Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 7, стр. 317 – 319 *10 апреля 1987 г.*

РОЖДЕНИЕ И ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

О.А.Панкратов

Показано, что вблизи заряженной плоской пластины существуют связанные состояния нейтрона, обусловленные взаимодействием его магнитного момента с электрическим полем. Одновременно возникает конечный барионный заряд вакуума, меняющий знак при изменении знака электрического заряда пластины.

Взаимодействие нейтрона с внешним электромагнитным полем описывается уравнением Дирака

$$(i\hbar c\ \gamma^{\mu}\partial_{\mu} + \mu_a \frac{i}{2}\gamma^{\mu}\gamma^{\nu}F_{\mu\nu} - Mc^2)\,\psi = 0, \tag{1}$$

где $\mu_a = -1,91\,\mu_я$, $\mu_я$ – ядерный магнетон Бора. Для стационарного электрического поля **E** уравнение (1) сводится к следующему:

$$\begin{pmatrix} Mc^2 - \epsilon & c\vec{\sigma}\hat{\mathbf{p}} - i\mu_a\vec{\sigma}\mathbf{E} \\ c\vec{\sigma}\hat{\mathbf{p}} + i\mu_a\vec{\sigma}\mathbf{E} & -Mc^2 - \epsilon \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix} = 0. \tag{2}$$

Рассмотрим одномерный случай $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (0,\ 0,\ E_z(z))$ и будем считать, что асимптотики $E_z(z \to \pm\infty) = \pm E_\infty$ имеют противоположные знаки. Подобное поле создает, например, равномерно заряженная плоская пластина. Задача о движении нейтрона в таком поле совпадает с рассмотренной ранее [1] задачей о встречной сегнетоэлектрической доменной стенке в полупроводнике с дираковскими зонами. Согласно [1], независимо от конкретного вида $E_z(z)$ существуют локализованные вдоль z фермионные состояния, энергия которых не зависит от импульса $p_\perp$ в плоскости, перпендикулярной оси z:

$$\epsilon_\pm = \pm Mc^2. \tag{3}$$

В нашем случае верхний знак в (3) следует брать при положительном заряде пластины, а нижний – при отрицательном.

Простым унитарным преобразованием можно диагонализовать гамильтониан (2) по спиновой переменной. В результате получим уравнения

$$\begin{pmatrix} Mc^2 - \epsilon & ic\hat{p}_z + \mu_a E_z(z) \pm cp_\perp \\ -ic\hat{p}_z + \mu_a E_z(z) \pm cp_\perp & -Mc^2 - \epsilon \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm\end{pmatrix} = 0, \tag{4}$$

в совокупности унитарно эквивалентные (2). Такое преобразование осуществляет переход от функций $\psi_{1,2}$ к спинорам $\phi^{\pm}_{1,2}$, являющимся собственными функциями оператора $\mathbf{n}_z[\sigma\times \mathbf{p}_\perp]$ ($\mathbf{n}_z$ – единичный вектор вдоль оси z). В результате спиновая структура волновой функции с данным импульсом $\mathbf{p}_\perp$ оказывается фиксированной, подобно тому, как состояния безмассовой частицы автоматически спиральны.

Положим в уравнении (4), например, $\epsilon = Mc^2$. Тогда $\phi^{\pm}_2 = 0$, а $\phi^{\pm}_1$ удовлетворяет уравнению

$$(-ic\hat{p}_z + \mu_a E_z(z) \pm cp_\perp)\,\phi^{\pm}_1 = 0. \tag{5}$$

Решения этого уравнения

$$\phi^{\pm}_1(z) = \phi_1(0)\exp\left\{-\frac{1}{\hbar c}\int\limits_0^z [\,\mu_a E_z(z) \pm cp_\perp\,]\,dz\right\} \tag{6}$$

нормируемы, если $cp_\perp < |\mu_a E_\infty|$. Следовательно, число локализованных состояний (на единицу площади) конечно и равно

$$N_0 = 2\,\frac{\pi (p_\perp^{max})^2}{(2\pi\hbar)^2} = \frac{\mu_a^2\,E_\infty^2}{2\,\pi\hbar^2 c^2}\ . \tag{7}$$

Двойка в формуле (7) учитывает двукратное вырождение каждого состояния с заданным импульсом $\mathbf{p}_\perp$, которому отвечают две функции (6). Формулу (7) можно переписать в виде $N_0 = 1/2\,\pi l_0^2$, где $l_0 = \hbar c/|\mu_a E_\infty|$ – длина локализации функций (6). Оценка для поля $E_\infty \approx \approx 10^9$ В/см дает $|\mu_a E_\infty| \approx 2\cdot 10^{-5}$ эВ и $l_0 \approx 1$ см. Величина $\mu_a^2 E_\infty^2/2Mc^2$ имеет смысл энергии связи. Действительно, в постоянном поле $E_z(z) \equiv E = \mathrm{const}$ из (4) находим спектр делокализованных состояний

$$\epsilon_\pm(p_z, \mathbf{p}_\perp) = \pm\,[\,M^2c^4 + c^2p_z^2 + (cp_\perp \pm \mu_a E)^2\,]^{1/2}\ . \tag{8}$$

Из формулы (8) видно, что энергетический зазор между уровнями (3) и спектром (8) при $p_z = p_\perp = 0$ равен $\approx \mu_a^2 E^2/2Mc^2$.

