

7. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 2234.
8. Каминский А. С., Покровский Я. Е. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 1727.
9. Каминский А. С., Карасюк В. А., Покровский Я. Е. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 2237.
10. Карасюк В. А., Покровский Я. Е. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 537.
11. Каминский А. С., Колесник Л. И., Лейферов Б. М., Покровский Я. Е. — ЖПС, 1982, т. 36, с. 745.

539 12.01(048)

В. А. Рубаков. Структура вакуума в калибровочных теориях и монополярный катализ распада протона. Проблема структуры основного состояния является одной из ключевых проблем современной квантовой теории поля. Свойства вакуума в значительной мере определяют как спектр частиц, так и характерные черты их взаимодействий. Особый интерес представляет изучение структуры основного состояния в калибровочных теориях, которые составляют основу для построения моделей сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. В последнее время было показано ^{1,2}, что требование сохранения таких квантовых чисел, как фермионное число или киральность, вступает в конфликт с требованием калибровочной инвариантности, являющимся фундаментальным в калибровочных теориях. Унитарные операторы $U[\alpha]$, производящие калибровочные преобразования с калибровочными параметрами $\alpha(x)$, не исчезающими на бесконечности, несут, вообще говоря, фермионное число или киральность; в связи с этим вакуум теории возмущений $|0\rangle$ не является калибровочно инвариантным, а физическое основное состояние представляет собой линейную суперпозицию вида

$$|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\theta} U[\alpha]^n |0\rangle.$$

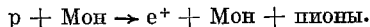
Физический вакуум $|\theta\rangle$ не имеет определенного фермионного числа или киральности, возбуждения над ним не могут характеризоваться этими квантовыми числами; фермионное число и киральность не обязаны, вообще говоря, сохраняться. Аргументы ¹, свидетельствующие в пользу θ -структуры вакуума в четырехмерных теориях, основаны на исследовании вклада инстантонов ³ в функциональный интеграл. В точно-решаемой двумерной модели (квантовой электродинамике с безмассовыми фермионами) операторы калибровочных преобразований были построены явно ² и основное состояние модели действительно имеет неопределенное фермионное число и киральность.

В квантовой хромодинамике со структурой вакуума связано несохранение киральности ¹ (но не фермионного числа), что, возможно, составляет основу для решения известной $U(1)$ -проблемы (отсутствия легкого псевдоскалярного бозона). Наряду с этим возникает и ряд новых проблем, таких как проблема CP -сохранения в сильных взаимодействиях ^{1,4}. В моделях слабых и электромагнитных взаимодействий имеется несохранение фермионного и барионного числа, обусловленное сложной структурой основного состояния, однако соответствующие амплитуды подавлены фактором $\exp(-\text{const}/\alpha)$ и обратными степенями массы W -бозона ¹.

Недавно было выяснено ⁵⁻⁹, что аналогичные подавляющие факторы не возникают, если рассматриваются процессы с участием магнитных монополей. Монополи ¹⁰ появляются в объединенных моделях сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий как статические решения классических уравнений поля; при квантовании им соответствуют частицы, масса которых оценивается величиной порядка $10^{16}-10^{17}$ ГэВ. Так же, как вакуумное состояние, состояние монополя не имеет определенного фермионного числа, однако, в отличие от вакуумного сектора, переходы между состояниями монополя с различным фермионным числом описываются конфигурациями калибровочных полей, имеющими действие, сколь угодно мало отличающееся от действия самого монополя. Это приводит к исчезновению экспоненциального подавления амплитуд процессов с несохранением фермионного числа. Отсутствие подавления обратными степенями массы тяжелых векторных бозонов связано с тем, что соответствующие конфигурации могут иметь чисто электромагнитную природу. Несмотря на то, что исследование процессов с несохранением фермионного числа в присутствии монополей невозможно проводить ни в рамках теории возмущений, ни с помощью стандартного метода перевала, некоторые матричные элементы удалось вычислить ⁶. Приведем в качестве примера выражение для плотности конденсата фермионов, нарушающего барионное число в присутствии монополя в $SU(5)$ -модели большого объединения:

$$\langle uude^-(x) \rangle^{\text{мон}} = \frac{1}{(4\pi)^4 r^6},$$

где r — расстояние до центра монополя. Данное выражение справедливо с точностью до квантовых поправок порядка α_s , α в области $r \lesssim 10^{-13}$ см. Матричные элементы такого типа описывают процессы распада протона в присутствии монополя, т. е. процессы



Оценка для сечений таких процессов имеет вид ⁹

$$\sigma \sim \left(\frac{c}{v}\right)^2 \sigma_0,$$

где $\sigma_0 \sim 10^{-28}$ см²; предполагается, что $v/c \ll 1$. Имеются и другие моды «распада» протона с таким же характерным сечением ^{5,7-9}.

Наилучшие экспериментальные ограничения на поток реликтовых сверхтяжелых магнитных монополей получены на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР ¹¹: $j < 5 \cdot 10^{-15}$ см⁻² с⁻¹ стер⁻¹. Возможность монопольного катализа распада протона позволяет искать монополи в подземных ⁵ и подводных ¹² черенковских детекторах. При этом можно надеяться достичь величины потока $j \sim 10^{-17}$ см⁻² с⁻¹ стер⁻¹. Монопольный катализ внутри Солнца и внутри нейтронных звезд мог бы проявляться соответственно в появлении потока нейтрино от распада μ^+ ⁵ и потока теплового излучения в рентгеновском диапазоне ^{7,13}.

ЛИТЕРАТУРА

1. 't Hooft G.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 8.
Callan C. G., Dashen R. F., Gross D. J.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 63, p. 334.
Jackiw R., Rebbi C.— Phys. Rev. Lett, 1976, v. 37, p. 172.
2. Красников Н. В., Матвеев В. А., Рубаков В. А., Тавхелидзе А. Н., Токарев В. Ф.— ТМФ, 1980, т. 45, с. 343.
3. Belavin A. A., Polyakov A. M., Schwarz A. S., Tyupkin Yu. S.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 85.
4. Красников Н. В., Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н.— Физ. ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 100.
5. Рубаков В. А.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 658.
6. Rubakov V. A.— Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 203, p. 341.
Callan C. G.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 2141; v. 26, p. 2058.
7. Bais F. A., Ellis J., Nanopoulos D. V., Olive K. A. CERN preprint TH-3382.—1982.
8. Callan C. G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 212, p. 391.
9. Rubakov V. A., Serdyukov M. S.— Ibid., 1983, v. 218, p. 240.
10. 't Hooft G.— Ibid., 1974, v. 79, p. 276.
Поляков А. М.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 430.
11. Alexeev E. N., Boliev M. M., Chudakov A. E., Makoev B. A., Mikhееv S. P., Sten'kin Yu. M.— Lett. Nuovo Cimento, 1982, v. 35, p. 413.
12. Домогацкий Г. В.— В кн. Труды Всесоюзной школы Частицы и космология.— М.: ИЯИ АН СССР, 1983.
Rubakov V. A., Stern B. E., Zheleznykh I. M.— In: Proc. of Intern. Seminar «Quarks-82»— М.: INR, Acad. Sci. Of USSR, 1983.
13. Kolb E. W., Colgate S. A., Harvey J. A.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1373.
Dimopoulos S., Preskill J., Wilczek F. Harvard preprint HUTP-82/A047.—1982.
Kuzmin V. A., Rubakov V. A. Trieste preprint IC/83/17.—1983.