11. Киров С. А., Хатанова Н. А., Захарова М. И. В сб.: Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Л. (в печати).

Поступила в редакцию
28.6 1977 г.
Кафедра
физики твердого тела

УДК 539.12(075)

Ю. Н. Колмаков
Н. Ф. Нелипа
М. Чайчиан

АСИМПТОТИЧЕСКИ СВОБОДНЫЕ МОДЕЛИ И G_2-ГРУППА

Возможность построения асимптотически свободных моделей квантовой теории поля, инвариантных относительно неабелевых групп SU(N) и O(N), была рассмотрена впервые в [1, 2]. Было показано, что в случае стабильных точек такие модели с массивными полями Янга — Миллса построить не удается [3]. В некоторых случаях подобные модели построить можно, но только для фиксированных значений констант связи и масс [4—10]. Интересно рассмотреть возможность построения таких моделей для других неабелевых групп внутренней симметрии.

В настоящей работе исследована возможность построения асимптотически свободной модели, инвариантной относительно группы G_2.

Алгебра Ли группы G_2 состоит из 14 семирядных матриц λ_c [11—12]. Размерности фундаментального и регулярного представлений равны соответственно 7 и 14.

Рассмотрим модель, содержащую 14-плет полей Янга — Миллса: B^a_μ $(m—7)$-плетов спиноров ψ^a_k, спинорный синглет ζ, 7-плет скаляров φ^a. Лагранжиан такой модели, инвариантный относительно группы G_2, запишем в виде

$$L = L_B + \sum_{k=1}^{m} i\bar{\psi}^a_{(k)} \gamma^\mu \nabla^{ab}_\mu \psi^b_k + i\bar{\zeta}\gamma^\mu \partial_\mu \zeta +$$

$$+ (\nabla^{ab}_\mu \varphi^b |^2 - h (\bar{\psi}^a_{(1)} \zeta\varphi^a + \bar{\zeta}\psi^a_{(1)} \varphi^{+a}) -$$

$$- \frac{f}{4} (\varphi^{+a} \varphi^a)^2 - f_1 U^{abcd} \varphi^{+a} \varphi^{+b} \varphi^c \varphi^d,$$

где

$$\nabla^{ab}_\mu = \partial_\mu \delta^{ab} + ig (\lambda_c)^{ab} B^c_\mu, \qquad U^{abcd} = R^{ab} R^{cd},$$

$$R^{ab} = \delta_{1a}\delta_{4b} + \delta_{4a}\delta_{1b} + \delta_{6a}\delta_{6b} - \delta_{2a}\delta_{3b} - \delta_{3a}\delta_{2b} - \delta_{5a}\delta_{7b} - \delta_{7a}\delta_{5b}.$$

Система уравнений для эффективных зарядов G, H, F, F_1 выглядит следующим образом:

$$16\pi^2 \frac{dG^2}{dt} = -[172 - 16m] G^4, \quad G^2 (0) = g^2,$$

$$16\pi^2 \frac{d\bar{H}^2}{dx} = 6\bar{H}^4 - (16m - 97) \bar{H}^2, \quad \bar{H}^2 (0) = h^2/g^2,$$

$$16\pi^2 \frac{d\bar{F}}{dx} = 11\bar{F}^2 + 4\bar{F}\bar{F}_1 + 4\bar{F}_1^2 + 8\bar{F}\bar{H}^2 - (16m - 22) \bar{F} + 384 - 16\bar{H}^4, \quad \bar{F}(0) = \frac{f}{g^2},$$

$$16\pi^2 \frac{d\bar{F}_1}{dx} = 6\bar{F}\bar{F}_1 + 7\bar{F}_1^2 + 8\bar{F}_1\bar{H}^2 - (16m - 22) \bar{F}_1 + 192, \quad F_1 (0) = \frac{f_1}{g^2},$$

где

$$H = \bar{H}G, \quad F = \bar{F}G^2, \quad F_1 = \bar{F}_1 G^2, \quad x = \frac{16\pi^2}{s_0} \ln \left(1 + \frac{s_0}{16\pi^2} g^2 t\right); \; s_0 = 172 - 16m.$$

Эта система не имеет асимптотически свободных решений по константе f как в случае стабильных, так и в случае нестабильных точек.

