

5) Проверка экспоненциальности закона распада изолированного метастабильного состояния на больших временах. Таких экспериментов было поставлено всего пять, включая первые измерения Резерфорда 1911 г., где экспоненциальность была прослежена до $27T_{1/2}$. Сейчас закон проверен до $45T_{1/2}$. Сочетание высокоэффективного лазерного возбуждения низколежащего изомера тория-229 с оптимальным сбором оптических фотонов позволит относительно легко преодолеть рубеж $50T_{1/2}$ [28]. Нужно сказать, что подобные эксперименты крайне сложны и требуют применения самых передовых из имеющихся технологий. В этом смысле они отражают общий уровень научно-технического развития.

6) Замедление γ -распада низколежащего ядерного уровня в диэлектрической матрице $^{229}\text{ThO}_2$, находящейся в сферической полости с отражающими стенками, между зеркалами и т.п. Впервые появилась возможность выполнить хорошо известные в атомной физике эксперименты на ядерном переходе.

7) Лазерное охлаждение кристалла $^{229}\text{ThO}_2$. Введением примесей можно добиться разделения каналов возбуждения и распада ядерного уровня. Далее, можно возбуждать высокоинтенсивной узкой лазерной линией непосредственно ядро в области прозрачности кристалла и одновременно обеспечить ядерному уровню возможность быстрого распада через примесные состояния в процессе, аналогичном электронному мостику.

Автор приносит глубокую благодарность А.М. Дыхне, С.М. Никитину, В.Д. Озрину и М.В. Субботину за полезные советы и заинтересованное обсуждение многих вопросов, затронутых в настоящей работе. Работа частично поддержана РФФИ (грант 01-02-16199).

Список литературы

1. Kroger L A, Reich C W *Nucl. Phys. A* **259** 29 (1976)
2. Reich C W, Helmer R G *Phys. Rev. Lett.* **64** 271 (1990)
3. Helmer R G, Reich C W *Phys. Rev. C* **49** 1845 (1994)
4. Burke D G et al. *Phys. Rev. C* **42** R499 (1990)
5. Стрижов В Ф, Ткаля Е В *ЖЭТФ* **99** 697 (1991)
6. Blaise J, Wyart J-F *Tables Internationales de Constantes Sélectionnées Vol. 20 Energy Levels and Atomic Spectra of Actinides* (Paris: Univ. Pierre et Marie Curie, 1992) p. 8
7. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **60** 619 (1994)
8. Tkalya E V et al. *Phys. Scripta* **53** 296 (1996)
9. Дыхне А М, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **67** 233 (1998)
10. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **71** 449 (2000)
11. Tkalya E V, Zherikhin A N, Zhudov V I *Phys. Rev. C* **61** 064308 (2000)
12. Irwin G M, Kim K H *Phys. Rev. Lett.* **79** 990 (1997)
13. Richardson D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 3206 (1998)
14. Utter S B et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 505 (1999)
15. Shaw R W et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1109 (1999)
16. Young J P, Shaw R W, Webb O F *Inorg. Chem.* **38** 5192 (1999)
17. Буренков А Ф и др. *Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
18. Pippard A B *Rep. Prog. Phys.* **23** 176 (1960)
19. Ашкрофт Н, Мермин Н *Физика твердого тела* (М.: Мир, 1979)
20. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **70** 367 (1999)
21. Ackermann R J, Thorn R J, Winslow G H *J. Opt. Soc. Am.* **49** 1107 (1959)
22. Свиридова А И, Суйковская И В *Оптика и спектроск.* **22** 940 (1967)
23. Дыхне А М, Еремин Н В, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **64** 319 (1996)
24. Gasparro J et al. *Phys. Rev. C* **62** 064305 (2000)
25. Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **55** 216 (1992)

26. Ткаля Е В и др. *ЯФ* **59** 817 (1996)
27. Варламов В О и др. *Доклады РАН* **346** 465 (1996)
28. Дыхне А М, Ткаля Е В *Письма в ЖЭТФ* **67** 521 (1998)

PACS numbers: 12.38. – t, 12.40.Ee, 13.85.Hd

Явление термализации в физике адронов

А.Н. Сисакян

1. Введение

Доклад посвящен описанию неравновесных процессов на переходе к термодинамическому равновесию происходит в результате диссипации кинетической энергии сталкивающихся частиц в массы адронов. Динамика этих процессов ограничена необходимостью учитывать связи, ответственные за "невыветание" цветового заряда, и поэтому, вообще говоря, образование термализованного состояния — достаточно редкое явление. Найдено необходимое и достаточное условие корректности описания таких процессов. По своему смыслу оно сходно с условием "ослабления корреляций", которое, по Боголюбову, должно иметь место при приближении системы к равновесию. Физически такая ситуация должна возникать в процессах с очень большой множественностью. Приводятся первые экспериментальные указания, свидетельствующие о возможности наблюдения явления термализации в адронных процессах.

