

## ОБРАЗОВАНИЕ ДИЛЕПТОНОВ МАЛЫХ МАСС В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*К. О. Лapidус\**, *В. М. Емельянов*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

ВВЕДЕНИЕ	63
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ОБРАЗОВАНИЮ ДИЛЕПТОНОВ МАЛЫХ МАСС В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	67
ИСТОЧНИКИ ДИЛЕПТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	74
Пионная аннигиляция.	74
Кварк-антикварковая аннигиляция.	80
Вклад процессов $q\bar{q}$ - и $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции в дилептонный спектр.	81
Эволюция ядерного вещества в модели Бьеркена.	83
МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДИЛЕПТОНОВ В СМЕШАННОЙ ФАЗЕ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА	84
ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ: ДАЛИЦ-РАСПАДЫ $\pi^0$ и $\eta$	89
РОЖДЕНИЕ ДИЛЕПТОНОВ В ПАРТОННОЙ МАТЕРИИ: ПОПРАВКИ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ И НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ МЕТОДЫ	92
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	97
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	98

---

\*E-mail: kirill.lapidus@cern.ch

## ОБРАЗОВАНИЕ ДИЛЕПТОНОВ МАЛЫХ МАСС В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

К. О. Ланидус\*, В. М. Емельянов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

Рассматриваются механизмы формирования избытка дилептонов малых масс, наблюдаемого в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Проводится обзор экспериментальных данных. Помимо обсуждения стандартных механизмов рождения дилептонов, специфических для столкновений релятивистских ядер (пионной аннигиляции на стадии адронного газа и кварк-антикварковой аннигиляции в кварк-глюонной фазе), предлагается механизм образования дилептонов в смешанной фазе ядерного вещества и оценивается его вклад в спектр дилептонов малых масс. Кроме того, рассматриваются поправки первого порядка по константе сильных взаимодействий к образованию дилептонов в партонной среде и непerturbативные подходы.

Review is devoted to mechanisms of low-mass dilepton excess generation, observed in relativistic heavy-ion collision. Experimental data is reviewed. Besides consideration of traditional mechanisms of dilepton emission, specific for heavy-ion collisions (pion annihilation in hadron gas phase and quark-antiquark annihilation in quark-gluon phase), mechanism of dilepton emission from mixed phase is proposed and its contribution to low-mass region of dilepton spectra is evaluated. First-order corrections in strong coupling constant to dilepton production in parton media as well as recent nonperturbative attempts are considered.

PACS: 25.75.-q

### ВВЕДЕНИЕ

Интересным экспериментальным направлением в физике элементарных частиц является изучение КХД в режиме больших плотностей энергии. Единственный доступный в настоящее время способ обеспечить такие плотности энергии — проведение экспериментов по столкновению тяжелых ядер, ускоренных до ультрарелятивистских энергий\*\*. Такие исследования крайне важны по ряду причин. Во-первых, они позволяют изучать фундаментальные

---

\*E-mail: kirill.lapidus@cern.ch

\*\*Эффекты колоссальной плотности материи должны проявляться также в свойствах таких астрофизических объектов, как нейтронные звезды, но последние, очевидно, не сопоставимы с ускорительным экспериментом по доступности и разнообразию измерений.

проблемы физики микромира — конфайнмент, структуру физического вакуума и т. д. Во-вторых, такие исследования служат своего рода действующей машиной времени, моделируя в лабораторных условиях состояние вещества во Вселенной в первые мгновения после Большого взрыва.

Основной целью изучения столкновений релятивистских тяжелых ядер является поиск нового состояния вещества — кварк-глюонной фазы. Ожидается, что при достижении некоторой критической плотности энергии осуществляется предсказываемый КХД фазовый переход от обычного ядерного вещества к кварк-глюонной материи [1–4]. В таком состоянии обобществляются кварки и глюоны, принадлежащие отдельным нуклонам. Происходит деконфайнмент: партоны — кварки и глюоны — перестают быть запертыми в нуклонах и могут распространяться на расстояния  $\geq 1$  фм. Таким образом, столкновения ядер высоких энергий дают возможность исследования КХД на уровне фундаментальных составляющих.

Наиболее убедительное указание на возможность перехода от адронных степеней свободы к кварковым при высоких температурах дает численное моделирование в рамках решеточной КХД. Предсказания, которые дают вычисления на решетках, пользуются большим доверием, поскольку основаны на первопринципах, т. е. на лагранжиане КХД. Яркий результат, полученный с помощью этой методики, — зависимость отношения  $p/T^4$  ( $p$  — плотность энергии,  $T$  — температура) от температуры, которое демонстрирует резкое возрастание в окрестности  $T_c \simeq 175$  МэВ [5], что свидетельствует о высвобождении кварк-глюонных степеней свободы.

Помимо осуществления в ядро-ядерных столкновениях фазового перехода адроны–партоны существует не менее интересная возможность, связанная с восстановлением киральной симметрии, спонтанно нарушенной при нормальных условиях [6].

Модельные вычисления [7], а также численное моделирование в рамках решеточной КХД [8] указывают на восстановление киральной симметрии в плотной нагретой среде. Переход в кирально-симметричную фазу происходит при  $T_\chi \simeq 170$  МэВ. Как уже упоминалось, примерно при этой же температуре наблюдается резкий рост отношения  $p/T^4$ , свидетельствующий о деконфайменте.

Логика, лежащая в основе последовательного сооружения все более мощных ускорителей тяжелых ядер (SPS, затем RHIC и в ближайшем будущем LHC), отражает наше естественное ожидание того, что эффекты, связанные с формированием высокоэнергетичной фазы ядерного вещества, будут все более отчетливо проявляться с ростом энергии сталкивающихся ядер на фоне обычной адронной фазы. Во многом эта логика себя оправдывает. В ходе работы ускорителя SPS был обнаружен ряд ярких эффектов (увеличение выхода странных частиц, подавление образования  $J/\psi$ ). В дальнейшем эти эффекты тщательно изучались в ходе экспериментальной программы RHIC.

Данные, полученные с RHIC, поставили научное сообщество перед новыми проблемами. В частности, возникла проблема согласования результатов RHIC и SPS.

Однако в последнее время наблюдается возобновление интереса к режиму столкновений ядер при промежуточных энергиях ( $\sim 1-10$  ГэВ/нуклон). С точки зрения фазовой диаграммы ядерного вещества это связано со стремлением исследовать область больших барионных плотностей при невысоких температурах.

Ожидается, что именно в этой области термодинамических параметров фазовый переход из адронной фазы в кварк-глюонную является фазовым переходом первого рода, что обеспечивает интересную возможность формирования в столкновениях *смешанной фазы* ядерного вещества.

