УДК 539.12.01

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСЛОВИЯХ НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ

В. Ч. Жуковский, И. Е. Фролов

(*кафедра теоретической физики*)

E-mail: zhukovsk@phys.msu.ru

Получено точное решение уравнения Дирака для электрона в постоянном однородном магнитном поле с учетом аномального магнитного момента и нарушения лоренц-инвариантности в минимальной CPT-нечетной форме. На основе найденного решения рассчитаны характеристики синхротронного излучения и предсказаны возможные наблюдаемые эффекты, обусловленные нарушением лоренц-инвариантности.

Введение

Согласно современным представлениям, стандартная модель элементарных частиц является эффективным низкоэнергетическим пределом некоторой более фундаментальной теории, так или иначе объединяющей все известные физические взаимодействия. Как следствие должны существовать (и, несмотря на свою малость, быть в принципе наблюдаемыми) специфические эффекты, несвойственные стандартной модели и проявляющие особенности более глубокой теории, лежащей в их основе. В частности, ожидается нарушение лоренц-инвариантности (и CPT-четности) теории для физических частиц, обусловленное лежащими вне рамок стандартной модели динамическими причинами. Теория, охватывающая стандартную модель и включающая феноменологическое описание нарушения лоренц-инвариантности в ней в достаточно общем виде, получила название *расширенной стандартной модели* [1, 2].

Среди новых физических явлений, предсказываемых в рамках расширенной стандартной модели и частично доступных уже сейчас для высокоточных наблюдений, можно отметить следующие:

— «искажение» дисперсионных соотношений частиц, анизотропия вакуума [1];

— различия в свойствах частиц и античастиц, частиц с различной спиральностью, дополнительные аномальные магнитные моменты [3];

— новые каналы в реакциях (например, процессы вида $e^- \to e^- + \gamma$, $\gamma \to e^+ + e^-$)*);

— специфическая асимметрия угловых распределений излучений и продуктов реакций (пример такого рода представлен в настоящей работе);

– эффекты при конечной температуре [5]; различные космологические проявления [6] и др.

В настоящей работе мы рассмотрим случай минимального не сохраняющего CPT-четность нарушения лоренц-инвариантности в электрон-фотонном секторе расширенной стандартной модели, согласующегося с общими принципами квантовой теории поля (см. также [4]); он описывается поправочным (к стандартному дираковскому лагранжиану) членом вида $-\overline{\psi}\gamma^5\gamma^\mu b_\mu\psi$, где b^μ — не зависящая от координат x^μ в каждой фиксированной системе отсчета 4-векторная величина, интерпретируемая как вакуумное среднее некоторого объекта более фундаментальной теории.

Мы рассмотрим синхротронное излучение ультрарелятивистского электрона, предполагая (так же, как это делается в [4]), что $|b^0| \gg |\boldsymbol{b}|$; такое допущение не противоречит большинству имеющихся на сегодня оценок (см., напр., [2, 7]). Мы будем считать взаимодействие поля ψ с конденсатом b^μ единственным присутствующим в теории типом нарушения лоренц-инвариантности, пренебрегая остальными возможными типами (в частности, относящимися к фотонному сектору).

В отличие от работы схожей тематики [8], в которой за основу берется классический подход, мы проведем последовательное квантовое рассмотрение явления. Учет нарушения лоренц-инвариантности мы выполним точно, избегая (на этапе квантования) теории возмущений и интерпретируя b^0 как заданное (в дополнение к магнитному) классическое внешнее поле. Отсюда получим систему решений уравнений движения дираковского поля, необходимую для его квантового описания в картине Фарри [9], и на ее основе вычислим спектрально-угловое распределение электромагнитного излучения, отметив его свойства, обусловленные нарушением лоренц-инвариантности.

Модель

На основе лагранжиана расширенной стандартной модели [1, 2] для электрона, взаимодействующего с электромагнитным полем, строится теория

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}\Big(i\gamma^\alpha D_\alpha - m + \frac{1}{2}\mu\sigma^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta} - \gamma^5\gamma^\alpha b_\alpha\Big)\psi. \qquad (1)$$

*) Подробнее об этих и других эффектах и их экспериментальной проверке см. в литературе, цитированной в работе [4].