Состояния $\epsilon_\pm$ являются нулевыми модами гамильтониана Дирака. Их появление приводит, как известно, к ненулевому заряду вакуума посредством механизма дробления фермионов [2]. Это связано с тем, что состояния нулевой моды формируются из обеих дираковских зон[1)]. При этом число уровней с отрицательной энергией оказывается не равным числу состояний с положительной энергией. В нашем случае, например, при отрицательном заряде пластины число состояний в нулевой моде $\epsilon_- = -Mc^2$ не равно уменьшению числа состояний в дираковской зоне (8) с отрицательной энергией. Поэтому часть состояний нулевой моды (уровни, пришедшие из зоны с положительной энергией) окажутся свободными, что соответствует появлению антинейтронов!

Степень нарушения сохранения барионного числа легко определить, заметив, что задача (4) эквивалентна теории [3,4] в (1 + 1) измерениях. Единственное отличие от ситуации, рассмотренной Бразовским, Кировой и Матвеенко [4] состоит в том, что при $p_\perp \neq 0$ конфигурация солитонного поля $W(z) = E_z(z) \pm cp_\perp$ не антисимметрична, т.е. $|W(-\infty)| \neq |W(+\infty)|$. Ясно, что это приведет лишь к некоторому численному множителю C (согласно Голдстоуну и Вилчеку [3] $1/2 < C < 1$) в формуле для индуцированного заряда [3,4]. В результате заряд дираковского вакуума равен

$$\langle N\rangle = -\frac{C}{\pi} N_0\,\mathrm{arc\,tg}\,(\mu_a E_\infty/Mc^2)\,. \tag{9}$$

---

1) Содержащееся в работе [1] утверждение, что нулевая мода отщепляется либо от верхней, либо от нижней зоны, неправильно.

Оценка (9) в поле $E_\infty \approx 10^9$ В/см дает катастрофически малую величину $\langle N \rangle \approx 10^{-14}$ см$^{-2}$. Тем не менее $\langle N \rangle$ не является экспоненциально малой по электрическому полю: $\langle N \rangle \sim E_\infty^3$. Заметим, что с уменьшением массы фермионов величина $\langle N \rangle$ растет как M^{-4}.

Исключая из (4) компоненту $\phi_2^\pm$, получим уравнение

$$[c^2\hat{p}_z^2 + \hbar c\mu_a E_z'(z) + \mu_a^2 E_z^2(z) \pm 2cp_\perp \mu_a E_z(z) + c^2 p_\perp^2 + M^2c^4 - \epsilon^2]\,\phi_1^\pm = 0. \tag{10}$$

Из-за наличия потенциальной ступеньки $2cp_\perp \mu_a E_z(z)$, для энергий

$$\epsilon_-(p_z = 0,\ \mathbf{p}_\perp) < \epsilon < \epsilon_+(p_z = 0,\ \mathbf{p}_\perp) \tag{11}$$

движение инфинитно только в одну сторону. Это означает, что если при фиксированной энергии уменьшать импульс p_z нейтронов, находящихся на ветви $\epsilon_-(p_z, \mathbf{p}_\perp)$ (8), при $p_z < (p_\perp |\mu_a E_\infty|/c)^{1/2}$ будет происходить их полное отражение от пластины.

Изложенные результаты существенно связаны с одномерным характером поля **E**. Однако подобные эффекты, в принципе, могут проявиться, например, для сильно деформированных ядер, в частности, ядер с высокими спинами [5,6].

Автор благодарен И.В.Андрееву, Б.А.Волкову, В.Л.Гинзбургу, Л.В.Келдышу, Д.А.Киржницу за полезные обсуждения.

Литература

1. *Волков Б.А., Панкратов О.А.* Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 99.
2. *Jackiw R., Rebbi C.* Phys. Rev. D, 1976, 13, 3398.
3. *Goldstone J., Wilczek F.* Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 986.
4. *Бразовский С.А., Кирова Н.Н., Матвеенко С.И.* ЖЭТФ, 1984, 86, 743.
5. *Zeilinger A., Shull C.G., Horne M.A., Finkelstein K.D.* Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 3089.
6. *Hamilton* . Progr. in Particle and Nuclear Physics, 1985, 15, 107.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 января 1987 г.