Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 4, стр. 177 - 179 25 февраля 1991 г.

# АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ И СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В ТРЕХМЕРНОЙ СКАЛЯРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

*С.М.Латинский, Д.П.Сорокин*

*Харьковский физико-технический институт АН УССР*
*310108, Харьков*

Поступила в редакцию 4 января 1991 г.

Рассматриваются последствия спонтанного нарушения симметрии в эффективной теории, описывающей взаимодействие заряженного скалярного поля, обладающего аномальным магнитным моментом с абелевым полем Черна - Саймонса - Максвелла (ЧСМ).

Изучение эффектов, связанных с калибровочными взаимодействиями частиц, обладающих аномальным магнитным моментом, вызывает интерес с первых дней построения квантовой теории поля в связи с возможными физическими приложениями.

Интересной особенностью трехмерного пространства-времени является возможность существования аномального магнитного момента у живущих в нем бесспиновых частиц.

В настоящей статье мы рассматриваем эффекты спонтанного нарушения симметрии в модели, описывающей калибровочное взаимодействие заряженного скалярного поля с аномальным магнитным моментом. Как будет показано, в результате спонтанного нарушения $U(I)$ симметрии может генерироваться черносаймоновский (ЧС) член (если он отсутствовал в исходном действии теории) и, в то же время, максвелловский член может исчезнуть в результате компенсирующих вкладов, возникающих при спонтанном нарушении.

Напомним определение аномального магнитного момента частицы и рассмотрим его особенности в $D = 2 + 1$ пространстве-времени.

Уравнение Дирака для заряженного спинорного поля массы $m$ с аномальным магнитным моментом, взаимодействующего с абелевым калибровочным полем $A_m(x)$ имеет вид

$$[(\partial_m + iA_m)\gamma^m - \frac{i}{2}F_{mn}\gamma^m\gamma^n]\Psi(x) = im\Psi(x), \qquad (1)$$

где $\gamma^m - D = 2+1$ - матрицы Дирака ($m = 0,1,2$, а сигнатура метрики выбрана $(+,-,-)$), $F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m$ - тензор напряженности калибровочного поля и $l$ - параметр размерности длины, который характеризует величину аномального магнитного момента. $A_m$ имеет размерность $l^{-1}$, а калибровочная константа связи $e$ (которая "спрятана" в $A_m$) имеет размерность $l^{-1/2}$. В $D = 2 + 1$ $\gamma^m$ удовлетворяют соотношению $\gamma^m\gamma^n = g^{mn} - i\epsilon^{mnl}\gamma_l$, которое позволяет представить уравнение (1) в следующем виде:

$$(\partial_m + iA_m + i\frac{l}{2}\epsilon_{mnl}F^{nl})\gamma^m\Psi = im\Psi(x). \tag{2}$$

Таким образом, для того, чтобы учесть взаимодействие, обусловленное аномальным магнитным моментом частицы в $D = 2+1$, необходимо добавить к $A_m$ дуальный вектор $F_m = \epsilon_{mnl}F^{nl}$. Такую процедуру можно проделать и для скалярных полей $\Phi(x)$, для которых уравнение движения принимает вид

$$(\partial_m + iA_m + i\frac{l}{2}F_m)^2\Phi(x) = -m^2\Phi(x). \tag{3}$$

Уравнение такого типа возникает, например, в обобщенной динамике релятивистских частиц, основывающейся на твисторном подходе [1].

Интересно сравнить спектр энергий спиновой и скалярной частиц с аномальным магнитным моментом во внешнем электромагнитном поле. Например, энергетический спектр частицы с аномальным магнитным моментом во внешнем однородном магнитном поле $H$ имеет вид:

$$E = [m^2 - (2n + 1 - 2s)H]^{1/2} + lH, \qquad n = 0,1,2,...,$$

где $s$ - спиральность частицы, которая входит в определение нормального магнитного момента, равного нулю у бесспиновой частицы.

