

## ИНСТАНТОНЫ И КОНФАЙНМЕНТ НА РЕШЕТКЕ

А.И.Веселов, М.И.Поликарпов

Исследуется процесс "замораживания" квантовых флуктуаций калибровочных полей на решетке. Нам удается выделить область инстантон-антиинстантонного газа, область аннигиляции инстантонов и область классических решений. Вклад одно- и многоинстантонных конфигураций в коэффициент натяжения струны составляет 5%.

Самое интересное свойство неабелевых калибровочных теорий – конфаинмент пока не имеет теоретического объяснения. Есть серьезные аргументы <sup>1</sup> в пользу того, что невылетание связано со случайными вакуумными полями. Эта точка зрения подтверждается численными расчетами на решетке <sup>2</sup>. Однако механизм возникновения стохастических полей до сих пор остается невыясненным. С теоретической точки зрения известно, что в вакууме неабелевых теорий есть одно- и многоинстантонные конфигурации, которые благодаря тому, что инстантоны распределены случайно в четырехмерном пространстве-времени, в принципе могут приводить к случайным полям. В настоящей работе мы для решеточной  $SU(2)$ -глюодинамики численно исследуем вклад многоинстантонных конфигураций в линейный потенциал, приводящий к невылетанию.

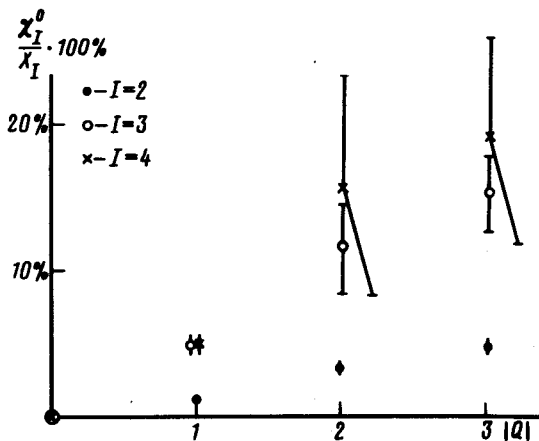
В решеточных расчетах на ЭВМ разыгрываются последовательные конфигурации вакуумных полей с плотностью вероятности  $e^{-S}$  ( $S$  – решеточный вариант эвклидового действия теории). Для исследования топологических свойств вакуума в работах <sup>3, 4</sup> была введена процедура "замораживания", позволяющая шаг за шагом сглаживать квантовые флуктуации. При этом авторы работ <sup>3, 4</sup> показали, что в начале "замораживания" действие быстро уменьшается, а затем наблюдаются довольно длинные серии шагов "замораживания", на которых действие остается практически постоянным. Замечательным фактом является то, что на этих сериях  $S \approx nS_I$ , где  $S_I = 8\pi^2/g^2$  – действие одного инстантона. Подробные исследования показывают <sup>4</sup>, что процедура "замораживания" действительно выделяет  $n$ -инстантонную конфигурацию, которая затем переходит в конфигурацию с топзарядом  $n-1, n-2, \dots$ .

Нами проводились расчеты на решетке размера  $8^4$  для  $SU(2)$ -глюодинамики при  $\beta = 2,3$  и  $\beta = 2,35$  ( $\beta = 4/g^2$ ). При таких  $\beta$  на решетке  $8^4$  не слишком сильны эффекты конечности размера системы, и для топологической восприимчивости вакуума примерно выполняется скейлинговый закон <sup>3</sup>. Исследование процесса "замораживания" позволило выделить следующие этапы. За первые несколько замораживающих итераций действие  $S$  падает в 50 – 200 раз, и на проекции плотности топологического заряда на плоскости  $xy, xz, xt$  и т. д. можно выделить области положительного и отрицательного заряда. В таком инстантон-антиинстантонном газе за  $5 \div 50$  итераций происходит аннигиляция инстантонов и антиинстантонов. Причем в момент аннигиляции происходит замедление скорости уменьшения действия.

