ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12.13:539.123

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИННЫХ ПАР НЕРЕЛЯТИВИСТСКИМИ НЕЙТРОНАМИ В ПОЛЕ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

В. В. Скобелев, И. Ф. Боциев

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Изучение квантовых процессов в интенсивных электромагнитных полях является важным аспектом электрослабых взаимодействий. Это объясняется как тем, что ряд процессов не может идти в отсутствие поля [1—3], так и возможными астрофизическими приложениями. В последнее время благодаря успехам в развитии лазерной техники интерес к процессам в сильных полях значительно возрос. Были рассмотрены β-распад ядер в поле электромагнитной волны [4—6], распад нейтрона в постоянных скрещенных электрических и магнитных полях [7], распады мюонов и пионов в сильных полях [2, 8, 9], магнитотормозное излучение электроном нейтринной пары в скрещенном поле [10]. Процесс фоторождения электроном нейтринной пары в сильном магнитном поле изучался в [11]. Причем зависимость вероятности излучения $\nu\bar{\nu}$-пары в [10] при $\chi\ll 1$, где $\chi=Hep_0/m^3$ — параметр скрещенного поля (H — напряженность поля, e, m, p_0 — заряд, масса и энергия электрона) от начальной или конечной поляризации электрона обусловлена только аксиальной частью эффективного электронного тока.

В настоящей работе впервые рассматривается процесс $n\to n+(\nu\bar{\nu})$ в поле электромагнитной волны, индуцируемый наличием аномального магнитного момента у нейтрона.

Эффективный лагранжиан процесса, обусловленный вкладом нейтральных токов, в случае безмассовых нейтрино имеет вид

$$\mathcal{L}=\frac{G}{\sqrt{2}}\{\bar{\psi}_n\gamma^\alpha(C_V+C_A\gamma^5)\psi_n\}[\bar{\psi}_\nu\gamma_\alpha(1+\gamma^5)\psi_\nu], \tag{1}$$

где G — фермиевская константа слабых взаимодействий, а значения аксиально-векторной C_A и векторной C_V констант связи не зависят от сорта рождаемых нейтрино.

Волновая функция нейтрона в поле произвольной плоской волны с 4-потенциалом

$$A^\alpha=A^\alpha(\varphi),\quad \varphi=(kx),\quad k^2=0 \tag{2}$$

удовлетворяет модифицированному уравнению Дирака, феноменологически учитывающему аномальный магнитный момент μ нейтрона,

$$\left(\hat{p}-m-\frac{i}{2}\mu F_{\alpha\beta}\sigma^{\alpha\beta}\right)\psi_n=0, \tag{3}$$

где $F_{\alpha\beta}$ — тензор внешнего поля. Уравнение (3) допускает точное решение в виде $\psi_n=e^{-i(px)}F(\varphi)$. В самом деле, поскольку 4-потенциал A^α удовлетворяет условию Лоренца

$$\partial_\alpha A^\alpha=k_\alpha dA^\alpha/d\varphi=0,$$

то (3) принимает вид

$$(\hat{p}-m-i\mu\hat{k}d\hat{A}/d\varphi)F=0. \tag{3a}$$

Квадрируя (3а), после некоторых преобразований находим *

$$\psi_n=\left[\cos z+\frac{\hat{k}\hat{A}\hat{p}+\hat{p}\hat{k}\hat{A}}{2(kp)\sqrt{-A^2}}\sin z\right]e^{-i(px)}\frac{u(p)}{\sqrt{2p_0}}, \tag{4}$$

где $(\hat{p}-m)u=0$, $u\bar{u}=2m$, $p^2=m^2$, $z=\mu\sqrt{-A^2}$.
Нетрудно убедиться, что среднее значение плотности тока, как и в свободном случае, имеет вид $\langle j_\alpha\rangle=p_\alpha/p_0$ (в отличие от случая движения заряда в поле волны [13, § 101]) и, таким образом, не возникает необходимости в изменении нормировки ψ_n.

Рассмотрим поле циркулярно поляризованной монохроматической плоской волны с 4-потенциалом

$$A=a_1\cos(kx)+a_2\sin(kx),$$

$$A^2=a_1{}^2=a_2{}^2=a^2,\quad (a_1a_2)=(a_1k)=(a_2k)=0. \tag{5}$$

С использованием (1), (4) обычными методами можно получить следующее выражение для вероятности процесса в единицу времени:

$$W=W_1+W_2=\frac{G^2}{384\pi^4p_0}\int\limits_{(q^2\geqslant 0)}\frac{d^3p'}{p'_0}\left[\frac{\mu^2}{z^2}\sin^2 z\cos^2 zI^{(1)}+\right.$$

