Краткие сообщения по физике № 2 — 1991 г.

УДК 539.12.01

ВЛИЯНИЕ ФЕРМИОННОЙ МАТЕРИИ НА СВОЙСТВА МОНОПОЛЯ

В.Ф. Токарев, З.Л. Хвингия

Посчитан фермионный заряд монополя в плотном ферми-газе. Проанализированы поправки к полуцелому значению фермионного числа монополя.

В некоторых моделях теории поля солитоны в результате взаимодействия с фермионами приобретают дробный фермионный заряд /1/. Основное состояние солитона в таких моделях двукратно вырождено, что обусловлено наличием нулевого связанного уровня в спектре фермионов. Солитон в основном состоянии обладает фермионным зарядом 1/2, если нулевой уровень занят, и —1/2 — если нулевой уровень свободен /1, 2/.

В присутствии фермионной материи к полуцелому фермионному числу солитона появляются поправки /3/. В двумерной теории эти поправки несущественны, если плотность ферми-газа достаточно велика /4/. В данной работе изучается влияние плотной фермионной материи на свойства солитона в четырехмерной модели.

Четырехмерной моделью, в которой впервые были обнаружены дробные фермионы, является калибровочная теория с триплетом скалярных полей и дублетом фермионов из группы SU(2) /1/:

$$L = -\frac{1}{4}(F^a_{\mu\nu})^2 + \frac{1}{2}(D_\mu\varphi^a)^2 - \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - c^2)^2 + i\bar{\psi}_n(\hat{D}\psi)_n - g_F\bar{\psi}_n T^a_{nm}\varphi^a\psi_m .$$

Солитоном этой модели является монополь т'Хофта-Полякова /5, 6/

$$\bar{A}^a_i(r) = \epsilon_{ain}\frac{r^n}{r^2}f(r), \quad \bar{\varphi}^a = c\,\frac{r^a}{r}h(r),$$

где $f(0) = h(0) = 0$, а $f(\infty) = h(\infty) = 1$. Приближение к асимптотике каждого поля контролируется массами соответствующих частиц:

$$f(r) \to 1 - \exp(-m_v r), \quad h(r) \to 1 - \exp(-m_H r)/(m_v r) \quad \text{при } r \gg 1/m_v, \tag{1}$$

где $m_H = \sqrt{2\lambda}\,c$, $m_v = g_v c$ — массы хиггсовского и векторного бозонов (g_v — калибровочная константа связи).

Исследуем ферми-газ в поле монополя при низких температурах: $T \ll m_F, m_v, m_H$ ($m_F = g_F c$ — масса фермиона). Термодинамический потенциал такого газа, без учета свободной части, дается выражением

$$-\Omega_F^M = \mu/2 - \Delta\Gamma + M. \tag{2}$$

Первое слагаемое в правой части (2) — вклад нулевого уровня (μ — химический потенциал фермионов), $M \approx 4\pi c/g_v$ — масса монополя, $\Delta\Gamma = \Gamma[\bar{A},\bar{\varphi}] - \Gamma[0,c]$ — отклонение эффективного потенциала от значения в вакуумной конфигурации:

$$\Delta\Gamma = \int dx \left\{ \frac{1}{2} B^2 Z_G(\mu) + \frac{1}{2} (D\bar{\varphi})^2 Z_\varphi(\mu) + \lambda(\bar{\varphi}^2 - c^2) + \Omega_F(\mu,\bar{\varphi}) - \Omega_F(\mu,c) \right\}. \tag{3}$$

Здесь $\Omega_F(\mu,\varphi)$ — плотность термодинамического потенциала ферми-газа в поле φ, а B — магнитное поле монополя.

Асимптотики фейнмановских диаграмм в материи определяются расходимостями соответствующих диаграмм в вакууме /7/. В частности, степень роста диаграммы с химическим потенциалом совпадает со степенью роста соответствующей диаграммы в вакууме. Поэтому при вычислении коэффициентов Z_G, Z_φ и потенциала Ω_F для плотного ферми-газа ($\mu \gg m_F$) можно ограничиться однопетлевым приближением. В ведущем порядке по μ

$$Z_G(\mu) = 1 - \frac{4g_v^2}{3(4\pi)^2} \ln(\mu/M_0), \tag{4}$$

$$Z_\varphi(\mu) = 1 - \frac{8g_F^2}{(4\pi)^2} \ln(\mu/M_0), \tag{5}$$

$$\Omega_F(\mu,\varphi) = \frac{\mu^2 g_F^2}{2\pi^2} \varphi^2 - \frac{g_F^2}{4\pi^2} \varphi^4 \ln(\mu/M_0) - \frac{\mu^4}{\sigma} \tag{6}$$

(M_0 — точка вычитания). Подставляя (3)—(6) г (2), получаем

$$-\Omega_F^M = \frac{\mu}{2} + \frac{2g_v^2}{3(4\pi)^2} \ln(\mu/M_0) \int dx\, B^2 + \frac{4g_F^2}{(4\pi)^2} \ln(\mu/M_0) \int dx (D\varphi^a)^2 -$$

$$- \frac{\mu^2 g_F^2}{2\pi^2} \int dx (\varphi^2 - c^2) + \frac{g_F^4}{4\pi^2} \ln(\mu/m_F) \int dx (\varphi^4 - c^4). \tag{7}$$

Предполагая $\lambda \ll g_v^2$, с помощью (1) легко можно оценить интегралы по **x** в (7) и получить явное выражение для фермионного числа монополя:

$$n_F^M = -\frac{\partial \Omega_F^M}{\partial \mu} = \frac{1}{2} + \frac{1}{6\pi}\frac{m_v}{\mu} + \frac{1}{\pi}\frac{g_F^2}{g_v^2}\frac{m_v}{\mu} + \frac{8}{\pi}\frac{g_F^2}{\lambda}\frac{\mu}{m_v}. \tag{8}$$

Из (8) видно, что для легких фермионов ($g_F \ll \sqrt{\lambda}$) поправки к полуцелому фермионному числу монополя малы при $m_v \ll \mu \ll m_v(\lambda/g_F^2)$. Чем больше масса фермиона, тем меньше область, в которой $n_F^M \approx 1/2$, и при $g_F^2 = \lambda$, $n_F^M \gg 1$ для любых μ.

Таким образом, в отличие от двумерного случая, где при больших плотностях ($\mu \gg m_F$) фермионный заряд солитона определяется нулевым уровнем и $n_F^s \approx 1/2$ /4/, в четырехмерной модели поправки к полуцелому фермионному числу монополя пренебрежимо малы только в ограниченной области изменения μ.

Отметим, что область изменения химического потенциала ограничена сверху критическим значением $\mu_c^{(0)}$, при котором восстанавливается спонтанно нарушенная симметрия и монополь растворяется в среде /6/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jackiw R., Rebbi C. Phys. Rev., **D13**, 3398 (1976).
2. Niemi A.J., Semenoff G.W. Phys. Rep., **135**, 101 (1986).
3. Niemi A.J. Nucl. Phys., **B251**, 155 (1985).
4. Токарев В.Ф., Хвингия З.Л. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1,39 (1991).
5. Hooft G. Nucl. Phys., **B79**, 276 (1974).
6. Поляков А.М. Письма в ЖЭТФ, **20**, 430 (1974).
7. Фрадкин Е.С. Труды ФИАН, **29**, 7 (1965).
8. Khviengia Z., Tokarev V.F. In: Proceedings of International Seminar "Quarks-90", (World Sci. Publ. Co., Singapore, 1991).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 24 декабря 1990 г.