УДК 538.3:530.145

И. М. ТЕРНОВ, В. Г. БАГРОВ, В. Р. ХАЛИЛОВ

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОЙ ФЕРМИ-ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Наличие аномального магнитного момента у незаряженных ферми-частиц приводит к возможности электромагнитного излучения при движении этих частиц во внешних полях. Впервые возможность такого излучения была установлена в [1], где рассматривалось излучение нейтрона в однородном магнитном поле. Здесь мы рассмотрим излучение нейтральной ферми-частицы, имеющей отрицательный аномальный магнитный момент $-c\hbar\mu$ и движущейся в неоднородном электрическом поле, направленном по оси $z$ и зависящем от $z$ следующим образом:

$$\mu E_z' = \gamma z.$$

В [2, 3] было показано, что движение нейтрона в таком поле совершается по замкнутым траекториям (окружность), и были найдены волновые функции, имеющие вид

$$\Psi = \frac{e^{-icKt+i(\vec{k}\vec{r})}}{L}\begin{pmatrix} f_1(z) \\ i\zeta f_1(z)\, e^{i\varphi'} \\ if_2(z) \\ \zeta e^{i\varphi'} f_2(z) \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где вектор $\vec{k}$ имеет компонента $(k\cos\varphi',\ k\sin\varphi',\ 0)$ $\zeta=\pm 1$ и описывает две возможные ориентации спина частицы на направление, ортогональное вектору $\vec{k}$ и оси $z$. Функции $f_1(z)$ и $f_2(z)$ связаны с полиномами Эрмита:

$$f_1(z) = \frac{1}{2}\sqrt{1+\frac{k_0}{K}}\,U_n(q), \quad f_2 = \frac{1}{2}\sqrt{1-\frac{k_0}{K}}\,U_{n+1}(q),$$

$$U_n(q) = \frac{1}{\sqrt{2^n n!}}\sqrt[4]{\frac{\gamma}{\pi}}\, e^{-\frac{q^2}{2}} H_n(q), \quad z = \frac{q}{\sqrt{\gamma}} - \zeta\frac{k}{\gamma}.$$

Энергия частицы $\varepsilon = c\hbar K$ определяется главным квантовым числом $n=0,\ 1,\ 2\ldots$

$$K = \sqrt{k_0^2 + 2\gamma(n+1)}, \quad k_0 = \frac{mc}{\hbar}.$$

Общие формулы для интенсивности поляризованного излучения нейтральных ферми-частиц были получены в [1] и более подробно приведены в [4]. Пользуясь обозначениями работы [4] и проводя несложные расчеты, для нашего случая спектрально-угловое распределение интенсивности поляризованного излучения можно представить в виде (для простоты мы считали, что в начальном состоянии $k=0$, однако сохранили угол $\varphi'$, так как он связан с ориентацией спина частицы)

$$W = \frac{c^3\hbar^2\mu^2}{32\pi}\sum_{\nu=1}^{n}\int \varkappa^4\,|l_2A_2 - l_3A_3|^2 \sin\theta\, d\theta\, d\varphi,$$

$$A_2(\varphi, \theta, \zeta\zeta') = (1+\zeta\zeta' e^{i\Phi})\left\{e^{i\zeta'\theta}\sqrt{1+\frac{k_0}{K}}\left[\sqrt{1+\frac{k_0}{K'}}\,I_{n,\,n-\nu}(p) - \sqrt{1-\frac{k_0}{K'}}\,I_{n,\,n+1-\nu}(p)\right] + e^{-i\zeta'\theta}\sqrt{1-\frac{k_0}{K}}\left[\sqrt{1-\frac{k_0}{K'}}\,I_{n+1,\,n+1-\nu}(p) - \sqrt{1+\frac{k_0}{K'}}\,I_{n+1,\,n-\nu}(p)\right]\right\}, \tag{2}$$

$$A_3 = A_2(\zeta, -\zeta', \pi, \varphi), \quad \Phi = \varphi - \varphi', \quad K' = \sqrt{1 - \beta^2 \frac{\nu}{n+1}} \cdot K,$$

$$p = \frac{\varkappa^2}{2\gamma}, \quad \beta^2 = 1 - \varepsilon_0 = 1 - \frac{k_0^2}{K^2}.$$

Частота излученного фотона $\omega = c\varkappa$ связана с номером излучаемой гармоники $\nu = 1, 2, \ldots, n$

$$\varkappa = K\left(1 - \sqrt{1 - \beta^2 \frac{\nu}{n+1}}\right).$$

В формуле (2) $\zeta$ — начальный, $\zeta'$ — конечный спин частицы, $I_{nn'}(p)$ — обобщенные функции Лагерра, известные в литературе (см. [5]). Выбирая в (2) $l_2=1$, $l_3=0$ либо $l_2=0$, $l_3=1$, получим две различные линейные поляризации излучения; считая $l_2=l$, $l_3=\frac{1}{\sqrt{2}}$, получим правую ($l=1$) и левую ($l=-1$) круговые поляризации, наконец, полагая $l_2^2 = l_3^2 = 1$, $l_2 l_3 = 0$, получим полную интенсивность излучения.

