

# **ЯВЛЕНИЕ ТЕРМАЛИЗАЦИИ В ФИЗИКЕ АДРОНОВ**

Введение

1. О теории множественного рождения
2. Феноменология статистического описания
3. Необходимое и достаточное условие термализации
4. Предсказание генераторов событий
5. Что необходимо измерить
6. Анализ экспериментальных данных

Заключение

# ЯВЛЕНИЕ ТЕРМАЛИЗАЦИИ В ФИЗИКЕ АДРОНОВ\*

## ВВЕДЕНИЕ

**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 неравновесная, чтобы полностью задать  $\pi$ -частичную функцию распределения, необходимо знать (3 $\pi$ –4) независимых параметра.

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,

---

\*УФН. 2003. Т. 173, № 3. С. 328–332. (В основу статьи легли выступления на семинарах и школах для молодых ученых (Дубна, Москва, Гомель, 2000–2002 гг.).)

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 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 равноправны. Природа этих связей может быть скрыта в части случаев: 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 исследовании 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 мелких измерений.

**Явление термализации.** По сути дела, вопрос: «Можно ли использовать язык термодинамики для описания процессов множественного рождения?» — является альтернативным названием этой статьи. 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 этому же периоду времени относятся и работы Г. В. Ватагина, в которых он теоретически предсказал возможность возникновения при высоких энергиях рождения нескольких вторичных частиц. Первые прямые наблюдения неупругих процессов относятся к памирской экспедиции ФИАН (В. И. Векслер и др., 1945–1946 гг.).

После открытия в 1947 г. Пауэллом  $\pi$ -мезона стало ясно, что ливни в космических лучах являются результатом взаимодействия частиц с высокой энергией (начиная с нескольких ГэВ), в результате которого образуется множество  $\pi$ -мезонов. Изучение множественного рождения в космических лучах было первым шагом и связано с деятельностью ряда российских ученых (С. Н. Вернов, В. Л. Гинзбург, Г. Т. Зацепин, А. Е. Чудаков, С. И. Никольский, Г. Б. Жданов, братья Алиханьян и др.), а 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 ЦЕРН, FNAL, так и в нашей стране — в Серпухове и Дубне.

## 1. 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. быть 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 согласно предположениям Ферми и 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 нахождение необходимых и достаточных условий термализации в адронных процессах.

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ СТАТИСТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ

Стоит сказать о том, что все чаще используется статистический подход для описания неупругих столкновений именно тяжелых ионов.

**Теоретическая база** была разработана Ю. Швингером, Л. В. Келдышем и другими авторами. Это позволило нам сформулировать так называемую  $S$ -матричную интерпретацию термодинамики, что, в свою очередь, дало возможность 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 Ю. Вигнера в интерпретации Каррузерса–Захариазена [6]. Следует отметить, что последнее позволяет расширить наш полевой формализм на квантовую статистику конденсированных сред. Заметим, что большинство из современных статей (1999–2002 гг.) посвящены описанию центрального столкновения тяжелых ионов.

- Так, установлено, что теоретический анализ рождения вторичных частиц в центральных столкновениях Au–Au при энергиях 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 Pb–Pb-столкновениях при энергиях 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 обезопасить себя, показав количественно, что статистическое описание применимо.

**Структура фазового объема рожденных частиц.** Прежде всего следует иметь ясную картину кинематики множественного рождения. Это должно позволить найти ту кинематическую область, в которой скорее всего надо искать термализованные состояния. Это полезно также и потому, что должно позволить найти место динамики, необходимой для термализации.

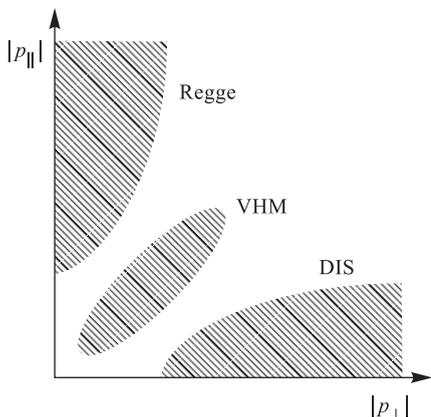


Рис. 1.

