Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 6, стр. 205 – 207 *25 сентября 1987 г.*

ОБ ОЦЕНКЕ НЕПЕРТУРБАТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В РЕШЕТОЧНОЙ КХД ТЕРМОДИНАМИКЕ

М.И.Горенштейн, О.А.Могилевский

На основе анализа монте-карловских расчетов в решеточной КХД обнаружен новый непертурбативный вклад в термодинамические функции кварк-глюонной системы.

1. Расчеты методом Монте-Карло (МК) на решетке являются пока единственным способом изучения непертурбативных эффектов в квантовой хромодинамике (КХД), исходя из первых принципов теории. Для оценки этих эффектов в КХД при конечной температуре мы проводим в настоящей статье анализ МК данных для термодинамических функций в области температур между T_c и $(4 \div 5)\,T_c$ ($T_c \cong$ 200 МэВ – температура фазового перехода деконфайнмента), рассматривая их как своего рода "экспериментальные данные". Наш интерес к указанной области температур диктуется тем, что при $T \gg T_c$ непертурбативные вклады пренебрежимо малы, а при $T < T_c$ явление конфайнмента трансформирует кварк-глюонные степени свободы в адронные, что делает связь термодинамики с исходным (кварк-глюонным) лагранжианом КХД слишком сложной. В результате анализа МК данных мы обнаруживаем новые свойства уравнения состояния КХД материи при $T > T_c$.

2. Представим плотность энергии $\epsilon(T)$ и давление $p(T)$ в виде

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1, \qquad p = p_0 + p_1 , \tag{1}$$

где ϵ_0, p_0 – величины, полученные из теории возмущений, ϵ_1, p_1 – непертурбативные вклады. Будем рассматривать ϵ_0 и p_0 при $T > T_c$ как термодинамические функции квази-идеального газа кварков и глюонов

$$\epsilon_0 = \sigma T^4, \qquad p_0 = \frac{1}{3}\sigma T^4 , \tag{2}$$

где $\sigma \cong$ const – значение постоянной Стефана – Больцмана, "перенормированное" за счет эффектов конечного размера решетки [1, 2] и однопетлевых поправок теории возмущений $\sim g^2(T)T^4$ (в рассматриваемой области температур зависимость константы связи g от температуры является весьма слабой).

В работе Х.Заца [3] для (1) при $T > T_c$ использовалась модель мешков

$$\epsilon = \epsilon_0 + B, \qquad p = p_0 - B \tag{3}$$

и для функции $\delta \equiv \epsilon - 3p$ по МК данным $SU(2)$-глюодинамики [4] была получена оценка

$\delta \cong 4B$ ($B^{1/4} \cong$ 190 МэВ), что, по мнению автора подтверждает справедливость модели мешков. Этот результат наталкивается, однако, на серьезное противоречие при сравнении его с расчетами однопетлевой теории возмущений на конечной решетке. Согласие этих расчетов для функции $\epsilon(T)$ [5] с МК данными свидетельствует об отсутствии существенного непертурбативного вклада в плотность энергии при $T > T_c$. Данное обстоятельство, также как и необходимость линейной температурной зависимости величины δ для согласования МК данных, было отмечено ранее одним из авторов [6].

3. Мы рассматриваем случай нулевого химического потенциала, когда имеет место равенство

$$T \frac{dP}{dT} - p = \epsilon. \tag{4}$$

Если функция $p(T)$ известна, то $\epsilon(T)$ находится из формулы (4) однозначно. Если же задана функция $\epsilon(T)$, то (4) является дифференциальным уравнением для $p(T)$, общее решение которого имеет вид

$$p(T) = T \left[\int \epsilon(T) \frac{dT}{T^2} + C \right], \tag{5}$$

где C – произвольная постоянная. Из (5) следует, что в общем случае функция $p(T)$ содержит больше информации о системе, чем $\epsilon(T)$! Этот элементарный факт не был замечен ранее, и в подавляющем большинстве МК расчетов вычислялась только функция $\epsilon(T)$.

Мы проанализировали данные МК расчетов в $SU(2)$-глюодинамике [4] и $SU(3)$ калибровочной теории с $n_f = 2$ вильсоновскими кварками [7]. Работы [4, 7] являются практически единственными, в которых вычислены одновременно $p(T)$ и $\epsilon(T)$ в достаточно широкой области температур выше T_c. Мы находим: 1) непертурбативные вклады в плотность энергии практически отсутствуют, т. е. $\epsilon_1 \cong 0$; 2) имеется существенный непертурбативный вклад в давление, т. е. $p_1 = 0$; 3) единственной возможностью для одновременного выполнения 1) и 2) является согласно (5) линейная по T зависимость непертурбативного давления p_1.