Термодинамическое описание привлекательно в первую очередь потому, что оно допускает полное описание сложной системы с использованием лишь ограниченного числа параметров. Обычно используются температура, давление, удельный объем, химический потенциал. В противном случае, когда термодинамическое описание невозможно (например, если система сильно неравновесна), чтобы полностью задать n -частичную функцию распределения, необходимо знать $(3n-4)$ независимых параметров.

Строго говоря, понятие температуры — основного термодинамического параметра — приемлемо лишь в случае систем (возможно, подсистем), находящихся в термодинамическом равновесии, для которых характерно однородное распределение энергии по всем степеням свободы. Причем распределение энергии должно выдерживаться с экспоненциальной точностью, а флуктуации в окрестности соответствующего среднего значения энергии (температуры) должны иметь гауссов характер. Иными словами, например, энергетические спектры частиц должны отвечать распределению Больцмана–Гиббса, а флуктуации температуры должны иметь гауссово распределение. Тогда температура — "хороший" параметр.

Можно утверждать, что если в системе существует такой "хороший" параметр, то система находится в энергетическом равновесии в том смысле, что в ней должны отсутствовать макроскопические потоки энергии. Мы будем называть такую систему термализованной. Подробное обсуждение этого вопроса приведено в [1].

Итак, если мы используем температуру, то система находится в тепловом равновесии, таким образом, для ее описания достаточно знать среднюю энергию частиц. Но

при этом надо помнить, что, вообще говоря, в системе может отсутствовать равновесие по другим параметрам.

В природе, как правило, мы не так уж часто встречаем условия полной термализации. Например, термодинамическое описание, вообще говоря, неприменимо к живым биологическим системам, хотя мы и знаем, что температура биологической системы может быть "хорошим" параметром. Ограниченное применение термодинамическое описание имеет и в субатомной физике, в то время как на молекулярном уровне соответствующих примеров достаточно много.

Что же препятствует термализации многочастичной системы? Этот вопрос можно рассмотреть достаточно строго в рамках предложенной S -матричной интерпретации термодинамики (см. ссылки в [1]). Так, помимо обычной кинетики, термализации могут препятствовать внутренние связи, в результате чего не все степени свободы оказываются равноправными. Природа этих связей в части случаев может быть скрыта в симметрии действия или же гамильтониана. Именно такая ситуация реализуется в физике адронов.

Функции распределения. Н.Н. Боголюбов первым обратил внимание на вопрос, каким числом измеримых, так называемых "частичных" функций распределения, можно в действительности обойтись при описании многочастичных систем (см. [2]). А именно, им было отмечено, что для описания всех величин, которые возникают при описании равновесных систем, достаточно задать одночастичную функцию распределения. Это означает, что совершенно достаточно "следить" лишь за одной частицей и можно игнорировать все остальные, чтобы понять термодинамическое состояние системы. Это было началом построения цепочки уравнений ББГКИ (Боголюбова – Борна – Грина – Кирквуда – Ивона).

Фактически та же идея была использована для описания множественного рождения. А именно, было предложено "следить за одной частицей" и игнорировать все остальные. Это так называемый "инклюзивный подход" [3], который в свое время был громадным шагом вперед. Однако нет никакой уверенности, что одночастичных функций распределения достаточно для описания рождения адронов.

Я хотел бы добавить здесь, что наше рассмотрение, в некотором роде, является развитием инклюзивного подхода, когда мы "следим" за группой частиц и игнорируем все остальные. Это обстоятельство в значительной степени упрощает экспериментальные исследования, поскольку позволяет абстрагироваться от ненужных, слишком детальных измерений.