Из формулы (2) следует, что после интегрирования по $\varphi$ правая и левая круговые поляризации становятся равными, тогда как две линейные поляризации, вообще говоря, различны. После интегрирования по углам интенсивность, а следовательно, и вероятность излучения перестает зависеть от ориентации спина частицы, следовательно, никакой преимущественной ориентации спина в процессе излучения не происходит, а переходы без переворота спина ($\zeta=\zeta'$) и с переворотом ($\zeta=-\zeta'$) спина вносят в излучение одинаковый вклад. Поэтому в формулах (2) естественно провести суммирование по $\zeta'$ и усреднить по $\zeta$. Дальнейший анализ выражений (2) в общем виде затруднителен, поэтому рассмотрим два предельных случая.

Будем считать, что нейтрон совершает нерелятивистское движение. Это соответствует условию $\beta \ll 1$. Разлагая выражения (2) по $\beta$, легко получить, что в этом случае в первом отличном от нуля приближении происходят лишь дипольные переходы $\nu=1$, а интенсивность излучения имеет вид

$$W = \frac{c^3\hbar^2\mu^2 k_0^4}{324} \xi^4 \beta^6 \frac{n}{n+1} \int_0^\pi (l_2^2 \cos^2\theta + l_3^2) \sin\theta \, d\theta. \tag{3}$$

$$\varkappa = \frac{\gamma}{k_0^2}.$$

Интегрируя в (3) по углу $\theta$, получим

$$W_2 = \frac{1}{4} W, \quad W_3 = \frac{3}{4} W, \quad W = \frac{2}{243} c^3\hbar^2\mu^2 k_0^4 \xi^4\beta^6 \frac{n}{n+1}, \tag{4}$$

где параметр $\xi = \frac{3}{2} \frac{\gamma}{k_0^2} \frac{\varepsilon}{mc^2}$ аналогичен соответствующей величине в теории синхротронного излучения (см. [6]). Из выражений (4) следует, что имеется сильная линейная поляризация излучения, причем распределение излучения по компонентам поляризации аналогично распределению в синхротронном излучении в нерелятивистском случае (там $W_2 = \frac{3}{4} W$, $W_3 = \frac{1}{4} W$, см [6]).

В другом предельном случае очень высоких энергий можно провести разложение по величине $\xi_0 \ll 1$.

В этом случае удобно воспользоваться аппроксимациями функций Лагерра функциями Макдональда (см. [5, 6]) и заменить суммирование по $\nu$ интегрированием (в этом случае спектр носит квазинепрерывный характер). Вводя переменную $y$, связанную с $\varkappa$ соотношением

$$\varkappa = K \frac{\xi y}{1 + \xi y},$$

можно в этом случае получить

$$W_2 = \frac{c^3\hbar^2\mu^2k_0^4}{2\pi^2}\varepsilon_0^{-\frac{3}{2}}\xi^4 \int\limits_0^\infty dy \int\limits_0^\pi \sin\theta\, d\theta \frac{y^4 \sin^2\theta}{(1+\xi y)^3}\left[K_{\frac{1}{3}}\left(\frac{y}{2}\right) - K_{2/3}\left(\frac{y}{2}\right)\right]^2. \quad (5)$$

Интегрируя в (5) но углу $\theta$, получим

$$W_2 = \frac{2}{3\pi^2} c^3\hbar^2\mu^2k_0^4\,\varepsilon_0^{-3/2}\xi^4 \int\limits_0^\infty \frac{y^4\,dy}{(1+\xi y)^3}\left[K_{1/3}\left(\frac{y}{2}\right) - K_{2/3}\left(\frac{y}{2}\right)\right]^2,$$

$$W_3 = 0. \quad (6)$$

Интегрирование по $y$ в общем виде провести невозможно. В случае $\xi \ll 1$ из (6) получаем

$$W_2 = \frac{70}{27}\left(1 - \frac{1024\sqrt{3}}{567\,\pi}\right)c^3\hbar^2\mu^2k_0^4\,\varepsilon_0^{-3/2}\,\xi^4.$$

В другом предельном случае $\xi \gg 1$ имеем

$$W_2 = \frac{4}{9}\left(\frac{2\sqrt{3}}{\pi} - 1\right)c^3\hbar^2\mu^2k_0^4\,\varepsilon_0^{-3/2}\,\xi.$$

Таким образом, в релятивистском случае излучение полностью линейно поляризовано, причем излучается компонент $W_2$, который, как следует из (4), в нерелятивистском излучении был меньше $W_3$.

Следовательно, существует энергия, при которой излучение будет неполяризовано.

Из (6) следует, что максимум в интенсивности излучения приходится на $y \sim 1$, т. е. на частоты

$$\omega = c\varkappa \sim cK\frac{\xi}{1+\xi} = \frac{3}{2}\,\omega_0\left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^3 \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{k_0^2}\,\frac{\varepsilon}{mc^2}},$$

где $\omega_0 = \frac{\hbar\gamma}{m}\,\frac{mc^2}{\varepsilon}$ — частота обращения нейтрона по орбите. Таким образом, при высоких энергиях излучаются в основном высшие обертоны. Этот вывод совершенно аналогичен результатам, известным из теории синхротронного излучения (см. [5, 6]).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тернов И. М., Багров В. Г., Хапаев А. М. ЖЭТФ, 48, 921, 1965.
2. Тернов И. М., Багров В. Г. ДАН СССР, 168, 1298, 1966.
3. Тернов И. М., Багров В. Г. «Ядерная физика», 4, 797, 1966.
4. Тернов И. М., Багров В. Г., Кружков Г. М., Хапаев А. М. «Изв. вузов», физика, 4, 30, 1967.
5. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
6. Сб. «Синхротронное излучение». М., «Наука», 1966.

Поступила в редакцию
5.6 1968 г.

Кафедра
теоретической физики