

# КОНДЕНСАТ МОНОПОЛЕЙ И КОНФАЙНМЕНТ В *SU(2)* РЕШЕТОЧНОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ

*Т.Л.Иваненко, М.И.Поликарпов, А.В.Починский*

*Институт теоретической и экспериментальной физики  
117259, Москва*

Поступила в редакцию 2 апреля 1991 г.

Путем численного моделирования решеточной *SU(2)* глюодинамики при конечной температуре доказано существование конденсата абелевых монополей при температуре ниже критической. Этот результат свидетельствует в пользу механизма конфайнмента основанного на модели дуального сверхпроводника.

Мы проверяем возможность описания конфайнмента в решеточных теориях на основе механизма предложенного 'т Хоофтом и Мандельштамом<sup>1</sup>. В сильно упрощенной формулировке идея заключается в следующем. Неабелева теория при помощи фиксации калибровки проецируется на *U(1)* теорию, Лагранжиан которой, как предполагается, имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{g^2} G_{\mu\nu}^2 + |D_\mu \phi|^2 + \lambda(|\phi|^2 - 1)^2, \quad (1)$$

здесь  $\phi$  — поле монополей,  $D_\mu = \partial_\mu + iB_\mu$ ,  $G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ ,  $B_\mu$  поле, дуальное электромагнитному:  $G_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}(\partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha)$ . За счет существования конденсата монополей, на уровне классических уравнений движения, между зарядами "+" и "-" (кварком и антикварком) возникает струна, приводящая к линейному потенциалу на больших расстояниях, на малых расстояниях кварк и антикварк взаимодействуют посредством кулоновского потенциала. Такой Лагранжиан мог бы играть роль эффективного инфракрасного Лагранжиана,

если бы его удалось вывести непосредственно из Лагранжиана КХД. Пока такой вывод отсутствует, разумно попытаться численно проверить его существование. За счет компактности калибровочной группы в вакууме решеточных теорий существуют монополи, естественно, что их взаимодействие с калибровочным полем осуществляется посредством длинной производной, поэтому самым нетривиальным слагаемым в эффективном Лагранжиане является последнее, приводящее к возникновению конденсата монополей. В работе <sup>3</sup> существование такого конденсата удалось доказать для решеточной электродинамики путем численного вычисления эффективного потенциала монополей. В работах <sup>2</sup> в  $SU(2)$  решеточной калибровочной теории были выделены монополи, и показано, что их плотность велика в области конфайнмента. В работе <sup>4</sup> показано, что натяжение струны пропорционально фрактальной размерности монопольных токов в  $SU(2)$  решеточной глюодинамике. В настоящей работе мы предлагаем метод вычисления величины конденсата монополей,  $C$ , в этой теории и исследуем зависимость  $C$  от температуры. Температура играет роль параметра, варьируя который, мы варьируем натяжение струны. Наиболее простая для вычисления величина - это пропагатор монополь - антимонопольной пары:

$$\mathcal{G}(x) = \langle \bar{\phi}(x)\phi(x)\bar{\phi}(0)\phi(0) \rangle . \quad (2)$$

Если существует монопольный конденсат,  $\langle \phi(x) \rangle = C$ , то для  $|x| \rightarrow \infty$ ,  $\mathcal{G}(x) \rightarrow A \frac{\exp(-m|x|)}{|x|^4} + C^4$ . Мы подгоняли при помощи этой формулы численные данные для пропагатора (2). Полученная зависимость  $C^2$  от температуры (в единицах критической температуры  $T_c$ ) показана на рисунке. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость натяжения струны,  $\sigma$ , от температуры, полученная в работе <sup>5</sup>. В области конфайнмента конденсат отличен от нуля, а в точке перехода конфайнмент - деконфайнмент он обращается в ноль. Подчеркнем, что определение конденсата довольно нетривиально, и формально никак не связано с натяжением струны, поэтому факт, что  $C \neq 0$  в той области где,  $\sigma \neq 0$ , можно считать серьезным аргументом в пользу механизма конфайнмента 'т Хоофта - Мандельштама.

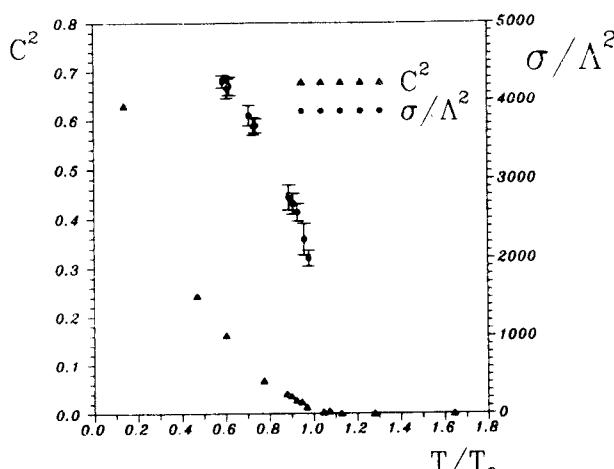


Рис. 1. Зависимость  $C^2$  и  $\sigma/\Lambda^2$  от температуры. Данные для  $\sigma$  взяты из работы <sup>5</sup>

Теперь мы отметим некоторые технические детали. Вычисления проводились на решетке размера  $8^3 \cdot 4$ . Размер решетки по "временному" направлению

меньше пространственных размеров, что отвечает введению конечной температуры. Вариация затравочного заряда теории соответствует вариации температуры. Для выделения монополей из конфигурации глюонных полей, разыгранных методом Монте-Карло, мы действуем аналогично работам <sup>2</sup>: переходим к максимальной Абелевой калибровке и вычисляем по теореме Гаусса магнитный заряд в каждой элементарной трехмерной ячейке решетки. Нам неизвестен явный вид оператора рождения монополя,  $\phi$ , поэтому мы не можем непосредственно вычислить величину конденсата  $C$  и вычисляем функцию Грина (2). Для этого использовался метод, предложенный в работе <sup>6</sup>. А именно, мы выделяли связные кластеры монопольных токов в заданной конфигурации полей, и брали сумму по всем парам точек на решетке, находящихся на расстоянии  $|x|$ , если рассматриваемая пара точек принадлежит связному кластеру, то в сумму  $N$  добавляется 1, функция Грина вычисляется по формуле:  $G = N/D$ , где  $D$  - общее число точек на решетке, находящихся на расстоянии  $|x|$ .

Авторы признательны У.Визе, А.ди Джакомо и Ю.А.Симонову за многочисленные обсуждения.

## Литература

1. Hooft't G. In "High Energy Physics", ed. Zichichi (*Editrice Compositori, Bologna, 1976*); Mandelstam S. *Phys. Rev.*, 1976, **23C**, 245.
2. Kronfeld A.S., Schierholz G., Wiese U.-J. *Nucl.Phys.*, 1987, **B293**, 461; Kronfeld A.S., Laursen M.L., Schierholz G., Wiese U.-J. *Phys. Lett.*, 1987, **B198**, 516.
3. Polikarpov M.I., Polley L., Wiese U.-J. *Phys. Lett.*, 1990, **253**, 212.
4. Ivanenko T.L., Polikarpov M.I., Pochinsky A.V. *Phys. Lett.*, 1991, **252**, 631.
5. Kanaya K., Satz H. *Phys. Rev.*, 1986, **D34**, 3193.
6. Polikarpov M.I., Pochinsky A.V., Yurchenko B.N. *Properties of Vortex Loops in 3D XY model. Preprint of Pisa University IFUP-TH 42/90* 1990.