Явление термализации. По сути дела, вопрос "Можно ли использовать язык термодинамики для описания процессов множественного рождения?" является альтернативным названием настоящего доклада. Этот вопрос на самом деле требует весьма внимательного рассмотрения, но, тем не менее, сама идея термодинамического описания использовалась многими авторами [4], поскольку неупругое столкновение адронов является процессом диссипации кинетической энергии налетающих частиц. Эта точка зрения интенсивно разрабатывалась Э. Ферми и Л.Д. Ландау, а позже — другими авторами.

Явление множественного рождения. Несколько слов об истории физики множественного рождения частиц. Зарождение этого направления исследований следует

отнести к 1927–1930 гг. Именно тогда Д.В. Скобельцын в космических лучах впервые обнаружил ливни частиц высоких энергий. К этим же годам относятся и работы Г.В. Ватагина, в которых он теоретически предсказал возможность возникновения нескольких вторичных частиц при высоких энергиях рождения. Первые прямые наблюдения неупругих процессов относятся к памирской экспедиции Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (В.И. Векслер и др., 1945–1946 гг.).

После открытия в 1947 г. Пауэллом π -мезона стало ясно, что ливни в космических лучах являются результатом взаимодействия частиц высоких энергий (начиная с нескольких ГэВ), в результате которого образуется множество π -мезонов. Изучение множественного рождения в космических лучах было первым шагом и связано с деятельностью ряда наших выдающихся ученых (С.Н. Вернов, В.Л. Гинзбург, Г.Т. Зацепин, А.Е. Чудаков, С.Н. Никольский, Г.Б. Жданов, братья Алиханьян и др.) и, кроме того, таких зарубежных исследователей как Л. Яноши, Д. Морисон, Б. Андерссон и др.

Впоследствии большие программы исследований этих процессов были выполнены как на ускорителях ЦЕРНа, Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (FNAL) — Tevatron, Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) — RHIC, так и в нашей стране — в Серпухове и Дубне.

2. О теории множественного рождения

Основным предсказанием обычной статистической модели Ферми–Ландау является предсказание, что система взаимодействующих частиц должна достигать равновесия с окружающей "средой". В рассматриваемых задачах этой "средой" является вакуум. А это означает, что средняя множественность должна быть пропорциональна полной энергии сталкивающихся частиц, т.е. близка к пороговому значению множественности. Однако, как следует из эксперимента, это далеко не так. Данные по средней множественности показывают, что такое поведение далеко от реальности и, по-видимому, полной термализации в адрон-адронных столкновениях не происходит. Дело в том, что, как отмечалось в наших работах, неабелева калибровочная симметрия, управляющая динамикой адронов, должна препятствовать полной термализации [5], по крайней мере, на относительно ранней стадии.

Необходимо отметить также, что, следуя предположениям Э. Ферми и Л.Д. Ландау, термализация должна иметь место, если множественность, в единицах средней множественности, очень велика. Поэтому мы особое внимание уделим очень большой множественности (ОБМ) рожденных частиц.

Представляется важным, и это является *основной целью* развиваемого направления исследований, изучить существование феноменологических указаний на термализацию. При этом предполагается сравнить предсказания статистических моделей с экспериментом. Принципиальным моментом является изучение необходимых и достаточных условий термализации в адронных процессах.

3. Феноменология статистического описания

Стоит сказать о том, что все чаще используется статистический подход для описания неупругих столкновений именно тяжелых ионов. *Теоретическая база* была разра-

ботана Ю. Швингером, Л.В. Келдышем и другими авторами. Это позволило нам сформулировать так называемую S -матричную интерпретацию термодинамики, что, в свою очередь, позволило найти необходимые и достаточные условия термализованности рожденного в ускорительных экспериментах состояния [1, 13]. При определенных ограничениях наша формулировка совпадает с теорией поля в реальном времени и при конечной температуре Швингера–Келдыша [6]. Более детальную связь с термодинамикой наблюдаемых состояний можно было установить, используя формализм функций Вигнера в интерпретации Каррузерса–Захариазена [6]. Следует отметить, что последнее позволяет расширить наш полевой формализм на квантовую статистику конденсированных сред.

К сожалению, в рамках доклада невозможно рассказать о всех методах и статьях. Надо отметить, что большинство из современных статей (1999–2002 гг.) посвящены описанию центрального столкновения тяжелых ионов.

— Так, отмечается, что теоретический анализ рождения вторичных частиц в центральных столкновениях Au–Au при энергиях ускорителя RHIC, основанный на термической модели, находится в хорошем согласии с экспериментом [7].

