

УДК 539.17; 530.145

# ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И КОСМИЧЕСКИХ $\gamma$ -ВСПЛЕСКОВ

*И. Л. Розенталь*

Институт космических исследований РАН, Москва

*А. М. Снигирев*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
МГУ, Москва

ВВЕДЕНИЕ	142
ПРЕДЛОЖЕНИЕ ГЕЙЗЕНБЕРГА ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ (1936–1952)	143
ПРЕДЛОЖЕНИЕ ФЕРМИ О ПРИМЕНЕНИИ СТАТИСТИЧЕ- СКОЙ ФИЗИКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРО- ЦЕССОВ (1950)	145
ПРЕДЛОЖЕНИЕ ЛАНДАУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МНОЖЕ- СТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ И КРИТИЧЕСКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ РЕЛЯ- ТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ (1952)	146
СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ГИ- ДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ	147
ПРОБЛЕМЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГЕЙЗЕН- БЕРГА–ЛАНДАУ	149
РЕЛЯТИВИСТСКИ-ИНВАРИАНТНЫЕ НАЧАЛЬНЫЕ УСЛО- ВИЯ	149
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ В CERN НА ОБРАЗОВА- НИЕ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СТОЛКНОВЕ- НИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ НУКЛОНОВ И ЯДЕР	152
ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЯ И ИЗУЧЕНИЯ КВАРК- ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИО- НОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ (RHIC, LHC)	161

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ $\gamma$ -ВСПЛЕСКОВ	ТЕОРИЯ	КОСМИЧЕСКИХ	172
ЗАКЛЮЧЕНИЕ			176
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ			178

УДК 539.17; 530.145

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И КОСМИЧЕСКИХ $\gamma$ -ВСПЛЕСКОВ

*И. Л. Розенталь*

Институт космических исследований РАН, Москва

*А. М. Снигирев*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
МГУ, Москва

Рассматривается гидродинамическая теория процессов множественного рождения при высоких энергиях. Приводится краткая историческая справка о развитии этой теории, начиная с основополагающих идей Гейзенберга, Ферми, Ландау, и прослеживается тесная связь ее основных идей с концепцией кварк-глюонной плазмы. Обсуждаются вопросы диагностики кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных взаимодействиях. Приводятся возможные интерпретации особенностей, наблюдаемых в экспериментах по ультрарелятивистским столкновениям ядер на ускорителях SPS и RHIC, и обсуждаются перспективы наблюдения и исследования свойств кварк-глюонной плазмы на коллайдере LHC. На основе гидродинамической теории столкновений нейтронных звезд и черных дыр объясняются основные характеристики космических  $\gamma$ -всплесков.

We provide an overview of the hydrodynamic theory of multiple production processes at high energies. The short historical excursus to this theory development from the fundamental conceptions of Heisenberg, Fermi, Landau to the present-day status is given and the close connection between its main ideas and quark-gluon plasma conception is traced. The problems of quark-gluon plasma diagnostics in nucleus-nucleus interactions are discussed. We present the possible interpretations of peculiarities being observed in ultrarelativistic nuclei collisions experiments at accelerators SPS and RHIC and discuss the prospects for the observation and investigation of quark-gluon plasma properties at collider LHC. The main features of cosmic  $\gamma$ -flashes-up are explained in the framework of hydrodynamic theory of collisions of neutron stars and black holes.

### ВВЕДЕНИЕ

Начало нового тысячелетия совпало с юбилеями некоторых аспектов фундаментальной физики, которые могут быть основанием для исследований на ускорителях и в астрофизике. Это обстоятельство побудило авторов относительно кратко изложить теоретические и экспериментальные данные о явлениях, которые еще 50–60 лет назад казались фантазией выдающихся физиков второй половины XX века — Гейзенберга, Ферми и Ландау. В последнее

десятилетие произошел также неожиданный поворот в астрофизике. Загадочные космические  $\gamma$ -всплески, вызванные, несомненно, макроскопическими телами (с массой, превышающей массу Солнца  $M_{\odot}$ ), также могут быть интерпретированы на основе методики, развитой для объяснения столкновений микроскопических тел (см. разд. 9). Дело приняло даже несколько комический оборот. Астрофизики заимствовали (разумеется, без ссылок) из микрофизики термин *файербол* (fireball), который использовался много десятилетий тому назад для интерпретации взаимодействия релятивистских элементарных частиц.

Все отмеченные совпадения, наряду с важностью основных проблем, обсуждаемых в статье (столкновения элементарных частиц и ионов, а также интерпретация возникновения  $\gamma$ -всплесков), послужили стимулом для написания обзора.

В заключение отметим, что в последние годы методики исследований микрочастиц (ускорительная физика) и макротел (астрофизика) начали быстро сближаться.

### **1. ПРЕДЛОЖЕНИЕ ГЕЙЗЕНБЕРГА ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ (1936–1952)**

Начало 30-х гг. XX в. ознаменовалось несколькими фундаментальными открытиями, определившими развитие ядерной физики на многие десятилетия. Мы ограничимся здесь, пожалуй, только двумя — открытием нейтрона (1932) и рождением в одном акте многих частиц (множественные процессы) [1, 2]. Суть проблемы ясна: обнаружилось новые электронейтральные частицы (нейтроны), при взаимодействии которых одновременно рождалось несколько частиц — в противоречии с электродинамикой, в рамках которой взаимодействие двух электронов приводило к образованию только одного фотона.

Первыми, кто пытался разрешить проблему, были Борн и Инфельд [3]. Они опирались на классическую электродинамику Максвелла–Лоренца, в рамках которой возникает бесконечное значение массы электрона. Поэтому на расстояниях меньше  $r_0 \sim e^2/m_e \sim 10^{-13}$  см (при  $\hbar = c = 1$ ) следует учитывать квантовую физику. В рамках теории Борна–Инфельда частицы являются особыми точками электродинамических уравнений. Кроме того, классическая электродинамика не может описать множественные процессы.

В связи с возникшей проблемой Гейзенберг\* [4] обратил внимание на то, что теорию Борна–Инфельда следует модифицировать: заменить электроны

---

\*В 2001 г. отмечались столетние юбилеи Гейзенберга и Ферми.

и позитроны на протоны и нейтроны, а фотоны — на мезоны, допуская существенную нелинейность их взаимодействия (мезон–мезон). Эта гипотеза объясняла образование множества частиц в процессах. Однако в распоряжении Гейзенберга не было экспериментальных данных о взаимодействии мезонов, поэтому он по аналогии с  $\beta$ -распадом допустил, что лагранжиан взаимодействия мезонов имеет форму

$$L = l^{-4} \sqrt{1 + l^4 \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - (\text{grad } \varphi)^2 \right]}, \quad (1)$$

где  $l$  — константа, имеющая размерность длины. При расчетах Гейзенберг полагал  $l = \frac{1}{m_\pi}$  ( $m_\pi$  — масса пиона). Эта функция имеет следующие особенности. Если энергия столкновения невелика ( $E_0 \sim \frac{1}{l}$ ,  $E_0$  — полная энергия в с. ц. м.), то ее можно разложить в ряд по степеням  $l$ , тогда в первом приближении уравнения становятся линейными. В случае же больших энергий ( $E_0 \gg \frac{1}{l}$ ) существенны нелинейные члены, и вся энергия переходит в массу мезонов, а полная множественность

$$N \approx \frac{E_0}{m_\pi}. \quad (2)$$

В дальнейшем (после войны) Гейзенберг неоднократно возвращался к исследованию множественных процессов [5–7], и его теория получила простую физическую интерпретацию. В начальный момент после столкновения в системе устанавливается статистическое равновесие и некая энтропия, которая определяется значением  $E_0$ . Из-за сильного давления и нелинейности взаимодействия система расширяется, число частиц возрастает и достигает максимального значения (2). По существу, в своей модели Гейзенберг впервые ввел для описания микроскопических процессов методы макроскопической физики — гидродинамику. И хотя (как это будет показано далее) когерентная теория множественных процессов, предложенная Гейзенбергом, не согласуется с экспериментом, идея о связи между микро- и макроскопическими явлениями имеет глубокий смысл. Мы приведем в оригинале пророческое замечание, заимствованное из статьи [5], о связи между микро- и макроявлениями: «Es darf erwartet werden, dass in Zukunft die Begriffe der makroskopischen nicht-linearen Physik erfolgreich auf die Beschreibung mikroskopischen Phänomens angewandt werden können». («Можно ожидать, что макроскопическая нелинейная физика будет успешно интерпретировать микроскопические процессы».)

## 2. ПРЕДЛОЖЕНИЕ ФЕРМИ О ПРИМЕНЕНИИ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ (1950)

К сожалению, несмотря на красоту идей Гейзенберга, уже к началу 50-х гг. наметилось противоречие между его основным результатом (2) и экспериментальными данными, полученными на ускорителях, построенных в Москве и Беркли. Множественность (2) оказалась слишком большой, поэтому появились новые модели множественных процессов. В этом разделе мы кратко остановимся на теории, предложенной Ферми [8–10].

Уже в первых экспериментальных работах, посвященных множественным процессам (см., например, [8]), были получены указания на то, что формула (2) предсказывает слишком большую множественность.

Ферми в своей модели основывался на двух фундаментальных допущениях.

1. Вторичные частицы после их рождения образуют идеальный газ. Следовательно, после рождения они не взаимодействуют между собой и не возникает нелинейности, приводящей к большой множественности (2).

2. В большей части центральных соударений процесс развивается в лоренц-сжатом объеме с продольным расстоянием

$$r_{\parallel} \approx \frac{m_{\pi}}{E_0} \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \approx \frac{1}{E_0}. \quad (3)$$

В модели, предложенной Ферми, все действие разворачивается в диске с радиусом  $\frac{1}{m_{\pi}}$  и толщиной  $\frac{1}{E_0}$ .

Поскольку в данной модели газ, образованный в диске, идеален, то плотность энергии газа  $\sim T^4$ . Следовательно,  $E_0 \sim T^4 V$  ( $V \sim (m_{\pi}^2 E_0)^{-1}$  — объем, в котором концентрируется газ вторичных частиц). В этом случае концентрация частиц

$$n \sim T^3 \sim E_0^{3/2},$$

а полное число частиц

$$N \approx nV \sim \left( \frac{E_0}{m_{\pi}} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

что существенно меньше, чем в модели Гейзенберга. Разница объясняется, прежде всего, отсутствием нелинейности (вязкости) в идеальном газе, использованном Ферми в качестве основной формы вещества. Однако столь экстремистское предположение также противоречило экспериментальным распределениям по углам и энергиям.

**3. ПРЕДЛОЖЕНИЕ ЛАНДАУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ  
МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ  
И КРИТИЧЕСКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ  
ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ (1952)\***

Основная идея теории Ландау заключается в некотором «физическом усреднении» основных постулатов Ферми и Гейзенберга. Он предположил, что лоренц-сжатый объем, предложенный Ферми для описания множественных процессов, является лишь начальным состоянием системы. В дальнейшем совокупность частиц не является свободным газом, а разлетается в соответствии с законами релятивистской гидродинамики. Но в отличие от Гейзенберга Ландау полагал, что во множественных процессах гидродинамика рассматривает движение *идеальной* жидкости, т. е. энтропия ее остается неизменной, поэтому средняя множественность выражается формулой (4), которая приблизительно согласуется с экспериментальными данными.

Изложим далее кратко количественную сторону гидродинамической теории. Уравнения релятивистской гидродинамики имеют вид

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} = 0. \quad (5)$$

Допустим, что вязкость релятивистской жидкости пренебрежимо мала, тогда для тензора плотности энергии-импульса  $T_{ik}$  получим

$$T_{ik} = \omega u_i u_k - p g_{ik}, \quad (6)$$

где  $\omega = \varepsilon + p$  — тепловая функция единицы объема;  $u_i$  — 4-скорость ( $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ ,  $g_{00} = 1$ );  $p$  — давление;  $\varepsilon$  — плотность энергии; компонента 4-скорости  $u_i = v_i(1 - v^2)^{-1/2}$ ;  $v$  — обычная скорость;  $u_0 = (1 - v^2)^{-1/2}$  — лоренц-фактор элемента жидкости. Решение уравнений (5) и (6) зависит от уравнения состояния. Обычно принимают уравнение, соответствующее движению релятивистской жидкости:  $p = \varepsilon/3$ . Преимущество уравнения (6) сравнительно с методикой, предложенной Гейзенбергом, заключается в отсутствии сильной нелинейности, приводящей к рождению новых частиц. Однако использование гидродинамики (в отличие от фермиевского подхода) приводит к перераспределению относительных 4-импульсов частиц. Насколько нам известно, релятивистская гидродинамика для описания эволюции микрообъектов использована впервые в данной теории и является ярким подтверждением процитированной ранее мысли Гейзенберга о глубокой взаимосвязи между микро- и макрофизикой (см. также разд. 9).

---

\*В 1952 г. Ландау сделал доклад, который был опубликован в 1953 г. [11].

До сих пор мы не расшифровывали природу вторичных частиц, участвующих в гидродинамическом разлете или образовании статистической системы. Во времена Гейзенберга, Ферми и Ландау из сильновзаимодействующих частиц были известны только адроны, имеющие размеры, отличные от нуля, что приводило к дополнительным трудностям при интерпретации множественных процессов. Поэтому исследователи выдвигали гипотезы о существовании точечных адронов, которые обычно называли конститuentами, или старались обходить этот неприятный вопрос. Разрешение этой проблемы стало возможным после формулирования гипотезы кварков (Гелл-Манн (1964) [12]), и начиная с 1978 г. вещество, участвующее в гидродинамическом разлете, получило название кварк-глюонной плазмы [13]. Этот термин мы будем использовать в дальнейшем изложении.

Перейдем далее к анализу эволюции кварк-глюонной плазмы в рамках гидродинамической теории. Уравнения (5), (6) описывают перенос энергии-импульса в изолированной системе, свободно распространяющейся в вакууме. Поэтому в данном случае решение этих уравнений определяется исключительно начальными и граничными условиями. В качестве таковых Ландау выбрал лоренц-сжатый цилиндр, предложенный Ферми. Во время гидродинамической стадии температура  $T$  уменьшается, и естественно допустить, что когда температура

$$T \approx m_\pi, \quad (7)$$

то гидродинамическое течение заканчивается и начинается свободный разлет вторичных частиц (в основном пионов, возникших в результате конфайнмента кварков и глюонов). На пути получения окончательных результатов находится трудное решение уравнений (5), (6), которое Ландау в своей первой работе [11] получил в весьма грубом приближении. В дальнейшем Халатников [14] решил эти уравнения в одномерном приближении, которое имело лишь косвенное отношение к истинному решению реальной трехмерной задачи.

