УДК 539.12

Д. В. Кленицкий, ст. преподаватель

СКЕЙЛИНГ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ «КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА – АДРОНЫ I РОДА»

It is shown that in the Ginzburg-Landau description of the first order quark-hadron phase transition exhibit scaling behavior of normalized factorial moments on the normalized factorial moment second order. The scaling exponents depend on the trajectory of system in the space of controlling parameters.

Введение. За последние четыре десятилетия физика сделала новый фундаментальный шаг в познании строения вещества. Было установлено, что частицы, участвующие в сильных взаимодействиях (адроны), к которым относятся протон и нейтрон, не являются элементарными, а состоят из «более» фундаментальных объектов – кварков, взаимодействующих между собой посредством квантов сильного взаимодействия глюонов. Кварки обладают зарядом сильного взаимодействия, который называют цветом, и имеют дробный электрический заряд.

В настоящее время установлено, что источником сильных взаимодействий является цветовой заряд. Согласно квантовой хромодинамике (теории сильных взаимодействий), при увеличении расстояния между цветовыми зарядами силы притяжения между ними растут и, возможно, становятся бесконечно большими. Это дает ключ к пониманию явления конфаймента (невылетания кварков). Кварки не наблюдают в свободном состоянии, они замкнуты в области порядка размера элементарных частиц. Наоборот, при уменьшении расстояния между цветовыми зарядами сила взаимодействия между ними уменьшается, в пределе стремясь к нулю, кварки становятся асимптотически свободными. Такая ситуация может реализовываться при больших плотностях и температуре ядерной материи, когда кварки сближаются на малое расстояние. Кварк не будет чувствовать взаимодействие с далекими кварками, оно будет экранироваться ближайшими соседями. Соседние же кварки находятся близко, и в силу асимптотической свободы взаимодействие мало. Состояние ядерной материи при экстремальных условиях, когда кварки становятся практически свободными в пределах области взаимодействия, называют кварк-глюонной плазмой. Согласно современным представлениям об эволюции Вселенной, в виде кварк-глюонной плазмы материя существовала в течение примерно одной миллисекунды после Большого взрыва при рождении Вселенной.

Экспериментальные исследования макроскопических систем при экстремальных условиях затруднены. Однако в последние годы было ясно осознано, что наблюдение таких систем технически возможно при помощи особых событий в соударениях нуклонов, особенно в соударениях тяжелых ионов. Одной из основных целей экспериментов на коллайдерах тяжелых ионов RHIC (США, 2002 г.) и LHC (ЦЕРН, 2007 г.) является поиск кварк-глюонной плазмы.

На коллайдере RHIC ионы золота разгоняются до скоростей, близких к скорости света, а затем сталкиваются между собой. В результате таких столкновений возникает температура в два триллиона градусов по Цельсию, что в сто пятьдесят тысяч раз больше температуры в центре Солнца. Сразу после столкновения образуются тысячи новых частиц, а область столкновения охлаждается. Каждая из этих частиц несет информацию о том, что происходило в зоне столкновения. Многочастичный характер распада горячих ядер обусловил необходимость работать, как говорят, в 4π-геометрии, когда одновременно регистрируются частицы, вылетающие в любом направлении.

В области взаимодействия материя может находиться в двух фазах: в виде газа адронов и в виде кварк-глюонной плазмы. Одним из центральных вопросов в этой проблематике является изучение фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму, при котором адроны «плавятся» (распадаются) на фундаментальные составляющие. Важно обнаружить следствия этого фазового перехода, которые могут быть проверены экспериментально. К сожалению, пока не существует единого подхода к описанию всех стадий процесса образования кварк-глюонной плазмы и ее последующей адронизации, и оно носит фрагментарный характер.

В [1] была предложена модель фазового перехода «кварк-глюонная плазма – адроны I рода» на основе Гинзбурга – Ландау подхода и были вычислены нормированные факториальные моменты распределения по множественности вблизи точки фазового перехода. Было обнаружено скейлинговое поведение нормированных факториальных моментов от нормированного факториального момента второго порядка. В этой статье находится аналитическое выражение для показателей скейлинга и исследуются их свойства, зависящие от параметров модели.