— Было показано, что усовершенствованная статистическая модель позволяет сделать вывод о том, что можно достигнуть химического равновесия в столкновениях Pb–Pb при энергиях ускорителя SPS [8].

— Применение статистической модели указывает на то, что процесс рождения различных частиц и спектр их импульсов управляются одним параметром [9].

Но, несмотря на этот прогресс в статистическом описании столкновений тяжелых ионов, все же имеет смысл критически подойти к вопросу термализации и попытаться показать количественно, что статистическое описание применимо.

Структура фазового объема рожденных частиц. Прежде всего, следует ясно представлять себе картину кинематики множественного рождения. Это позволит найти ту кинематическую область, в которой, скорее всего, надо искать термализованные состояния. Это

полезно также и для определения условий динамики, необходимой для термализации.

Рассмотрим проекцию фазового пространства на плоскость величин продольного ($p_{||}$) и поперечного (p_{\perp}) импульсов (рис. 1). Можно выделить следующие области:

— Модели мультипериферического типа относятся к области, называемой "Regge" [10]. Эта кинематика характеризуется малым, не зависящим от исходной энергии и множественности средним значением поперечного импульса (в этой области хорошо работает подход BFKL (Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова)).

— Область применимости пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) (с логарифмическим приближением в основе ее) относится к "глубоко неупругому рассеянию" (deep inelastic scattering, DIS). В этом случае поперечный импульс рожденных адронов значительно больше продольного [11] (подход DGLAP (Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи)).

— Естественно предположить, что "место" термодинамики находится между этими двумя областями — "Regge" и "DIS", поскольку в этом случае поперечный и продольный импульсы рожденных частиц сопоставимы друг с другом и можно ожидать равновесия по этим степеням свободы. Это и есть область очень большой множественности — ОБМ [12] (very high multiplicity — VHM на рис. 1).

По-видимому, конечное состояние неупругого столкновения тяжелых ионов относится к этой промежуточной области.

Для описания области ОБМ была разработана новая теория возмущений [13] — топологическая КХД.

4. Необходимое и достаточное условие термализации

Наш вывод состоит в том, что наличие хорошо определенных термодинамических параметров является необходимым и достаточным условием применимости термодинамического описания. Исходя из этого, можно доказать [14], что если неравенство

$$|K_l(E, n)|^{2/l} \ll K_2(E, n), \quad l = 3, 4, \dots, \quad (1)$$

гарантирующее малость высших центральных моментов

$$K_l(E, n) = \left\langle \prod_{k=1}^l (\varepsilon_k - \langle \varepsilon \rangle) \right\rangle, \quad (2)$$

где ε_k — энергия k -й частицы, в шкале величины дисперсии энергетического распределения $K_2(E, n)$ выполняется, то температура будет "хорошим" интегральным параметром, и статистическое описание возможно. Поэтому в первую очередь нужно проверять это неравенство.

Усреднение в (2) проводится по наблюдаемым энергетическим спектрам, когда число рожденных частиц фиксировано. Здесь можно отметить аналогию приведенного выше условия (1) с принципом "ослабления корреляций", который был предложен Н.Н. Боголюбовым для статистической физики. Я хотел бы добавить, что вывод (1) является общим и слабо зависит от динамических деталей.

Можно предложить следующий *сценарий* того, как в адрон-адронных взаимодействиях достигается термализация

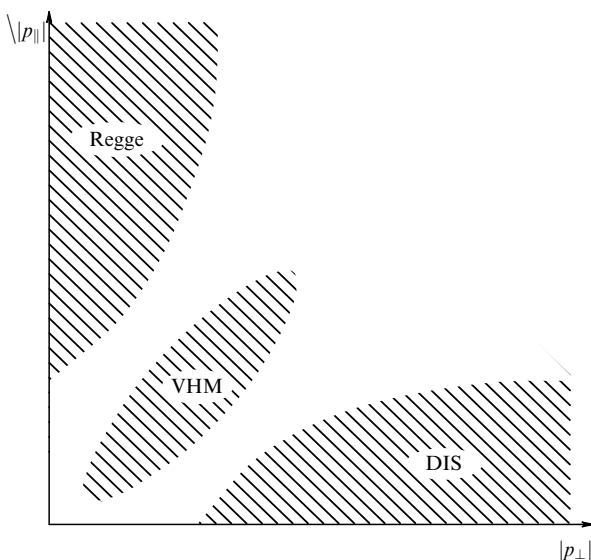


Рис. 1.