#### 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Точное решение трехмерных уравнений релятивистской гидродинамики при фермиевских условиях было получено в работах [15, 16]. Особенное внимание было обращено на вычисление поперечных (перпендикулярных линии относительного движения частиц) распределений. Именно в рамках гидродинамической теории были предсказаны две уникальные характеристики множественных процессов.

1. Поперечные импульсы вторичных частиц при столкновении двух релятивистских нуклонов относительно малы и при энергиях  $E_0 \sim 10^3$  ГэВ равны



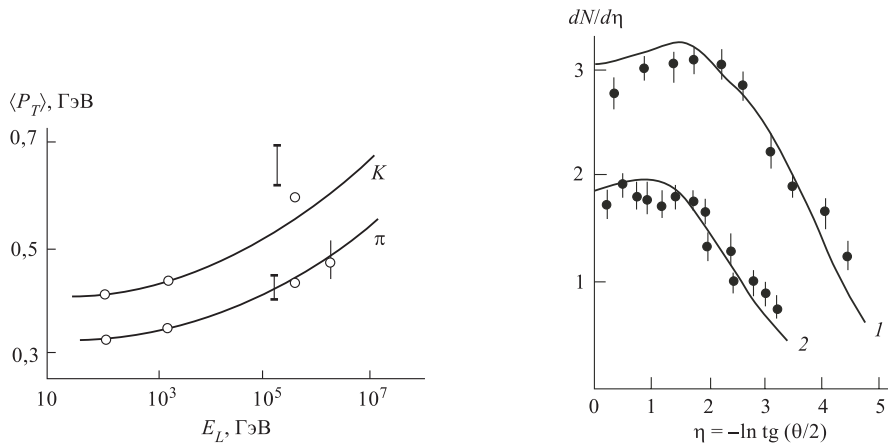


Рис. 1. Зависимость среднего поперечного импульса  $\langle P_T \rangle$  вторичных частиц (пионов и каонов) от энергии  $E_L$  в л. с. при столкновении двух нуклонов

Рис. 2. Распределения по псевдобыстротам  $dN/d\eta$  вторичных частиц при столкновении двух протонов,  $s^{1/2} = E_0 \sim 540$  (1) и 53 ГэВ (2). Сплошные кривые — результаты расчета по гидродинамической теории

для пионов  $\sim 0,4$  ГэВ, а для каонов  $\sim 0,6$  ГэВ. Следовательно, средний поперечный импульс  $\langle P_T \rangle$  по порядку величины совпадает с массой вторичной частицы (см. рис. 1).

2. Значение  $\langle P_T \rangle$  очень слабо (примерно как  $E_0^{1/5}$ ) возрастает с энергией. На рис. 1 представлены экспериментальные и теоретические данные о поперечных импульсах. На рис. 2 изображены угловые распределения (распределения по псевдобыстротам) вторичных частиц для энергий  $E_0 \sim 53$  и 540 ГэВ [17].

Весьма важным предсказанием, сделанным Фейнбергом на основе гидродинамической теории, является утверждение, что при столкновении быстрых адронов (в том числе и нейтронов) должны рождаться лептоны и фотоны [18]. Это явление имеет простой физический смысл: кварк-глюонная плазма состоит из электроразряженных частиц, поэтому при их взаимодействии должны рождаться легкие «электромагнитные» частицы. Это предсказание, оставшееся вначале почти незамеченным, стало играть впоследствии основополагающую роль при изучении кварк-глюонной плазмы (см. разд. 7).

Таким образом, гидродинамическая теория столкновений быстрых нуклонов *предсказала* (а не только интерпретировала) основные характеристики множественных процессов.

Однако все же ситуация не была абсолютно радужной.

1. До 80-х гг. исследовались, в основном, столкновения нуклонов, а не

тяжелых ядер.

2. Доказательства существования кварк-глюонной плазмы были недостаточно убедительны. В первую очередь, это обстоятельство было связано с отсутствием ускорителей тяжелых ионов. Разделы 7 и 8 статьи посвящены этому вопросу.

## 5. ПРОБЛЕМЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГЕЙЗЕНБЕРГА–ЛАНДАУ

Хотя гидродинамическая теория предсказала или объяснила основные характеристики множественных процессов, все же осталась некоторая неудовлетворенность произволом выбора начальных условий гидродинамического разлета в форме лоренц-сжатого диска [19, 20].

Суть возражений сводится к возможному противоречию толщины изолированных слоев, на которые можно разбить первичный диск, принципу неопределенности. Это серьезное возражение основывается на допущении возможности существования в рамках гидродинамики абсолютно изолированных слоев вещества. Рассмотрим это возражение подробнее. Если  $n$  — число таких слоев, то очевидно, что для выполнения принципа неопределенности должно выполняться условие

$$n > 1. \quad (8)$$

В действительности, как показано в книге [21], число  $n$  удовлетворяет условию

$$n^2 \approx 7, \quad (9)$$

что согласуется с соотношением (8). Но очевидно, что малый «запас прочности» этого соотношения не может вызвать полного удовлетворения, поэтому начальные условия (сжатый диск), выбранные Ландау, можно скорее полагать постулатом, а не аксиомой. Именно это обстоятельство стимулировало релятивизацию начальных условий Ферми–Ландау (этот подход подробно рассмотрен ниже).

## 6. РЕЛЯТИВИСТСКИ-ИНВАРИАНТНЫЕ НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Начальные условия Бьёркена [22] для гидродинамических уравнений (5) были основаны на предположении о существовании центрального плато в распределении частиц по быстроте в нуклон-нуклонных, нуклон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях. Наличие такого плато означает, что эволюция системы выглядит одинаково во всех системах отсчета, в которых образовавшиеся возбужденные ядра сразу после столкновения представляют собой лоренц-сжатые диски, удаляющиеся в противоположных направлениях

от точки столкновения со скоростью света. Если этот тип симметрии предположить в качестве начальных условий, то гидродинамические уравнения сохраняют его, приводя к простому скейлинговому решению\*. В частности, для центральных столкновений больших ядер жидкость вблизи оси столкновения  $z$  расширяется продольно и однородно. Элементы жидкости посредине двух разлетающихся дисков покоятся, в то время как находящиеся на расстоянии  $z$  от средней точки движутся со скоростью  $z/t$ , где время  $t$  отсчитывается от момента столкновения. Эта картина модифицируется на больших поперечных расстояниях, сравнимых с радиусом ядер, — таких расстояниях, до которых дошел фронт волны разрежения, движущейся внутрь со скоростью звука. Для больших поперечных расстояний жидкость расширяется радиально, охлаждаясь быстрее, чем жидкость, находящаяся ближе к оси столкновения.

Таким образом, в модели Бьёркена формирование частиц происходит на гиперповерхности одинакового собственного времени  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ , а все термодинамические величины не зависят от пространственной быстроты

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z}. \quad (10)$$

При скейлинговом значении 4-скорости жидкости

$$u_\mu = \frac{1}{\tau} \{t, 0, 0, z\} \quad (11)$$

из уравнений (5) определяется плотность энтропии

$$s(\tau) = \frac{s(\tau_0)\tau_0}{\tau}, \quad (12)$$

где  $\tau_0$  — момент формирования кварк-глюонной плазмы. При этом необходимо использовать только термодинамические тождества

$$\varepsilon + p = Ts, \quad s = \frac{dp}{dT}, \quad (13)$$

где  $T$  — температура. Определение уравнения состояния требуется для вычисления температуры. В частности, для ультрарелятивистского уравнения состояния

$$p = \varepsilon/3, \quad (14)$$

которое, как следует из решеточных расчетов (см., например, [23]), является хорошим приближением для кварк-глюонной плазмы при высоких температурах  $T \geq 2T_c$  ( $T_c$  — температура кварк-адронного фазового перехода),

---

\*Решение, инвариантное относительно масштабных преобразований ( $t \rightarrow \lambda t, z \rightarrow \lambda z$ ).

получим

$$T = T_0 \left( \frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/3}. \quad (15)$$

Одно из замечательных свойств скейлингового решения (12) — сохранение энтропии на единицу быстроты в процессе эволюции. В самом деле, в системе отсчета, в которой элемент жидкости покоится,

$$d^3x = d^2x_{\perp} \tau dy.$$

Тогда энтропия, содержащаяся в интервале  $dy$  около  $y = 0$ , равна

$$dS = \int s_0 d^3x = \tau s \int d^2x_{\perp} dy$$

и

$$\frac{d}{d\tau} \frac{dS}{dy} = \frac{d}{d\tau} (\tau s) \int d^2x_{\perp} = 0.$$

Этот результат позволяет оценить множественность в центральной области быстрот. Если энтропия сохраняется во время гидродинамического расширения, то число пионов в конечном состоянии (множественность на единицу быстроты) пропорционально плотности энтропии. И наоборот, зная множественность в конечном состоянии, можно оценить как плотность глюонов в начальном состоянии, так и плотность энергии (температуру) среды, образовавшейся в результате столкновения ультрарелятивистских ядер (см. разд. 8).

На рис. 3 показаны основные этапы образования и пространственно-временной эволюции материи в релятивистском ядро-ядерном соударении в скейлинговой гидродинамике (формирование и расширение кварк-глюонной плазмы, кварк-адронный фазовый переход, расширение и распад адронной жидкости), определение временного масштаба каждого из которых представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу.

Численное решение гидродинамических уравнений (5) для трехмерного расширения идеальной цилиндрически-симметричной кварк-глюонной жидкости подтверждает подобное описание ее эволюции [24]: центральное плато  $|y| < y_0 - c_s \ln(\tau/\tau_0)$  и  $r < R_0 - c_s(\tau - \tau_0)$ , т. е. область, до которой не дошел фронт волны разрежения, описывается одномерным скейлинг-решением, если скейлинг задается как начальное условие ( $y_0$  и  $R_0$  — начальная ширина продольного и поперечного плато соответственно,  $c_s = \sqrt{dp/d\varepsilon}$  — скорость звука). Однако в случае формирования долгоживущего (со временем жизни  $\geq R_0/c_s$ ) состояния в ядро-ядерном соударении поперечное расширение может играть существенную роль на более поздних стадиях адронизации и «вымораживания» адронов, и его модельный учет является вполне актуальной задачей.

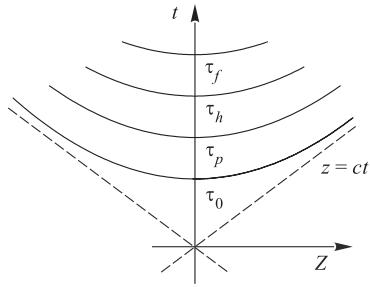


Рис. 3. Схематическая картина основных этапов образования и эволюции материи в релятивистском ядро-ядерном соударении в скейлинговой гидродинамике: собственному времени  $\tau_0$  соответствует момент формирования кварк-глюонной плазмы;  $\tau_p$  — начало кварк-глюонного фазового перехода (смешанная фаза);  $\tau_h$  — завершение смешанной фазы;  $\tau_f$  — распад адронной жидкости («вымораживание»)

Одним из распространенных методов приближенного решения трехмерных гидродинамических уравнений является усреднение термодинамических величин по радиальному (для сферической симметрии [25]) или поперечному (для цилиндрической симметрии [26–30]) направлениям. В результате применения этой процедуры уравнения в частных производных сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям. При этом, как правило, термодинамические величины полагаются однородными в поперечном направлении, т. е. фактически используются некоторые их средние значения, что дает возможность использовать такие модели для относительно простого вычисления интегральных характеристик реакции (например, интенсивности излучения фотонов и дилептонов из всего объема расширяющейся материи, адронных спектров, энергетических потерь жестких партонов в среде).

### 7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УКАЗАНИЯ В CERN НА ОБРАЗОВАНИЕ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ НУКЛОНОВ И ЯДЕР

На специальном семинаре в CERN 10 февраля 2000 г. были представлены весьма убедительные свидетельства существования нового состояния материи, в котором кварки, будучи связанными в обычном веществе в более сложные частицы, такие как протоны и нейтроны, освобождаются и могут двигаться свободно по всему объему. Эти свидетельства явились результатом совокупности данных, полученных в семи экспериментах программы по тяжелым ионам, проводимой в CERN с 1994 г. Целью этой программы было создание в результате столкновения ионов свинца огромных плотностей энергии, при которых могли бы разрушиться силы, связывающие кварки. Ионы свинца ускорялись до энергии 33 ТэВ (или 160 ГэВ/нуклон) в лабораторной системе отсчета и попадали на мишени семи различных экспериментальных детекторов, которые включали измерение разных аспектов соударений  $Pb + Pb$  и  $Pb + Au$ .

Приведем полученные в экспериментальных группах NA44 [31–33], NA45 [34–36], NA49 [37–39], NA50 [40–42], NA52 [43–45], WA97/NA57 [46–48] и WA98 [49–51], наиболее важные данные и их возможные интерпретации.

**7.1. Спектры адронов; коллективное поперечное движение.** Из-за сильного взаимодействия рожденные в первоначальном столкновении ядер адроны не сразу попадают в детектор: они испытывают множество вторичных перераспределений, прежде чем покинут фэйрбол. В результате, когда они перестают взаимодействовать, размер конечного фэйрбола во много раз ( $\sim 30 \div 50$ ) превышает размер начального. Эту информацию можно получить, используя метод двухчастичных корреляций [52–55]. В точке, где адроны уже свободны, их число достаточно велико, а их импульсное распределение еще хранит «память» о ранней плотной стадии столкновения, информацию о которой можно извлечь на основе комбинированного анализа конечного адронного состояния. Этот анализ показывает [31–51], что в момент «вымораживания» (freeze-out), т. е. в момент, когда адроны перестают взаимодействовать, фэйрбол расширяется с огромной скоростью, превышающей  $0,5 c$ , и очень близок к состоянию термального равновесия с температурой порядка  $100 \div 120$  МэВ.