Решеточные вычисления в настоящее время ограничиваются областью больших температур и малых значений барионного химического потенциала  $\mu_B$ . Однако расчеты на решетках показывают возможность существования на фазовой диаграмме КХД точки фазового перехода второго рода — критической точки, ограничивающей линию фазового перехода первого рода. В работе [9] были найдены значения температуры и барионного химического потенциала, соответствующие критической точке:  $T_E \simeq 160$  МэВ,  $\mu_E \simeq 360$  МэВ. В пользу существования такой критической точки свидетельствует также ряд феноменологических моделей. В работе [10] представлены результаты расчетов на решетке, впервые свидетельствующие о том, что на фазовой диаграмме имеется *трикритическая* точка, в которой соприкасаются три фазы: адронная, кварк-глюонная и третья фаза, которая является, по всей видимости, фазой цветовой сверхпроводимости. Положение этой критической точки определено как  $T_{\text{tri}} \leq 137$  МэВ,  $\mu_{\text{tri}}^q \simeq 300$  МэВ, где  $\mu_{\text{tri}}^q$  — кварковый химический потенциал ( $\mu_B = 3\mu_q$ ). Барионные плотности в области третьей фазы составляют  $(10-20)n_N$ , где  $n_N$  — нормальная плотность ядерной материи. В пользу того, что третья фаза есть фаза цветовой сверхпроводимости, говорит тот факт, что положение трикритической точки весьма близко к предсказаниям, которые следуют из экспериментов с холодными атомами в ловушках и соображений «универсальности» [11].

Можно полагать, что наиболее полно режим столкновений при больших барионных плотностях будет изучен на ускорителе SIS300 в рамках проекта FAIR [12]. Ожидается, что его работа начнется не ранее 2015 г. Это обстоятельство делает вполне конкурентоспособным действующий отечественный ускоритель нуклотрон (ОИЯИ, Дубна), который позволяет проводить столкновения ядер при энергиях  $E_{\text{lab}} \simeq 6$  ГэВ/нуклон. Планируемая программа физических исследований на нуклотроне посвящена поиску смешанной фазы [13]. Кроме того, недавно были оглашены планы ОИЯИ по созданию на базе нуклотрона коллайдерной установки NICA, которая могла бы обеспечить энергии столкновения  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ, что соответствует  $E_{\text{lab}} \simeq 40$  ГэВ/нуклон.

Естественным образом возникает вопрос об экспериментальных проявлениях кварк-глюонной и смешанной фаз. Потенциальные сигналы фазового перехода принято разделять на «мягкие» и «жесткие» пробники. К «мягким» относятся различные адронные наблюдаемые — отношение  $K/\pi$ , немонотонности в импульсном распределении вторичных частиц и т. д. Такие сигналы не могут формироваться на начальных стадиях столкновения, которые нагретая система проводит в кварк-глюонной фазе. Очевидно, процессы адронизации сильно снижают их информативность с точки зрения обнаружения новой фазы вещества.

К «жестким» пробникам относятся лептоны, фотоны, струи с большими поперечными импульсами, а также адроны, содержащие тяжелые ( $c$  и  $b$ ) кварки. Лептоны и фотоны (электромагнитные наблюдаемые) не участвуют в сильных взаимодействиях. Длина их свободного пробега в ядерном веществе значительно превышает характерные размеры формируемой в столкновении системы (будь то адронная или партонная материя), и поэтому они покидают ядерную материю практически без перерассеяний. В силу этого обстоятельства их кинематические характеристики не искажаются окружающей сильновзаимодействующей средой. Таким образом, лептоны и фотоны являются хорошим инструментом для исследования состояния ядерного вещества в условиях столкновений релятивистских тяжелых ионов.

Особое положение среди электромагнитных наблюдаемых занимают дилептоны. Дилептон — это коррелированная пара разноименно заряженных лептонов ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ). Вклад в дилептонный спектр, регистрируемый в столкновениях релятивистских тяжелых ядер, дают как высокотемпературная кварк-глюонная фаза, так и адронная фаза ядерного вещества, а также фоновые процессы.

Наиболее распространенной характеристикой выхода дилептонов является распределение дилептонов по инвариантной массе. Инвариантная масса пары определяется как

$$M = \sqrt{E^2 - \mathbf{p}^2}, \quad (1)$$

где  $E = E_+ + E_-$ ,  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-$  — суммарная энергия и импульс пары лептонов.

В диапазоне инвариантных масс принято выделять область легких дилептонов с инвариантной массой  $M < m_\rho \simeq 770 \text{ МэВ}/c^2$ . Обнаруженный в конце 1980-х гг. в эксперименте DLS избыток дилептонов малых масс в столкновениях релятивистских ядер (см. разд. 1) по сей день остается интересной проблемой.

Легкие дилептоны несут важную, зачастую уникальную информацию об образовании в столкновениях плотной горячей среды и, наряду с другими экспериментальными сигналами, необходимы для исследования КХД при высоких плотностях энергии.

Отметим, что имеется большое количество работ, посвященных экспериментальным сигналам фазового перехода в дилептонном канале. Чувствительны ли эти сигналы к *порядку* фазового перехода? Этот вопрос обсуждался в литературе, в частности, в работе [14] предлагается сигнатура формирования в соударении смешанной фазы, связанная с кварковой компонентой дилептонного излучения.

Обзор посвящен механизмам образования дилептонов малых масс в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Как уже упоминалось (и далее будет обсуждаться подробнее), процессы рождения дилептонов определяются формируемой в столкновении фазой вещества (адронной, кварк-глюонной, смешанной). В обзоре будет рассматриваться вклад каждой из фаз в область малых масс дилептонного спектра. Как будет показано, в этом массовом диапазоне основную роль, по-видимому, играет адронная фаза. Однако, поскольку вклады кварк-глюонной и смешанной фаз в настоящее время известны достаточно плохо, нельзя исключать возможность проявления в спектре дилептонов малых масс кварк-глюонных степеней свободы.

Изложение построено следующим образом. В разд. 1 проводится обзор основных экспериментальных данных по образованию дилептонов малых масс в столкновениях релятивистских тяжелых ядер. В разд. 2 обсуждаются источники дилептонов, характерные для ядро-ядерных столкновений: пионная аннигиляция на стадии адронного газа и кварк-антикварковая аннигиляция в кварк-глюонной фазе. В разд. 3 рассматривается механизм излучения дилептонов из смешанной фазы. Разд. 4 посвящен фоновым процессам. В разд. 5 обсуждаются поправки высших порядков к излучению дилептонов из кварк-глюонной фазы, а также проводится обзор непертурбативных методов расчета выхода дилептонов.

## **1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ОБРАЗОВАНИЮ ДИЛЕПТОНОВ МАЛЫХ МАСС В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР**

Впервые экспериментальные данные по образованию дилептонов в столкновениях релятивистских ядер были получены на установке DLS (DiLepton Spectrometer) в конце 1980-х гг. Установка размещалась на ускорителе «Бевалак» (Национальная лаборатория, Беркли, США). В столкновениях ядер  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  при  $E_{\text{lab}} = 1,04$  ГэВ/нуклон было обнаружено значительное превышение выхода легких электрон-позитронных пар над дилиц-распадами  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов\* (см. рис. 1).

---

\*Подробное обсуждение дилиц-распадов легких мезонов и их вкладов в дилептонный спектр содержится в разд. 4.