зованное состояние с увеличением множественности. В первую очередь следует отметить, что для рождения очень большого числа частиц взаимодействие должно быть центральным. Это позволяет предсказать рост среднего поперечного импульса рожденных частиц с ростом множественности, что подтверждается данными, полученными в эксперименте E735 на ускорителе Tevatron (ФНАЛ). Вышесказанное можно проиллюстрировать в терминах распределения по множественности. Итак, рассмотрим, что может произойти с ростом множественности.

— Мультипериферические модели "работают" до $n_s \sim \bar{n}(E)^2$.

— "Жесткие" процессы дают вклад при больших значениях $n > n_s$.

— Однако идеологию главного логарифма (leading logarithm approach, LLA) можно применять до такой величины n , что $n_s < n < n_h$.

— В области очень больших множественностей происходит термализация, и все импульсы вторичных частиц сравнимы друг с другом.

— Асимптотическая область является областью "приближения идеального газа", когда импульс частиц значительно меньше их масс.

5. Предсказания генераторов событий

Генератор PYTHIA. Согласно нашему сценарию, можно выделить три области значений множественности (рис. 2):

— *A.* Можно заключить, что процессы, учитываемые этим генератором, не могут предсказать даже тенденцию к равновесию. PYTHIA может быть использована лишь в этой области.

— *B.* Область перехода к термализованному состоянию. ОБМ принадлежит к этой области.

— *C.* Предельная область термализации: $(K_3^{2/3}/K_2) \sim 1/n$.

Как следует из проведенного анализа [15], который отвечает области значений множественности *A*, можно сделать заключение, что динамические модели, лежащие в основе PYTHIA, не могут предсказывать даже тенденцию к термализации. Это заключение подтверждает наше предсказание, что термализация не может происходить в областях "Regge" и "DIS" (см. рис. 1).

Генератор HIJING. Этот генератор предсказывает некоторую тенденцию к термализации. Она объясняется возможностью учета в генераторе явлений кратного перерасеяния. При рассеянии тяжелых ионов термализация может наступить при меньших значениях множественности, в шкале ее средних значений.

зация может наступить при меньших значениях множественности, в шкале ее средних значений.

6. Что необходимо измерить

— Задача обнаружения явления термализации в неупругих событиях является, по всей вероятности, приоритетной. Для этого необходимо измерить "отношение $K_3^{2/3}/K_2$ ".

— Это отношение позволит также определить количественно диапазон, где справедлив подход LLA для пертурбативной КХД.

— Важно также изучить отношение средних величин импульсов рожденных частиц $\langle p_{||} \rangle / \langle p_{\perp} \rangle \rightarrow \pi/4$. И, таким образом, если наш вывод о том, что при переходе к равновесию взаимодействие становится центральным, верен, тогда это соотношение должно стремиться сверху к $\pi/4$.

— В заключение, если "отношение $K_3^{2/3}/K_2$ " меньше единицы, можно также ввести так называемый "химический потенциал"

$$\mu(E, n) = -\langle \varepsilon \rangle \ln \frac{\sigma_n(E)}{\sigma_{\text{tot}}} . \quad (3)$$

Такая интерпретация позволит непосредственно анализировать вклады различных механизмов множественного рождения и наблюдать фазовые переходы.

Планируются следующие эксперименты, в программу которых, в соответствии с нашими предложениями, включено изучение ОБМ и явления термализации.

Эксперимент "Термализация" (ускоритель U-70, Протвино). Цель эксперимента:

— определить влияние многочастичных корреляций Бозе–Эйнштейна на явление термализации;

— исследовать роль резонансных возбуждений в процессе установления равновесия по температуре;

— исследовать "хвост" распределения по множественности, чтобы (а) установить применимость *S*-матричного описания и (б) найти химический потенциал системы.

Исследование процессов с очень большой множественностью при низких энергиях имеет определенные преимущества, так как в силу скейлинга Коба–Нильсона–Олесена (КНО-скейлинг), пусть даже слабо нарушенного, можно подойти достаточно близко к кинематическому порогу, который при энергии 70 ГэВ равен 69 пионов. Таким образом, можно с достаточно высокой вероятностью рожать "холодное" и довольно плотное состояние из пионов.