Напомним, что в термальных моделях [56] спектр конечных адронов задается в виде суперпозиции [57] термального распределения и коллективного движения жидкости, подчиняющегося гидродинамическим уравнениям (5):

$$E \frac{d^3 N}{d^3 P} = \int_{\sigma} f(x, P) P^{\mu} d\sigma_{\mu} \quad (16)$$

с инвариантной функцией распределения Бозе–Эйнштейна для частиц с целым спином (функция Ферми–Дирака для частиц с полуцелым спином и знаком «+» в уравнении (17))

$$f(x, P) = \frac{g_h}{(2\pi)^3} \left( \exp \left( -\frac{u^{\mu}(x) P_{\mu}}{T} \right) - 1 \right)^{-1}, \quad (17)$$

где  $P^{\mu}$  и  $u^{\mu}$  — 4-импульс адрона и локальная 4-скорость жидкости соответственно;  $g_h$  — число адронных степеней свободы. Интегрирование проводится по гиперповерхности  $\sigma$  с температурой распада адронной жидкости (так называемой температурой «вымораживания»)  $T = T_f$ .

Сравнение (16) с экспериментальными импульсными спектрами адронов (рис. 4) [32] и позволяет определить коллективную скорость и температуру «вымораживания». При фиксированной температуре  $T_f = 140$  МэВ величина средней поперечной скорости  $\langle v_T \rangle = 0,4 c$  и  $0,27 c$  для Pb + Pb- и S + S-столкновений соответственно. Фитирование обнаруживает антикорреляцию между температурой  $T_f$  и максимальной поперечной скоростью. В

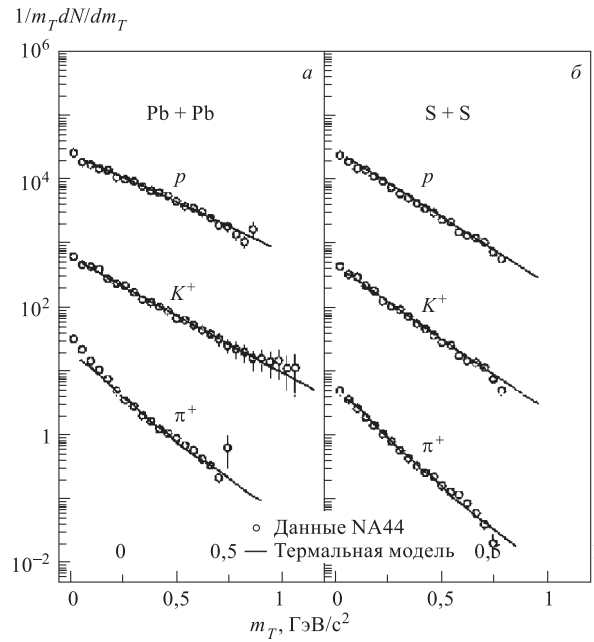


Рис. 4. Распределения по поперечной массе  $1/m_T dN/dm_T$  (произв. единицы) для пионов, каонов и протонов (кружки) в столкновениях Pb + Pb (158 A · ГэВ) (а) и S + S (200 A · ГэВ) (б) в сравнении с вычислениями в термальной модели. В пионных спектрах учитываются распады резонансов. Для каонов и протонов вклад от распада резонансов пренебрежимо мал

диапазоне температур  $100 < T_f < 150$  МэВ одинаково хороши все подгонки. Наблюдаемый взрыв (большая скорость) свидетельствует о сильном давлении на ранней стадии эволюции системы.

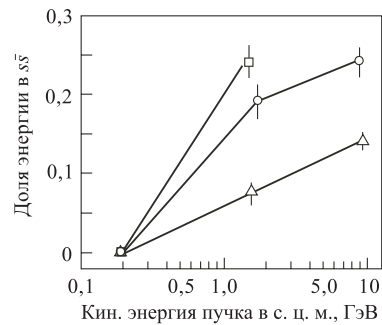
**7.2. Усиление выхода странных частиц.** Теоретический анализ измеренных относительных множественностей адронов показывает, что они находились в состоянии химического равновесия при температуре порядка 170 МэВ, что соответствует более ранней стадии столкновения, при которой адроны должны распадаться на кварки и глюоны. Наблюдаемые экспериментальные данные тем не менее можно объяснить, предполагая, что при этой температуре адроны были образованы в результате процесса адронизации из предшествующей кварк-глюонной системы. Последующие взаимодействия адронов, обусловленные давлением, расширением и охлаждением файерболла, не сильно изменяют относительное содержание адронов. Вот почему после учета распада нестабильных резонансов конечные измерения множе-

ственности адронов соответствуют скорее условиям кварк-адронного фазового перехода.

При этих условиях, как было показано еще двадцать лет назад [58,59], выход странных адронов соответствует максимально возможному значению, так как  $s$ -кварковая составляющая плазмы быстро переходит в состояние химического равновесия в результате интенсивных глюон-глюонных взаимодействий  $gg \rightarrow s\bar{s}$ , в то время как при ненулевой барионной плотности происходит статистическое подавление рождения легких  $u\bar{u}$ - и  $d\bar{d}$ -пар вследствие принципа Паули. В химически равновесном адронном газе отношение множественности странных и нестранных частиц должно определяться лишь отношением их масс, например, каоны будут «термально» подавлены по сравнению с пионами в  $\exp(m_K/T_f)/\exp(m_\pi/T_f)$  раз, т. е.  $K^\pm/\pi^\pm \simeq 0,2$  при  $T_f \simeq m_\pi$ .

Избыток странных частиц в столкновении тяжелых ядер по сравнению с соответствующими адрон-адронными соударениями наблюдался в ряде экспериментов в CERN. В общем, если провести нормировку на число нуклонов «участников», то это усиление соответствует фактору 2 (NA49), но для адронов, содержащих более одного странного кварка, усиление еще больше (WA97, NA49, NA50), вплоть до фактора 15 в случае  $\Omega$ -гиперона и его античастицы. Отметим, что относительное увеличение усиления с ростом числа странных кварков, входящих в состав адрона, трудно объяснить в моделях адронных перерассеяний, в которых рождение вторичных адронов, содержащих более одного странного кварка, подавлено их большой массой и малым сечением. Экспериментально усиление странности было обнаружено не только в столкновениях Pb + Pb, но также и в центральных столкновениях серы с нуклонами (NA35, WA85, WA95). Это согласуется с оценкой плотности энергии выше критической величины 1 ГэВ/фм<sup>3</sup> даже для этих столкновений. На рис. 5 показана доля полной, выделенной в центральных ядро-ядерных соударениях энергии, которая уносится всеми странными частицами ( $A_h + A_h = \text{Si} + \text{Al}$ , S + S и  $A_l + A_l = \text{Au} + \text{Au}$ , Pb + Pb) [60]. Видно, что уже при энергиях в системе центра масс сталкивающихся нукло-

Рис. 5. Доля полной энергии, выделяемой в центральных ядро-ядерных соударениях, которая уносится всеми странными частицами, как функция кинетической энергии в с. ц. м. сталкивающихся нуклонов. Треугольники соответствуют нуклон-нуклонным взаимодействиям; кружки — взаимодействия легких ядер ( $A_h + A_h = \text{Si} + \text{Al}$ , S + S); квадраты — взаимодействия тяжелых ядер ( $A_l + A_l = \text{Au} + \text{Au}$ , Pb + Pb)





нов  $\sqrt{s} \geq 2$  ГэВ доля уносимой странными частицами энергии значительно выше в ядро-ядерных, чем в нуклон-нуклонных столкновениях.

**7.3. Спектры лептонов и фотонов.** В отличие от адронов лептоны и фотоны не испытывают сильного взаимодействия, могут почти свободно рождаться и покидать ядерную материю на протяжении всех этапов ее эволюции. При этом спектры тепловых фотонов и пар лептонов (дилептонов) весьма чувствительны к температуре среды, что создает возможность измерения начальной температуры и других термодинамических характеристик системы. Эта идея лептонной и фотонной диагностики кварк-глюонной плазмы была впервые выдвинута Е. Л. Фейнбергом [61] и затем развита во многих работах ([13, 62–68] и др.).

Однако для надежной диагностики начального состояния необходимо идентифицировать тепловые дилептоны и фотоны на фоне распадов резонансов, некоррелированного распада адронов и жестких КХД-процессов в некотором «окне» инвариантных масс спектра дилептонов и поперечных импульсов фотонов. В области малых поперечных импульсов фотонов  $q_T$  и небольших масс дилептонов  $M \leq 0,5$  ГэВ/ $c^2$  существенный вклад дают распады  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\omega$  типа  $\pi^0, \eta \rightarrow l^+l^-\gamma$ ,  $\omega \rightarrow l^+l^-\pi^0$ . На поздних стадиях эволюции адронной системы имеет место прямой распад резонансов  $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $\psi$  на пары  $l^+l^-$ , дающий вклад в область масс дилептонов, близкий к массе резонанса. Большой вклад в спектр фотонов дает электромагнитный распад нейтральных пионов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , в то время как влияние некоррелированного распада пионов и каонов  $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu})$  на спектр дилептонов будет существенным только при очень больших значениях множественности вторичных частиц в столкновении тяжелых ядер при энергиях RHIC и особенно LHC. Распад чармированных адронов  $D\bar{D} \rightarrow l^+l^-$  (а при энергиях коллайдеров и  $B\bar{B}$ ) дает основной вклад в промежуточную область масс спектра дилептонов  $1,5 \leq M \leq 2,5$  ГэВ/ $c^2$ . И наконец, процессы начального жесткого рассеяния типа  $qg \rightarrow q\gamma$ ,  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  и рождение пар Дрелла–Яна  $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ , происходящие на самой ранней стадии в результате отдельных жестких нуклон-нуклонных рассеяний, доминируют в области больших  $q_T$  фотонов и  $M \geq 4$  ГэВ/ $c^2$  дилептонов соответственно.

Группа NA45 в столкновении Pb + Au наблюдала превышение выхода  $e^+e^-$ -пар в области инвариантных масс  $250 \leq M \leq 700$  МэВ/ $c^2$  почти в три раза по сравнению с ожидаемым значением от известных нетепловых источников, дающих соответствующий вклад в адрон-адронные и адрон-ядерные соударения. В качестве примера на рис. 6 показан спектр масс электрон-позитронных пар в столкновении Pb + Au при 158 ГэВ/нуклон (эксперимент CERES) в сравнении с различными вкладами от адронных распадов [34]. Интересным фактом при этом является то, что рост множественности  $e^+e^-$ -пар с увеличением полной множественности заряженных частиц  $dN^\pm/dy$  в ядро-ядерных соударениях ближе к квадратичной зависимости, согласую-

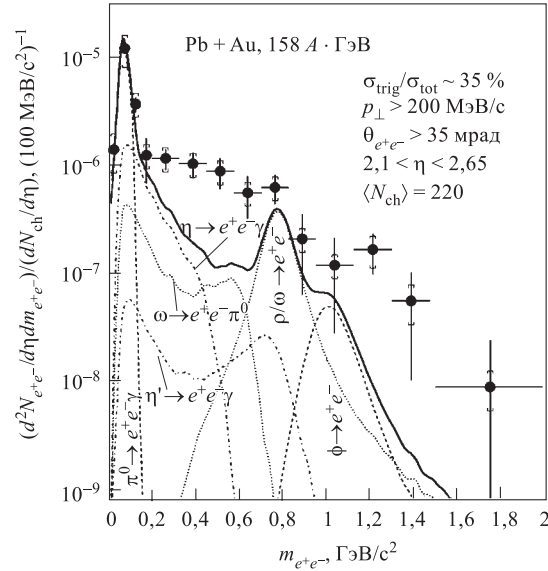


Рис. 6. Спектр масс  $e^+e^-$ -пар в столкновении Pb + Au ( $158 A \cdot \text{ГэВ}$ ) [34], нормированный на наблюдаемую плотность заряженных частиц по быстроте. Статистические ошибки показаны в виде вертикальных и горизонтальных отрезков. Систематические ошибки приведены отдельно в квадратных скобках. Жирная линия — вклад от всех адронных реакций, перемасштабированный от  $pA$ -столкновений. Также показаны вклады от отдельных каналов

шейся с механизмом тепловой радиации из горячей кварковой (глюонной) или адронной материи (интенсивность аннигиляции пропорциональна числу пар частица–античастица [69]), чем к линейной, которая ожидается в результате адронных распадов.

Однако учет модификации свойств векторных мезонов в плотной среде (падение массы и увеличение ширины распада с ростом плотности барионного заряда и увеличением температуры, связанное с частичным восстановлением киральной симметрии [70, 71]) позволяет описать спектр  $e^+e^-$ -пар в ядронных соударениях без привлечения механизма тепловой радиации [72].

«Прямое» наблюдение кварк-глюонной плазмы было бы возможно через электромагнитное излучение кварков во время горячей начальной стадии. Поиски такого излучения затруднены из-за большого фона от других источников. В эксперименте CERES [73] (S + Au) в диапазоне  $0,4 \leq q_T \leq 2 \text{ ГэВ}/c$  и в эксперименте HELIOS-2 [74] (CO + W, S + W) в диапазоне  $0,1 \leq q_T \leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$  не наблюдалось избытка фотонов по сравнению с ожидаемым значе-

нием от адронных распадов на уровне 10 % систематической ошибки. Слабый избыток фотонов (не более 5 %) в области  $0,5 \leq q_T \leq 2,5$  ГэВ/с находится в пределах  $\sim 5\%$  систематической ошибки (в эксперименте WA80 [49, 75] (S + Au)). При этом множественность фотонов растет линейно с полной множественностью, что вполне согласуется со стандартным механизмом адронных распадов.