Таким образом, рассмотренная модель в случае G_2-симметрии не обладает свойством асимптотической свободы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cross D. J., Wilizek F. «Phys. Rev.», 1973, **D8**; 3633; «Phys. Rev. Lett.», 1973, **30**, 1343.
2. Politzer H. D. «Phys. Rev. Lett.», 1973, **30**, 1346.
3. Cheng T. P., Eihten E., Ling Fong Li. «Phys. Rev.», 1974, **D9**, 2259.
4. Chang Ngee Pong. «Phys. Rev.», 1974, **D10**, 2706: Suzuk M. «Nucl. Phys.», 1974, **B83**, 269.
5. Белокуров В. В., Владимиров А. А. и др. «Теор. и матем. физика», 1974, **19**, 149.
6. Fradkin E. S., Kalashnikov O. K. «Phys. Lett.», 1975, **59B**, 159; «J. Phys. A Math. Gen.», 1975, **8**, 1814.
7. Воронов Б. Л., Тютин Н. И. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван, 1976, с. 352.
8. Воронов Б. Л., Тютин Н. И. «Письма в ЖЭТФ», 1975, **21**, 369; «Ядерная физика», 1976, **23**, 1316.
9. Nelipa N. F. High energy particle interactions, v. 2. Bratislava, 1976, p. 373.
10. Faddeev L. D., Popov V. N. «Phys. Lett.», 1967, **25B**, 29.
11. Behrends R. E., Dreitlein F., Fronsdal C., Lee W. «Rev. Mod. Phys.», 1962, **34**, 5.
12. Kapuszik E. «Acta Phys. Polon.», 1965, 27, 497.

Поступила в редакцию
16.9 1977 г.
НИИЯФ

УДК 531.312.62:621.372.413

П. И. Зубиетов

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Сверхпроводящие резонаторы (СПР) благодаря высокой добротности Q и стабильности собственной частоты позволяют улучшить предельные возможности самых различных методов исследований. В частности, резонатор, изготовленный внешним напылением тонкой пленки сверхпроводника на сапфир [1], расширяет возможности стабилизации частоты генераторов СВЧ, а также исследования свойств сверхпроводящих пленок (например, в магнитных полях). Изменение собственной частоты $\Delta\omega/\omega$ и добротности такого сверхпроводящего резонатора зависит от величины и способа наложения внешнего магнитного поля H. В частности, при переходе сверхпроводящей пленки в магнитном поле в смешанное состояние изменяются реальная (R_s) и мнимая (X_s) части ее поверхностного импеданса. Расчет этих параметров на основе точной микроскопической теории для сверхпроводников, находящихся в смешанном состоянии, весьма сложен. Поэтому до сих пор при вычислениях, как правило, пользуются простыми феноменологическими моделями [2, 3], которые хорошо описывают поведение сверхпроводников в конкретных условиях.

В этой работе предлагается простая модель расчета величин Q и $\Delta\omega/\omega$ в зависимости от магнитного потока B, захваченного резонатором. Эта модель позволяет, в частности, объяснить зависимости $Q(H)$ и $\Delta\omega(H)/\omega$, полученные экспериментально [1].

Как известно [4, 5], магнитный поток проникает в сверхпроводники II рода и в тонкие пленки сверхпроводников I рода (например свинец) в виде тонких нитей (вихрей), несущих отдельные кванты потока $\Phi_0=2\cdot10^{-7}$ Гс·см². Каждая такая нить разрушает сверхпроводимость в области радиусом ξ (ξ — длина когерентности сверхпроводника). При малых напряженностях внешних полей $H\ll H_{c2}(T)$ и на обычных СВЧ при $T\leqslant0{,}5T_c$ вихревые нити неподвижны [2, 3] (здесь $H_{c2}(T)$ — второе критическое поле сверхпроводника; T, T_c — рабочая и критическая температура сверхпроводника). В этом случае поверхностный импеданс сверхпроводника можно вычислить, зная распределение СВЧ-поля в поверхностном слое. Рассматривая сердцевину оди-