Действие, описывающее взаимодействие поля $\Phi(x)$ с абелевым ЧСМ полем меет вид

$$S = \int d^3x[|(\partial_m + iA_m + i\frac{l}{2}F_m)\Phi|^2 - V(|\Phi|^2) + \theta\epsilon^{mnl}A_m\partial_n A_l - \frac{1}{4e^2}(F_{mn})^2] \tag{4}$$

где принят во внимание хиггсовский потенциал $V(|\Phi|^2)$. Поле $\Phi$ имеет размерность $l^{-1/2}$, а $\theta$ - безразмерный параметр, пропорциональный отношению топологической массы и константы связи калибровочного поля [2].

Заметим, что уравнения движения для ЧСМ поля, вытекающие из (4) имеют симметричный вид по отношению к калибровочному дуальному вектору $F^m$ и нетеровскому току материи $J^m$:

$$\theta F^m + (-1/(2e^2))\epsilon^{mnl}\partial_n F_l = J^m + l\epsilon^{mnl}\partial_n J_l. \tag{5}$$

Когда вакуумное ожидание поля $\Phi$ отлично от нуля ($<\Phi>=\mu$) и калибровочная симметрия спонтанно нарушена (что действительно соответствует минимуму гамильтониана теории в длинноволновом приближении, рассмотрением которого мы и ограничиваемся) эффективное действие для векторного калибровочного поля принимает вид

$$S = \int d^3x\left[-\left(\frac{1}{4} - \frac{l^2}{2}\mu^2e^2\right)F_{mn}^2 + e^2(\theta + l\mu^2)\epsilon^{mnl}A_m\partial_n A_l + (e\mu)^2A_mA^m\right], \tag{6}$$

где сделано следующее переопределение векторного поля $A_m \to A_m/e$. Анализ действия (6) позволяет сделать следующие выводы.

Вклад в максвелловский член приводит к "перенормировке" константы связи.

Если ЧС член отсутствовал в исходном действии ($\theta = 0$), он возникает в результате спонтанного нарушения симметрии. (Генерация члена ЧС радиационными поправками в теории со спонтанно нарушенной четностью рассматривалась ранее в работе [3]).

Имеются две критические точки параметра $\mu^2$ спонтанного нарушения симметрии, в которых динамика векторного поля существенным образом меняется. Одна из них соответствует $\mu^2 = 1/(2l^2e^2)$. В ней максвелловский кинетический член исчезает из действия (6) и возникает теория, рассматривавшаяся ранее [4]. Заметим, что при $\mu^2 > 1/(2l^2e^2)$ максвелловский член приобретает неправильный знак, что ведет к потере теорией унитарности в этом секторе.

В другой критической точке ($\mu^2 = -\theta/l$) исчезает ЧС член и остается обычное действие для массивного векторного поля. В этой точке происходит "спин-флип" эффект: из-за отсутствия корреляции знаков у $\theta$ и $l$ векторное поле будет иметь спиральность различных знаков в зависимости от того $\mu^2 > -\theta/l$ или $\mu^2 < -\theta/l$.

Вне критических точек действие (6) описывает состояния векторного поля, обладающие противоположными спиральностями и различными массами [5].

Необходимо подчеркнуть, что основывающаяся на действии (4) модель должна рассматриваться как эффективная теория, справедливая в длинноволновом приближении и малых значениях $l$.

Было бы интересным осознать, в какой степени данная модель или какая-либо ее модификация (например, учет членов с высшими степенями $l$) может служить основой для построения последовательной квантовой теории.

Представляется также интересным, изучение спин-статистических свойств поля $\Phi(x)$ в связи с возможным появлением анионов, поиск вортексных решений и возможных приложений к описанию эффектов в физике твердого тела.

Авторы благодарны Д.В.Волкову, А.А.Желтухину, И.В.Криве и Ю.П.Степановскому за плодотворные обсуждения.

## Литература

1. Волков Д.В., Сорока В.А., Сорокин Д.П., Ткач В.И. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 1124.
2. Schonfeld J.F. Nucl. Phys. B, 1981, 185, 157; Deser S., Jackiw R., Templeton S. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 975; Ann. of Phys., 1982, 140, 372.
3. Хлебников С.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 69.
4. Deser S., Yang Z. Mod. Phys. Lett. A, 1989 4, 2123; Oda I., Yahikosawa S. Prog. Theor. Phys. Lett. 1990, 83 845.
5. Aragone C., Arias P. Mod. Phys. Lett. A, 1990 5, 1651.