Здесь $F_{\alpha\beta}$ — тензор электромагнитного поля; μ — аномальный магнитный момент частицы [10], который приближенно будем считать постоянной величиной: $\mu \simeq \mu_0 \frac{e^2}{2\pi}$, где $\mu_0 - \frac{e}{2m}$ [11]; $\sigma^{\mu\nu} - \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Положим $e > 0$, так что заряд электрона $q_e = -e$ и ковариантная производная $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$. Примем, что в лабораторной системе отсчета $b^\mu = \{b, \boldsymbol{0}\}$, $b = \mathrm{const}$; пусть имеется также внешнее постоянное однородное магнитное поле, ориентированное по оси z: $\boldsymbol{H} = H\boldsymbol{e}_z$, $H > 0$.

Следующие из (1) уравнения движения для поля ψ можно представить в гамильтоновой форме, положив $\psi(t, \boldsymbol{r}) = e^{-iEt}\Psi(\boldsymbol{r})$:

$$H_\mathrm{D}\Psi = E\Psi, \tag{2}$$

где H_D — эрмитов оператор энергии:

$$H_\mathrm{D} = \boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{P} + \gamma^0 m - eA^0 + \mu H\gamma^0\Sigma_3 - b\gamma^5, \tag{3}$$

$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{p} + e\boldsymbol{A}$ — удлиненный квантовомеханический импульс, $\boldsymbol{p} = -i\nabla$, $\boldsymbol{\alpha} = \gamma^0\boldsymbol{\gamma}$, $\Sigma_i = \frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}\sigma^{jk}$. Нам необходимо решить задачу на собственные значения (2) и найти систему одночастичных волновых функций $\{\Psi\}$.

Решение уравнений движения

Запишем электромагнитный потенциал в аксиально-симметричной форме:

$$A^\mu = \{0, \boldsymbol{A}\}, \quad \boldsymbol{A} = \frac{1}{2}\{-Hy, Hx, 0\}.$$

Очевидно, что $[p_z, H_\mathrm{D}] = 0$, поэтому далее будем рассматривать задачу (2) на подпространстве состояний с определенным фиксированным $p_z \equiv p$:

$$\Psi(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{ipz}\phi(x, y), \tag{4}$$

так что (2) переходит в уравнение

$$H_\mathrm{D}\phi = E\phi, \tag{5}$$

где в выражении (3) для H_D следует положить $\boldsymbol{P} = \{P_1, P_2, p\}$. Введем далее «угол смешивания» ϑ по формуле

$$\vartheta = \operatorname{arctg}\frac{b}{\mu H}, \tag{6}$$

так что

$$\mu H = \tilde{\mu} H\cos\vartheta, \quad b = \tilde{\mu} H\sin\vartheta, \quad \tilde{\mu} H = \sqrt{(\mu H)^2 + b^2}.$$

Величину $\tilde{\mu}$ будем называть эффективным аномальным магнитным моментом. Используя угол ϑ, перейдем также к эффективным массе и импульсу:

$$\begin{pmatrix} \tilde{m} \\ \tilde{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta & \sin\vartheta \\ -\sin\vartheta & \cos\vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ p \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Отметим, что эффективная масса $\tilde{m}$ может быть меньше нуля (при $p < -m\operatorname{ctg}\vartheta$). Легко убедиться, что гамильтониан (3) с помощью унитарного преобразования

$$U^{-1}H_\mathrm{D}U = \tilde{H}_\mathrm{D}, \quad U = \exp\left(-\frac{\vartheta}{2}\gamma^3\right) = \cos\frac{\vartheta}{2} - \gamma^3\sin\frac{\vartheta}{2},$$

приводится к виду

$$\tilde{H}_\mathrm{D} = \boldsymbol{\alpha}\tilde{\boldsymbol{P}} + \gamma^0\tilde{m} + \tilde{\mu}H\gamma^0\Sigma_3, \tag{8}$$

где $\tilde{\boldsymbol{P}} = \{P_1, P_2, \tilde{p}\}$ (P_1, P_2 — те же, что и в (3)). Задача (5), таким образом, формально эквивалентна задаче

$$\tilde{H}_\mathrm{D}\tilde{\phi} = E\tilde{\phi}, \tag{9}$$

так как операторы $\tilde{H}_\mathrm{D}$ и H_D имеют одинаковые собственные значения, а их собственные векторы связаны тривиально: $\phi = U\tilde{\phi}$. Гамильтониан (8), очевидно, соответствует электрону с аномальным магнитным моментом в магнитном поле без нарушения лоренц-инвариантности*); соответствующая задача (9) рассмотрена в [12].