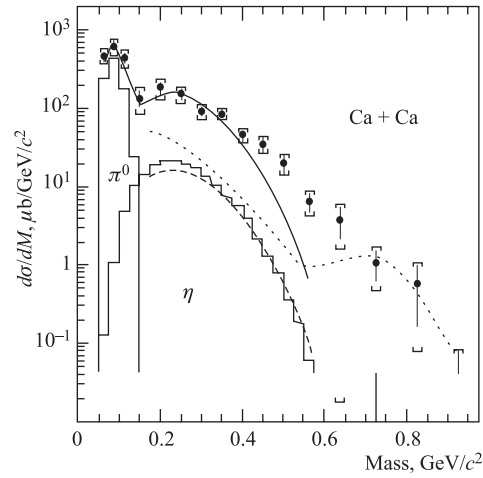


Рис. 1. Данные эксперимента DLS [15]

Интерес к этой проблеме мотивировал изучение  $e^+e^-$ -спектра в столкновениях тяжелых ядер более высоких энергий, что было осуществлено на ускорителе SPS (ЦЕРН, Швейцария) коллаборацией CERES в середине 1990-х гг. [16]. Наиболее яркие данные, отличающиеся хорошей точностью, получены в 2000 г. на модернизированной установке, в состав которой была включена времяпроекционная камера, что позволило улучшить измерение импульса и идентификацию частиц. В эксперименте изучались столкновения ядер  $^{207}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$  при энергии  $E_{\text{lab}} = 158$  ГэВ/нуклон. На рис. 2

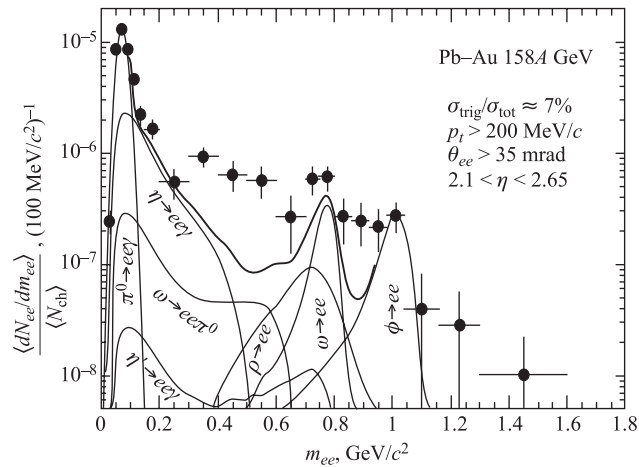


Рис. 2. Данные эксперимента CERES 2000 г. [17]

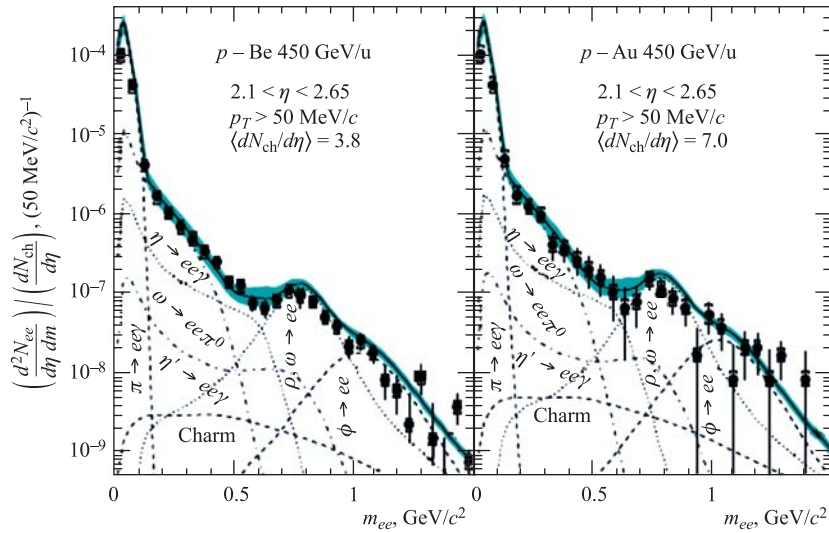


Рис. 3. Данные эксперимента CERES для протон-ядерных столкновений [16]. Сплошной линией показан «адронный коктейль»

представлено распределение дилептонов по инвариантной массе по данным эксперимента CERES.

Жирной сплошной линией показан «адронный коктейль» — суммарный вклад распадов адронов в дилептонный спектр. Очевидно, CERES подтвердил наличие избытка дилептонов в столкновениях тяжелых ядер: количество дилептонных пар в диапазоне инвариантных масс  $200 < M < 600$  МэВ/ $c^2$  превосходит вклад «адронного коктейля» приблизительно в 3 раза.

Таким образом, данные эксперимента CERES подтверждают наличие дилептонного избытка в столкновениях тяжелых ядер.

В то же время дилептонный спектр, зарегистрированный установкой CERES в протон-ядерных столкновениях, хорошо согласуется с ожиданиями от адронных распадов (рис. 3). Это означает, что дилептонный избыток представляет собой явление, специфическое для ядро-ядерных столкновений.

Коллаборация CERES также представила распределение пар по поперечному импульсу (рис. 4) для трех массовых диапазонов:  $M \leq 0,2$  ГэВ/ $c^2$ ,  $0,2 < M \leq 0,6$  ГэВ/ $c^2$  и  $M > 0,6$  ГэВ/ $c^2$ . Хорошо видно, что наибольший избыток наблюдается в диапазоне  $0,2 < M \leq 0,6$  ГэВ/ $c^2$  и что он определяется парами с малыми поперечными импульсами ( $p_T < 500$  МэВ/ $c$ ).

Следует отметить, что избыток легких дилептонов на ускорителе SPS не наблюдался коллаборацией NA38/NA50 [18]. По-видимому, это как раз связано с большими ограничениями на поперечную массу  $M_T = \sqrt{M^2 + p_T^2}$ , использованными при анализе данных.



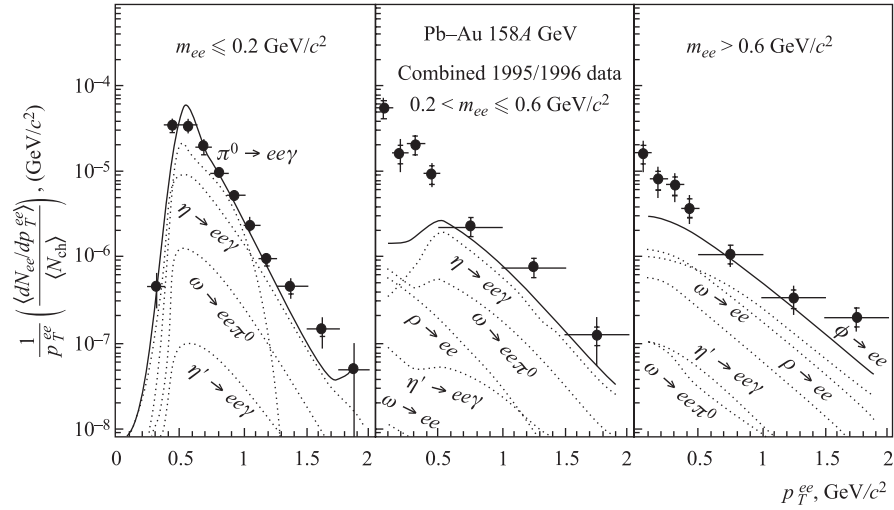


Рис. 4. Распределение пар по поперечному импульсу для трех массовых диапазонов [16]