Таким образом, мы приходим к новому уравнению состояния КХД материи при $T > T_c$

$$\epsilon = \epsilon_0 = \sigma T^4, \quad p = p_0 + p_1 = \frac{1}{3} \sigma T^4 - AT; \qquad A = \text{const} > 0. \tag{6}$$

Описание МК данных [4, 7] с помощью формулы (6) показано на рис. 1, 2 и выглядит, на наш взгляд, весьма убедительно. Для параметра A находим (в (7 б) учтен поправочный коэффициент, устраняющий эффекты конечного размера решетки):

$$A^{1/3} \cong 36{,}3\, \Lambda_L^{SU(2)} \cong 0{,}8\, T_c, \tag{7 а}$$

$$A^{1/3} \cong 230\, \Lambda_{L(n_f=2)}^{SU(3)} \cong 1{,}5\, T_c. \tag{7 б}$$

4. Формула (3) для термодинамических функций вместе с предположением об идеальном газе π-мезонов при $T < T_c$ широко используется для различных феноменологических расчетов. Популярность этой модели (модель мешков) связана, на наш взгляд, не с ее теоретической обоснованностью, а лишь с тем, что она дает экономный способ параметризации функций $p(T)$ и $\epsilon(T)$ при фазовом переходе первого рода. В этом отношении использование формул (6) вместо (3) можно рассматривать как новую модель, столь же экономную, как и модель мешков. Температура фазового перехода T_c от идеального газа "безмассовых" π-мезонов с числом внутренних степеней свободы $\gamma_h = 3$ к кварк-глюонной плазме (6) с u-, d-кварками ($\gamma_q = 37$) определяется тогда выражением

$$T_c = \left[\frac{90 A}{\pi^2 (\gamma_q - \gamma_h)} \right]^{1/3} \cong 0{,}64\, A^{1/3}, \tag{8}$$

что находится в хорошем согласии с результатом (7б), полученным из анализа МК данных. Скачок плотности энергии в точке фазового перехода равен $\Delta\epsilon = 3AT_c \cong 2$ ГэВ/Фм^3.

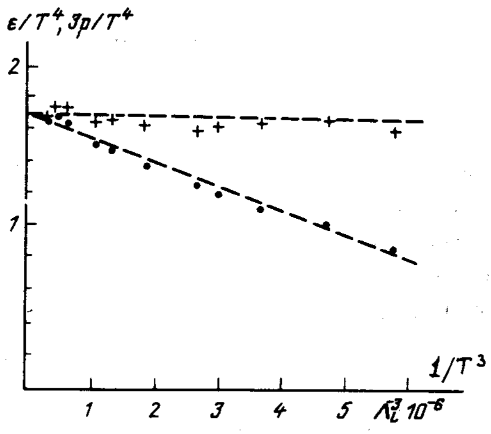

Рис. 1. МК данные для $SU(2)$ калибровочной системы без кварков на решетке $10^3 \times 3^4$: + – ϵ/T^4, ● – $3p/T^4$. Штрихованными линиями показаны полученные из (6) функции σ и $\sigma - 3A/T^3$. Параметр A дается формулой (7а)

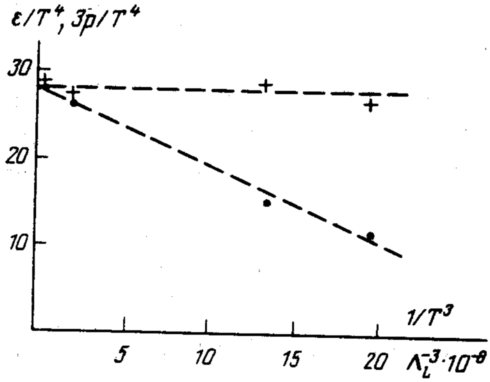

Рис. 2. МК данные для $SU(3)$ системы с вильсоновскими фермионами двух сортов на решетке $8^3 \times 3^7$. Обозначения те же, что и на рис. 1. Параметр A дается формулой (7б)

Естественно, возникает вопрос о физическом смысле непертурбативной добавки p_1 в давление в формуле (6). Уже из соображений размерности напрашивается интерпретация параметра A как плотности числа неких "квазичастиц", которые должны нести нулевые энергию и импульс, но приводить к ненулевому вкладу в давление. Число таких квазичастиц в объеме 1 Фм^3 равно согласно (7б) примерно трем.

Авторы благодарны К.А.Бугаеву, В.М.Емельянову, Г.М.Зиновьеву, Ю.М.Макеенко, Э.В.Шуряку за полезные обсуждения.

Литература

1. *Engels J., Karsch F., Satz H.* Nucl. Phys., 1982, **B205**, 239.
2. *Горенштейн М.И., Могилевский О.А.* ЯФ, 1987, **46**, 302.
3. *Satz H.* Phys. Lett., 1982, **113B**, 245.
4. *Engels J., Karsch F., Montvay I., Satz H.* Nucl. Phys., 1982, **B205**, 545.
5. *Heller U., Karsch F.* Nucl. Phys., 1985, **B251**, 254.
6. *Могилевский О.А.* Труды Международного сем. по проб. физ. выс. энер., Дубна 1986, Д1, 2-86-668, стр. 227.
7. *Celik T., Engels J., Satz H.* Nucl. Phys., 1985, **B256**, 670.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 июня 1987 г.