Приведем здесь только окончательные результаты решения задачи (5). Искомые значения энергии даются выражением

$$E = \epsilon\sqrt{(\Pi + \tilde{\mu}H)^2 + \tilde{p}^2}, \quad \epsilon = \pm 1, \tag{10}$$

где

$$\Pi = \zeta\sqrt{\tilde{m}^2 + 2eHn}, \quad \zeta = \begin{cases} \pm 1, & n > 0, \\ -\operatorname{sign}\tilde{m}, & n = 0 \end{cases} \tag{11}$$

представляет собой собственное значение оператора поляризационных свойств электрона

$$\Pi = \cos\vartheta\left(m\boldsymbol{\Sigma} + i\gamma^0\gamma^5[\boldsymbol{\Sigma}\times\boldsymbol{P}]\right)_3 + \sin\vartheta\,(\boldsymbol{\Sigma}\boldsymbol{P}), \tag{12}$$

диагонализирующегося вместе с $\tilde{H}_\mathrm{D}$ и определенного (при $\tilde{\mu} \neq 0$) единственным образом; в формуле (11) $n = 0, 1, \ldots$ — главное квантовое число**). При $n = 0$ знак проекции спина ζ не может быть задан произвольно и не служит для классификации состояний; более того, он (при $\vartheta \neq 0$) оказывается зависящим от p (через $\tilde{m}$, согласно (7)).

Волновые функции, отвечающие спектру (10), в полярных координатах (r, φ) имеют вид

$$\phi(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i(n-s-1/2)\varphi} \begin{pmatrix} c_1 e^{-i\varphi/2} I_{n-1,s}(\rho) \\ ic_2 e^{i\varphi/2} I_{n,s}(\rho) \\ c_3 e^{-i\varphi/2} I_{n-1,s}(\rho) \\ ic_4 e^{i\varphi/2} I_{n,s}(\rho) \end{pmatrix} \sqrt{eH}, \quad \rho = \frac{1}{2}eHr^2, \tag{13}$$

где $I_{n,s}(\rho)$ — функции Лагерра, выражающиеся

*) Легко видеть, что при $\tilde{m} < 0$ унитарным преобразованием $\hat{H}_\mathrm{D} = \gamma^5\tilde{H}_\mathrm{D}\gamma^5$ можно выполнить (эффективно) в гамильтониане замену $\tilde{m} \to -\tilde{m}$, $\tilde{\mu} \to -\tilde{\mu}$, после чего к $\hat{H}_\mathrm{D}$ становятся применимы все результаты, полученные в [12].

**) Легко проверить, что соответствующий интеграл движения имеет вид $n = \frac{1}{2eH}(\alpha_1 P_1 + \alpha_2 P_2)^2$.

через полиномы Лагерра $L_s^l(\rho)$:

$$I_{n,s}(\rho) = \sqrt{\frac{s!}{n!}} e^{-\rho/2} \rho^{(n-s)/2} L_s^{n-s}(\rho),$$
$$L_s^l(\rho) = \frac{1}{s!} e^{\rho} \rho^{-l} \frac{d^s}{d\rho^s} \left(e^{-\rho} \rho^{s+l} \right);$$

$s = 0, 1, \ldots$ — радиальное квантовое число; $\{c_k\}$ — зависящие от состояния постоянные коэффициенты. Решения (13) являются собственными векторами оператора z-компоненты углового момента дираковской частицы $J_z = -i\frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{1}{2}\Sigma_3$, отвечающего имеющейся в задаче аксиальной симметрии

$$J_z\psi = \left(l - \frac{1}{2}\right)\psi, \quad l = n - s.$$

В стандартном (дираковском) представлении γ-матриц коэффициенты $\{c_k\}$, отвечающие условию нормировки $\int r\,dr\,d\varphi\,\phi^+\phi = 1$, можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} A(P\alpha + \epsilon\zeta Q\beta) \\ -\zeta B(P\alpha - \epsilon\zeta Q\beta) \\ A(P\beta - \epsilon\zeta Q\alpha) \\ \zeta B(P\beta + \epsilon\zeta Q\alpha) \end{pmatrix}, \qquad (14)$$

где

$$A = \sqrt{1 + \frac{\tilde{m}}{\Pi}}, \qquad P = \sqrt{1 + \frac{\tilde{p}}{E}},$$
$$B = \sqrt{1 - \frac{\tilde{m}}{\Pi}}, \qquad Q = \sqrt{1 - \frac{\tilde{p}}{E}}$$

и

$$\alpha = \cos\frac{\vartheta}{2} - \sin\frac{\vartheta}{2}, \quad \beta = \cos\frac{\vartheta}{2} + \sin\frac{\vartheta}{2}.$$

Выражение (14) пригодно для всех n и $\tilde{m}$. Отметим, что квантовое число s не входит в выражения (10), (11) для энергии и величины Π, а также в (14).

