Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 1, стр. 10 - 12 10 января 1991 г.

РОЛЬ КОНФАЙНМЕНТА В СПОНТАННОМ НАРУШЕНИИ КИРАЛЬНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ

Ю.А.Симонов

Институт теоретической и экспериментальной физики
117259, Москва

Поступила в редакцию 10 декабря 1990 г.

Показано, что в вакууме КХД, состоящем из статически независимых конфигураций с $Q = 1$ добавление конфигураций с $Q = 0$ размывает плотность нулевых мод и обращает кварковый конденсат в нуль. Однако, учет конфигураций, обеспечивающих конфайнмент, восстанавливает ненулевой кварковый конденсат.

1. Спонтанное нарушение киральной симметрии (СКНС) в вакууме КХД очевидным образом связано с присутствием кварковых нулевых мод, поскольку, как хорошо известно, киральный конденсат $<\bar{q}q>$ пропорционален плотности нулевых мод $\nu(0)$: $<\bar{q}q>= -\frac{\pi}{V_4}\nu(0)$. Здесь V_4 - четырехмерный объем. В работе [1] было показано, что эти "глобальные" нулевые моды могут возникать от обобществления "элементарных" нулевых мод инстантонов и антиинстантонов в модели инстантонного ваккума. Недавно [2] этот механизм был обобщен на случай ансамбля произвольных конфигураций полей, содержащих элементарные области с квазинулевыми кварковыми модами. Необходимым условием действия механизма и возникающего явления СКНС служит статистическая независимость элементарных полей, т.е. независимость их расположений в пространстве и цветовых ориентаций.

В настоящей статье мы показываем, что в отсутствии конфайнмента квазинулевые моды столь сильно перекрываются, что глобальный спектр размывается и $\nu(0)$, а значит и СНКС, исчезает. При учете конфайнмента, т.е. в присутствии в вакууме соответствующих конфигураций [3], обеспечивающих конфайнмент явление СНКС восстанавливается.

Мы следуем методу [2] и записываем выражение для плотности глобальных нулевых мод $\nu(\lambda)$ для случая, когда в каждом элементарном спектре оставлена только одна квазинулевая мода. Для статистически независимых элементарных областей возникает, так называемый, "полукруг Вигнера" [2,4]

$$\nu(\lambda) = \frac{1}{\pi V^2}(2NV^2 - \lambda^2)^{1/2}\theta(2NV^2 - \lambda^2), \tag{1}$$

где N - число элементарных областей в объеме V_4 и V^2 - средний квадрат м.э. перекрытия элементарных нулевых мод $u_1(x)$, $u_k(x)$ от соседних областей:

$$V^2 \equiv <|V_{ik}|^2>, \quad V_{ik} = \int d^4x u_i^+(x)(-i\hat{\partial})u_k(x). \tag{2}$$

Из (1) видно, что феномен СНКС, т.е. ненулевое $<\bar{q}q>$, связан с V^2 через соотношение

$$<\bar{q}q>= -\frac{1}{V_4}\left(\frac{2N}{V^2}\right)^{1/2} \tag{3}$$

и при $V^2 \to \infty$ $<\bar{q}q>$ исчезает. Сам м.э. V^2 после цветового усреднения [1,2] и с учетом усреднения по положению центров R_i, R_k имеет вид

$$V^2 = \int \frac{d^4xd^4x'}{N_cV_4^2}d^4R_id^4R_k u^+(x-R_i)\hat{\partial}u(x-R_k)u^+(x'-R_k)\hat{\partial}u(x'-R_i). \tag{4}$$

В (4) с точки зрения расходимостей опасной является область больших x и x^1. Один из интегралов $dR_i\ dR_k$ берется элементарно в силу однородности подинтегрального выражения относительно сдвигов и один объем V_4 сокращается. Для инстантонов $u(x)$ спадает как x^{-3} и интеграл (4) сходится. Однако в общем случае типичное поведение любого квазинулевого решения легко находится из оператора $-\partial_\mu^2$ при $d=4$ и оказывается равным

$$u^L(x) \sim |x|^{-L-2}, \tag{5}$$

где L - угловой момент при $d=4$.