**7.4. Подавление тяжелых кваркониев.** Предсказываемое подавление выхода  $\psi$ -резонансов в релятивистских ядро-ядерных соударениях в случае формирования кварк-глюонной плазмы первоначально было основано на простой и красивой идее: связанное состояние  $c\bar{c}$ -пары не может существовать, когда длина цветовой экранировки в плазме  $r_D$  меньше, чем радиус связанного состояния  $\langle r_\psi^2 \rangle^{1/2}$  [76, 77]. В последнее время широко рассматривается также динамический механизм диссоциации кваркониев в результате их столкновений с сопутствующими (т. е. движущимися с такой же продольной быстротой) глюонами [78–80]. Сечение расщепления чармония (с энергией связи  $\varepsilon_\psi$ ) глюоном с импульсом  $P_g$  может быть оценено в соответствии с формулой [78]

$$\sigma_{g\psi}(P_g) = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{32}{3}\right)^2 \left(\frac{m_c}{\varepsilon_\psi}\right)^{1/2} \frac{1}{m_c^2} \frac{(P_g/\varepsilon_\psi - 1)^{3/2}}{(P_g/\varepsilon_\psi)^5}, \quad (18)$$

где  $m_c$  — масса  $c$ -кварка. Характерная передача импульса в случае диссоциации в кварк-глюонной плазме при температуре  $T$  примерно равна среднему импульсу «теплового» глюона  $\langle P_g \rangle_T \simeq 3T$ , и уже для  $T = 200$  МэВ получим  $\langle P_g \rangle_T \simeq 0,6$  ГэВ — порядка энергии связи  $J/\psi$ ,  $\varepsilon_{J/\psi} \simeq 0,64$  ГэВ, что достаточно для расщепления связанного состояния. В адронном газе при температуре  $T$  средний импульс адрона  $\langle P_h \rangle_T \simeq 3T$ , а распределение «жестких» глюонов в пионе ( $x = P_g/P_h \rightarrow 1$ ) имеет вид  $g(x) = 0,5(1-x)^3$ , т. е. средний импульс связанного глюона составляет  $\langle P_g \rangle_h \simeq \langle P_h \rangle_T/5 \simeq 3T/5$ , что недостаточно для диссоциации  $J/\psi$  при  $T \leq 1$  ГэВ. В то же время небольшое значение энергии связи  $\psi'$ -резонанса  $\varepsilon_{\psi'} = 0,06$  ГэВ приводит к тому, что он может распадаться как в партонной, так и в адронной «горячей» материи.

Помимо диссоциации в кварк-глюонной плазме или адронном газе важным механизмом подавления выхода тяжелых кваркониев является предрезонансное поглощение в «холодной» ядерной материи, которое должно проявляться уже в адрон-ядерных взаимодействиях [81, 82].

Данные по рождению  $J/\psi$ -резонансов (идентифицируемых как пики в спектре по эффективной массе  $\mu^+\mu^-$ -пар) в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии CERN–SPS 200 ГэВ/нуклон согласуются со стандартным сценарием предрезонансного поглощения в «холодном» ядерном веществе вплоть до соударений S + U (NA38 [83–85]); однако в соударениях Pb + Pb при энергии 158 ГэВ/нуклон было зафиксировано [86] аномально сильное поглощение  $J/\psi$  (в пределах 10 стандартных отклонений от стандартного сценария), которое усиливается с ростом среднего расстояния, проходимого парой  $c\bar{c}$  в ядерном веществе, и может быть интерпретировано как результат формирования кварк-глюонной плазмы [87–89]. Заметим, что экспериментальная нормировка выхода чармониев проводилась на сечение «неподавляемого» процесса — рождения жестких мюонных пар Дрелла–Яна ( $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ ), которое пропорционально числу бинарных нуклон-нуклонных субстолкновений в ядро-ядерном взаимодействии,  $\sigma_{AB \rightarrow \psi} / \sigma_{AB}^{\text{DY}}$  и  $\sigma_{AB}^{\text{DY}} = A \cdot B \sigma_{NN}^{\text{DY}}$ . В то же время «аномальное» поглощение  $\psi'$ -резонанса наблюдается уже в столкновениях S + U и усиливается в соударениях Pb + Pb.

Благодаря большой статистике данные, собранные группой NA50 в течение сеансов 1996 г., позволили провести внутреннюю проверку поведения сечения рождения  $J/\psi$  в зависимости от типа столкновений, классифицированных по центральности от самых периферических до самых центральных. В этих измерениях, которые свободны от многих неоднозначностей, существующих при сравнении со столкновениями различных ионов, наблюдается очень резкое изменение зависимости сечения рождения  $J/\psi$  от прицельного параметра вблизи значения 8,5 фм. В то время как более периферические

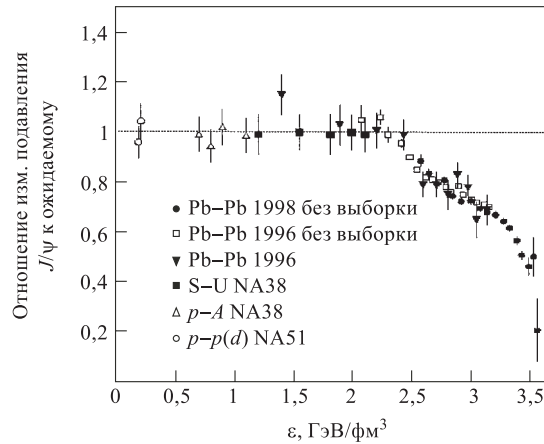


Рис. 7. «Аномальное  $J/\psi$ -подавление» как функция начальной плотности энергии  $\varepsilon$  [42]

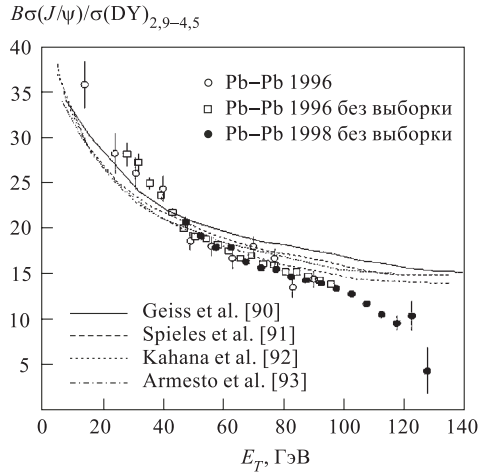


Рис. 8. Отношение сечения рождения  $J/\psi$  к сечению рождения пар Дрелла-Яна как функция измеренной поперечной энергии  $E_T$  в сравнении с различными моделями [90–93]

ри [90–93]. Можно сказать, что ни одна из них не способна описать одновременно детальное поведение аномального подавления, наблюдаемого в Pb + Pb-столкновениях, и «нормальное» подавление, наблюдаемое для более легких ядер.

**7.5. Некоторые итоги.** Картина кварк-глюонной плазмы очень похожа на головоломку по собиранию мозаики. Данных любого эксперимента недостаточно, чтобы обеспечить полную картину, но комбинированные результаты всех экспериментов согласуются с концепцией образования кварк-глюонной плазмы, в то время как попытки объяснить всю совокупность данных в рамках хорошо известных взаимодействий между частицами терпят неудачу. Хотя все доказательства косвенны и неоднозначны, тем не менее можно считать, что мы имеем дело с новым состоянием материи, в котором кварки и глюоны не связаны. Это состояние материи, не наблюдавшееся ранее, при плотности энергии на порядок выше, чем внутри атомного ядра, близко к условиям, существовавшим в первые микросекунды Большого взрыва.

Подводя итоги, условно эволюцию ядро-ядерных взаимодействий можно разбить на следующие этапы.

1. Два сталкивающихся ядра высвобождают энергию в зоне реакции. Эта энергия существует короткое время в виде кварков и глюонов, сильно взаимодействующих между собой.

взаимодействия согласуются с кривой, основанной на картине поглощения, которая хорошо описывает данные, полученные с более легкими ядрами, в центральных событиях проявляется дополнительное сильное аномальное подавление. На рис. 7, 8 [42] приведены выходы  $J/\psi$  мезонов как функция центральности столкновений. Центральность столкновений определялась по количеству высвобождаемой поперечной энергии  $E_T$ , через которую, используя формулу Бьёркена, можно определить плотность энергии. Для объяснения экспериментально наблюдаемого подавления  $J/\psi$  было построено несколько обычных адронных моделей, не включающих фазовый переход к партонной мате-

2. Это раннее плотное состояние имеет плотность энергии 3–4 ГэВ/фм<sup>3</sup>, что эквивалентно температуре  $\sim 240$  МэВ. При таких условиях подавляется число  $J/\psi$ , увеличивается странность, и фэйрбол начинает расширяться в соответствии с уравнениями гидродинамики.

3. «Кварк-глюонная плазма» охлаждается и становится более разреженной.

4. При плотности энергии  $\sim 1$  ГэВ/фм<sup>3</sup> (температура 170–180 МэВ) кварки и глюоны превращаются в адроны и конечные относительные множественности частиц «замораживаются».

5. При плотности энергии  $\sim 50$  ГэВ/фм<sup>3</sup> (температура 100–120 МэВ) адроны перестают взаимодействовать. В этой точке коллективная скорость расширения фэйрбола составляет  $\sim 0,5c$ .

## 8. ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЯ И ИЗУЧЕНИЯ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ (RHIC, LHC)

Результаты экспериментов в CERN дают только первые указания на образование кварк-глюонной материи в ядро-ядерных столкновениях. Все остальные «куски мозаики», т. е. свойства кварк-глюонной плазмы при низких и высоких температурах, можно будет изучать на ускорителях RHIC и LHC. Первые данные, полученные в Брукгейвенской национальной лаборатории (BNL) коллаборациями STAR, PHENIX, PHOBOS и BRAMS и представленные на конференции «Quark Matter 2001» [94], подтверждают «картину» ядро-ядерных взаимодействий с образованием кварк-глюонной плазмы на ранней стадии эволюции.

**8.1. Глобальные ограничения на начальные условия.** Начальная плотность материи в соответствии с оценкой Бьёркена [22] определяется через распределение частиц по быстроте. Первые результаты коллаборации PHOBOS [95, 96] (рис. 9) показывают, что зависимость от энергии распределения заряженных частиц по псевдобыстроте  $\frac{dN_{ch}}{d\eta N_{part}}$ , нормированного на число нуклонов-участников\*  $N_{part}$ , сильно отличается от  $p + p$ - и  $p + \bar{p}$ -соударений. Видно, что в центральной области быстрот в центральных Au + Au-соударениях рождается почти на 50 % больше частиц, приходящихся на один барион-участник, чем в  $p + p$ -соударениях при одинаковой энергии на один барион. Кривая на рис. 9 — предсказание двухкомпонентной модели

---

\*Нуклоны-участники — нуклоны, взаимодействующие неупруго и, значит, участвующие в столкновении; остальные нуклоны — спектаторы — не участвуют во взаимодействии и движутся в направлении пучка.

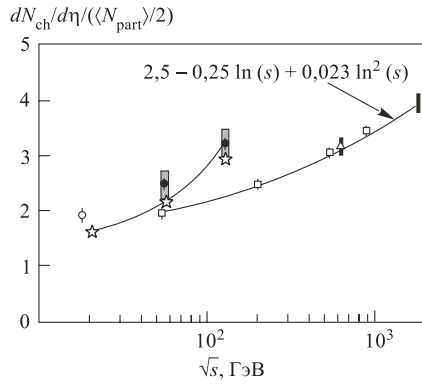


Рис. 9. Измеренная плотность частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число пар, принимающих участие во взаимодействии, для центральных Au + Au-столкновений (PHOBOS) (●) [95, 96]. Систематические ошибки показаны в виде заштрихованных прямоугольников. Приведены также данные Pb + Pb (CERN SPS) (○), моделирование в HIJING [97] (☆) и параметризация  $p\bar{p}$ -данных (□ — UA5; △ — CDF)

HIJING [97] — хорошо согласуется с этим результатом. Однако, как показано на рис. 10, другая модель (EKRT [98]) дает такое же предсказание для множественности, что и HIJING для центральных столкновений. В работе [97] было сделано предположение, что зависимость от центральности (от  $N_{\text{part}}$ ) этой

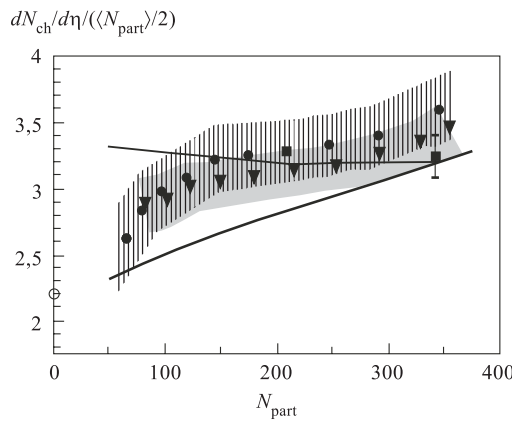


Рис. 10. Нормированная плотность частиц на единицу псевдобыстроты (▼, ■ — PHOBOS; ● — PHENIX) [99]  $dN_{\text{ch}}/d\eta_{|\eta|<1}/(0,5N_{\text{part}})$  как функция числа нуклонов-участников  $N_{\text{part}}$  (центральности) в сравнении с предсказаниями моделей: HIJING (жирная кривая) и EKRT [98] (тонкая кривая); ○ —  $p\bar{p}$

наблюдаемой может позволить уточнить модели начальных условий. Хотя ни одна из них не согласуется количественно с новыми данными (PHENIX и PHOBOS) [99], тем не менее двухкомпонентная модель HIJING лучше описывает зависимость от центральности множественности, нормированной на  $N_{\text{part}}$ . Наблюдаемый рост множественности с увеличением энергии и числа нуклонов-участников  $N_{\text{part}}$  соответствует предсказанию обильного рождения мини-струй при энергиях RHIC, что является одним из необходимых, но недостаточных условий образования плотной глюонной плазмы в  $A + A$ -столкновениях.

