена в том же приближении. Сплошные линии - точный расчёт.

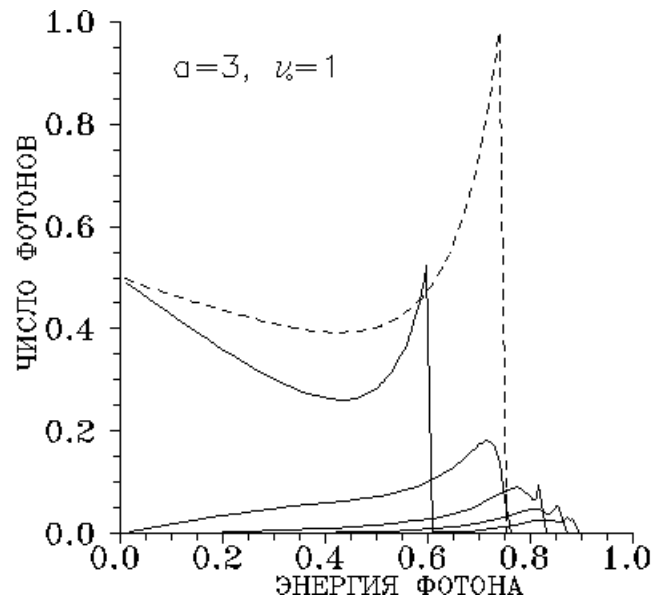


Рис. 2. То же, что и на рис.1, но для $a=3$ и $\nu_0=1$.

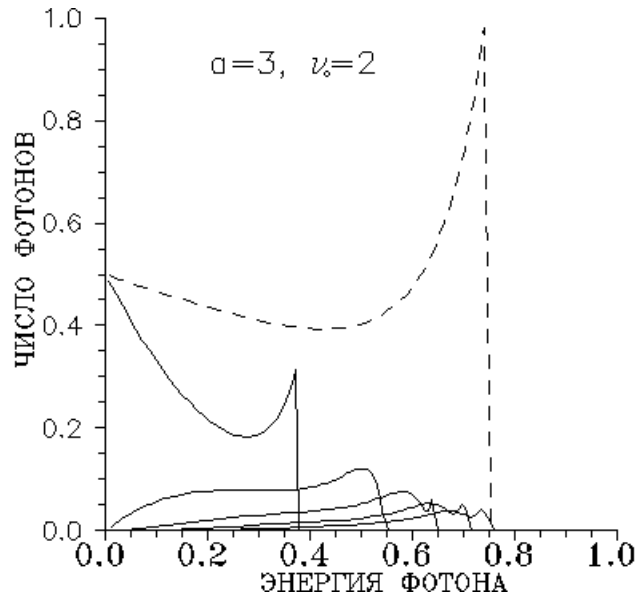


Рис. 3. То же, что и на рис.1, но для $a=3$ и $\nu_0=2$.

Литература

1. *C.Bula, K.T.McDonald, E.J.Prebys, et.al.*, Phys. Rev. Lett., 76, 3116-9 (1996).
2. *P.Eisenberger and S.Suckewer*, Science, 274, 201-2 (1996).
3. *R.W.Schoenlein, W.P.Leemans, A.H.Chin, et.al.*, Science, 274, 236-8 (1996).
4. *Y.I.Salamin and F.H.M.Faisal*, Phys. Rev. A, 54, №.5, 4383-95 (1996).
5. *R.A.Carrigan and M.Kh.Khokonov*, Fermilab Preprint, Pub.-97/115, 1997 to be published in Phys. Rev. Lett.
6. *V.V.Beloshitsky and F.F.Komarov*, Phys. Rep, 93, №.3, 117-197 (1982).
7. *Алфёров А.Д., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г.*, Труды ФИАН 80, 100 (1975).
8. *Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М.*, Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах, "Наука", Новосибирск, 1989 г.
9. *Хоконов М.Х.*, Письма в ЖЭТФ, 56, 349 (1992); ЖЭТФ, 103, 162 (1993).
10. *K. Kirsebom, R. Medenwaldt, U. Mikkelsen, et. al.* Nucl. Instr. And Methods B, 119, 79 (1996).
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett, 16, №.23, 1054-6 (1966); Phys. Rev. 150, №.4, 1060-9 (1966).

Generation of the high frequency radiation in the interaction of relativistic electrons with intensive laser field

A. Kisdernishov, A.Kh. Khokonov, M.Kh. Khokonov

The substantial differences of radiation spectral characteristics of relativistic electrons, moving in the strong laser field from the case of their passing through the electricity static cross fields are revealed. Here is shown the advantages of Bayer-Katkov method for studying the non-linear effects of the high frequency generation and quantum effects of return and spin under radiating of hard photon.