Результаты расчетов ширин распада чармония J/ψ и боттомония Υ при различных значениях массы аксиглюона приведены в табл. 1 и 2.

Значения масс J/ψ и Υ взяты из [4]: $M(J/\psi)=3096,93\pm0,09$ МэВ, $M(\Upsilon)=9460,57\pm0,12$ МэВ.

Мы используем следующие значения параметров: $m_u=m_d=0,32$ ГэВ, $m_s=0,485$ ГэВ, $m_c=1,58$ ГэВ, $m_b=4,8$ ГэВ, $\alpha_s=0,255$ для чармония, $\alpha_s=0,168$ для боттомония.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Frampton P., Glashow S.//Phys. Lett. 1987. **190B**. P. 137. [2] Frampton P., Glashow S.//Phys. Rev. Lett. 1987. **58**. P. 2168. [3] Faustov R. N.//Ann. of Phys. (N. Y.). 1973. **78**. P. 176. [4] Скринский А. Н., Шатунов Н. В.//УФН. 1989. **158**. С. 315.

Поступила в редакцию
20.10.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 530.145

О ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

И. М. Тернов, В. Ч. Жуковский, А. В. Борисов, А. Х. Мусса (Алжир)

(кафедра теоретической физики)

Получено выражение для мощности черенковского излучения с учетом произвольных поляризаций электрона и фотона, которое обобщает результаты предшествующих работ. Исследованы различные частные случаи. Найден вектор поляризации конечного электрона, определяемый начальной поляризацией и импульсами электрона и фотона.

Основы квантовой теории черенковского излучения (ЧИ) были построены в работах [1, 2] (см. также [3]). Поляризация излучения неполяризованного электрона исследована в [4], результаты которой были обобщены в [5] на случай продольно поляризованных электронов. Наконец, в [6] рассмотрена поляризация ЧИ с учетом продольной поляризации начального и конечного электронов. Отметим также работу [7], в которой на основе [1, 4] развита теория ЧИ для случая продольных электромагнитных волн.

В настоящей работе получена мощность ЧИ с учетом произвольных поляризаций всех частиц. В соответствующих частных случаях результаты согласуются с [4—6]. Показано, что в отличие от синхротронного излучения [8] сам процесс ЧИ не приводит к поляризации первоначально неполяризованного электрона. Вектор конечной поляризации определяется начальной поляризацией электрона и импульсами электрона и фотона (см. ниже формулу (20)).

Спектрально-угловое распределение вероятности ЧИ имеет вид (ниже используется система единиц $\hbar=c=1$, $\alpha=e^2=1/137$)

$$\frac{dw}{d\omega d\Omega}=\frac{e^2}{8\pi}\frac{n\omega}{\varepsilon\varepsilon'}\delta(\varepsilon'+\omega-\varepsilon)|\alpha_{fi}\mathbf{e}^*|^2, \tag{1}$$

$\varepsilon(\varepsilon')$ — энергия электрона в начальном (конечном) состоянии, $n=n(\omega)$ — показатель преломления среды на частоте ω, $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении волнового вектора $\mathbf{k}$ ($|\mathbf{k}|=n\omega$), $\mathbf{e}$ —

вектор поляризации фотона. Матричные элементы дираковских матриц выражаются через двухкомпонентные спиноры начального и конечного состояний $w_{i,f}$:

$$\alpha_{fi}=(\varepsilon'_+\varepsilon_+)^{1/2}w_f^+\left[\frac{1}{\varepsilon_+}(\mathbf{p}+i\mathbf{p}\times\boldsymbol{\sigma})+\frac{1}{\varepsilon'_+}(\mathbf{p}'-i\mathbf{p}'\times\boldsymbol{\sigma})\right]w_i, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули, $\varepsilon_+=\varepsilon+m$, $\varepsilon'_+=\varepsilon'+m$, причем в силу сохранения энергии-импульса $\varepsilon'=\varepsilon-\omega$, $\mathbf{p}'=\mathbf{p}-\mathbf{k}$.