В HIJING предполагается, что инвариантное распределение адронов, образованных в реакции  $A + B \rightarrow h + X$  с прицельным параметром  $\mathbf{b}$ , можно

условно разделить на феноменологическую мягкую ( $\sim A^1$ ) и пертурбативную, вычисляемую в КХД жесткую ( $\sim A^{4/3}$ ) компоненты:

$$E \frac{d^3 N_{AB}(\mathbf{b})}{d^3 P} = N_{\text{part}}(\mathbf{b}) \frac{d^3 N_{\text{soft}}(\mathbf{b})}{dy d^2 P_T} + N_{\text{coll}}(\mathbf{b}) \frac{1}{\sigma_{\text{in}}^{pp}} \frac{d^3 \sigma_{\text{hard}}(\mathbf{b})}{dy d^2 P_T}, \quad (19)$$

где  $N_{\text{part}}(\mathbf{b})$  — число нуклонов-участников при данном прицельном параметре  $\mathbf{b}$  и  $N_{\text{coll}}(\mathbf{b}) = \sigma_{\text{in}}^{pp} T_{AB}(\mathbf{b})$  — число бинарных  $NN$ -столкновений. Геометрия жесткого столкновения двух ядер определяется стандартным распределением ядерной плотности Вудса–Саксона  $\rho_A(\mathbf{r}, z)$  [100]:

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int d^2 r T_A(\mathbf{r}) T_B(\mathbf{r} - \mathbf{b}), \quad T_A(\mathbf{r}) = \int dz \rho_A(\mathbf{r}, z). \quad (20)$$

В модели ЕКРТ считается, что вся производимая энтропия (множественность) при энергиях РНКС обусловлена жесткой компонентой, т. е.  $dN_{\text{soft}} \ll dN_{\text{hard}}$  в уравнении (19). Однако жесткая компонента обрезается на масштабе  $P_0$ , который зависит от  $A$  (и, следовательно,  $N_{\text{part}}$ ), а также от  $\sqrt{s}$ , если исходить из предположения, что пропорциональное  $T_{AB}(\mathbf{b})$  число глюонов с  $P_T > P_0$  рождается только в «разрешенной» области конечной площади  $\pi/P_0^2$ . Этот масштаб  $P_{\text{sat}}$ , при котором происходит насыщение, находится из уравнения

$$\frac{dN_g}{dy} = \frac{N_{\text{coll}}(\mathbf{b} = 0)}{\sigma_{\text{in}}^{pp}} \int_{P_0}^{\infty} d^2 P_T \frac{d^3 \sigma_{\text{hard}}^{A+A \rightarrow g}}{dy d^2 P_T} = \beta P_0^2 R^2, \quad (21)$$

где  $R$  — радиус ядра. При  $\beta = 1$

$$P_0(\sqrt{s}, A) \equiv P_{\text{sat}} \simeq 0,2 A^{0,13} (\sqrt{s})^{0,19}, \quad (22)$$

что приводит к плоскому распределению множественности

$$\frac{dN_g}{dy N_{\text{part}}} \sim A^{\sim 0}, \quad (23)$$

не соответствующему нынешним данным РНКС.

Альтернативная (так называемая модель начального насыщения) модель КН была предложена в работе [101] исходя из нелинейного КХД эволюционного уравнения [102]. В этой модели ядерных начальных условий число свободных реальных глюонов пропорционально числу виртуальных глюонов, участвующих в реакции на масштабе  $P_0$ , т. е.

$$\frac{dN_g}{dy} = f N_{\text{part}} x G(x, P_0), \quad (24)$$



где  $G(x, P_0)$  — структурная функция глюонов в нуклоне, а фактор  $f \sim 1,2$ . В предположении, что  $xG(x, Q) \sim \ln \frac{Q}{\Lambda}$  ( $\Lambda$  — масштабный параметр в КХД) в работе [101] удалось получить зависимость множественности от  $N_{\text{part}}$ , на удивление очень близкую к наблюдаемым экспериментальным данным, приведенным на рис. 10. Однако стоит отметить, что  $x$ -зависимость анзаца KN для  $xG(x, Q^2)$  при  $Q \sim 1$  ГэВ/с плохо согласуется с данными HERA по глубоконеупругому  $ep$ -рассеянию.

Таким образом, из глобальных данных по множественности и их зависимости от центральности следует, что начальная плотность глюонов по быстрой может быть в пределах  $200$  (HIJING)  $\div$   $1000$  (EKRT). Это соответствует плотности глюонов

$$\rho_g(\tau) = \frac{dN_g}{dy} \frac{1}{\tau \pi R^2} \sim 10 \div 50 / \text{фм}^3 \quad (25)$$

со временем формирования  $\tau = 1/P_0 = 0,1-0,2$  фм/с.

Другие экспериментальные наблюдаемые, в частности, подавление лидирующих частиц в струе (jet quenching), подтверждают, что при энергиях RHIC может образовываться очень плотная глюонная плазма даже в лабораторных условиях.

**8.2. Поперечная энергия.** Измерение поперечной энергии  $E_T$  дает информацию, сходную с полученной при измерении множественности. Однако поперечная энергия  $E_T$  чувствительна к импульсным спектрам заряженных частиц, что позволяет также определить средний поперечный импульс  $\langle P_T \rangle$ , начальную плотность энергии, используя формулу Бьёркена

$$\varepsilon = \frac{dE_T}{dy} \frac{1}{\pi R^2 \tau}, \quad (26)$$

и влияние продольного движения (работу  $pdV$ ) на эволюцию системы.

Данные коллаборации PHENIX [99] для высвобождаемой поперечной энергии  $(dE_T)/(dN_{\text{ch}})$ , в сравнении с экспериментом WA98 в CERN (рис. 11) демонстрируют удивительный результат:  $(dE_T)/(dN_{\text{ch}}) \simeq 0,8$  ГэВ и почти не зависит от  $N_{\text{part}}$  (центральности), а также от  $\sqrt{s}$  в пределах изменения  $\sqrt{s}$  от 20 до 130 ГэВ на нуклон! HIJING предсказывает небольшое увеличение  $(dE_T)/(dN_{\text{ch}})$  от 0,8 до 0,9 ГэВ при переходе от энергии SPS к энергии RHIC вследствие увеличения числа мини-струй. В модели EKRT эта величина примерно в три раза больше в начальном состоянии, тем не менее модель остается работающей, так как при сохранении энтропии плазма совершает огромную работу  $pdV$  из-за продольного расширения. В (1+1)-гидродинамике энергия на частицу  $\varepsilon/\rho \simeq 2,7 T$  уменьшается при расширении и охлаждении системы ( $T \sim 1/\tau^{1/3}$ ). Если предположить, что при всех энергиях и прицельных параметрах вымораживание происходит на фиксированной изотерме, то

энергия на частицу будет всегда одна и та же. Для RHIC, как показывают расчеты, уменьшение поперечной конечной энергии по сравнению с начальной как раз и составляет величину  $\sim 3$ . Наблюдаемый «нуль-эффект» в распределении  $(dE_T)/(dN_{ch})$  очень интересен, так как его очень трудно получить в транспортных теориях с конечным пертурбативным временем релаксации.

Один из интереснейших вопросов — это плотность энергии, которая может быть достигнута на ускорителе RHIC. Плотность энергии, оцененная с помощью формулы Бьёркена (26), исходя из данных группы NA49, составляет  $\varepsilon_B = 3,2$  ГэВ/фм<sup>3</sup> для SPS. Для RHIC эта оценка приводит к 70 %-ному увеличению плотности энергии. Хотя стоит отметить, что в моделях, основанных на партонном насыщении, может быть получена значительно большая плотность энергии  $16 \div 20$  ГэВ/фм<sup>3</sup>, так как в этих моделях время формирования обратно пропорционально импульсу обрезания  $P_0$ :  $\tau \sim 1/P_0 \sim 0,1 \div 0,2$  фм/с (в формуле Бьёркена время формирования — недостаточно хорошо определенная величина). Ясно, что необходимы дальнейшие теоретические исследования, чтобы уменьшить неопределенность в концепции начальной плотности энергии.

**8.3. Погашение струй (jet quenching).** Один из признаков образования плотной материи — это погашение струй [103–105] (уменьшение их числа и подавление адронов с большими  $P_T$ ) вследствие потерь энергии струй в среде. Однако поиск этого эффекта при энергиях SPS коллаборацией WA98 привел к противоположному результату. Даже умеренные потери  $dE/dx = 0,2$  ГэВ/фм полностью исключаются экспериментальными данными [106]. Дело в том, что при не слишком больших энергиях множественное упругое рассеяние в начальном состоянии приводит к хаотизации поперечного импульса и увеличивает поперечный импульс рассеянных партонов

$$\langle P_T^2 \rangle = P_{T0}^2 + A^{1/3} \delta P_T^2. \quad (27)$$

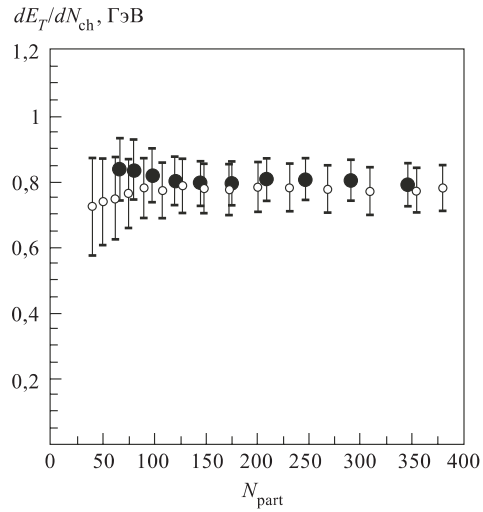


Рис. 11. Предварительные данные PHENIX (темные кружки) и данные WA98 (светлые кружки) для высвобождаемой поперечной энергии  $dE_T/dN_{ch}$  как функции числа нуклонов-участников  $N_{part}$  [99]

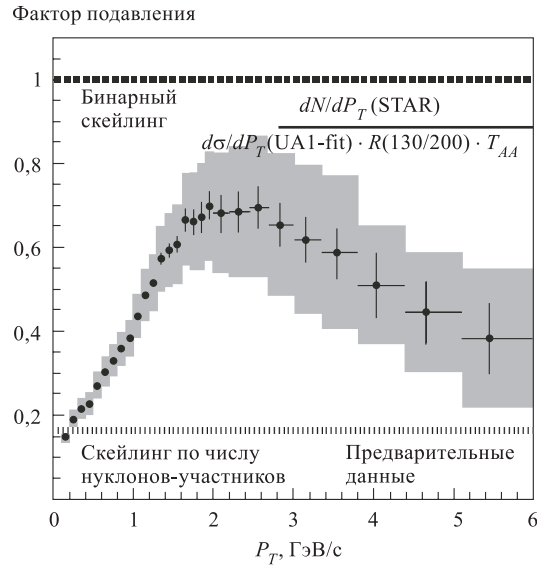


Рис. 12. Фактор подавления для заряженных адронов в центральных Au + Au-столкновениях RHIC (STAR) [107]

Это так называемый эффект Кронина, хорошо изученный в  $p + A$ -реакциях вплоть до энергии 800 ГэВ. Очень резкое падение спектра с ростом  $P_T$  приводит к чрезвычайной чувствительности распределения адронов по  $P_T$  к небольшому увеличению поперечного импульса. В противоположность наблюдаемому усилению (фактор  $\sim 2$  и более) пионов с большими  $P_T$  при энергиях SPS в коллаборациях STAR [107] и PHENIX [108] при энергиях RHIC было зафиксировано подавление адронов с  $P_T > 2$  ГэВ/с. Из рис. 12 видно, что, как и на ускорителе SPS, для  $P_T < 2$  ГэВ/с наблюдается тенденция к росту, обусловленная постепенным переходом от скейлинга по  $N_{\text{part}}$  к бинарному скейлингу. Однако для  $P_T > 2$  ГэВ/с отношение заряженных частиц  $\pi^\pm + K^\pm + p^\pm$  начинает уменьшаться, достигая  $\sim 0,5$  при  $P_T = 4$  ГэВ/с.

Еще большее подавление было зафиксировано для нейтральных пионов в эксперименте PHENIX [108]. Причем в этом эксперименте было проверено, что подавление имеет место для центральных столкновений и отсутствует для периферических. Из рис. 13 видно, что при поперечном импульсе 3 ГэВ/с число пионов уменьшается почти в три раза. Данные представлены не относительно  $pp$ -данных (!), экстраполированных до 130 ГэВ, а относительно периферических столкновений, в которых среднее число нуклонов-участников и число бинарных столкновений  $\approx 20$ , в то время как для центральных столкновений  $N_{\text{part}} \simeq 360$ ,  $N_{\text{coll}} \simeq 857$ . Хотя систематические ошибки еще много

больше статистических, комбинированная информация от двух независимых экспериментов (рис. 12, 13) явно указывает на что-то новое, обнаруженное в  $A + A$ -соударениях на ускорителе RHIC.

Возможно, что это открытие даже более интригующе, чем знаменитое подавление  $J/\psi$ , наблюдавшееся ранее группой NA50 [42], ввиду того, что подавление  $J/\psi$  было видно также и в  $p+A$ -соударениях. Механизм подавления в холодной ядерной материи был назван «нормальным», а усиление этого подавления в Pb + Pb-столкновениях стали называть «аномальным» из-за того, что оно больше, чем нормальное, экстраполированное для соударений  $A + A$ . Не исключена, однако, возможность, как было недавно показано в [109], что учет радиационных энергетических потерь  $c\bar{c}$ -пар в холодной материи может привести к нелинейному усилению  $J/\psi$ -подавления за счет уменьшения вероятности их формирования. Резкое изменение в поведении выхода  $J/\psi$  при  $E_T \sim 100$  ГэВ может быть объяснено [110] также комбинацией небольшого уменьшения адронных поперечных энергий в событиях с рождением  $J/\psi$  наряду с резким уменьшением  $E_T$ -распределения в этой области. Это означает, что существует настоятельная необходимость улучшения теории «нормального» процесса, связанного с распространением тяжелых кварков в ядре.

Стоит также обратить внимание на одну существенную разницу в этих новых эффектах ядро-ядерных взаимодействий: «нормальная» и «аномальная»  $J/\psi$ -компоненты действуют в одном направлении. В случае же погашения струй «нормальный» эффект Кронина действует в противоположном направлении по отношению к «аномальному» новому подавлению высокоэнергичных частиц в струе из-за потерь энергии в среде [103, 104, 111–115].

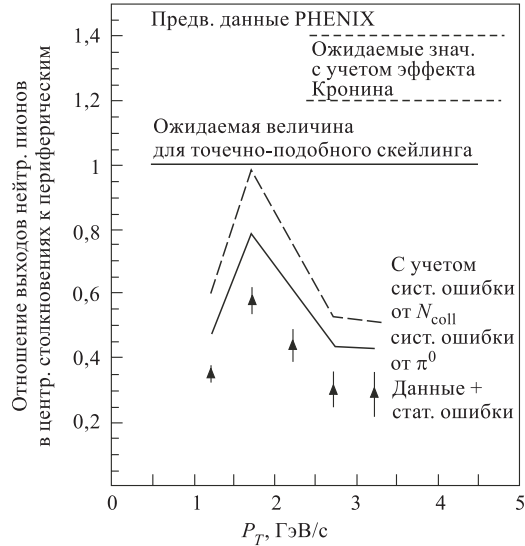


Рис. 13. Отношение чисел нейтральных  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в центральных столкновениях и рожденных в периферических, нормированное на число бинарных столкновений  $N_{coll} = 857, 19$  соответственно. В отличие от эффекта Кронина (усиления выхода адронов на SPS) на RHIC адроны с большими  $P_T$  подавлены из-за потерь энергии в среде

Существуют, конечно, и другие «нормальные» эффекты (например, глюонная экранировка), которые также могут подавлять частицы с большими поперечными импульсами. Поэтому для выявления всех «нормальных» компонент необходимы детальные систематические измерения для  $p + A$ -соударений при энергиях RHIC, как это было сделано на ускорителе SPS. Надо заметить, что «нормальные» компоненты динамики — не просто фон, а *фундаментальная интереснейшая многочастичная КХД-физика*, сама по себе требующая пристального изучения.