$$\left.+\frac{\mu^4}{4z^4}\sin^4 zI^{(2)}\right], \tag{6}$$

где индексы 1 и 2 соответствуют вкладам в W с захватом одного и двух фотонов из волны ** ($q=p+k-p'$ или $q=p+2k-p'$ соответственно), p' — импульс нейтрона в конечном состоянии, а

$$I^{(1,2)}=(q^\alpha q^\beta-q^2g^{\alpha\beta})N^{(1,2)}_{\alpha\beta}.$$

Здесь

$$N^{(1,2)}_{\alpha\beta}=\frac{1}{4}\,\mathrm{Sp}\,[(\hat{p}'+m)T^{(1,2)}_\alpha(\hat{p}+m)\bar{T}^{(1,2)}_\beta],$$

$$T^{(1)}_\alpha=\frac{1}{(kp)}\gamma_\alpha(C_V+C_A\gamma^5)[m\hat{k}\hat{A}-(pA)\hat{k}]+\frac{1}{(kp')}[m\hat{A}\hat{k}-$$

$$-(p'A)\hat{k}]\gamma_\alpha(C_V+C_A\gamma^5)+2C_VA_\alpha+C_A\gamma^5(\hat{A}\gamma_\alpha-\gamma_\alpha\hat{A}),$$

$$T^{(2)}_\alpha=\frac{1}{(kp)(kp')}[m\hat{A}\hat{k}+(p'k)\hat{A}-(p'A)\hat{k}]\gamma_\alpha(C_V+C_A\gamma^5)\times$$

$$\times[m\hat{k}\hat{A}+(pk)\hat{A}-(pA)\hat{k}]$$

и используется обозначение $A=a_1+ia_2$.

---

* Волновая функция нейтральной ферми-частицы, обладающей аномальным магнитным моментом, в частных случаях движения в поле волны линейной и циркулярной поляризации была получена в работе [12]. В отличие от (4) решение [12] является менее общим и имеет достаточно громоздкий вид.

** Из закона сохранения момента также следует, что рассматриваемый процесс возможен только при поглощении нейтроном одного или двух фотонов из волны. Для значений $z\ll 1$ основной вклад в процесс достигается в первом случае.

При характерных для современных мощных лазеров напряженности поля $\sim 10^{10}$ В/см и длине волны $\sim 10^{-4}$ см [14] величина z составляет $\sim 10^{-3}$.

В нерелятивистском случае $(\omega/m)\ll 1$ выражение для вероятности W_1, определяемое аксиально-векторной структурной константой, принимает вид

$$W_1 = \frac{G^2C_A^2}{24\pi^3}\sin^2 z\cos^2 z\int_0^1 dy\int_0^{2\omega y} dp'(4p'\omega y - 3p'^2 + p'^2y^2 + 2\omega^2)p'^2, \qquad (7)$$

где $y=\cos\theta$, θ — угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}'$.

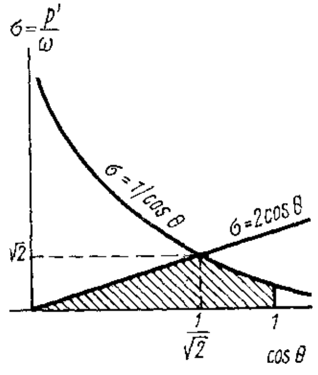
Окончательно, для вероятности излучения $\nu\bar{\nu}$-пары при поглощении одного фотона из волны получаем

$$W_1 = \frac{1}{15\pi^3}G^2C_A^2\omega^5\sin^2 z\cos^2 z. \qquad (8а)$$

Соответственно для вероятности излучения в случае поглощения двух фотонов из волны находим

$$W_2 = \frac{8}{15\pi^3}G^2C_A^2\omega^5\sin^4 z. \qquad (8б)$$

Вероятности вылета $\nu\bar{\nu}$-пары в переднюю полусферу по направлению волны в случае захвата одного фотона $W_1{}^f$ соответствует область интегрирования в (7), изображенная на рисунке (заштрихованная часть). Несложное вычисление приводит к результату $W_1{}^f = W_1/2$. Таким образом, в отличие от работ [15—17], здесь не наблюдается асимметрии углового распределения нейтрино.



Оценки показывают, что эффект мал, и вряд ли может быть идентифицирован при существующей сейчас экспериментальной ситуации. Однако возможно его усиление в экстремальных условиях нейтронной звезды при концентрациях нейтронов $\sim 10^{33}$ см$^{-3}$ и напряженностях $\sim 8\cdot 10^{12}$ В/см [18].

Заметим также, что используемый полуфеноменологический подход (уравнение (3)) не претендует на точность во всех порядках по z. По-видимому, смысл имеют лишь первые отличные от нуля члены разложения в формулах (8а) и (8б) (см. также [13, § 121]).