На ускорителе SPS были также получены данные по рождению  $\mu^+\mu^-$ -пар. Это было осуществлено коллаборацией NA60 [19]. Этот эксперимент в 2003 г. изучал образование мюонных пар в столкновениях  $p + {}^{115}\text{In}$ ,  ${}^{115}\text{In} + {}^{115}\text{In}$  при энергии  $E_{\text{lab}} = 158 \text{ ГэВ/нуклон}$ . На рис.5 представлены

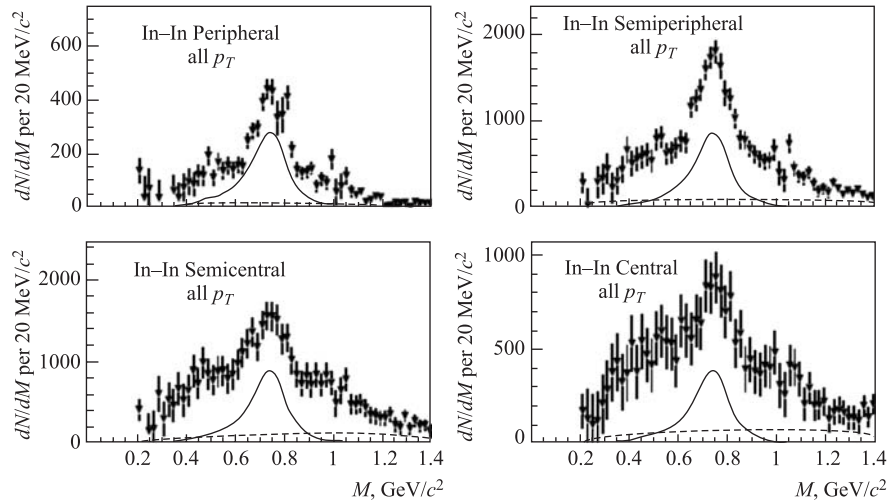


Рис. 5. Данные эксперимента NA60 для различных диапазонов центральности столкновений [20]. Сплошной линией показан вклад распадов  $\rho$ -мезона

экспериментальные данные NA60 за вычетом распадов адронов, исключая  $\rho$ -мезон, для различных диапазонов центральности столкновений — от периферических до центральных. Хорошо видно, что дилептонный избыток увеличивается с ростом центральности столкновения. Это вполне естественно, ведь именно в центральных столкновениях достигается наибольшая плотность энергии и формируется плотная горячая среда, которая служит источником дополнительных дилептонов. В п. 2.1 данные NA60 будут обсуждаться подробнее, сейчас же отметим их исключительную точность — достаточно обратить внимание на то, что экспериментальные данные отложены на линейной, а не на стандартной для таких измерений логарифмической шкале.

С ускорителя RHIC (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) данные по дилептонам представлены коллаборацией PHENIX [21] (рис. 6). В центральных столкновениях Au + Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ наблюдается значительное превышение выхода  $e^+e^-$ -пар над «адронным коктейлем» в области инвариантных масс 200–600 МэВ/ $c^2$ . В то же время для периферических столкновений такого избытка не наблюдается, что согласуется с результатами NA60. Расчет выхода дилептонов для условий RHIC проведен в работе [22]. Показано, что вклад адронной фазы увеличивается в случае отсутствия химического равновесия в системе (что подразумевает наличие ненулевых мезонных химических потенциалов). Тем не менее, даже с учетом таких неравновесных эффектов, результаты расчетов (рис. 6) совершенно не способны описать спектр в области малых масс. Необходимо отметить, что в обсуждаемой работе используется борновское приближение для опи-

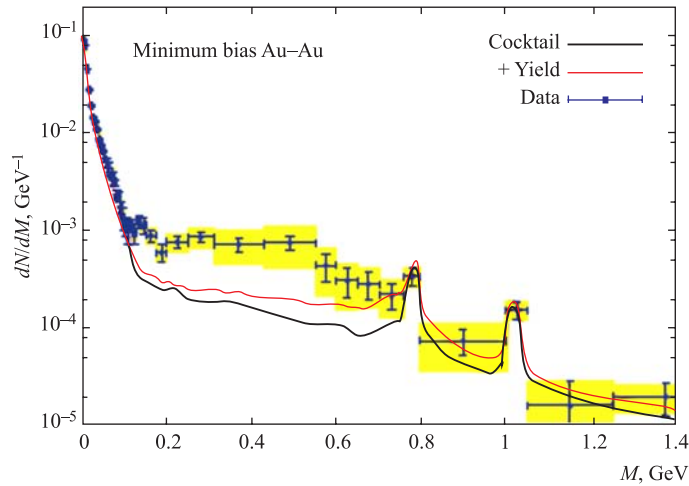


Рис. 6. Данные эксперимента PHENIX в области малых масс и модельные вычисления [22]

сания вклада кварк-глюонной плазмы в спектр дилептонов. В разд. 5 настоящего обзора будет освещено, насколько существенно может измениться вклад партонной материи при учете процессов следующих порядков по константе сильных взаимодействий.

Кроме того, заметим, что малая величина отношения сигнал/фон ограничивает статистическую значимость дилептонных данных PHENIX. Планируется модернизация экспериментальной установки, которая позволит лучше подавить фоны.

Пройдя по энергетической шкале от «Бевалака» до RHIC, следует вновь вернуться к столкновениям промежуточных энергий и обсудить важные экспериментальные данные с ускорителя SIS (GSI, Германия), полученные на установке второго поколения HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) [23]. Коллаборацией представлены результаты по выходу дилептонов в столкновениях  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергиях 1 и 2 ГэВ/нуклон [24, 25].

Распределения по инвариантной массе для двух значений энергии пучка приведены на рис. 7. При энергии столкновения  $E_{\text{lab}} = 2$  ГэВ/нуклон зарегистрировано небольшое превышение выхода легких  $e^+e^-$ -пар над распадами  $\eta$ -мезонов. Однако для меньшей энергии наблюдается более выраженный избыток дилептонов.

Данные HADES, полученные при энергии пучка  $E_{\text{lab}} = 1$  ГэВ/нуклон, представляют особый интерес, поскольку они позволяют осуществить непосредственную проверку результатов, представленных DLS. Поскольку акцептанс установок HADES и DLS сильно отличается, было произведено сравнение данных в акцептансе DLS. Распределения по инвариантной массе и поперечному импульсу приведены на рис. 8. Как видно, данные HADES независимо подтверждают результаты эксперимента DLS: выход дилептонов в диапазоне инвариантных масс 150–500 МэВ/ $c^2$  превышает ожидания от распадов  $\eta$ -мезонов в 7 раз.