Показатели скейлинга. Нормированные факториальные моменты распределения по множественности определяются следующим образом:

$$F_q = \frac{\langle n(n-1)...(n-q+1)\rangle}{\langle n\rangle^q}, \qquad (1)$$

где n – число частиц в ячейке фазового пространства; q – порядок момента (целое число), угловые скобки обозначают усреднение по событиям.

В [1] было найдено распределение по множественности частиц при фазовом переходе «кварк-глюонная плазма – адроны», на основе которого были вычислены нормированные факториальные моменты (1):

$$F_q = I_q I_1^{-q} I_0^{q-1}, \qquad (2)$$

$$I_q = \int_0^\infty t^q \exp(-\delta^d f(t))dt, \; f(t) = bt + at^2 + ft^3,$$

где δ^d – объем ячейки d-размерного фазового пространства; a, b, f – параметры потенциала Гинзбурга – Ландау. Параметры a и b являются функциями температуры, которые неизвестны из первых принципов, и f = const вблизи точки фазового перехода. Скейлинговое поведение нормированных факториальных моментов от нормированного факториального момента второго порядка, обнаруженное в [1], имеет следующий вид:

$$F_q = F_2^{\beta_q},$$

или

$$\ln F_q = \beta_q \ln F_2, \qquad (3)$$

где β_q – показатели скейлинга, которые практически не зависят от параметров модели a и b. Экспериментально было обнаружено, что (3) приблизительно удовлетворяется во многих процессах соударений [2]. Нормированные факториальные моменты являются функциями температуры, так как параметры модели a и b зависят от температуры. Тогда из (3) найдем

$$\frac{d\ln F_q}{dT} = \beta_q \frac{d\ln F_2}{dT} + \frac{d\beta_q}{dT}\ln F_2, \qquad (4)$$

где

$$\frac{d\beta_q}{dT} = \frac{\partial\beta_q}{\partial a}\frac{\partial a}{\partial T} + \frac{\partial\beta_q}{\partial b}\frac{\partial b}{\partial T}.$$

Так как β_q практически не зависят от параметров a и b модели [1], то $\partial\beta_q/\partial a \approx \partial\beta_q/\partial b \approx 0$. Тогда $d\beta_q/dT \approx 0$ и

$$\frac{d\ln F_q}{dT} \approx \beta_q \frac{d\ln F_2}{dT}. \qquad (5)$$

Отсюда

$$\beta_q \approx \frac{d\ln F_q}{d\ln F_2}. \qquad (6)$$

Уравнение (6) определяет локальные параметры наклона зависимости $\ln F_q$ от $\ln F_2$.
Из уравнения (2) найдем

$$\frac{d\ln F_q}{dT} = -\delta^d\left[K_q\frac{db}{dT} + L_q\frac{da}{dT}\right], \qquad (7)$$

где

$$K_q = \frac{I_{q+1}}{I_q} - q\frac{I_2}{I_1} + (q-1)\frac{I_1}{I_0},$$

$$L_q = \frac{I_{q+2}}{I_q} - q\frac{I_3}{I_1} + (q-1)\frac{I_2}{I_0}.$$

Используя (7), определим из (6)

$$\beta_q \approx \frac{K_q\mathrm{tg}\theta + L_q}{K_2\mathrm{tg}\theta + L_2}, \qquad (8)$$

где введено обозначение $\mathrm{tg}\theta = db/da$ и θ – угол наклона линии в пространстве контролирующих параметров b, a, вдоль которой состояние системы изменяется.

Формула (3) описывает связь между F_q и F_2 независимо от их отдельной зависимости от δ^d. В этом смысле β_q суммирует масштабно инвариантные свойства системы в глобальном масштабе. Если (3) выполняется, то показатели скейлинга β_q должны приблизительно не зависеть от δ^d. На рис. 1 и 2 показаны зависимости $\ln F_q$ от $\ln F_2$ и β_q от δ^d, найденные по формуле (8) для порядка моментов q от 3 до 10. Вычисления проводились для параметров модели вблизи точки фазового перехода: $b = a^2\sigma/4$, $a < 0$, $0 < \sigma < 1$. Очевидно, что β_q с хорошей точностью является независимым от δ^d. Следовательно, скейлинговое поведение (3) выполняется.

Показатели скейлинга хорошо описываются зависимостью следующего вида (рис. 3):

$$\beta_q = (q-1)^\nu, \qquad (9)$$

где ν зависит от $\mathrm{tg}\theta$ (рис. 4). Существующие экспериментальные данные по ядерным столкновениям могут быть хорошо описаны с $\nu = 1.55 \pm 0.12$. Это значение согласуется с результатом, полученным в этой статье.