Эта совершенно новая область исследований, которая будет изучена в Протвино на ускорителе Института физики высоких энергий (эксперимент "Термализация", П.Ф. Ермолов, В.А. Никитин и др.)

Эксперименты CDF (FNAL), STAR (RHIC) и ATLAS (LHC)¹. Цель исследований:

— найти и исследовать свойства термализованного состояния;

— исследовать коллективные явления (типа фазовых переходов) в равновесной системе;

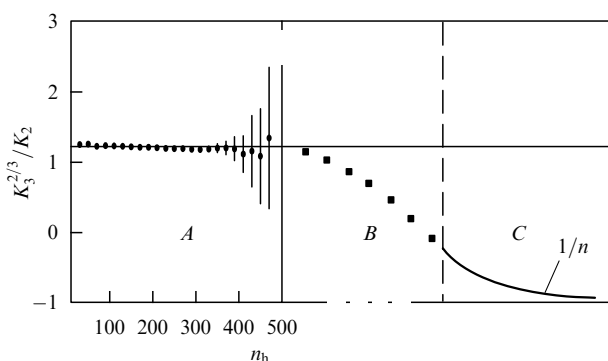


Рис. 2.

¹ В других экспериментах на ускорителях LHC, RHIC и Tevatron также принципиально возможно исследование области ОБМ и явления термализации.

— исследовать область "малых x " с целью уточнить область применимости квантовой хромодинамики.

В этих исследованиях, в отличие от низкоэнергетического эксперимента в Протвино, желательнее ответить на вопрос о существовании релятивистского (когда импульсы частиц значительно больше их масс) термализованного состояния. Поиск при указанных кинематических условиях позволит избавиться от таких фоновых эффектов, как, например, бозе-эйнштейновские и резонансные корреляции.

Кроме того, определенный интерес представляет исследование КХД в области, когда партоны имеют высокую виртуальность, но малые импульсы. Эта кинематика присуща процессам с очень большими множественностями.

7. Анализ экспериментальных данных

В настоящее время мы начали анализ первых данных об отношении $K_3^{2/3}/K_2$, полученных в экспериментах STAR и CDF. Имеющиеся результаты предварительны, еще не подтверждены достаточной статистикой, хотя и содержат события с очень высокой, в шкале ее средних значений, множественностью. Можно заметить, однако, некоторую тенденцию к уменьшению отношений $K_3^{2/3}/K_2$ с ростом множественности.

8. Заключение

В заключение мне хотелось бы сказать следующее:

— Имеются определенные указания на существование явления термализации в столкновениях тяжелых ионов.

— Выработка количественных оценок кинематической области ОБМ находится за пределами возможности LLA в пертурбативной КХД. Более того, существующие динамические модели не могут предсказать даже тенденции к равновесию.

— Важно, что найдена S -матричная интерпретация необходимого и достаточного условия термализации. Это дает нам возможность показать, что термализация должна происходить, по крайней мере, в глубокой асимптотике по множественности.

— Вот почему была предложена новая теория возмущений в сильной связи, т.е. "топологическая КХД". Она описывает возмущения, сохраняющие топологию полей Янга–Миллса. Важно то, что она включает пертурбативную КХД как коротковолновое приближение.

Экспериментальные подходы в физике очень больших множественностей широко обсуждаются с разных точек зрения коллаборациями ATLAS, CDF, STAR и др.

С практической точки зрения создание на основе топологической КХД "быстрого" генератора событий с ОБМ является в настоящее время самой важной задачей. Необходимо также тщательно рассмотреть проблемы триггера и учесть отсутствие достаточного опыта анализа событий с ОБМ.

И в заключение своего доклада я хотел бы сказать, что только с помощью статистического подхода можно дать полное описание неупругого столкновения адронов.

Сформулируем, однако, более общее утверждение: нельзя применять термодинамическое описание лишь на том основании, что мы имеем многочастичную систему. Такие попытки, к сожалению, часто предпринимались в различных областях исследований. Необходимо обратить внимание на методы, позволяющие находить необходимые и достаточные условия термодинамического описания.