В общем случае частично поляризованных электрона и фотона следует заменить в (1) произведения амплитуд элементами матриц плотности электрона ρ и фотона $\rho^{(\gamma)}$ согласно [9]:

$$\begin{gathered}w_iw_i^+\to\frac{1}{2}(1+\boldsymbol{\zeta}\boldsymbol{\sigma}),\quad w_fw_f^+\to\frac{1}{2}(1+\boldsymbol{\zeta}'\boldsymbol{\sigma}),\\ e_ke_l^*\to\rho_{kl}^{(\gamma)}=\sum_{\alpha,\beta=1}^{2}\rho_{\alpha\beta}^{(\gamma)}e_k^{(\alpha)}e_l^{(\beta)},\quad \rho_{\alpha\beta}^{(\gamma)}=\frac{1}{2}(1+\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta}.\end{gathered} \tag{3}$$

Здесь $\boldsymbol{\zeta}(\boldsymbol{\zeta}')$ — вектор начальной (конечной) поляризации электрона ($|\boldsymbol{\zeta}|\leqslant 1$, в чистом состоянии $|\boldsymbol{\zeta}|=1$). Формальный вектор $\boldsymbol{\xi}=(\xi_1,\ \xi_2,\ \xi_3)$ образован вещественными параметрами Стокса ($|\xi_\lambda|\leqslant 1$). Они определяют вероятности различных поляризаций фотона: с вероятностью $(1+\xi_3)/2$ или $(1-\xi_3)/2$ фотон линейно поляризован вдоль ортов $\mathbf{e}^{(1)}$ или $\mathbf{e}^{(2)}$, с вероятностью $(1+\xi_1)/2$ или $(1-\xi_1)/2$ — вдоль направления, составляющего угол $\pi/4$ или $-\pi/4$ с ортом $\mathbf{e}^{(1)}$; с вероятностью $(1+\xi_2)/2$ или $(1-\xi_2)/2$ фотон имеет правую или левую круговую поляризацию, т. е. ξ_2 — средняя спиральность фотона. В качестве базисных векторов линейной поляризации выберем [8]

$$\mathbf{e}^{(1)}=\frac{\mathbf{n}\times\mathbf{p}}{|\mathbf{n}\times\mathbf{p}|},\quad \mathbf{e}^{(2)}=\mathbf{n}\times\mathbf{e}^{(1)}, \tag{4}$$

где $\mathbf{n}=\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$.

Используя (2) и (3), для квадрата амплитуды в (1) получаем

$$|\alpha_{fi}\mathbf{e}^*|^2\to Q=\rho_{kl}^{(\gamma)}\,\mathrm{Sp}\,\{\rho\,[A_k-i\,(\mathbf{B}\times\boldsymbol{\sigma})_k]\,\rho'\,[A_l+i\,(\mathbf{B}\times\boldsymbol{\sigma})_l]\}, \tag{5}$$

где

$$\mathbf{A}=(1/\varepsilon_++1/\varepsilon'_+)\,\mathbf{p},\quad \mathbf{B}=\mathbf{p}/\varepsilon_+-\mathbf{p}'/\varepsilon'_+. \tag{6}$$

Вычислив с учетом (3) след в (5), находим

$$\begin{gathered}Q=Q(\boldsymbol{\zeta},\ \boldsymbol{\zeta}',\ \boldsymbol{\xi})=Q_0+\sum_{\lambda=1}^{3}\xi_\lambda Q_\lambda,\\ Q_0=\frac{1}{4}(1+\sigma)A_2^2+\frac{1}{2}(1-\sigma)\left(B^2-\frac{1}{2}B_2^2\right)+\\ +\frac{1}{2}(C_1C_1'+C_2C_2')+\frac{1}{2}A_2(\beta\zeta_2'-\beta'\zeta_2),\\ Q_1=\frac{1}{2}(C_1C_2'+C_2C_1')+\frac{1}{2}A_2(\beta\zeta_1'-\beta'\zeta_1),\end{gathered} \tag{7}$$