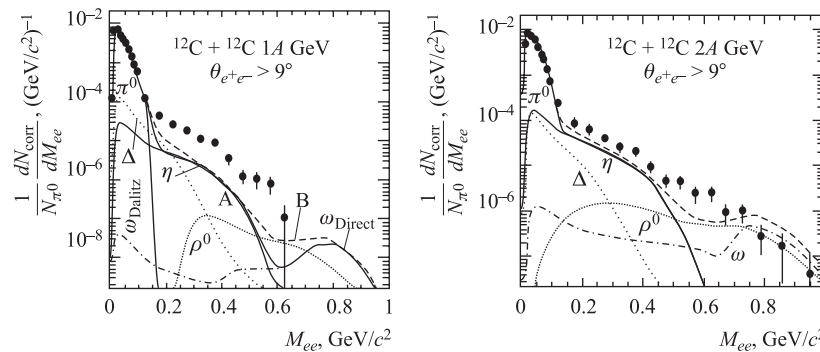


Рис. 7. Данные эксперимента HADES по выходу дилептонов в столкновениях  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при энергии пучка 1 ГэВ/нуклон (слева) и 2 ГэВ/нуклон (справа) [24, 25]

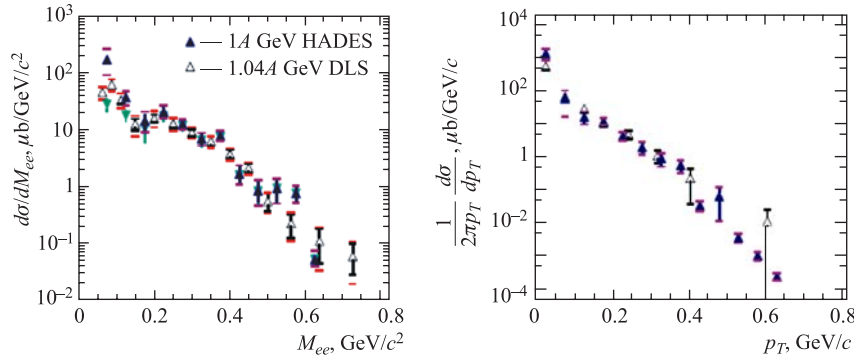


Рис. 8. Данные коллабораций HADES и DLS [25]. Сечение рождения дилептонов в зависимости от инвариантной массы (слева) и от поперечного импульса (справа)

Что является причиной значительного усиления выхода дилептонов, наблюдаемого в экспериментах DLS и HADES при энергии  $E_{\text{lab}} \simeq 1$  ГэВ/нуклон? Для таких небольших энергий столкновения и достаточно легких систем сложно ожидать эффектов, связанных с формированием ядерной среды. В то же время существует плохо изученный (по крайней мере, до последнего времени) процесс тормозного излучения в  $np$ -канале [26, 27], который уже достаточно давно предполагался в качестве механизма, способного разрешить «DLS-загадку».

Тормозное излучение в столкновениях адронов является простейшим неупругим процессом — в конечном состоянии рождается лишь одна дополнительная частица, не участвующая в сильных взаимодействиях (реальный или виртуальный фотон). При невысоких энергиях в протон-протонных столкновениях тормозное излучение подавлено за счет деструктивной интерференции амплитуд процесса [28]. В то же время выход дилептонов малых масс за счет тормозного излучения в  $np$ -канале слабо зависит от энергии столкновения [26]. Следовательно, при энергии  $E_{\text{lab}} \geq 1,5$  ГэВ/нуклон, когда основную роль начинают играть резонансные каналы, роль тормозного излучения становится невелика.

В работе [29] были подвергнуты пересмотру теоретические предсказания для выхода дилептонов за счет тормозного излучения в  $np$ -канале. Результаты работы показывают, что предыдущие расчеты давали заниженную в 4 раза оценку сечения тормозного излучения в  $np$ -канале (см. рис. 4 в [30]).

В работе [30] в рамках транспортной модели был проведен расчет выхода дилептонов для условий DLS ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  и  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  при 1,04 ГэВ/нуклон) и HADES ( $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  при 1 и 2 ГэВ/нуклон). С использованием новых сечений для тормозного излучения в  $np$ -канале весь набор данных может быть удовлетворительно описан.

Несмотря на существующую неопределенность в теоретических предсказаниях, в настоящее время есть все основания ожидать существенного продвижения в изучении тормозного излучения в  $np$ -канале. Такие основания дает экспериментальное исследование рождения дилептонов в  $np$ -столкновениях, осуществленное коллаборацией HADES в рамках программы по изучению рождения  $e^+e^-$ -пар в элементарных реакциях (которая кроме  $np$ -реакций включала в себя изучение  $pp$ -столкновений при энергиях 1,25, 2,2 и 3,5 ГэВ/нуклон). Весной 2007 г. был проведен сеанс с дейтронным пучком и протонной мишенью. Энергия дейтронов составляла 1,25 ГэВ/нуклон. Экспериментальный триггер был настроен на выделение событий с протоном-спектатором. Таким образом, был исследован канал квазисвободной  $np$ -реакции при энергии 1,25 ГэВ.

Предварительный анализ полученного распределения  $e^+e^-$ -пар по инвариантной массе [31] показывает заметное превышение выхода дилептонов в  $np$ -канале по сравнению с  $pp$ -каналом при той же энергии. Этот результат, наряду с расчетами, проведенными в [30], является серьезным аргументом в пользу тормозного излучения как причины усиления выхода дилептонов, наблюдаемого в ядерных столкновениях при энергии пучка  $\sim 1$  ГэВ/нуклон.

Итак, начиная с DLS, ряд экспериментов обнаружил наличие избытка дилептонов малых масс в ядерных столкновениях высоких энергий, который: а) не наблюдается в протон-ядерных столкновениях и б) увеличивается с ростом центральности соударения.

Этот избыток для высокоэнергетичных столкновений связывается с формированием в соударениях ядер плотной нагретой среды и появлением новых, специфических для ядро-ядерных взаимодействий источников дилептонов: 1) пионной аннигиляции на стадии адронного газа; 2)  $q\bar{q}$ -аннигиляции в кварк-глюонной фазе. Что касается образования дилептонов в столкновениях ядер при энергиях  $E_{\text{lab}} \leq 1,5$  ГэВ/нуклон, то, как ожидается на основе теоретических предсказаний и предварительных данных коллаборации HADES, в этом случае значительную роль играет процесс тормозного излучения в  $np$ -канале.

## 2. ИСТОЧНИКИ ДИЛЕПТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

**2.1. Пионная аннигиляция.** Спектры адронов, регистрируемые в ядерных столкновениях высоких энергий, позволяют сделать вывод об осуществлении в столкновениях термализации и формировании нагретой среды. В такой системе (адронном газе) основным источником дилептонных пар является процесс аннигиляции разноименно заряженных пионов. Фейнмановская диаграмма этого процесса представлена на рис. 9.