**8.4. Эллиптическая анизотропия.** Для нецентральных ион-ионных соударений начальная область перекрытия уже не изотропна в поперечной плоскости (близка к форме миндального ореха). Тем не менее в каждой точке  $\mathbf{r}$  начальное распределение по поперечному импульсу изотропно, и если материя расширяется свободно, без взаимодействия, то  $P_T$ -распределение остается изотропным, в то время как начальная пространственная деформация в конце концов исчезает. С другой стороны, если образованная материя быстро термализуется, то изначальная деформация приводит к градиенту давления. Это, в свою очередь, вызывает более сильное коллективное движение в кратчайшем направлении (т. е. в плоскости реакции), чем в наибольшем направлении (т. е. перпендикулярно плоскости реакции) [116], а  $P_T$ -распределение становится анизотропным. Это явление называется эллиптическим потоком и количественно характеризуется значением второго коэффициента  $v_2$  в азимутальном фурье-разложении  $P_T$ -спектра [117]:

$$v_2 = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} d\phi \cos(2\phi) \frac{d^2\sigma}{dP_T^2 d\phi}}{\int_{-\pi}^{\pi} d\phi \frac{d^2\sigma}{dP_T^2 d\phi}}. \quad (28)$$

Из-за более сильного коллективного движения в кратчайшем направлении

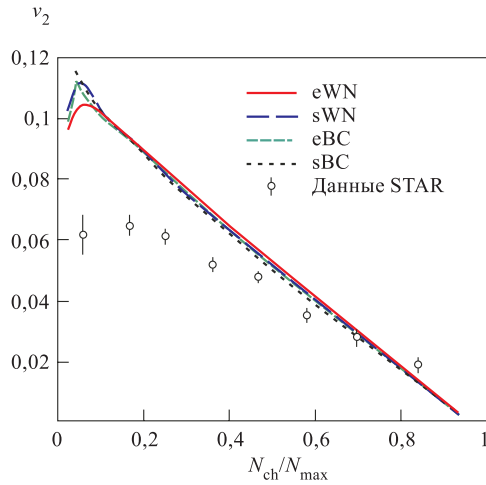


Рис. 14. Проинтегрированный по  $P_T$  коэффициент эллиптической анизотропии  $v_2$  как функция центральности (STAR) [121]. Кривые — результаты расчетов по гидродинамической теории с различными профилями начальной плотности [122]

вызывает более сильное коллективное движение в кратчайшем направлении (т. е. в плоскости реакции), чем в наибольшем направлении (т. е. перпендикулярно плоскости реакции) [116], а  $P_T$ -распределение становится анизотропным. Это явление на-

зывается эллиптическим потоком и количественно характеризуется значением второго коэффициента  $v_2$  в азимутальном фурье-разложении  $P_T$ -спектра [117]:

пространственная деформация с течением времени уменьшается. Когда пространственная деформация и анизотропный градиент давления исчезают, то коэффициент эллиптической анизотропии  $v_2$  перестает расти. Чем выше начальная плотность энергии, тем больше время жизни фэйрбола до адронизации и вымораживания, т. е. насыщение коэффициента эллиптической анизотропии происходит на более ранней стадии эволюции. Поэтому его значение, определяемое по спектру мягких частиц в конечном состоянии, характеризует свойства ранней горячей материи [118].

Моделирование в рамках кинетической теории [119] показывает, что импульсно-пространственный отклик на начальную пространственную деформацию растет с увеличением силы взаимодействия между конститuentами вновь образовавшейся материи. При фиксированной пространственной деформации наибольшие значения коэффициента  $v_2$  получаются для систем с таким сильным взаимодействием, что они термализуются очень быстро на временном масштабе, характеризующем динамику жидкости. Этот максимальный отклик может быть вычислен путем решения уравнений (5) идеальной (без вязкости) гидродинамики [116, 120]. Из рис. 14, 15 [121] видно, что на RHIC достигается верхний предел значений коэффициента эллиптической анизотропии  $v_2$  для полуцентральных Au + Au-соударений и малых  $P_T$ , что указывает на очень быструю термализацию на временном масштабе порядка 0,5 фм/с [120]. Для больших значений прицельного параметра  $b > 7$  фм и поперечных импульсов  $P_T > 1,5 \div 2$  ГэВ/с измеренное значение  $v_2$  меньше гидродинамического предсказания [122]. Это говорит о менее эффективной термализации в малом объеме и при больших поперечных импульсах. Из гидродинамических вычислений также следует, что для согласования пред-

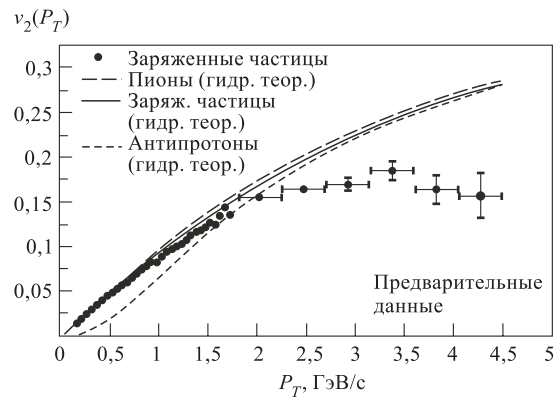


Рис. 15. Насыщение коэффициента эллиптической анизотропии, наблюдавшееся коллаборацией STAR [121]. Кривые — экстраполяция гидродинамических предсказаний в область больших  $P_T$  [120]

сказаний теории и экспериментальных данных необходима термализация при плотностях энергии выше критической  $\varepsilon_c$  [120, 122]. При таких плотностях уже можно говорить об образовании кварк-глюонной плазмы в Au + Au-столкновениях на ускорителе RHIC.

Отклонение азимутальной асимметрии ( $v_2$ ) от гидродинамического поведения при больших поперечных импульсах  $P_T$  обусловлено как неприменимостью гидродинамического описания при таких импульсах частиц, так и конечными энергетическими потерями партонов в плазме. Как показано в деталях в работе [111], характер насыщения коэффициента эллиптической анизотропии  $v_2$  определяется энергетической зависимостью потерь энергии глюонов в среде и геометрией плотности плазменной системы при конечных прицельных параметрах. Следовательно, это дает томографическую информацию о профиле плотности и его эволюции в ядро-ядерных взаимодействиях.

**8.5. Первые предварительные выводы на основе данных RHIC.** Если дальнейшие измерения и теоретические исследования подтвердят подавление лидирующих частиц в струе, то это будет, пожалуй, одним из первых указаний на возможность образования сверхплотной партонной материи (с плотностью в 100 раз выше, чем в холодном ядерном веществе) на ускорителе RHIC. Более детальный анализ состава, формы и азимутального импульсного спектра частиц с большими  $P_T$  представляется одним из наиболее интригующих диагностических аспектов эволюции глюонной системы, образованной при энергиях RHIC. Однако еще рано говорить обо всех свойствах этой чрезвычайно плотной формы материи. Существует еще много кусков мозаики, которые трудно подогнать под единый сценарий. Независимость от энергии пучка и центральности поперечной энергии, приходящейся на одну заряженную частицу, — один из них. Другая загадка — аномальное барионное число в центральной быстрой области и при больших поперечных импульсах. Наконец, весьма озадачивают предварительные результаты пионной интерферометрии: независимость от энергии пучка. Таким образом, на RHIC открывается новая глава в исследовании физики ультраплотной материи и динамики ультрарелятивистских ядер.

**8.6. Физика тяжелых ионов на LHC.** При энергиях LHC ( $\sqrt{s} = 6$  ТэВ/нуклон [123]) ожидается достижение еще более высоких, по сравнению с RHIC, плотностей ( $dN/dy \simeq 3000 \div 8000$ ) и температур ( $T_0 \sim 1$  ГэВ) для соударений Pb + Pb. Эти высокие температуры и большое время жизни партонной материи до адронизации позволяют надеяться на наблюдение прямых фотонов и дилептонов из кварк-глюонной плазмы, что является одной из основных задач физической программы по столкновениям тяжелых ионов в эксперименте ALICE [124]. Кроме того, при таких высоких температурах помимо подавления систем ( $c\bar{c}$ ) ожидается подобный эффект для более тяжелых систем ( $b\bar{b}$ ). При этом степени подавления  $\Upsilon$ -,  $\Upsilon'$ - и  $\Upsilon''$ -резонансов, имеющих разные радиусы связанного состояния и энергию связи, будут раз-

личаться. Регистрация подавления  $\Upsilon$ -резонансов в плотной материи является одной из основных задач физической программы по столкновению тяжелых ионов уже в эксперименте CMS [125].

Наряду с подавлением тяжелых кваркониев одним из процессов, который мог бы дать информацию о самых ранних стадиях эволюции сверхплотной материи, является прохождение жестких струй цветозаряженных партонов через эту среду. Пара струй рождается в самом начале процесса соударения ( $\tau_{\text{form}} \sim 1/P_T \leq 0,01$  фм/с) в результате жесткого нуклон-нуклонного (партон-партонного) рассеяния. Такие струи проходят через плотную партонную материю, формирующуюся из системы министруй в течение большего масштаба времени ( $\geq 0,1$  фм/с) [126–131], и взаимодействуют с конститuentами среды, изменяя в результате дополнительных перераспределений свои первоначальные свойства.

Актуальной задачей представляется исследование механизмов потерь энергии партонов в плотной КХД-материи [132]. Убыль энергии партонов можно разделить на: 1) радиационные потери, связанные с испусканием «тормозных» глюонов [103–105, 132–137], 2) столкновительные потери, обусловленные упругим перераспределением [138–141]. Поскольку интенсивность перераспределения является возрастающей функцией температуры (плотности энергии), формирование сверхплотной и «горячей» партонной материи в столкновении тяжелых ионов (с оценкой начальной температуры  $T_0 \sim 1$  ГэВ на LHC [142]) должно приводить к гораздо большим потерям энергии жестких партонов по сравнению со случаем «холодной» ядерной материи или адронного газа с  $T \leq 0,2$  ГэВ. В частности, интересным предсказанием, связанным с когерентной природой индуцированного КХД-средой излучения, представляется зависимость потерь энергии на единицу длины  $dE/dx$  от полного пройденного в плотной материи расстояния  $L$ , а также нетривиальная энергетическая зависимость эффекта [134, 135]. Экспериментальное изучение  $L$ -зависимости потерь энергии может быть сделано в различных бинах параметра удара ядро-ядерного взаимодействия, определяющего эффективный объем плотной области начального перекрытия ядер [143].

Обсуждая вопрос о возможности экспериментального наблюдения вышеупомянутых эффектов, следует отметить, что потери энергии (главным образом, глюонных струй) могут приводить к подавлению выхода пар жестких адронных струй [104, 141] и жестких адронов [103], а потери энергий струй, инициированных преимущественно «легкими»  $u$ - и  $d$ -кварками, обуславливают в процессах « $Z$  + струя» [144] и « $\gamma$  + струя» [145] разницу между средним значением измеренной энергии струи и средней величиной модуля импульса (близкого к начальной энергии струи) летящих в противоположном направлении  $Z$ -бозона и фотона соответственно. В то же время спектр мюонных пар больших инвариантных масс от полулептонного распада  $B$ - и  $D$ -мезонов чувствителен к перераспределению тяжелых  $b$ - и  $c$ -кварков [146–149].



Таким образом, можно полагать, что исследование рождения димюонов в комбинации со струями с большими  $P_T$  могут дать важную информацию [150] об эффектах, индуцированных плотной средой для легких и тяжелых кварков в столкновении тяжелых ионов на LHC.

## 9. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ КОСМИЧЕСКИХ $\gamma$ -ВСПЛЕСКОВ

В конце 60-х гг. в космическом пространстве функционировала американская система четырех спутников VELA. Система VELA была предназначена для регистрации взрывов в атмосфере советских атомных бомб (напомним, что договор с США о запрещении атомных взрывов в атмосфере был заключен в это время). Атомных взрывов система VELA не зарегистрировала, однако было обнаружено совершенно новое для астрофизики явление: примерно с частотой один случай в сутки *одновременно* приборы на всех четырех спутниках регистрировали всплески  $\gamma$ -лучей с энергией фотонов  $E_\gamma \sim 1$  МэВ [151]. Поскольку спутники были разнесены на расстояние  $\geq 10^4$  км, то очевидно, что эти всплески не были связаны с земными явлениями.

К сожалению, определение направления всплесков, которое можно было оценить весьма грубо, свидетельствовало лишь о том, что источником всплесков не могло быть также и Солнце. Поэтому возникли два интереснейших вопроса: где возникают эти всплески и каков механизм их рождения? О нетривиальности последнего вопроса свидетельствовала энергия фотонов во всплесках (0,5–1 МэВ). Обычная энергия излучения космических объектов была на несколько порядков меньше. Поэтому, естественно, возникло множество гипотез об источниках и механизме возникновения всплесков. Еще совсем недавно интенсивно дискутировались три возможные гипотезы места рождения всплесков: 1) Солнечная система (расстояние  $R \leq 10^{15}$  см); 2) наша Галактика ( $R \leq 10^{22}$  см); 3) границы нашей Метагалактики ( $R \sim 10^{28}$  см) (см., например, [152]). Определенную ясность внесло создание новых приборов, предназначенных специально для исследования  $\gamma$ -всплесков. Во-первых, следует назвать американский прибор BATSE (Burst and Transient Search Experiment), регистрирующий фотоны с энергиями в диапазоне  $30 \div 500$  кэВ. Минимальная энергия всплеска, регистрируемая этим прибором,  $E_{t\gamma} \geq 10^{-7}$  эрг  $\cdot$  см $^{-2}$ . Средний темп регистрации составлял примерно одно событие в день.

В 1996 г. был также запущен итало-голландский спутник BeppoSAX, особенностью которого было изучение всплесков с малой энергией, позволявший по красному смещению определять важнейший параметр — расстояние до источников всплесков. В этих исследованиях были обнаружены послесвечения («afterglow») всплесков. Оказалось, что красное смещение послесвечения

всплесков  $Z \sim 1$ , что свидетельствовало об их космическом происхождении и среднем расстоянии от Солнечной системы до источников  $\gamma$ -всплесков  $R_\gamma \sim 10^{28}$  см [153].