В заключение авторы благодарят Ю. М. Лоскутова за обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Никишов А. И., Ритус В. И.//ЖЭТФ. 1964. **46**. С. 776—796. [2] Никишов А. И., Ритус В. И.//Там же. С. 1768—1781. [3] Байер В. Н., Катков В. М.//ДАН СССР. 1966. **171**. С. 313—316. [4] Ахмедов Е. Х.//ЖЭТФ. 1983. **85**. С. 1521—1531. [5] Тернов И. М., Дорофеев О. Ф., Родионов В. Н. Препринт физ. фак. МГУ № 8/1982. М., 1982. [6] Тернов И. М., Родионов В. Н., Дорофеев О. Ф. Препринт физ. фак. МГУ № 14/1982. М., 1982. [7] Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г., Студеникин А. И.//Ядерная физика. 1978. **28**. С. 1454—1465. [8] Ритус В. И.//ЖЭТФ. 1969. **56**. С. 986—1005. [9] Люлька В. А.//ЖЭТФ. 1975. **69**. С. 800—809. [10] Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. **23**, № 5. С. 104—107. [11] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В.//Изв. вузов. Физика. 1980. № 8. С. 119—121. [12] Клименко Ю. И., Павлова О. С., Худомясов А. И.// Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1973. **14**, № 6. С. 635—641. [13] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.,

1980. [14] Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике. М., 1985. С. 52. [15] Скобелев В. В.//ЖЭТФ. 1976. 71. С. 1263—1267. [16] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В.//Ядерная физика. 1980. 31. С. 1279—1285. [17] Лоскутов Ю. М.// //ТМФ. 1985. 65. С. 141—150. [18] Curtis Michel F.//Rev. Mod. Phys. 1982. 54. P. 1—66.

Поступила в редакцию
10.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

УДК 530.12:531.51

СПИНИРУЮЩАЯ ЖИДКОСТЬ В КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

В. А. Короткий, Ю. Н. Обухов

(кафедра теоретической физики)

Несмотря на общеизвестные успехи теории гравитации, основанной на уравнениях поля Гильберта—Эйнштейна, наличие принципиальных трудностей в общей теории относительности (ОТО) (проблема энергии, сингулярности и др.) и необходимость объединения теории гравитации с квантовой теорией стимулировали исследование различных обобщений ОТО в рамках калибровочного подхода, столь успешно применявшегося в теории сильных и электрослабых взаимодействий. Естественным расширением ОТО и явилась интенсивно исследуемая ныне калибровочная теория гравитации, учитывающая спин материи.

В пуанкаре-калибровочной теории [1, 2] гравитационное поле описывается тетрадой $h^a{}_\mu$ и локально-лоренцевой связностью $\Gamma^a{}_{b\mu}$. С помощью этих потенциалов на пространственно-временном многообразии определяются метрика $g_{\mu\nu}=h^a{}_\mu h^b{}_\nu \eta_{ab}$ и напряженности калибровочного поля: локально-лоренцева кривизна

$$R^a_{b\mu\nu}=\partial_\mu\Gamma^a_{b\nu}-\partial_\nu\Gamma^a_{b\mu}+\Gamma^a_{c\mu}\Gamma^c_{b\nu}-\Gamma^a_{c\nu}\Gamma^c_{b\mu} \tag{1}$$

и кручение

$$Q^a_{\cdot\,\mu\nu}=-\frac{1}{2}\left(\partial_\mu h^a_\nu-\partial_\nu h^a_\mu+\Gamma^a_{b\mu}h^b_\nu-\Gamma^a_{b\nu}h^b_\mu\right). \tag{2}$$

Здесь и далее греческие индексы μ, ν, α, $\beta=0$, 1, 2, 3 относятся к координатному реперу, латинские индексы из начала алфавита a, b, $c\ldots=$ $=0$, 1, 2, 3 — к произвольному (неголономному) ортонормированному 4-реперу, латинские индексы из середины алфавита i,j, $k\ldots$ пробегают значения 1, 2, 3 и будут использоваться для описания характеристик среды. Метрика Минковского $\eta_{ab}=\mathrm{diag}(+1, -1, -1, -1)$, так что $\eta_{ij}=$ $=-\delta_{ij}$.

Пространство-время, характеризуемое нетривиальными кривизной и кручением (1), (2), называется пространством Римана—Картана U_4. Уравнение (2) показывает, что кручение совпадает с антисимметричной частью мировой аффинной связности

$$\Gamma^\alpha{}_{\beta\mu}=h^\alpha{}_a\Gamma^a{}_{b\mu}h^b{}_\beta+h^\alpha{}_a\partial_\mu h^a{}_\beta, \tag{3}$$

а именно: $\Gamma^\alpha_{[\mu\nu]}=h^\alpha_a Q^a_{\cdot\,\mu\nu}$.

Источниками калибровочного гравитационного поля являются тензор энергии-импульса и тензор спина материи. Их определение для произвольных физических полей (спинорных и тензорных) не состав-