Итак, система собственных векторов гамильтониана $H_{\rm D}$ найдена, полный набор квантовых чисел для нее: $\{n, s, p, \zeta, \epsilon\}$; вид волновых функций и энергетического спектра по структуре в целом аналогичен таковым для задачи без нарушения лоренц-инвариантности, рассмотренной в [12], при этом параметры $\tilde{m}$, $\tilde{p}$, $\tilde{\mu}$ являются эффективными величинами, а коэффициенты (14) зависят от угла ϑ; из формы выражения для энергии (10) очевидна положительная определенность ее квадрата.

Синхротронное излучение

Воспользуемся полученными в предыдущей части работы результатами для расчета характеристик излучения электрона, находящегося в магнитном поле. Мы рассмотрим физически наиболее интересный случай ультрарелятивистской частицы ($m/E \equiv \lambda \ll 1$) в слабом магнитном поле ($H \ll H_c = m^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс) при начальном импульсе $p = 0$, что соответствует квазиклассическим состояниям с $n \gg 1$; мы также пренебрежем при расчете эффектов величиной $\tilde{\mu}$ (ограничимся нулевым приближением по $\tilde{\mu}H/E$)*).

Очевидно, что выбранное нами приближение $\tilde{\mu} \to 0$ соответствует случаю простейшего гамильтониана

$$H_{\rm D} = \boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{P} + \gamma^0 m$$

со спектром

$$E = \sqrt{m^2 + 2eHn + p^2}, \qquad (15)$$

получающегося из (3) при $\mu \to 0$, $b \to 0$ и допускающего неоднозначность в выборе коммутирующего с ним оператора поляризационных свойств; в нашем случае, однако, задействован оператор (12), отвечающий смешанной («поперечно-продольной») поляризации частицы (подробнее о спиновых операторах см. [13, 14]). Таким образом, задача сводится к излучению «минимального» (без учета аномального магнитного момента и нарушения лоренц-инвариантности) электрона, поляризованного определенным образом. Дисперсионное соотношение (15) и общий вид волновых функций (4), (13) позволяют нам воспользоваться далее квазиклассической теорией синхротронного излучения, рассмотренной в [13, 14].

Не останавливаясь здесь на деталях расчета (они подробно изложены в [13, 14], в зависимости от выбора спинового оператора электрона меняется лишь конкретный вид коэффициентов (14)). Приведем сразу конечный результат.