Инстантонная нулевая мода в сингулярной калибровке пропорциональна отображению $U^+(x) = \frac{x_4 - i\vec{x}\vec{\tau}}{\sqrt{x^2}}$ и потому отвечает $L=1$. Однако любое решение с топологическим зарядом нуль допускает $L=0$ и поэтому ведет себя как $u^{(0)}(x) \sim |x|^{-2}$. Например, так ведут себя квазинулевые моды в коррелированной по цвету инстантон-антиинстантонной молекуле, или же решения в обрезанном самодуальном поле, обсуждаемые в [2].

Подстановка $u^{(0)}(x)$ в (4) приводит к расходимости фактора (V_4V^2) как $(V_4)^{1/2}$, тогда как взятие $u^{(0)}$ в качестве u_i и инстантонной нулевой моды $u^{(1)}$ в качестве u_k дает в (4) логарифмическую расходимость $(V_4V^2) \sim \ln V_4$.

Поэтому даже появление ничтожно малой концентрации нулевых мод $u^{(0)}(x)$ дает расходящиеся средние для (V_4V^2) в пределе $V_4 \to \infty$ и тем самым нулевой предел для конденсата $<\bar{q}q>$. Можно сказать, что нулевые моды $u^{(0)}$ есть аналог сверхпроводящих носителей тока, которые сводят к нулю удельное сопротивление, аналогом которого является киральный конденсат $<\bar{q}q>$.

Учтем теперь конфигурации конфайнмента, т.е. вакуумные поля B_μ с нулевым или нецелым топологическим зарядом, дающие ненулевые значения кронекеровской части корреляторов $<< F(x_i)...F(x_n) >>$ [3]. В (4) удобно выделить явно зависимость от B_μ с помощью калибровочно-ковариантных факторов Φ:

$$u_i(x) = \Phi(x, R_i)s(x, R_i), \tag{6}$$

где s локально калибровочно-инвариантно, а Φ есть

$$\Phi(x,y) = P\exp(ig\int_y^x B_\mu(z)dz_\mu). \tag{7}$$

Подставляя (6) в (4) и учитывая дополнительное усреднение по полям B_μ в выражении для м.э. V^2, мы получаем в (4) дополнительный фактор петли Вилсона

$$W_{\mu\nu} = \mathrm{tr} < \Phi(R_i, x)D_\mu\Phi(x, R_k)\Phi(R_k, x')D_\nu\Phi(x', R_i) > \tag{8}$$

с контуром натянутым на точки x, R_i, R_k, x'. В соответствии с кластерным разложением [3] или расчетами Монте-Карло, W убывает при больших площадях: $W \sim \exp(-\sigma S_{min})$, где σ - натяжение струны и S_{min} - минимальная площадь внутри петли. С учетом фактора $W_{\mu\nu}$ мы получаем, что V_4V^2 сходится, причем $V_4V^2 \sim 1/\sigma$ и, в силу (3), имеем

$$<\bar{q}q> \sim -\mathrm{const}\sqrt{\frac{2NN_c\sigma}{V_4}}, \quad N \sim V_4. \tag{9}$$

Тем самым явления СНКС и конфайнмента оказываются связаными: при исчезновении исчезает также и киральный конденсат. Это явление находится в согласии с расчетами на решетках [5].

Кроме того, из вышеизложенного очевидно, что СНКС в инстантонном вакууме неустойчиво и разрушается объектами с $Q=0$.

Автор благодарен за обсуждение В.И.Захарову, А.Б.Кайдалову и участникам теоретического семинара ИТЭФ.

Литература

1. *Duakonov D.I., Petrov V.Yu.* Nucl. Phys. B, 1986, 272, 457.
2. *Simonov Yu.A.* Preprint TPI-MINN-90/10-T, to be published in Phys. Rev. D.
3. *Dosh H.G., Simonov Yu.A.* Phys. Lett. B, 1988, 205, 339; *Симонов Ю.А.* ЯФ, 1988, 48, 1381; 1989, 50, 213, 500.
4. *Wigner E.P.*. Ann. Math., 1958, 62, 548; *Dyson F.J.* J. Math. Phys., 1962, 3, 1199.
5. *Cleymans J., Gravai R.V., Suhonen E.* Phys. Rep., 1986, 230, 217.