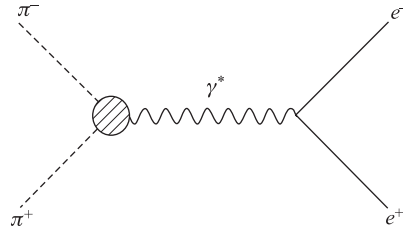


Рис. 9. Процесс пионной аннигиляции

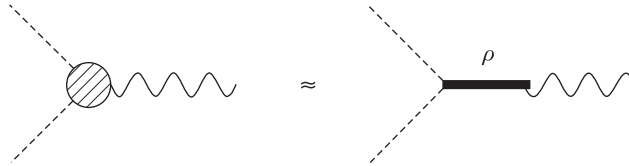
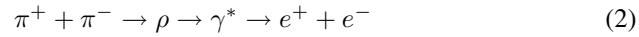


Рис. 10. Пионная аннигиляция в модели векторной доминантности

В модели векторной доминантности процесс пионной аннигиляции в нагретом адронном газе



идет с образованием промежуточного векторного мезона. Брэнчинг распада  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$  составляет  $\sim 100\%$ , для  $\omega$ -мезона брэнчинг того же процесса — всего  $1,7\%$  (для  $\phi$ -мезона он ничтожно мал). Таким образом, процесс двухпионной аннигиляции идет преимущественно через  $\rho$  (рис. 10). Этот факт, наряду с большой шириной  $\rho$ , объясняет доминирующую роль  $\rho$ -мезона в образовании дилептонов из ядерной среды. Необходимо отметить, что пионная аннигиляция является основным, но далеко не единственным механизмом образования дилептонов в нагретом адронном газе: вклад в спектр дает также ряд других процессов ( $K^+K^-$ -,  $N\bar{N}$ -аннигиляция, тормозное излучение адронов и т. д.). Исследование этих источников дилептонов проведено в работах [32, 33].

Следует пояснить принципиальное различие вкладов в дилептонный спектр «первичных» и «вторичных» мезонов. «Первичные» мезоны — это частицы, которые образовались в результате адронизации среды, «вторичные» же частицы — это следствие взаимодействий в ядерной среде, например,  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho$  или  $K^+K^- \rightarrow \phi$ .

В ядро-ядерных взаимодействиях должно рождаться приблизительно равное количество «первичных»  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов (так как массы этих частиц близки). Поскольку брэнчинг распада в  $e^+e^-$ -пару для  $\omega$ -мезона больше (он составляет  $7,2 \cdot 10^{-5}$ , а для  $\rho$  —  $4,7 \cdot 10^{-5}$  [34]), суммарный вклад распадов  $\omega$  будет превышать вклад распадов  $\rho$  (примерно в два раза). Однако для

вторичных процессов, т. е. генерации дилептонов из нагретой среды, будет доминировать  $\rho$ . Таким образом, именно  $\rho$  является «проводником» дилептонного излучения на стадии адронного газа.

Существенным обстоятельством является то, что свойства частиц в плотной нагретой среде отличаются от вакуумных. Это связано с многочастичными взаимодействиями (так называемые эффекты мезонного/барионного газа), а также с восстановлением киральной симметрии. Для того чтобы охарактеризовать эти эффекты, необходимо иметь возможность измерения характеристик частиц (масс, ширины). Идеальным кандидатом для изучения влияния среды на свойства частиц является  $\rho$ -мезон. В силу чрезвычайно малого времени жизни  $\rho$  распадается «в среде» (в отличие, например, от  $\eta$ -мезонов, большое время жизни которых делает невозможным изучать эффекты среды, — эти частицы распадаются лишь после дезинтеграции системы, следовательно, если модификация и имела место, их свойства возвращаются к нормальным [35]).

Детальный обзор различных моделей модификации свойств векторных мезонов в столкновениях тяжелых ядер проведен в работе [36]. Среди многообразия вариантов модификации  $\rho$  существует два основных сценария: 1) уменьшение массы  $\rho$ , связанное с восстановлением киральной симметрии в среде, согласно механизму Брауна–Ро [37]; 2) уширение  $\rho$ -мезонного пика, связанное с взаимодействиями в ядерной среде [38]. Далее будет обсуждаться, что эти два варианта, по-видимому, представляют реальную картину слишком упрощенной.

Очевидно, модификация свойств  $\rho$  неизбежно отразится на спектре дилептонов, образованных в процессе  $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции. Более того, чтобы получить количественное согласие расчетов с экспериментальными данными CERES, такая модификация попросту необходима. Обратимся к модельным расчетам выхода дилептонов в условиях эксперимента CERES, представленным на рис. 11. Дополнительные дилептоны могут быть получены за счет процесса  $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции (вклад кварк-глюонной фазы при таких энергиях столкновения, скорее всего, невелик), однако для количественного согласия с наблюдаемым спектром необходимо учитывать модификацию  $\rho$ -мезона в нагретой ядерной среде. Это легко понять, ведь если проводить расчеты с вакуумными параметрами  $\rho$ , то будет наблюдаться существенное превышение над «коктейлем» в районе  $\rho$ -мезонного пика, в то же время диапазон масс  $M < 600 \text{ МэВ}/c^2$ , где и наблюдается основной избыток дилептонов, не будет заполнен. Существует две возможности насытить спектр в области малых масс: предположить, что масса  $\rho$  в ядерной среде уменьшается, либо учитывать уширение  $\rho$ . Качественно такие возможности соответствуют обсуждавшимся выше теоретическим сценариям модификации  $\rho$ . На рис. 11 приведены результаты расчетов по сценариям массового сдвига (Брауна–Ро) и уширения  $\rho$ -мезона (отмечены как «dropping mass» и «Rapp–Wambach»

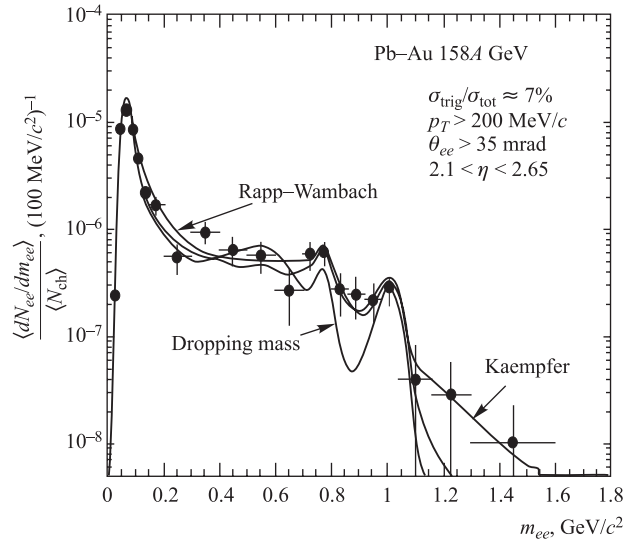


Рис. 11. Модельные расчеты для данных CERES [17]

соответственно). Видно, что предсказания моделей достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Несколько хуже работает модель Брауна–Ро, которая предсказывает минимум в районе между  $\omega$  и  $\phi$ , в спектре не наблюдающийся. Тем не менее точность полученных данных не позволяет делать выводы о характере модификации  $\rho$ -мезона.