$$Q_2 = -\frac{1}{2} A_2 (C_1 + C_1') + \frac{1}{2} (\beta - \beta') B_3,$$

$$Q_3 = -\frac{1}{4} (1+\sigma) A_2^2 + \frac{1}{4} (1-\sigma) B_2^2 + \frac{1}{2} (C_1 C_1' - C_2 C_2') +$$

$$+ \frac{1}{2} A_2 (\beta' \zeta_2 - \beta \zeta_2').$$

Здесь $\sigma = \boldsymbol{\zeta}\boldsymbol{\zeta}'$, $\beta = \mathbf{B}\boldsymbol{\zeta}$, $\beta' = \mathbf{B}\boldsymbol{\zeta}'$; индексами 1, 2 в правых частях равенств (7) отмечены проекции соответствующих векторов на орты (4), причем $\mathbf{C} = \mathbf{B} \times \boldsymbol{\zeta}$, $\mathbf{C}' = \mathbf{B} \times \boldsymbol{\zeta}'$ и $B_3 = \mathbf{nB}$, $B^2 = |\mathbf{B}|^2 = B_2^2 + B_3^2$.

Направление излучения $\mathbf{k}$ зададим углом вылета фотона $\theta = (\widehat{\mathbf{k}, \mathbf{p}})$ и азимутальным углом φ в плоскости, перпендикулярной импульсу электрона $\mathbf{p}$. Угол θ при заданной частоте фиксирован законами сохранения [3]:

$$\delta(\varepsilon' + \omega - \varepsilon) = \frac{\varepsilon'}{p} \delta(\cos\theta - \cos\theta_0)/n\omega,$$

$$\cos\theta_0 = \frac{1}{nv} \left[1 + \frac{1}{2} (n^2 - 1) \frac{\omega}{\varepsilon} \right], \tag{8}$$

где $v = p/\varepsilon$ — скорость электрона, $p = |\mathbf{p}|$.

С учетом (5), (7) и (8) находим распределение мощности излучения $dW = \omega dw_{fi}$ по частоте ω и углу φ:

$$\frac{dW}{d\omega d\varphi} = \frac{e^2\omega}{8\pi} \frac{\varepsilon + \varepsilon'}{v\varepsilon^2} Q(\boldsymbol{\zeta}, \boldsymbol{\zeta}', \boldsymbol{\xi}), \tag{9}$$

где Q (7) дает полное описание поляризационных эффектов в ЧИ.

Заметим, что параметры $\boldsymbol{\zeta}'$ и ξ_λ описывают поляризации соответственно конечного электрона и фотона, выделяемые детектором. Собственные поляризации частиц $\boldsymbol{\zeta}^{(f)}$ и ξ_λ', возникающие в процессе излучения, определяются коэффициентами перед $\boldsymbol{\zeta}'$ и ξ_λ в разложении вида

$$Q = S_0 + \boldsymbol{\zeta}' \mathbf{S}$$

или (7) по формулам [9]

$$\boldsymbol{\zeta}^{(f)} = \mathbf{S}/S_0, \quad \xi_\lambda' = Q_\lambda/Q_0. \tag{10}$$

Рассмотрим более подробно некоторые частные случаи.

1. Пусть начальный электрон не поляризован ($\boldsymbol{\zeta} = 0$). Тогда Q принимает вид

$$Q = \frac{1}{2} B^2 + \frac{1 - \xi_3}{4} (A_2^2 - B_2^2) - \frac{1}{2} \xi_2 \boldsymbol{\zeta}' [\mathbf{n}(\mathbf{AB}) + (\mathbf{B} - \mathbf{A})(\mathbf{nB})]. \tag{11}$$

Следовательно, конечный электрон оказывается поляризованным только при детектировании круговой поляризации ($\xi_2 \neq 0$) фотона. С другой стороны, поляризация излучения, когда поляризация электрона не детектируется ($\boldsymbol{\zeta}' = 0$), описывается параметрами (см. (10) и (11))

$$\xi_1' = \xi_2' = 0, \quad \xi_3' = -\left[1 + \frac{2B^2}{A_2^2 - B_2^2} \right]^{-1}. \tag{12}$$