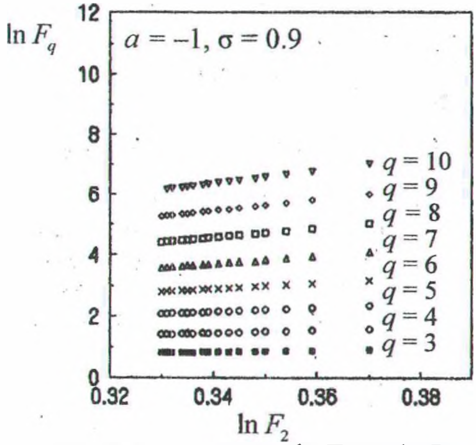

Рис. 1. Зависимость $\ln F_q$ от $\ln F_2$

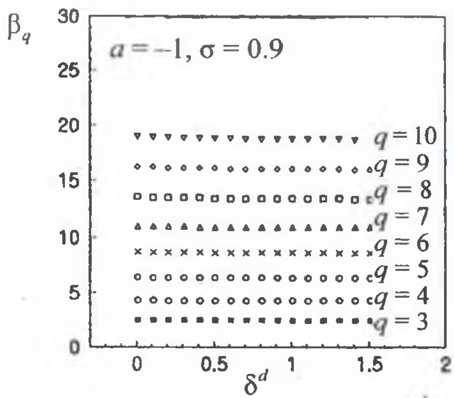

Рис. 2. Зависимость β_q от δ^d

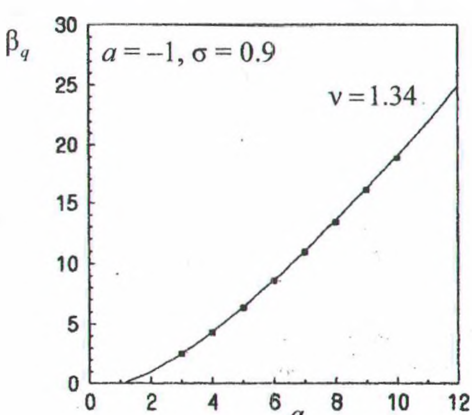

Рис. 3. Зависимость β_q от q

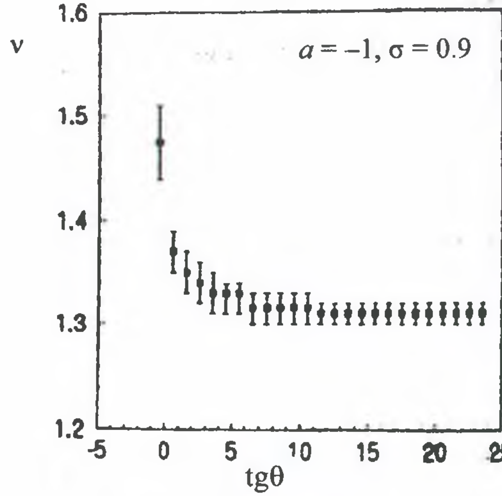

Рис. 4. Зависимость ν от tgθ

Заключение. Таким образом, в данной модели показатели скейлинга не зависят от параметров модели, а определяются тангенсом угла наклона линии в пространстве контролирующих параметров, вдоль которой состояние системы изменяется при фазовом переходе. Показатели скейлинга должны отражать критические свойства фазового перехода [3], которые отсутствуют в процессе образования адронов без фазового перехода.

Литература

1. Кленицкий, Д. В. Локальные флуктуации множественности в адронном газе / Д. В. Кленицкий // Труды БГТУ. Сер. VI, Физ.-мат. науки и информ. – 2006. – Вып. XIV. – С. 59–61.

2. Babichev, L. F. Intermittency in the Ginzburg-Landau model for first order phase transition / L. F. Babichev, D. V. Klenitsky, V. I. Kuvshinov // Phys. Lett. – 1995. – Vol. B345. – P. 269–271.

3. Bialas, A. Moments of rapidity distributions as a measure of short-range fluctuations in high-energy collisions / A. Bialas, R. Peschanski // Nucl. Phys. – 1988. – Vol. B308, № 4. – P. 857–867.