Предварительные выводы об изменении свойств  $\rho$ -мезона в ядро-ядерных столкновениях позволяют сделать уникальная точность эксперимента NA60.

На рис. 12 приведен спектр  $\mu^+\mu^-$ -пар за вычетом распадов всех адронов, кроме  $\rho$ , вклад которого показан тонкой сплошной линией. По сути дела, на рисунке представлен дилептонный избыток. Из этих данных следует два вывода: 1) результаты NA60 демонстрируют, что положение  $\rho$ -мезонного пика не изменяется, и 2) результаты в области малых масс согласуются со сценарием уширения  $\rho$  в плотной ядерной среде (модельные расчеты по данному сценарию показаны жирной сплошной линией).

Однако вскоре после опубликования результатов первых сравнений экспериментальных данных с модельными расчетами появился ряд работ, которые указывают на поспешность столь радикальных выводов. Обсудим некоторые из них.

В работе [40] предсказывается нарушение модели векторной доминантности при приближении температуры среды к критическому значению, соответствующему восстановлению киральной симметрии. Поскольку расчет выхода дилептонов из адронной среды традиционно полагается на модель векторной



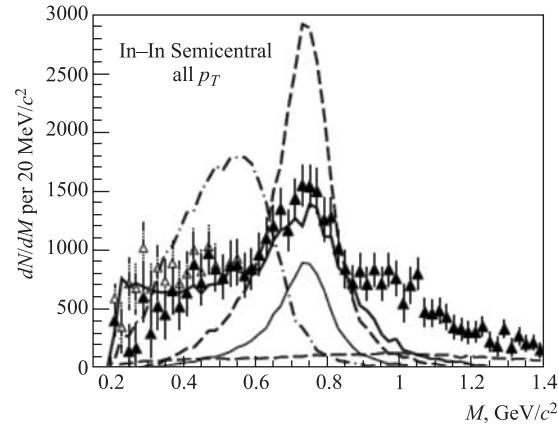


Рис. 12. Данные коллаборации NA60 [39]

доминантности (как, например, вычисления, представленные на рис. 12), такое нарушение ведет к серьезным последствиям. В частности, в таком случае неправомерно трактовать данные NA60, представленные на рис. 12, как положение  $\rho$ -пика. Выход дилептонов при нарушении векторной доминантности изучается в работе [41]. Показано, что такое нарушение ведет к значительному уменьшению выхода дилептонов из адронной среды.

Метод правил сумм КХД применяется для исследования зависимости параметров  $\rho$  от плотности ядерной среды в сценарии Брауна–Ро в работе [42]. Показывается, что уменьшение массы  $\rho$ -мезона согласно модели Брауна–Ро *обязательно сопровождается* существенным уширением  $\rho$ . Иными словами, неверно учитывать в расчетах лишь уменьшение массы  $\rho$ , пренебрегая увеличением его ширины. Таким образом, авторы работы пересматривают традиционную постановку вопроса: происходит ли уменьшение массы или увеличение ширины векторных мезонов в ядерной среде. В соответствии с результатами работы подлинная альтернатива выглядит следующим образом: уменьшается масса  $\rho$  или нет (в дополнение к уширению, которое присутствует в любом случае).

Необходимость тщательного динамического описания ядерных столкновений для адекватной трактовки данных NA60 отмечается в работе [43]. Авторами рассматриваются две параметризации модификации массы  $\rho$ -мезона в среде: первая учитывает лишь плотность ядерного вещества, вторая — также и температурные эффекты. Результаты работы показывают, что механизм Брауна–Ро не противоречит данным в такой степени, чтобы его можно было исключить, но только в случае если масса  $\rho$  зависит лишь от плотности среды (рис. 13). С учетом зависимости и от температуры  $\rho$ -пик слишком сильно смещается от экспериментальных данных.

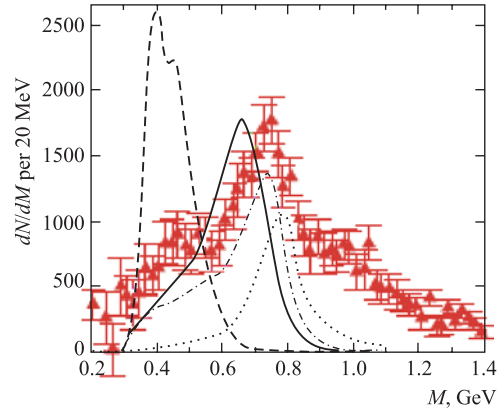


Рис. 13. Сравнение экспериментальных данных NA60 с результатами [43]. Сплошная кривая соответствует зависимости массы  $\rho$  только от плотности ядерной среды, штриховая — от плотности и температуры

Стоит упомянуть также о любопытной возможности модификации  $\rho$ -мезонного пика, связанной с образованием в ядерной среде черенковских глюонов [44]. Механизм черенковского глюонного излучения состоит в следующем: партон, входящий в состав одного из сталкивающихся ядер, излучает энергичный глюон, который, распространяясь в ядерном веществе, индуцирует процесс когерентного излучения. Для того чтобы такой процесс был возможен, необходимо, чтобы показатель преломления ядерного вещества превышал единицу. В соответствии с дисперсионной зависимостью это условие выполняется для глюонов с энергией, меньшей энергии резонанса (в частности  $\rho$ -мезона). Следовательно, при адронизации черенковские глюоны будут давать вклад именно в область масс  $M < m_\rho$ . В работе [45] предпринята попытка описания данных NA60 с привлечением механизма ядерного черенковского излучения. Предполагается, что выход дилептонов вблизи  $\rho$ -пика описывается обычной брейт-вигнеровской формулой с добавкой, связанной с образованием черенковских глюонов. Эта поправка, в соответствии с приведенными соображениями, отлична от нуля в области инвариантных масс дилептонной пары  $M < m_\rho$ . В рамках такого подхода возможно удовлетворительно описать выход дилептонов малых масс, наблюдаемых NA60, однако для этого эффект образования черенковских глюонов (регулируемый параметром, значение которого находится из процедуры фитирования) должен быть достаточно большим.

Несмотря на определенную экзотичность механизма, он также связан с формированием в ядерных столкновениях среды. В этом случае среда не влияет на свойства  $\rho$ -мезона напрямую, но открывает возможность образо-

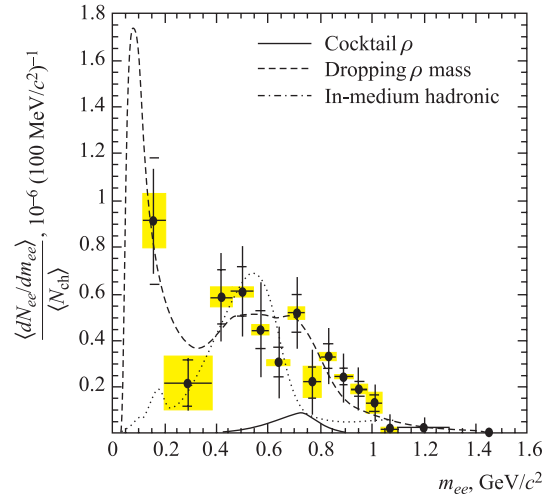


Рис. 14. Данные CERES [46]

вания резонансов, смещенных в область малых масс, за счет когерентного излучения.