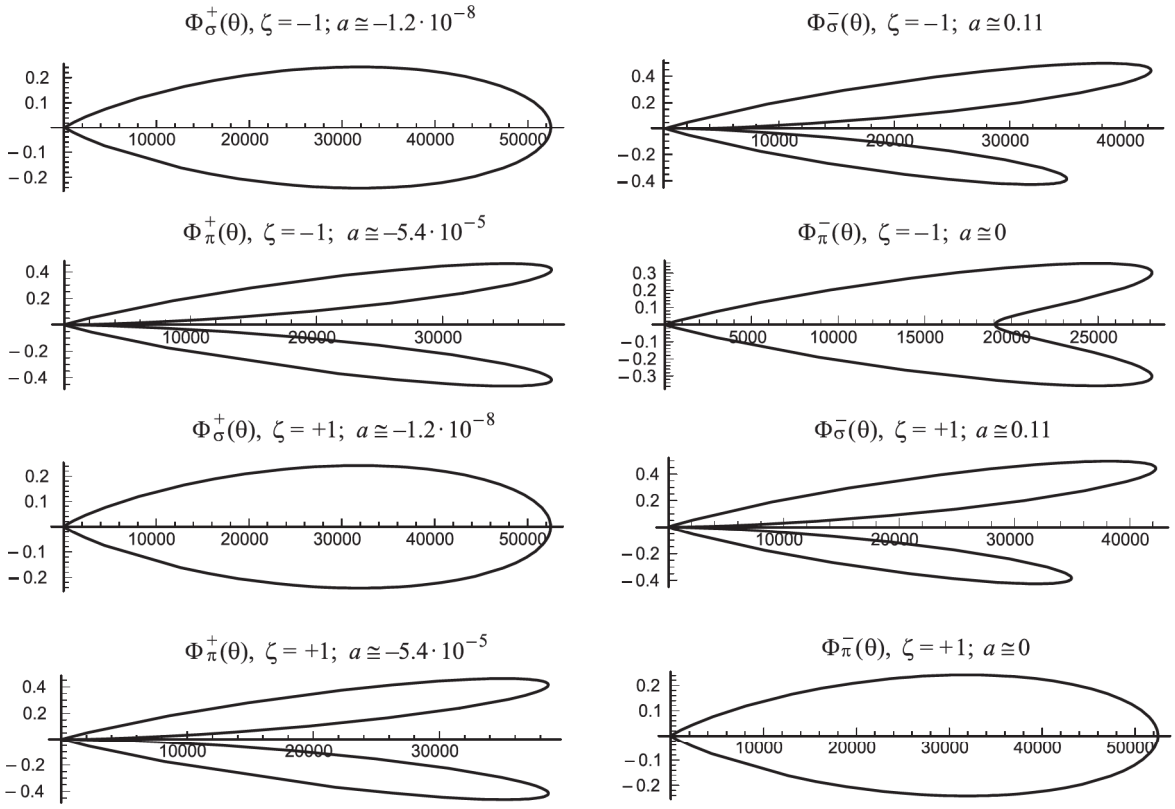
Пусть (θ, φ) — углы, характеризующие направление излучения данной поляризации i в сферической системе координат. Тогда его мощность (с единицы длины по оси z) при переходе**) из данного состояния Ψ (с учетом $n \gg 1$) во все допустимые нижележащие конечные состояния $\{\Psi'\}$ в первом порядке по e^2 можно представить в виде

$$W_i = W_{\rm cl} \int dy \sin\theta\, d\theta\, d\varphi\, w_i,$$
$$w_i = \frac{27}{128\pi^3} \frac{y^2}{\lambda^5(1+\xi y)^4} \Phi_i.$$

Здесь $\xi = \frac{3}{2}\frac{H}{H_c}\frac{1}{\lambda}$, $W_{\rm cl} = \frac{8}{27}e^2m^2\xi^2$ — полная мощность синхротронного излучения ультрарелятивистского электрона в классическом пределе; безразмерная

*) Нетрудно показать, что при расчете эффектов электромагнитного излучения из всех возможных комбинаций в нашей задаче играют существенную роль лишь три малых параметра: m/E, ϑ, $\tilde{\mu}H/E$. При этом легко убедиться, что в лабораторных условиях ($E \sim 1$ ГэВ, $H \sim 10^4$ Гс) справедливо m/E, $\vartheta \gg \tilde{\mu}H/E$, если только $b \gg 10^{-20}$ эВ, что оправдывает наше приближение для таких b.

**) Здесь и далее $\epsilon = \epsilon' = +1$; начальное и конечные состояния рассматриваются с заданными значениями ζ, ζ' (усреднение и суммирование по спиновым квантовым числам не производятся).



Зависимость $\Phi_i^{\pm}(\theta)$ при $k=1$ МэВ, $\zeta=\pm1$, построенная в полярных координатах (Φ,θ) (нормированная так, что $\int_0^\pi \sin\theta\, d\theta\, \Phi_i^{\pm}(\theta)=1$) для случая $H=10^4$ Гс, $E=1$ ГэВ, $\vartheta=10^{-3}$. Рядом с обозначением кривой для каждого графика приведено значение коэффициента асимметрии a

спектральная переменная y связана с энергией фотона k и электрона E по формуле

$$\frac{k}{E}=\frac{\xi y}{1+\xi y},\quad 0<y<+\infty.$$

Для величин Φ_i $(i=\sigma,\pi)$, отвечающих σ- и π-компонентам линейной поляризации*), имеют место асимптотические выражения

$$\Phi_i=\frac{1+\zeta\zeta'}{2}\Phi_i^+ + \frac{1-\zeta\zeta'}{2}\Phi_i^-,$$

где

$$\Phi_\sigma^+=\hat\lambda^2\Big((2+\xi y)\hat\lambda K_{2/3}(z)- -\zeta(\xi y)(\lambda\cos\vartheta-\cos\theta\sin\vartheta)K_{1/3}(z)\Big)^2, \quad (16)$$

$$\Phi_\sigma^-=\hat\lambda^2\Big((\xi y)(\cos\theta\cos\vartheta+\lambda\sin\vartheta)K_{1/3}(z)\Big)^2,$$

