Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 11, стр. 550 – 552 *5 июня 1983 г.*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАТЯЖЕНИЯ СТРУНЫ В КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ НА РЕШЕТКЕ И НЕПЛАНАРНЫЕ КОНТУРЫ

Д.Б.Саакян

В евклидовом подходе к калибровочным полям на решетке введен аналог внеосевой струны. Описано, как строится высокотемпературное разложение. Установлена связь между диаграммами в евклидовой и гамильтоновой теории.

Известно, что переход в фазу рафнинга (огрубление) ухудшает точность определения натяжения струны в калибровочных теориях на решетке.

В работе [1] рассмотрена динамика струны между кварком и антикварком, не находящимся на одной оси. В гамильтоновой калибровочной теории вычислялась энергия системы в первых порядках высокотемпературного разложения.

Было показано, что во всей области измерения константы связи $0 < g^2 < \infty$ струна находится в фазе рафнинга.

В данной работе аналогичная задача рассматривается для внеосевой струны в евклидовом подходе к калибровочным теориям на решетке.

Рассмотрим следующий процесс: в момент времени 0 на расстоянии **R** друг от друга рождаются кварк и антикварк и через время t исчезают. Если **R** не лежит на одной из осей решетки, то существует множество замкнутых контуров C_I с минимальной площадью (площадь поверхности, которую можно натянуть на контур), описывающих траекторию кварка и антикварка. По аналогии с [2], физическую амплитуду процесса можно записать так:

$$A = \Sigma\ W(C_I), \tag{1}$$

где $W(C)$ – вильсоновский параметр порядка. Потенциальная энергия системы $V(\mathbf{R})$ и натяжение струны α равны соответственно:

$$V(\mathbf{R}) = -\lim_{t\to\infty} \ln A/t, \tag{2}$$

$$\alpha = \lim_{t\to\infty} V(R)/R, \tag{3}$$

В принципе $W(C)$, определенное для любого непланарного контура, в пределе больших таких контуров, также может служить источником определения α. Но поскольку именно A является физической амплитудой, α определенная из A, должна быть более регулярна (как функция от g^2). Естественно ожидать, что это повысит точность определения α.

Кроме того, рассматривая величину A, можно определить кулоновский член в потенциальной энергии струны.

Покажем, как строится высокотемпературное разложение в евклидовой калибровочной теории на решетке. Обозначим через $|I>$ I-ый минимальный путь между кварком и антикварком в $d-1$-мерном пространстве. Тогда, по определению

$$A = \sum_I <I\,|\,T\,|\,I> \tag{4}$$

в (4) подразумевается суммирование по контурам, противоположные стороны которых параллельны).

Пусть собственные вектора и собственные числа матрицы T являются $|J>$ и $\exp(-E_J t)$. Тогда:

$$V(\mathbf{R}) = -\lim_{t\to\infty} \frac{\ln\left(\sum_k \exp(-E_k t)\right)}{t} = E_1\ , \tag{5}$$

где $|\,1>$ состояние с наибольшим $\exp(-Et)$. Мы хотим получить разложение $V(\mathbf{R})$ в виде ряда по степеням β^n ($\beta \equiv 1/g^2$. Из (5) имеем условие $(E_2 - E_1)\ t \to \infty$, $\beta \to 0$. Из одного $W(C_I)$ невозможно вычислить $V(R)$. Если же взять $< 1'\,|\,T\,|\,1'>$, где $|1'>$ решение секулярного уравнения из [1], то его выражение в теории возмущения можно с точностью до $\beta^3 t^2$ представить в виде экспоненты:

$$<1'|\,T|1'> = \beta^{\sqrt{2}Rt} \exp(-c_1\beta t)[\exp(c_2\beta + c_3\beta^2 + c_4\beta^2 t + 0(\beta^3 t^2)], \tag{6}$$

но поэтому, согласно (5) можно получить $V(\mathbf{R})$ до членов β^2 включительно. На ЭВМ вычислялись величины n_I/R (n_I – число поверхностей, натянутых на траекторию кварка и антикварка, с одинаковым угловым фактором). Для **R**, направленного под углом $\pi/4$ к осям нашли:

$$V(R) = -(-1,414\ln u - 0,901\,u + 0,213\ u^2)R + (-0,181\,u + 0,003\,u^2)\frac{1}{R}. \tag{7}$$

Диаграммы высокотемпературного разложения в гамильтоновой калибровочной теории можно вычислить на анизотропной евклидовой решетке путем выборочного суммирования бесконечного числа диаграмм, имеющих вид удлиненных по оси t параллелепипедов. Например, для струны на одной оси имеем:

$$\alpha = u_0^2 u_1^2 + u_0^2 u_1^4 + \ldots = \frac{u_0^2 u_1^2}{(1 - u_1^2)} \qquad (8)$$

здесь $u_0 = \int \exp(\beta_0 S(\Omega)) \chi_\phi(\Omega)\, d\Omega$, $u_1 = \int \exp(\beta_1 S(\Omega)) \chi_\phi(\Omega)\, d\Omega$, $\chi_\phi(\Omega)$ – характер фундаментального представления $\beta_0 = 1/g_0^2$ соответствует плакету, параллельному оси t, перпендикулярному t. В пределе $g_0^2 \to \infty$, $g_1 g_0 \to g^2$, $g_1^2 \to 0$ получим значение конкретной диаграммы в гамильтоновой теории

$$\lim \frac{u_0{}^2 u_1^2}{1 - u_1^2} = \beta / C_2 \qquad (9)$$

C_2 – значение оператора Казимира второго порядка.

Установленная связь между диаграммами из [1] и диаграммами, необходимыми для вычисления A говорит о правильности выбора величины A.

В заключение автор выражает благодарность С.Г.Матиняну, А.А.Мигдалу, А.М.Полякову, А.Г.Седракяну за полезные обсуждения.

Литература

1. *Kogut J.B et al.* Phys. Rev., 1981, 23D, 2945.
2. *Wilson K.G.* Phys. Rev., 1974, 10D, 2445.

Поступила в редакцию
9 марта 1983 г.