Дальнейшее "замораживание" приводит к последовательности долгоживущих вакуумов с действиями  $nS_1, (n-1)S_1, \dots$ . Вышеуказанные свойства процесса охлаждения позволяют изучать характеристики инстантон-антиинстантонного газа, распределение отдельных инстантонов по размерам и т. д. Ниже изложены результаты, касающиеся измерения отношения Кройца  $^5 - \chi_I$ , где  $I$  — линейный размер контура, на котором проводится вычисление. Величина  $\chi_I$  пропорциональна коэффициенту перед линейно растущим слагаемым в кварк-антикварковом потенциале. На рисунке приведено отношение  $x = \chi_I^0 / \chi_I$  в зависимости от модуля топологического заряда вакуума  $-|Q|$  для  $\beta = 2,3$ .  $\chi_I^0$  — то же, что и величина  $\chi_I$ , но вычисленная в "замороженном вакууме", т. е. на первом квазистабильном состоянии, возникшем в процессе "замораживания". В пределах ошибок наших вычислений не удалось выявить зависимости величины  $\chi_I$  от  $Q$ , поэтому зависимость  $x(Q)$  целиком связана с зависимостью  $\chi_I^0(Q)$ . Рисунок показывает, что чем больше  $Q$ , тем больше коэффициент натяжения струны. Видно также, что натяжение струны увеличивается с увеличением размера контура  $I$ . Эти наблюдения согласуются с интуитивной картиной возникновения стохастических полей за счет случайно разбросанных по четырехмерной решетке (анти) инстантонов. Вклад инстантонных конфигураций в конфайнмент может показаться весьма существенным — вплоть до 20% для  $I = 4, |Q| = 3$ . Однако чем больше  $|Q|$ , тем реже встречается такая конфигурация в последовательности вакуумных конфигураций, разыгрываемых на ЭВМ. Поэтому для качественного понимания ситуации естественно рассматривать величину

$$\bar{X}_I = \left( \sum_{Q=0; \pm 1; \dots} X_I(Q) N_Q \right) / \sum_{Q=0; \pm 1; \dots} N_Q$$

Здесь  $N_Q$  — число состояний с топзарядом  $Q$ . Оказывается, что  $\bar{X}_I = 1\%, 4,5\%, 5\%$  для  $I = 2, 3, 4$ . Для рассматриваемого нами значения  $\beta = 2,3$  известно, что  $\chi_3$  и  $\chi_4$  лежат в "скейлинговом коридоре", т. е. описывают коэффициент натяжения струны. Мы повторили наши вычисления для  $\beta = 2,35$ , оказывается, что и в этом случае этот вывод сохраняется.



Всего было исследовано 78 конфигураций при  $\beta = 2,3$  и 118 конфигураций при  $\beta = 2,35$ . Чтобы рассматриваемые конфигурации были статистически независимы, мы разделяли их 15-тью монте-карловскими итерациями. В результате всех наших вычислений мы приходим к выводу, что инстантоны дают вклад в невылетание порядка 5%.

Авторам приятно выразить благодарность Д.И.Дьяконову, А.А.Мигдалу, В.Ю.Петрову, Ю.А.Симонову и М.Мюллер-Пройскер за интересные обсуждения. Авторы также глубоко благодарны руководству ИКИ за предоставление возможности проведения вычислений на многопроцессорном комплексе ЕС-1037-ЕС-2706.

#### Литература

- Olesen P. Nucl. Phys., 1982, B200, [FS4], 381; J.Ambjorn, Olesen P., Peterson C. Nucl. Phys., 1984, B240, 189.

2. *Belova T.I., Makeenko Yu.M., Polikarpov M.I., Veselov A.I.* Nucl. Phys., 1984, **B230**, [FS10], 473.
3. *Teper M.* Phys. Lett., 1985, **162B**, 357; Phys. Lett., 1986, **171B**, 81; Phys. Lett., 1986, **171 B**, 86.
4. *Ilgenfritz E.M., Laursen M.L., Muller-Preußker M., Schierholz G., Schiller H.* Nucl. Phys., 1986, **B 268**, 693.
5. *Creutz M.* Phys. Lett., 1980, **45**, 313.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
5 декабря 1986 г.

---