Напомним, что красное смещение  $Z = (\lambda_1 - \lambda_0)/\lambda_0 \approx H_0 R/c$ , где  $\lambda_0$ ,  $\lambda_1$  — длина волны линии излучения в объекте и длина волны, регистрируемая прибором;  $H_0 \sim 10^{-17}$  с — постоянная Хаббла в нашу эпоху.

Послесвечения существенно отличались от всплесков энергией квантов. Если энергия квантов  $E_\gamma$  во всплесках была  $\sim 1$  МэВ, то в послесвечениях их энергия была  $\sim 1$  эВ, что позволяло измерить красное смещение  $Z$  линейного спектра, а следовательно, и расстояние до источников всплесков. Так, спутник ВерроSAX зарегистрировал в относительно мягких диапазонах послесвечения в 14 всплесках из 17. В оптическом диапазоне послесвечения были обнаружены в 9 из 14 (GRB970228, GRB970508, GRB971214, GRB980326, GRB980329, GRB980519, GRB980613, GRB980103, GRB990123). Обозначения соответствуют датировке обнаружения всплесков. Например, последний был обнаружен 23 января 1999 г.

Подведем некоторые наблюдательные итоги исследования всплесков:

- 1) время всплесков  $\sim 1 \div 10$  с;
- 2) полное энерговыделение  $E_{t\gamma}$  в приборе, регистрирующем всплески,  $10^{-7} \div 10^{-5}$  эрг  $\cdot$  см $^{-2}$ ;
- 3) средняя энергия  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma \sim 0,5$  МэВ;
- 4) всплески возникают, в основном, на космических расстояниях.

Если принять эти выводы, то легко оценить полную энергию  $E_{0\gamma}$  всплесков в их источниках:

$$E_{0\gamma} \approx 4\pi E_{t\gamma} R_\gamma^2 \approx 10^{51} \div 10^{52} \text{ эрг.} \quad (29)$$

Однако трудно допустить, что энергия, выраженная соотношением (29), есть полная энергия всплесков. Суть проблемы заключается в том, что пока не существует механизма возникновения изолированной группы нейтральных частиц — фотонов. Обычно фотоны возникают при взаимодействии заряженных электронов и(или) протонов. В космических объектах обычно источником фотонов являются столкновения электронов и(или) позитронов (из-за разницы масс лептонов и протонов, а следовательно, и сечений  $ee$  и  $e\bar{p}$ ). Если допустить, что  $\gamma$ -всплески возникают в процессе гидродинамического расширения, то из-за существования локального равновесия энергии фотонов и электронов примерно равны. Однако космические тела электронейтральны, поэтому числа электронов и протонов также примерно одинаковы. Поэтому полная энергия всплесков (лептоны, барионы и фотоны)  $\sim 10^{54} \div 10^{55}$  эрг. А это число имеет «несколько мистический» характер: оно примерно соответствует массе звезд главной последовательности (например, масса Солнца  $M_\odot \sim 10^{33}$  г, соответствующая энергия  $\approx 10^{54}$  эрг). Разумеется, при столкновении двух обычных звезд и даже при вспышке сверхновых не возникают

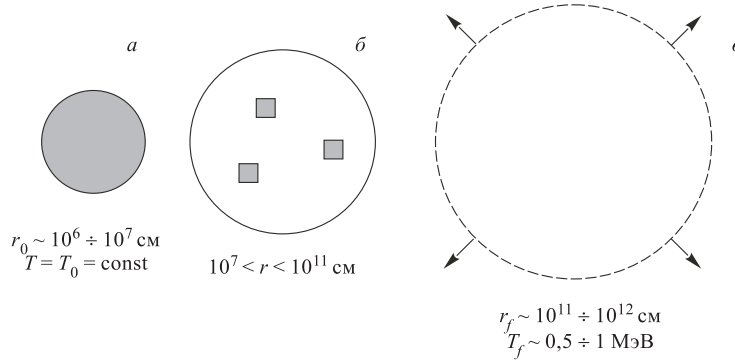


Рис. 16. Схема эволюции файерболов в гидродинамической теории столкновений нейтронных звезд и черных дыр: а) начальное состояние, характеризуемое глобальным равновесием (температура постоянна во всем объеме); б) гидродинамическое расширение при локальном равновесии (температура уменьшается с увеличением размеров); в) свободный разлет (температура  $\sim 0,5\text{--}1$  МэВ)

события, аналогичные появлению  $\gamma$ -всплесков. Поэтому естественно допустить, что они возникают при столкновении двух компактных звезд: черных дыр или нейтронных звезд.

Такая идея была высказана в работах [154–156]. В них качественно были рассмотрены ее следствия, которые согласовывались с наблюдательными данными. При этом объект, возникающий при столкновении, был назван файерболом (fireball) без ссылок на какие-либо источники. В действительности же несколько десятилетий тому назад этот термин был введен Кокони [157] в рамках гидродинамических моделей взаимодействия быстрых нуклонов и ядер. Это замечание абсолютно не связано с приоритетными изысканиями. Оно имеет целью подчеркнуть приведенную ранее мысль Гейзенберга о тесной связи между микро- и макрофизикой. В данном случае взаимодействие быстрых частиц с размерами  $\approx 10^{-13}$  см интерпретировалось методами, весьма сходными с интерпретацией взаимодействий (столкновений) звезд с размерами  $\approx 10^6$  см. Подчеркнем, что речь идет не только о тривиальном использовании методов высоких энергий, но и об аналогии (тождестве) физических процессов, происходящих в микро- и макрофизике.

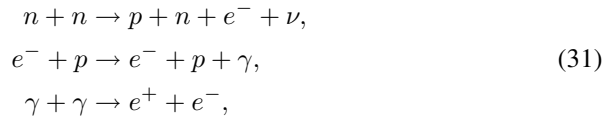
Перейдем далее к конкретным оценкам характеристик  $\gamma$ -всплесков на основе гидродинамической теории столкновений нейтронных звезд и черных дыр [158]. В соответствии с основной идеей гидродинамической теории процесс возникновения всплесков разделяется на три стадии (рис. 16). На первой стадии возникает начальное состояние — файербол — с размерами  $r_0 \sim 10^6$  см, характеризуемое глобальным равновесием. На второй стадии происходит гидродинамическое расширение и равновесие имеет локальный

характер, который заканчивается вместе с основной реакцией, происходящей в файерболе. Для файербола, состоящего из электронов и позитронов, это реакция



Основным допущением дальнейших расчетов является предположение о сферичности файербола в начальном состоянии. Главное оправдание этой гипотезы — хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных. На второй стадии (гидродинамическое расширение) реализуется сферический разлет, который характеризуется реакцией (30). Когда энергия лептонов и фотонов приближается к значению 0,5 МэВ, реакция (30) прекращается и начинается свободный разлет фотонов, которые регистрируются наблюдателями в форме всплесков.

Рассмотрим количественно вторую стадию. Например, для столкновения нейтронных звезд основные реакции:



$n$  — нейтрон;  $\nu$  — нейтрино;  $\gamma$  — фотон. Изменение плотности энергии  $\varepsilon$  на второй стадии описывается гидродинамическими уравнениями [156, 159, 160]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial r}(4\Gamma^2 \varepsilon) + \frac{8}{r}\Gamma^2 \varepsilon &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\varepsilon}{\Gamma^2} \right) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{4\varepsilon}{r} &= 0, \end{aligned} \quad (32)$$

$\varepsilon$  — плотность энергии;  $\eta = t - r$ . В начальное время  $t = 0$ : радиус файербола  $r = r_0$ ;  $T = T_0$ ;  $\varepsilon_0 \approx (kT_0/\hbar c)^4$ ;  $\Gamma = 1$ .

Для простейшего автомодельного решения

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{r}{r_0}, \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^4, \\ r_0 &= 10^6 \text{ см}, \quad \varepsilon_0 = 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}. \end{aligned} \quad (33)$$

Во время гидродинамической стадии основная реакция  $e^+ + e^- \leftrightarrow 2\gamma$ . Эта стадия заканчивается, когда сечение этой реакции стремится к нулю. Например, если  $E_\gamma \rightarrow m_e c^2$ , то сечение  $\sigma_{2\gamma \rightarrow e^+ e^-} \rightarrow 6/16\delta\sigma_t$  (где  $\delta = (1 - (m_e^2 c^4)/E_\gamma^2)^{1/2}$ ;  $\sigma_t$  — томпсоновское сечение). Поэтому при  $E_\gamma \rightarrow m_e c^2$

гидродинамическая стадия заканчивается, а следовательно, и энергия фотонов во вспышках стремится к значению 0,5 МэВ, их основная наблюдаемая характеристика объясняется фундаментальным значением массы электрона.

На основе гидродинамического подхода был также интерпретирован энергетический спектр фотонов во вспышках и его длительность [158]. Отметим снова, что совпадение средних численных значений характеристик  $\gamma$ -всплесков, вычисленных на основе гидродинамической теории при использовании численных значений лишь двух фундаментальных параметров: массы электронов и массы звезд, является важным указанием в пользу теории с одним свободным параметром (объемом).

В заключение сделаем одно замечание. Определение расстояния через  $Z$  и энергии вспышек в приборах может позволить разработать новый подход к доказательству существования черных дыр. Если полная энергия вспышка  $E_t \geq 10^{55}$  эрг, то подобные вспышки могут быть образованы лишь при столкновении черных дыр. Например, для вспышка GRB990123 полная масса (энергия покоя) вспышка существенно превышала массу Солнца [153]; такой эффект трудно объяснить, не допуская, что один из компактных объектов является черной дырой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Встреченная вначале без особого энтузиазма идея гидродинамического описания процессов множественного рождения находит сейчас все большее признание и применение в физике высоких энергий, в особенности с экспериментальными возможностями, которые открываются на новом поколении ускорителей тяжелых ионов (SPS, RHIC, LHC). Особенностью, отличающей столкновения тяжелых ядер при высоких энергиях от соответствующих адрон-адронных соударений, является возможность генерации сверхплотной материи в объемах, которые по отношению к характерным адронным масштабам являются квазимакроскопическими, что, как отмечалось в начале статьи, если следовать идеям Гейзенберга, Ферми и Ландау, открывает принципиальный путь для применения термодинамики и гидродинамики при описании сильных взаимодействий. Кроме того, говоря о соударении ядер, следует отметить, что помимо простого увеличения энергии системы увеличивается эффективность диссипации. При этом прежде всего возникает вопрос о самой возможности достижения системой вторичных кварков и глюонов, генерируемых в процессе соударения ядер, равновесного (с точки зрения термодинамики) состояния. Ответ на этот вопрос должна дать кинетическая теория кварк-глюонной материи, построенная с учетом специфики ее формирования в ядро-ядерных взаимодействиях. В принципе, он может быть получен и в рамках микроскопических моделей Монте-Карло (т. н. «генера-

торов событий»), основанных либо на пертурбативных расчетах партонных каскадов (HIJING [112], PCM [126, 127]), либо на струнной феноменологии (FRITIOF [161], VENUS [162], QGSM [163] и др.). Так, каскадные модели предсказывают достаточно быструю термализацию глюонной материи в центральной области быстрот в соударении тяжелых ядер, обусловленную комбинацией индивидуальных партон-партонных рассеяний и глюонной радиацией партонов: предсказываемое время термализации  $\tau_{eq}$  составляет  $0,5 \div 1$  фм/с для RHIC (что вполне согласуется с первыми предварительными экспериментальными данными (см. разд. 8)) и  $0,1 \div 0,5$  фм/с для LHC [126, 127].

Принципиальная трудность в детектировании горячей кварк-глюонной материи связана с тем, что термализованная система, эволюционируя во времени, «не помнит» о своем предыдущем фазовом состоянии. Был предложен ряд тестов для экспериментального изучения свойств ядерной материи, находящейся в экстремальных условиях: повышенный выход дилептонов небольших масс, усиление рождения странных частиц, подавление выхода тяжелых кваркониев, изменение характеристик жестких струй и т. д. На ускорителе SPS были получены первые указания на образование кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных соударениях: большая скорость расширения файерболла в момент вымораживания (большое давление), усиление выхода странных частиц, «избыток» дилептонов небольших масс, подавление выхода  $\psi$ -резонансов, увеличивающееся с ростом центральности. Первые предварительные данные, наблюдавшиеся в BNL: подавление высокоэнергичных частиц в струе, измерение коэффициента эллиптической анизотропии, измерение множественности частиц в центральной области (с последующей оценкой начальной плотности), еще больше подтверждают картину ядро-ядерных взаимодействий с образованием кварк-глюонной плазмы.

Таким образом, концепция кварк-глюонной плазмы в сочетании с гидродинамическим описанием эволюции позволяет «минимальным» образом описать всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных, в то время как, оставаясь в рамках «традиционной физики», трудно получить непротиворечивую картину ядро-ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Дальнейшие исследования на ускорителе RHIC и в особенности на LHC в сочетании с развитием моделей и усовершенствованием теории взаимодействия холодной ядерной материи позволят получить обширную информацию о свойствах этого нового сверхплотного состояния материи — кварк-глюонной плазмы.

В этой связи следует отметить, что весьма перспективным представляется использование «жестких» тестов сверхплотной материи, несущих информацию о самых ранних стадиях ее эволюции. Наряду с подавлением тяжелых кваркониев  $\psi$  и  $\Upsilon$ , примером такого теста является прохождение через среду жестких струй, которые рождаются в самом начале процесса соударения в результате отдельных жестких нуклон-нуклонных рассеяний. Эти

струи проходят через плотную материю и взаимодействуют с ее сопутствующими конститuentами, что приводит к ряду интересных эффектов: столкновительным и радиационным потерям энергии струи, подавлению выхода пар жестких адронных струй и увеличению выхода моноструй, некомпланарности импульса пары струй. Решение проблемы идентификации [164] жестких КХД-струй на фоне «ложных» струй — статистических флуктуаций потока поперечной энергии, обусловленных огромной множественностью вторичных частиц в событии, делает, таким образом, возможным использование характеристик струй для изучения условий формирования сверхплотной материи на RHIC и LHC.