и

$$\Phi_\pi^+=\hat\lambda^2\Big((2+\xi y)\cos\theta\, K_{1/3}(z)+ +\zeta(\xi y)\sin\vartheta\,\hat\lambda K_{2/3}(z)\Big)^2, \quad (17)$$

$$\Phi_\pi^-=\hat\lambda^2\Big((\xi y)\big(\cos\vartheta\,\hat\lambda K_{2/3}(z)+\zeta\lambda K_{1/3}(z)\big)\Big)^2;$$

$K_\nu(z)$ — функции Макдональда,

$$z=\frac{y}{2}\left(\frac{\hat\lambda}{\lambda}\right)^3,\quad \hat\lambda^2=1-\beta^2\sin^2\theta,\quad \beta^2=1-\lambda^2. \quad (18)$$

Коэффициенты перед $K_\nu(z)$ в (16), (17) и величина z в (18) записаны в ведущем порядке по λ с учетом того, что, как нетрудно убедиться, этот порядок малости имеют также величины $\hat\lambda$ и $\cos\theta$ (в области изменения θ, где $K_\nu(z)$ существенно отличны от нуля*)).

При $\vartheta=0,\pi/2$ формулы (16), (17), очевидно, переходят в хорошо известные выражения из теории синхротронного излучения поперечно и продольно поляризованного электрона соответственно, которые приведены, в частности, в [14].

Из (16), (17) видно, что эффект, связанный с присутствием в теории нарушения лоренц-инвариантности, проявляется в виде асимметрии углового распределения относительно плоскости $\theta=\pi/2$. Такая асимметрия свойственна излучению продольно поляризованного электрона и полностью отсутствует в случае поперечной поляризации; напомним, что с учетом влияния аномального магнитного момента (без нарушения лоренц-инвариантности) именно «поперечная» поляризация сохраняется при движении электрона в магнитном поле в случае, когда

*) Для σ- и π-компоненты в плоскости (xy) лежат векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ соответственно.

*) Физически это соответствует тому, что излучение ультрарелятивистской частицы сосредоточено вблизи плоскости $\theta=\frac{\pi}{2}$, характерный максимальный угол отклонения от нее $\Delta\theta\simeq\lambda$.

состояния электрона являются собственными для его гамильтониана, а зависимость волновой функции от времени описывается множителем e^{-iEt} [13]. Таким образом, при наличии нарушения лоренц-инвариантности (в выбранной нами в настоящей работе форме) электрон получает продольную добавочную часть к своему сохраняющемуся спиновому оператору (см. (12)) и соответственно этому меняется его излучение.

В случае экспериментального обнаружения асимметрии углового распределения*) синхротронного излучения поляризованных электронов может быть получена оценка на величину ϑ. Характер зависимости $\Phi_i^{\pm}(\theta)$ демонстрируют графики, приведенные на рисунке.

Заключение

Модификация углового распределения синхротронного излучения электрона, обусловленная наличием нарушающего лоренц-инвариантность члена в лагранжиане (1), является в целом ожидаемым для такой модели эффектом (см. также, напр., [15]; эта работа, однако, как и [16], выполнена на полуклассическом уровне вне рамок расширенной стандартной модели и основана на феноменологическом постулировании модифицированных лоренц-неинвариантных дисперсионных соотношений для электрона и фотона). Полученные в настоящей работе результаты при этом обязаны своим существованием, как это видно из их структуры, специфическому непертурбативному взаимодействию аномального магнитного момента электрона μ с нарушающим лоренц-инвариантность конденсатом b^{α}.

Условие малости параметра ϑ в лабораторных условиях ($E \sim 1$ ГэВ, $H \sim 10^4$ Гс), согласующееся с фактом наблюдаемости преимущественно поперечной поляризации электронов [14], дает оценку $b \ll \mu H \sim 10^{-6}$ эВ, что сильнее, чем оценки, приведенные, например, в [7]. При этом нетрудно понять, что в случае уверенного наблюдения излучения аномального магнитного момента (теория которого изложена в [12]) в отсутствие эффектов, связанных с $\vartheta \neq 0$, оценка становится значительно жестче: $b < 10^{-20}$ эВ (поскольку в этом случае должно быть справедливо $\vartheta < \tilde{\mu} H/E$).