С учетом явных выражений

$$\begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = -(1/\varepsilon_+ \pm 1/\varepsilon'_+)\, p \sin\theta_0, \quad B^2 = (n^2-1)\frac{\omega^2}{\varepsilon_+\varepsilon'_+} \tag{13}$$

получаем

$$\xi'_3 = -\left[1 + \frac{n^2-1}{2v^2\sin^2\theta_0}\left(\frac{\omega}{\varepsilon}\right)^2\right]^{-1}, \tag{14}$$

т. е. излучение частично ($|\xi_3'|<1$) линейно поляризовано вдоль $\mathbf{e}^{(2)}$ ($\xi_3'<0$), что совпадает с известным результатом [6]. Вблизи порога ($\cos\theta_0\to 1$) излучение не поляризовано ($\xi_3'\to 0$), а вдали от него поляризация почти полная: $\xi_3' = -1 + O((\omega/\varepsilon)^2)$.

2. Пусть начальный электрон поляризован ($\zeta\neq 0$), а поляризация конечного не детектируется ($\zeta'=0$). Тогда из (7) находим

$$Q = \frac{1}{2}B^2 + \frac{1-\xi_3}{4}(A_2^2 - B_2^2) + \frac{\xi_2}{2}(\beta B_3 - A_2 C_1). \tag{15}$$

Следовательно, излучение частично обладает линейной поляризацией, степень которой ξ_3' определяется формулой (14), и частично круговой:

$$\xi'_2 = \zeta\,[B_3\mathbf{B} - A_2\mathbf{b}_1]/[B^2 + (A_2^2 - B_2^2)/2], \tag{16}$$

где $\mathbf{b}_1 = \mathbf{e}^{(1)}\times\mathbf{B}$. В случае продольно поляризованного электрона, когда $\boldsymbol{\zeta} = \zeta\mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, из (16) находим известный результат [6]:

$$\xi'_2 = \zeta\,\frac{(n\omega/p)\,(1-\cos\theta_0/nv)}{\sin^2\theta_0 + (n^2-1)\,\omega^2/2p^2}. \tag{17}$$

Рассмотрим теперь поперечно поляризованный электрон ($\boldsymbol{\zeta}\mathbf{p}=0$), полагая

$$\mathbf{p} = p\mathbf{e}_x, \quad \mathbf{n} = \cos\theta\,\mathbf{e}_x + \sin\theta\,(\cos\varphi\,\mathbf{e}_y + \sin\varphi\,\mathbf{e}_z), \quad \boldsymbol{\zeta} = \zeta\,\mathbf{e}_z. \tag{18}$$

Тогда (16) дает

$$\xi'_2 = -\zeta\,\frac{m\omega\sin\theta_0\sin\varphi}{p^2\sin^2\theta_0 + (n^2-1)\,\omega^2/2}. \tag{19}$$

Заметим, что $\xi_2'=0$ при $\theta_0=0$ (порог) или $\varphi=0$, так как в этих случаях импульс фотона $\mathbf{k}\perp\boldsymbol{\zeta}$ и значение $\xi_2'\neq 0$ запрещено сохранением углового момента. В пределе $m\to 0$ также $\xi_2'\to 0$, что обусловлено невозможностью поперечной поляризации безмассовой частицы.

3. Рассмотрим поляризацию $\boldsymbol{\zeta}^{(f)}$ конечного электрона при условии, что поляризация фотона не детектируется. Полагая в (7) $\xi_\lambda=0$, с учетом (10) находим

$$\boldsymbol{\zeta}^{(f)} = \left[\left(\frac{1}{2}(A_2^2 + B_2^2) - B^2\right)\boldsymbol{\zeta} + (\mathbf{b}_1\boldsymbol{\zeta})\,\mathbf{b}_1 + (\mathbf{b}_2\boldsymbol{\zeta})\,\mathbf{b}_2 + \right.$$
$$\left. + A_2(\boldsymbol{\zeta}\times\mathbf{b}_2)\right] \Big/ \left[\frac{1}{2}(A_2^2 - B_2^2) + B^2\right], \tag{20}$$