Полезно рассмотреть проекцию фазового пространства на плоскость величин продольного  $p_{\parallel}$  и поперечного  $p_{\perp}$  импульсов (см. рис. 1). Можно выделить следующие области.

- Модели мультипериферического типа относятся к области «Regge» [10]. Эта кинематика характеризуется малым, независимым от исходной энергии и множественности средним значением поперечного импульса (в этой области хорошо работает BFKL-подход).

- Область применимости пертурбативной КХД (с логарифмическим приближением в основе ее) относится к «глубоконеупругому рассеянию» (DIS). В этом случае поперечный импульс рожденных адронов значительно больше продольного [11] (DGLAP-подход).

- 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 VNM (ОБМ) [12].

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».

### 3. 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

$$|K_1(E, n)|^{2/l} \ll K_2(E, n), \quad l = 3, 4, \dots, \quad (1)$$

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  $\varepsilon_k$  — 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», которое было предложено 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 термализованное 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 (тэватрон). Вышесказанное можно проиллюстрировать в терминах распределения по множественности. Итак, давайте рассмотрим, что может произойти с ростом множественности.

- Мультипериферические модели «работают» до  $n_s \sim \tilde{n}(E)^2$ .
- «Жесткие» процессы дают вклад при больших значениях  $n > n_s$ .
- Однако идеологию лидирующего логарифма (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.

#### 4. ПРЕДСКАЗАНИЕ ГЕНЕРАТОРОВ СОБЫТИЙ

**РУТНИА.** Согласно нашему сценарию можно выделить три области значений множественности (см. рис. 2).

А. Можно заключить, что процессы, учитываемые этим генератором, не могут предсказать даже тенденцию к равновесию. Генератор событий РУТНИА может быть использован лишь в этой области.

*B.* Область перехода к термализованному состоянию. ОБМ принадлежит ей.

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

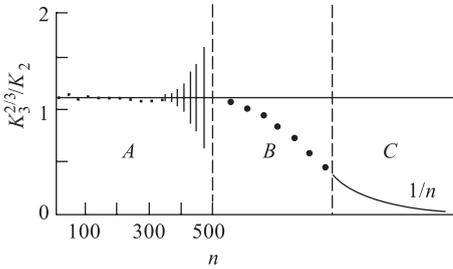


Рис. 2.

Как это 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 никакой термализации не может

происходить в областях «Regge» и DIS (см. рис. 1).

**HIJING.** Генератор HIJING 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.

## 5. 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 справедлива идеология LLA для пертурбативной квантовой хромодинамики (pQCD).

- Важно также изучить отношение средних величин импульсов рожденных частиц  $\langle p_{\parallel} \rangle / \langle p_{\perp} \rangle \rightarrow \pi/4$ . 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 чем единица, можно также ввести так называемый «химический потенциал»

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

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» (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 так называемый «хвост» распределения по множественности, чтобы
  - а) установить применимость  $S$ -матричного описания,
  - б) найти химический потенциал системы.

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

Это совершенно новая область исследований, которая будет изучена в Протвино на ускорителе ИФВЭ.

**Эксперименты CDF (FNAL), STAR (RHIC), ATLAS (LHC)\*.** Цель исследований:

- найти и исследовать свойства термализованного состояния;
- исследовать коллективные явления (типа фазовых переходов) в равновесной системе;
- исследовать область «малых  $x$ » с целью уточнить область применимости квантовой хромодинамики.

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

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

---

\* В других экспериментах на LHC, RHIC, тэватроне также принципиально возможно исследование области ОБМ и явления термализации.

## 6. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В настоящее время мы начали анализ первых данных об отношении энергетических корреляторов  $K_3^{2/3}/K_2$ , полученных в экспериментах STAR и CDF. Имеющиеся результаты слишком 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  $K_3^{2/3}/K_2$  с ростом множественности.

### 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 pQCD. Более того, существующие динамические модели не могут предсказать даже тенденции к равновесию.

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

- Вот почему была предложена новая теория возмущений с сильной связью, т. е. «топологическая КХД». Она описывает возмущения, сохраняющие топологию полей Янга–Миллса. Важно то, что она включает pQCD 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.

В заключение необходимо отметить, что только с помощью статистического подхода можно дать полное описание неупругого столкновения адронов.