Список литературы

1. Manjavidze J, Sissakian A *Phys. Rep.* **346** 1 (2001)
2. Боголюбов Н Н *Проблемы динамической теории в статистической физике* (М.-Л.: Гостехиздат, 1946)
3. Logunov A A, Mestvirishvili M A, Nguyen Van Hieu *Phys. Lett. B* **25** 611 (1967); Feynman R P *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969); Logunov A A, Mestvirishvili M A, Preprint TH-1707 (Genève: CERN, 1973)
4. Fermi E *Prog. Theor. Phys.* **5** 570 (1950); Ландау Л Д *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **17** 51 (1953); Feinberg E L *Phys. Rep.* **5** 237 (1972); Hagedorn R *Nuovo Cimento* **35** 216 (1965); Андреев И В, Дремин И М *УФН* **122** 37 (1977); Matveev V A, Muradyan R M, Tavkhelidze A N *Lett. Nuovo Cimento* **5** 907 (1972); Bialas A et al. *Nucl. Phys. B* **11** 479 (1969)
5. Manjavidze J, Sissakian A *J. Math. Phys.* **42** 641 (2001)
6. Schwinger J J. *Math. Phys.* **5** 1606 (1964); Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1515 (1964); Niemi A J, Semenoff G W *Ann. Phys. (New York)* **152** 105 (1984); Carruthers P, Zachariassen F *Phys. Rev. D* **13** 950 (1976)
7. Becattini F et al. *Phys. Rev. C* **64** 024901 (2001); Becattini F, Bellucci L, Passaleva G *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **92** 137 (2001); Becattini F *Nucl. Phys. A* **702** 336 (2002); Braun-Munzinger P, Heppe I, Stachel J *Phys. Lett. B* **465** 15 (1999); Heinz U W, Kolb P F, in *Proc. of the 18th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Nassau, Bahamas, Jan. 20–27, 2002* (Eds R Bellwied, J Harris, W Bauer) (Debrecen: EP Systema, 2002) p. 205; hep-ph/0204061
8. Heinz U *Nucl. Phys. A* **661** (Suppl. 999) 140c (1999); Braun-Munzinger P et al. *Phys. Lett. B* **518** 41 (2001); Oeschler H J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27** 257 (2001); Zhong-Dao Lu, hep-ph/0207029; Baier R et al. *Phys. Lett. B* **539** 46 (2002)
9. Elliott J B et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1194 (2000); Tsallis C, in *Nonextensive Statistical Mechanics and Its Applications* (Lecture Notes in Physics, Vol. 560, Eds S Abe, Y Okamoto) (Berlin: Springer, 2001) p. 3; Kozlov G A *New J. Phys.* **4** 23 (2002); Kharzeev D, in *QCD Perspectives on Hot and Dense Matter: Proc. of the NATO Adv. Study Institute, Cargèse, France, Aug. 6–18, 2001* (NATO Sci. Series, Ser. II, Vol. 87, Eds J-P Blaizot, E Iancu) (Boston: Kluwer Acad. Publ., 2002); hep-ph/0204014; Shuryak E, hep-ph/0205031; Dremin I M, Nechitailo V A, hep-ph/0207068; Alexopoulos T et al. *Phys. Lett. B* **528** 43 (2002); hep-ex/0201030 (2002)
10. Грибов В Н, в сб. *Физика атомного ядра и элементарных частиц: Материалы VIII Зимней школы ЛИЯФ Ч. 2* (Л.: Изд-во ЛИЯФ, 1973) с. 5; Baker M, Ter-Martirosyan K A *Phys. Rep.* **28** 1 (1976); Кураев Е А, Липатов Л Н, Фадин В С *ЖЭТФ* **71** 840 (1976); Липатов Л Н *ЯФ* **20** 181 (1974); Грибов В Н, Липатов Л Н *ЯФ* **15** 781, 1218 (1972)
11. Altarelli G, Parisi G *Nucl. Phys. B* **126** 298 (1977); Андреев И В *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях* (М.: Наука, 1981)
12. Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **100** 1 (1983)
13. Манджavidze И Д, Сисакян А Н *ТМФ* **130** 179 (2002)
14. Manjavidze J, Sissakian A, in *Bogolyubov Conf. "Problems of Theoretical and Mathematical Physics, Moscow–Dubna–Kyiv, Sept. 27–Oct. 6, 1999; ЭЧАЯ* **31** (7A) 104 (2000)
15. Manjavidze J, Sissakian A, in *31st Intern. Conf. on High Energy Physics: ICHEP02, Amsterdam, July 24–31, 2002*; <http://www.ichep02.nl/Transparencies/QCDS/QCDS-1/qcgs-1-4.sissakian.ppt>