где $\mathbf{b}_\alpha = \mathbf{e}^{(\alpha)}\times\mathbf{B}$, $\alpha=1, 2$. Следовательно, неполяризованный вначале электрон ($\boldsymbol{\zeta}=0$) остается неполяризованным, хотя в данной задаче имеется аксиальный вектор $\mathbf{k}\times\mathbf{p}$, вдоль которого может быть направлен $\boldsymbol{\zeta}^{(f)}$. По-видимому, здесь имеется аналогия с поляризацией электрона при его рассеянии во внешнем поле, которая возникает лишь при учете высших борновских приближений [9].

Заметим, что $\mathbf{b}_2=B_3\mathbf{e}^{(1)}$, $\mathbf{e}^{(1)}$ ортогонален плоскости реакции $(\mathbf{k}, \mathbf{p})$, а $\mathbf{b}_1=\mathbf{e}^{(1)}\times\mathbf{B}$ лежит в этой плоскости. Тогда из (20) видно, что вектор $\boldsymbol{\zeta}^{(f)}$ в общем случае выходит из плоскости $(\boldsymbol{\zeta}, \mathbf{e}^{(1)})$ за счет члена $\sim\boldsymbol{\zeta}\times\mathbf{b}_2$. В частном случае поперечной поляризации $\boldsymbol{\zeta}=\zeta\mathbf{e}^{(1)}$, ортогональной плоскости $(\mathbf{k}, \mathbf{p})$, конечная поляризация сохраняет направление начальной, но уменьшается по величине, исчезая на пороге:

$$\boldsymbol{\zeta}^{(f)}=\zeta\,\mathbf{e}^{(1)}\left[1+\frac{2B^2}{A_2^2-B_2^2}\right]^{-1}. \tag{21}$$

Пороговое значение конечной поляризации (при $\mathbf{k}\|\mathbf{p}$) равно в общем случае

$$\boldsymbol{\zeta}^{(f)}=-(\mathbf{n}\boldsymbol{\zeta})\,\mathbf{n} \tag{22}$$

и для поперечно поляризованного электрона $(\boldsymbol{\zeta}\perp\mathbf{p})$ обращается в нуль, что согласуется с сохранением углового момента.

Вдали от порога с учетом лишь членов порядка ω/ε из (20) находим

$$\boldsymbol{\zeta}^{(f)}\simeq\boldsymbol{\zeta}-\frac{2B_3}{A_2}(\mathbf{e}^{(1)}\times\boldsymbol{\zeta}), \tag{23}$$

т. е. в результате излучения вектор поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ поворачивается вокруг оси $\mathbf{e}^{(1)}$ на малый угол

$$\psi=-\frac{2B_3}{A_2}\simeq\frac{\omega}{\varepsilon v^2}\left[(n^2v^2-1)^{1/2}+\left(\frac{1-v^2}{n^2v^2-1}\right)^{1/2}\right]. \tag{24}$$

4. В заключение рассмотрим связь наших результатов с полученными в работе [10], где исследовано синхротронное излучение электрона в среде и, в частности, влияние среды на эффект радиационной поляризации [8]. Найдем вероятность переворота спина $dw(\boldsymbol{\zeta}'=-\boldsymbol{\zeta})$ вследствие ЧИ при условии, что начальный электрон поляризован поперечно (см. (18)). Положим в (9) $\boldsymbol{\zeta}'=-\boldsymbol{\zeta}=-\zeta\mathbf{e}_z$, $\zeta=\pm1$, $\xi=0$ и удвоим результат, что отвечает суммированию по поляризациям фотона. Затем проинтегрируем по углу φ с учетом выражений $\mathbf{e}^{(1)}=\sin\varphi\,\mathbf{e}_y-\cos\varphi\,\mathbf{e}_z$, $\mathbf{e}^{(2)}=-\sin\theta\,\mathbf{e}_x+\cos\theta(\cos\varphi\,\mathbf{e}_y+\sin\varphi\,\mathbf{e}_z)$, следующих из (4) и (18). Далее, как и в [10], ограничимся случаем $|n^2-1|\ll1$, $m/\varepsilon\ll1$, а также пренебрежем высшими квантовыми поправками по ω/ε. В результате для вероятности переворота спина $dw=dW/\omega$ находим выражение