Однако более общее утверждение заключается в том, что нельзя применять термодинамическое описание лишь на том основании, что мы имеем многочастичную систему. Такие попытки, к сожалению, часто предпринимались в различных областях исследований. Следует

обратить внимание на методы, позволяющие находить необходимые и достаточные условия термодинамического описания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Phys. Rep. 2001. V. 346. P. 1.
2. *Боголюбов Н. Н.* Проблемы динамической теории в статистической физике. М.: Гостехиздат, 1946.
3. *Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguen Van Hieu* // Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 611;  
*Feynman R.* // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415; CERN, TH-1707, 1973.
4. *Fermi E.* // Progr. Theor. Phys. 1950. V. 4. P. 570;  
*Landau L.* // Izv. AN SSSR. 1953. V. 17. P. 85;  
*Feinberg E.* // Phys. Rep. 1972. V. 56. P. 237;  
*Hagedorn R.* // Nuovo Cim. 1965. V. 35. P. 216;  
*Dremin I., Andreev I.* // Sov. Phys. Usp. 1977. V. 20. P. 381;  
*Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A.* // Nuovo Cim. Lett. 1973. V. 5. P. 907;  
*Van Hove L.* // Nucl. Phys. B. 1969. V. 11. P. 479.
5. *Manjavidze J., Sissakian A.* // J. Math. Phys. 2001. V. 42. P. 641.
6. *Schwinger J.* // J. Math. Phys. A. 1994. V. 9. P. 2363;  
*Keldysh L.* // Sov. Phys. JETP. 1964. V. 20. P. 1018;  
*Niemi A. J., Semenoff G.* // Ann. Phys. (N.Y.). 1984. V. 152. P. 105;  
*Carruthers P., Zachariassen F.* // Phys. Rev. D. 1986. V. 13. P. 950.
7. *Becattini F. et al.* hep-ph/0002267; hep-ph/00110221; hep-ph/0206203;  
*Braun-Munzinger P. et al.* nucl-th/9903010;  
*Heinz U., Kolb P. F.* hep-ph/0204061.
8. *Heinz U.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. 140c;  
*Braun-Munzinger P. et al.* hep-ph/0105229;  
*Oeschler H.* nucl-ex/0011007;  
*Zhong-Dao Lu.* hep-ph/0207029;  
*Baier R. et al.* hep-ph/0204211.
9. *Elliot J. B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1194;  
*Tsallis C.* // Lect. Notes in Phys. LNP. 2000. P. 560;  
*Kozlov G. A.* // New J. Phys. 2002. V. 4. P. 23;  
*Kharzeev D.* hep-ph/0204015;  
*Shuryak E.* hep-ph/0205031;  
*Dremin I. M., Nechitailo V. A.* hep-ph/0207068;  
*Gutay L. et al. (E-735 Collaboration (FNAL)).* Private commun.
10. *Gribov L. V.* // Proc. VIII LIYF Winter School Phys. Leningrad, 1973. V. 11. P. 5;  
*Baker M., Ter-Martirosyan K.* // Phys. Rep. C. 1976. V. 28. P. 1;  
*Kuraev E., Lipatov L., Fadin V.* // Sov. Phys. JETP. 1976. V. 44. P. 443;  
*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1976. V. 71. P. 840;  
*Lipatov L.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1975. V. 20. P. 94;  
*Gribov V., Lipatov L.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V. 15. P. 438; 675.

11. *Altarelli G., Parisi G.* // Nucl. Phys. B. 1977. V. 126. P. 298;  
*Andreev I. V.* Chromodynamics and Hard Processes at High Energies. М.: Nauka, 1981 (см. также ссылки в этой монографии).
12. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* // Phys. Rep. C. 1983. V. 100. P. 1.
13. *Манджavidзе И. Д., Сисакян А. Н.* // ТМФ. 2002. Т. 130. С. 153–216.
14. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Part. & Nucl. 2000. V. 31: Bogolyubov Conf. «Problems of Theoretical and Mathematical Physics», Moscow–Dubna–Kyev, 1999. P. 104.
15. *Сисакян А. Н., Манджavidзе И. Д.* Мини-рапортерский доклад на 31-й конф. ICHEP, Амстердам, 2002.