Гидродинамический подход оказывается эффективным не только в микрофизике для частиц-объектов с размерами  $\sim 10^{-13}$  см, но и в макрофизике для объектов с размерами  $\sim 10^6$  см, отражая тем самым тесную связь (тождественность) физических процессов. Гидродинамическая теория позволяет успешно объяснить основные характеристики космических  $\gamma$ -всплесков, в частности энергетический спектр фотонов во всплесках и его длительность, используя численные значения лишь двух фундаментальных параметров: массы электрона и массы звезд, что является важным указанием в пользу теории с одним свободным параметром (объемом).

Авторы выражают благодарность И. П. Лохтину и Л. И. Сарычевой за обсуждения и полезные комментарии, а также Н. П. Карпинской за огромную помощь в подготовке рукописи к печати.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Skobeltsyn D. V. // *Z. Phys.* 1929. V. 54. P. 686.
2. Blackett P. M., Occhialini G. P. // *Proc. Roy. Soc. A.* 1933. V. 139. P. 699.
3. Born M., Infeld L. // *Proc. Roy. Soc. A.* 1934. V. 114. P. 425.
4. Heisenberg W. // *Z. Phys.* 1936. V. 101. P. 533.
5. Heisenberg W. // *Z. Phys.* 1948. V. 124. P. 628.
6. Heisenberg W. // *Z. Phys.* 1949. V. 126. P. 569.
7. Heisenberg W. // *Z. Phys.* 1952. V. 133. P. 65.
8. Fermi E. // *Prog. Theor. Phys.* 1950. V. 5. P. 570.
9. Fermi E. // *Phys. Rev.* 1953. V. 92. P. 452.
10. Fermi E. // *Phys. Rev.* 1954. V. 93. P. 1434.
11. Ландау Л. Д. // *Изв. АН СССР.* 1953. Т. 17. С. 51.
12. Gell-Mann M. // *Phys. Lett.* 1964. V. 8. P. 214.
13. Шурык Э. В. // *ЯФ.* 1978. Т. 28. С. 796.
14. Халатников И. М. // *ЖЭТФ.* 1954. Т. 27. С. 529.
15. Милехин Г. А., Розенталь И. Л. // *ЖЭТФ.* 1957. Т. 33. С. 197.

16. Розенталь И. Л., Тарасов Ю. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1535.
17. Розенталь И. Л., Тарасов Ю. А. // УФН. 1993. Т. 163. С. 29.
18. Фейнберг Е. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1962. Т. 26. С. 622.
19. Блохинцев Д. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 350.
20. Тяпкин А. А. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 544.
21. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М.: Атомиздат, 1976.
22. Bjorken J. D. // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140.
23. Laermann E. // Proc. of QM96. Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 1; ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 720; Karsch F. hep-ph/0103314.
24. Kagiyama S., Nakamura A., Minaka A. // Progr. Theor. Phys. 1986. V. 76. P. 171.
25. Biro T. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2695.
26. van Gersdorff H. et al. // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 794.
27. Kampfner B., Pavlenko O. P. // Z. Phys. C. 1994. V. 62. P. 491.
28. Lokhtin I. P., Snigirev A. M. // Phys. Lett. B. 1996. V. 378. P. 247.
29. Лохтин И. П., Снигирев А. М., Хрущев В. В. // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 125.
30. Лохтин И. П., Сарычева Л. И., Снигирев А. М. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 660.
31. Beker H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3340.
32. Bearden I. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2080.
33. Bearden I. G. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 471. P. 6.
34. Agakichiev G. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 422. P. 405.
35. Lenkeit B. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 627.
36. Lenkeit B. et al. // Proc. of QM99. Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 23.
37. Alber T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3814.
38. Appelsh'ausen H. et al. // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2. P. 661.
39. Sikler F. et al. // Proc. of QM99. Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 45.
40. Abreu M. C. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 410. P. 337.
41. Abreu M. C. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 450. P. 456.
42. Abreu M. C. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 477. P. 28.
43. Klingenberg R. et al. // Proc. of QM96. Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 306.
44. Ambrosini G. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 417. P. 202.
45. Ambrosini G. et al. // New. J. Phys. 1999. V. 1. P. 22.1.
46. Andersen E. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 441. P. 401.
47. Antinori F. et al. // Proc. of QM99. Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 130.
48. Antinori F. et al. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14. P. 633.
49. Albrecht R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3506.
50. Aggarwal M. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4087.
51. Aggarwal M. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 926.
52. Hanbury-Brown R., Twiss R. Q. // Nature. 1956. V. 178. P. 1046.



53. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 656.
54. Kopylov G. I. // Phys. Lett. B. 1974. V. 50. P. 472.
55. Boal D., Gelbke C. G., Jennings B. // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 553.
56. Lee S. K., Heinz U., Schnedermann E. // Z. Phys. C. 1990. V. 48. P. 625;  
Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 2462.
57. Cooper F., Frye G., Schonberg E. // Phys. Rev. D. 1975. V. 11. P. 192.
58. Koch P., Muller B., Rafelski J. // Phys. Rep. 1986. V. 142. P. 167.
59. Rafelski J., Muller B. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1066.
60. Strobele H. // Proc. of QM96. Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 102.
61. Feinberg E. L. // Nuovo Cim. A. 1976. V. 34. P. 391.
62. Шуряк Э. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 47. С. 212.
63. Hwa R., Kajantie K. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 56. P. 696.
64. McLerran L., Toimela T. // Phys. Rev. D. 1985. V. 31. P. 545.
65. Braaten E., Pisarski R., Yuan T. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2242.
66. Горенштейн М. И., Кэмпфер Б., Павленко О. П. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1403.
67. Kamfer B., Pavlenko O. P. // Z. Phys. C. 1994. V. 62. P. 491.
68. Pal D. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 1467.
69. Cerny V., Lichard P., Pisut J. // Z. Phys. C. 1986. V. 31. P. 163.
70. Li G. Q., Co C. M., Brown G. E. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 4007.
71. Cassing W., Ehehalt W., Kralik I. // Phys. Lett. B. 1996. V. 337. P. 5.
72. Ko G. M. et al. // Proc. of QM96. Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 342.
73. Agakichiev G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 75. P. 1272.
74. Akesson T. et al. // Z. Phys. C. 1990. V. 46. P. 369.
75. Awe T. C. et al. // Proc. of QM95. Nucl. Phys. A. 1995. V. 590. P. 81.
76. Matsui T., Satz H. // Phys. Lett. B. 1986. V. 178. P. 416.
77. Karsch F., Mehr M. T., Satz H. // Z. Phys. C. 1988. V. 37. P. 617.
78. Kharzeev D., Satz H. // Phys. Lett. B. 1994. V. 334. P. 155.
79. Kharzeev D., McLerran L., Satz H. // Phys. Lett. B. 1995. V. 356. P. 349.
80. Kharzeev D. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 3051.
81. Capella A. et al. // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 354.
82. Gershel C., Hofner J. // Ibid. V. 207. P. 253.
83. Baglin C. et al. // Phys. Lett. B. 1989. V. 220. P. 471; 1990. V. 251. P. 465; 472; 1991. V. 255. P. 459.
84. Ramos S. et al. // Proc. of QM95. Nucl. Phys. A. 1995. V. 590. P. 117.
85. Lourenco C. // Proc. of QM96. Nucl. Phys. A. 1996. V. 610. P. 552.
86. Gonin M. et al. // Ibid. P. 404.
87. Kharzeev D. et al. // Z. Phys. C. 1977. V. 74. P. 307.
88. Blaizot J.-P., Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1703.

89. Wong C.-Y. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 2621.
90. Geiss J. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 447. P. 31.
91. Spieles C. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054901.
92. Kahana D. E., Kahana S. H. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1999. V. 42. P. 269; nucl-th/9908063.
93. Armesto N., Capella A., Ferreiro E. G. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 395.
94. Proc. of «Quark Matter 2001», Jan. 14–20, SUNY.
95. Roland C. et al. hep-ex/0105043.
96. Back B. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3100.
97. Wang X., Gyulassy M. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 3496.
98. Eskola K. J. et al. // Phys. Lett. B. 2001. V. 497. P. 39; Nucl. Phys. B. 2000. V. 570. P. 379.
99. Steinberg P. QM01. nucl-ex/0105013.
100. deJager C. W., deVries H., deVries C. // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1974. V. 14. P. 485.
101. Kharzeev D., Nardi M. nucl-th/0012025.
102. Mueller A. H. // Nucl. Phys. B. 1999. V. 558. P. 285;  
Mueller A. H., Jian-wei Qiu // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 427.
103. Wang X., Gyulassy M. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1480.
104. Gyulassy M., Plumer M. // Phys. Lett. B. 1990. V. 243. P. 432.
105. Gyulassy M., Wang X. // Nucl. Phys. B. 1994. V. 420. P. 583.
106. Wang X. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 2655.
107. Dunlop J. C. // Proc. of QM01. CERN-ALICE-PU-2001-011.
108. David G. nucl-ex/0105014.
109. Qiu J., Vary J. P., Zhang X. nucl-th/0106040.
110. Capella A., Kaidalov A. B., Sousa D. nucl-th/0105021.
111. Gyulassy M., Vitev I., Wang X. N. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2537.
112. Wang X., Gyulassy M. // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 3501; 1992. V. 45. P. 844.
113. Gyulassy M., Levai P., Vitev I. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 571. P. 197.
114. Wang X. nucl-th/0105053.
115. Levai P. et al. nucl-th/0104035.
116. Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 229.
117. Voloshin S. A., Zhang Y. // Z. Phys. C. 1996. V. 70. P. 665.
118. Sorge H. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2309; 1999. V. 82. P. 2048.
119. Zhang B., Gyulassy M., Co C. M. // Phys. Lett. B. 1999. V. 455. P. 45;  
Molnar D., Gyulassy M. nucl-th/0104073.
120. Kolb P. F., Sollfrank J., Heinz U. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 054909;  
Kolb P. F. et al. // Phys. Lett. B. 2001. V. 500. P. 232;  
Huovinen P. et al. // Ibid. V. 503. P. 58.
121. Ackermann K. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 402.
122. Kolb P. F. et al. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 696. P. 175.
123. Design Study of the Large Hadron Collider. CERN 91-03.

124. ALICE Technical Proposal. CERN/LHCC 95-71;  
*Schukraft J. et al.* // Proc. of QM93. Nucl. Phys. A. 1994. V. 566. P. 311.
125. CMS Collaboration. Technical Proposal. CERN/LHCC 94-38;  
*Sarycheva L. I.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 681. P. 229.
126. *Geiger K.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 4965; 4986.
127. *Geiger K., Muller B.* // Nucl. Phys. B. 1992. V. 369. P. 600.
128. *Eskola K. J., Wang X.-N.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 1284.
129. *Eskola K. J., Muller B., Wang X.-N.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 374. P. 20.
130. *Eskola K. J., Kajantie K., Ruuskanen P. V.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 332. P. 191.
131. *Wang X.-N.* // Proc. of QM95. Nucl. Phys. A. 1995. V. 590. P. 47.
132. *Baier R., Schiff D., Zakharov B. G.* // Annual Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. V. 50. P. 37.
133. *Рыскин М. Г.* // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 219.
134. *Baier R. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 345. P. 277; Nucl. Phys. B. 1997. V. 483. P. 291; 1998. V. 531. P. 403; Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 1706.
135. *Захаров Б. Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. С. 737; 1997. Т. 65. С. 615; ЯФ. 1998. Т. 61. С. 924; Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. С. 176.
136. *Wiedemann U., Gyulassy M.* // Nucl. Phys. B. 1999. V. 560. P. 345;  
*Wiedemann U.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 588. P. 303; hep-ph/0008241.
137. *Gyulassy M., Levai P., Vitev I.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 594. P. 371.
138. *Bjorken J. D.* FERMILAB preprint 82/29-THY. 1982.
139. *Mrówczyński S.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 269. P. 383.
140. *Thoma M.* // Ibid. V. 273. P. 128.
141. *Лохтин И. П., Снугирев А. М.* // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 360.
142. *Eskola K. J., Kajantie K., Ruuskanen P. V.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 332. P. 191; Eur. Phys. J. C. 1998. V. 1. P. 627;  
*Eskola K. J.* // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1997. V. 129. P. 1; Comments Nucl. Part. Phys. 1998. V. 22. P. 185;  
*Eskola K. J., Tuominen K.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 489. P. 329;  
*Eskola K. J. et al.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 570. P. 379.
143. *Лохтин И. П., Снугирев А. М.* // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 1563;  
*Lokhtin I. P., Snigirev A. M.* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 16. P. 527.
144. *Kartvelishvili V., Kvatadze R., Shanidze R.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 356. P. 589.
145. *Wang X.-N., Huang Z., Sarcevic I.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 231;  
*Wang X.-N., Huang Z.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 3047.
146. *Shuryak E.* // Ibid. P. 961.
147. *Lin Z., Vogt R., Wang X.-N.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 899;  
*Lin Z., Vogt R.* // Nucl. Phys. B. 1999. V. 544. P. 339.
148. *Kampfer B., Pavlenko O. P., Gallmeister K.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 419. P. 412.
149. *Lokhtin I. P., Snigirev A. M.* // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 21. P. 155.
150. *Baur G. et al.* Heavy Ion Physics Programme in CMS. CERN CMS Note 2000/060.
151. *Klebesadel R., Strong L., Olson R.* // Astrophys. J. 1973. V. 182. P. L85.
152. *Лучков Б. И., Митрофанов И. Г., Розенталь И. Л.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 743.

153. *Постнов К. А.* // УФН. 1999. Т. 169. С. 545.
154. *Cavallo G., Rees M. J.* // Mon. Not. RAS. 1978. V. 183. P. 359.
155. *Shemi A., Piran T.* // Astrophys. J. 1990. V. 365. P. L55.
156. *Meszáros P., Rees M. J.* // Mon. Not. 1992. V. 257. P. 298.
157. *Cocconi G.* // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 1699.
158. *Rozental I., Belousova I.* // Astrophys. and Space Science. 1997. V. 249. P. 117.
159. *Nikitin Yu., Rozental I.* Theory of Multiple Production Processes. London: Harwood Academic Publisher, 1988.
160. *Bisnovatyi-Kogan G., Mursina V.* Preprint Space Research Institute RAS № 1918. М., 1995.
161. *Andersson B., Gustafson G., Hong Pi.* // Z. Phys. C. 1993. V. 57. P. 485.
162. *Werner K.* // Phys. Rep. 1993. V. 232. P. 87.
163. *Амелин Н. С., Гудима К. К., Тонеев В. Д.* // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1730.
164. *Kruglov N. A. et al.* // Z. Phys. C. 1997. V. 76. P. 99.