$$\frac{dw}{d\omega}(\boldsymbol{\zeta}'=-\boldsymbol{\zeta})=\frac{e^2}{4}(n^2-1)\left(\frac{\omega}{\varepsilon}\right)^2. \tag{25}$$

Оно следует также из соответствующей формулы работы [10] при $n^2-1>1-v^2$ (что отвечает условию ЧИ $v>1/n$ в принятом приближении) в пределе, когда напряженность магнитного поля $H\to0$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Соколов А. А.//ДАН СССР. 1940. 28. С. 415. [2] Гинзбург В. Л.//ЖЭТФ. 1940. 10. С. 589. [3] Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Квантовая теория поля. М.; Л., 1952. [4] Соколов А. А., Лоскутов Ю. М.//ЖЭТФ. 1957. 32. С. 630. [5] Соколов А. А., Лоскутов Ю. М.//ЖЭТФ. 1958. 34. С. 1022. [6] Лоскутов Ю. М.//Науч. докл. высш. школы. — Физ.-мат. науки. 1958. № 4. С. 103. [7] Лысов Б. А.//ЖЭТФ. 1959. 36. С. 321. [8] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983. [9] Берестецкий В. Б., Лиф-

шиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., 1980. [10] Соколов А. А., Жуковский В. Ч., Мусса А. Х., Павленко Ю. Г.//Изв. вузов. Физика. 1976. № 11. С. 74.

Поступила в редакцию
22.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.932

МАГНИТНАЯ ИЗОЛЯЦИЯ В ДВУХЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ С ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ ОБРАЗУЮЩИМИ

О. И. Василенко

(кафедра общей ядерной физики)

В рамках холодной односкоростной гидродинамики описан режим магнитной изоляции в двухэлектродных системах произвольного поперечного сечения в случае, когда образующими электродов являются параллельные прямые линии или прямые линии, пересекающиеся в одной точке.

В сильноточной электронике одной из центральных проблем является задача транспортировки энергии большой плотности и мощности с минимальными потерями. При наличии интенсивных электрических полей последнего добиваются использованием магнитных полей, препятствующих прохождению электронов на анод системы транспортировки и приводящих к их дрейфу в скрещенных полях в направлении передачи энергии. Подобный режим работы системы называется режимом магнитной изоляции.

Разработанные модели теоретического описания магнитной изоляции [1—5] позволяют рассчитывать интегральные характеристики режимов, хорошо согласующиеся с данными многочисленных экспериментов. В обоих случаях, однако, изучался весьма ограниченный набор конфигураций электродов (параллельные плоскости, соосные аксиально-симметричные цилиндрические и конусные электроды). Представляет интерес изучение режимов магнитной изоляции и для систем с иной геометрией электродов.

Отличительной чертой сильноточных систем являются большие собственные поля потоков частиц, зачастую превышающие внешние поля, которые могут быть использованы для управления параметрами режима работы системы, поэтому последнее представляет собой непростую задачу. Одним из немногих путей ее решения и к тому же относительно несложным представляется изменение формы электродов, непосредственно влияющее на распределение полей в системе и характеристики потоков. Таким же образом можно менять в желаемом направлении распределение плотности тока по сечению пучка, осуществлять заданную баллистическую фокусировку ионов в ионных диодах с магнитной изоляцией и решать другие подобные задачи.

В настоящей работе рассматриваются режимы магнитной изоляции в двухэлектродных системах с произвольным поперечным сечением электродов, образующими которых в продольном направлении являются параллельные прямые линии. Предполагается, что векторы полной плотности тока параллельны образующим. Приведенный ана-