В процессе расчетов в настоящей работе мы считали величину μ постоянной, не зависящей ни от состояния частицы, ни от напряженности магнитного поля. Последовательный учет динамической природы аномального магнитного момента, однако, приводит к выводу о существовании такой зависимости, и в частности об убывании величины μ с ростом энергии [13, 14, 17].

*) Для ее характеристики можно ввести, например, величину $a = (w_{\rm up} - w_{\rm down})/(w_{\rm up} + w_{\rm down})$, где $w_{\rm up} = \int_0^{\pi/2} \sin\theta\, d\theta\, w$, $w_{\rm down} = \int_{\pi/2}^{\pi} \sin\theta\, d\theta\, w$; ясно, что в линейном приближении $a \sim \vartheta$, где коэффициент пропорциональности может быть получен численно для любой заданной энергии фотонов.

Нетрудно понять, что присутствие в нашей модели нарушения лоренц-инвариантности (в виде малого поправочного члена в лагранжиане, по форме схожего с массовым) также оставляет этот вывод в силе. При этом ясно также, что для вычисления ϑ в лидирующем порядке по b (с соответствующим обезразмеривающим коэффициентом) достаточно использовать известные стандартные выражения для описания зависимости $\mu\left(\frac{E}{m}, \frac{H}{H_c}\right)$, приведенные, в частности, в [13, 14, 17].

Таким образом, согласно (6), с ростом энергии электрона величина угла ϑ, вообще говоря, возрастает. Это означает, что найденный в настоящей работе эффект асимметрии углового распределения синхротронного излучения должен проявлять себя доминирующим образом при любых сколь угодно больших значениях E.

Следует при этом отметить, что поскольку формулы (16), (17) в настоящей работе получены в предположении $\vartheta = \text{const}$, то пользоваться ими (с учетом зависимости $\vartheta(E)$) можно, строго говоря, лишь для излучения сравнительно мягких фотонов, когда конечные состояния обладают приблизительно тем же значением ϑ, что и начальное.

Литература

1. *Colladay D., Kostelecký V.A.* // Phys. Rev. 1998. **D58**. P. 116002.
2. *Bluhm R.* Overview of the standard model extension: implications and phenomenology of Lorentz violation. Talk at 339th WE Heraeus seminar on special relativity. Potsdam, Germany, 13–18 Feb., 2005.
3. *Bluhm R., Kostelecký V.A., Russell N.* // Phys. Rev. 1998. **D57**. P. 3932.
4. *Zhukovsky V.Ch., Lobanov A.E., Murchikova E.M.* // Phys. Rev. 2006. **D73**. P. 065016.
5. *Ebert D., Zhukovsky V.Ch., Razumovsky A.S.* // Phys. Rev. 2004. **D70**. P. 025003.
6. *Jacobson T., Liberati S., Mattingly D.* // Annals Phys. 2006. **321**. P. 150.
7. *Andrianov A.A., Giacconi P., Soldati R.* // Grav. Cosmol. Suppl. 2002. **8**, No. 1. P. 41.
8. *Altschul B.* // Phys. Rev. 2006. **D74**. P. 083003.
9. *Furry W.H.* // Phys. Rev. 1951. **81**. P. 115.
10. *Pauli W.* // Rev. Mod. Phys. 1941. **13**. P. 203.
11. *Schwinger J.* // Phys. Rev. 1948. **73**. P. 416.
12. *Тернов И.М., Багров В.Г., Жуковский В.Ч.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1966. **1**. С. 30.
13. *Соколов А.А., Тернов И.М.* Релятивистский электрон. М., 1983.
14. Теория излучения релятивистских частиц / Сб. статей под ред. В. А. Бордовицына. М., 2002.
15. *Montemayor R., Urrutia L.F.* // Phys. Rev. 2005. **D72**. P. 045018.
16. *Ellis J., Mavromatos N.E., Sakharov A.S.* // Astropart. Phys. 2004. **20**. P. 669.
17. *Тернов И.М., Багров В.Г., Бордовицын В.А., Дорофеев О.Ф.* // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 2273.

Поступила в редакцию
27.12.06