В заключение отметим, что после опубликования данных NA60 коллаборация CERES также представила результаты более детального анализа области малых масс дилептонного спектра [46]. На рис. 14 приведен спектр за вычетом распадов всех адронов, кроме  $\rho$  (аналогично рис. 12). Видно, что простой учет уменьшения массы  $\rho$  (пунктирная кривая) неудовлетворительно описывает область  $M > m_\rho$ .

**2.2. Кварк-антикварковая аннигиляция.** В низшем (нулевом) порядке по константе сильных взаимодействий дилептоны из кварк-глюонной фазы образуются в процессе кварк-антикварковой аннигиляции (рис. 15):

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+ + e^-. \quad (3)$$

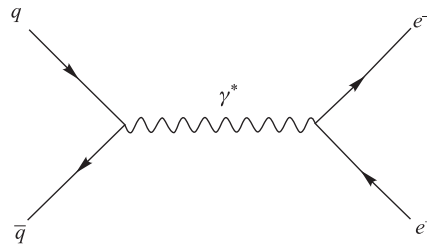


Рис. 15. Кварк-антикварковая аннигиляция

Кварк-антикварковая аннигиляция как сигнал фазового перехода рассмотрена в работах [47, 48]. Результаты модельных расчетов показывают, что этот процесс вносит существенный вклад в дилептонный спектр при инвариантной массе дилептонной пары  $M > 2 \text{ ГэВ}/c^2$  — именно в этой области можно наблюдать «свечение» кварк-глюонной фазы. Однако в области малых масс также ожидаются интересные эффекты. В работах [49, 50] обсуждается возможность существования пиковых структур в спектре дилептонов малых масс, образованных из кварк-глюонной фазы. Эти результаты получены при учете поправок первого порядка. Более подробные поправки по константе сильных взаимодействий, а также непertурбативные подходы к образованию дилептонов из кварк-глюонной фазы будут обсуждаться в разд. 5.

### 2.3. Вклад процессов $q\bar{q}$ - и $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции в дилептонный спектр.

Расчет выхода дилептонов, рожденных в процессах кварк-антикварковой и пионной аннигиляции, сводится к расчету скорости испускания дилептонов в единице объема ядерного вещества  $R \equiv dN/d^4x$  (число дилептонов в единице 4-мерного объема) и последующей свертке с пространственно-временной эволюцией ядерного вещества:

$$N = \frac{dN}{d^4x} \otimes \text{эволюция}. \quad (4)$$

В рамках кинетической теории [48]

$$\frac{dN}{d^4x} = R = g \int \frac{d^3\mathbf{p}_1}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_1) \int \frac{d^3\mathbf{p}_2}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_2) \sigma(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) v_{\text{rel}}, \quad (5)$$

где  $\sigma(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$  — сечение соответствующего процесса;  $f(\mathbf{p})$  — функции распределения частиц в фазовом пространстве;  $v_{\text{rel}}$  — относительная скорость аннигилирующих частиц:

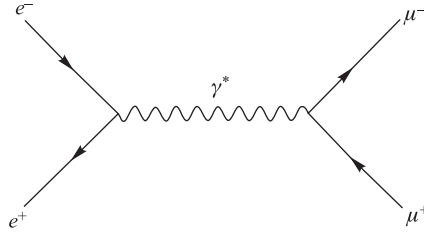
$$v_{\text{rel}} = \frac{\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}}{E_1 E_2}. \quad (6)$$

КЭД-сечение процесса  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  (рис. 16) имеет вид

$$\sigma(M) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left(1 + \frac{2m_l^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{4m_l^2}{M^2}\right)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $m_l$  — масса образованного лептона (в данном случае  $\mu$ );  $M$  — энергия в системе центра масс (инвариантная масса рожденной пары).

Поскольку в данной работе рассматривается образование  $e^+e^-$ -пар, то отношением  $m_l/M$  можно пренебречь.

Рис. 16. Процесс  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ 

С учетом порогового и резонансного характера процесса пионной аннигиляции сечение (7) модифицируется следующим образом:

$$\sigma_\pi(M) = \sigma(M) |F_\pi(M)|^2 \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

где формфактор пиона

$$|F_\pi(M)|^2 = \frac{m_\rho^4}{(m_\rho^2 - M^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2}. \quad (9)$$

В выражении (9)  $m_\rho$  и  $\Gamma_\rho$  — масса и ширина  $\rho$ -мезона.

В сечении для процесса кварк-антикварковой аннигиляции следует учесть дробные заряды кварков:

$$\sigma_{q\bar{q}}(M) = \sigma(M) \sum_{\text{сорт}} e_i^2. \quad (10)$$

Учитывая два сорта безмассовых  $u$ - и  $d$ -кварков,

$$\sum_{\text{сорт}} e_i^2 = 5/9. \quad (11)$$

Весовые факторы

$$g_{\pi\pi} = 1 \quad (12)$$

и

$$g_{q\bar{q}} = N_c (2s_q + 1)^2 = 12, \quad (13)$$

для процессов  $\pi^+\pi^-$ - и  $q\bar{q}$ -аннигиляции соответственно, где  $N_c = 3$  — цветовой фактор,  $s_q = 1/2$  — спин кварка.

Функции распределения частиц в фазовом пространстве без учета поправок на конечность объема системы:

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{\exp(-E/T) \pm 1}, \quad E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}, \quad (14)$$

для ферми- и бозе-частиц соответственно.

Дифференциальные скорости рождения дилептонов (например, важнейшую характеристику  $dN/d^4x dM$ ) можно получить из (5) с помощью соответствующих замен переменных и последующего снятия интегрирования.

Таким образом получаем скорость рождения дилептонов  $R$  в единице объема ядерного вещества как функцию температуры. Для того чтобы получить результирующий спектр, необходимо осуществить интегрирование  $R$  по пространственно-временной эволюции системы, что неизбежно является модельно-зависимой процедурой.

**2.4. Эволюция ядерного вещества в модели Бьеркена.** В данной работе учет пространственно-временной эволюции ядерного вещества произведен в рамках широко используемой 1-мерной гидродинамической модели Бьеркена [51]. В этой модели предполагается лоренц-инвариантность начальных условий (наличие плато в центральной области распределения образованных частиц по быстроте).

Естественные переменные для 1-мерной гидродинамики — так называемые скейлинговые переменные — пространственно-временная быстрота  $y$  и собственное время  $\tau$  определяются следующим образом:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z}, \quad \tau = \sqrt{t^2 - z^2}, \quad (15)$$

где  $t$  — время;  $z$  — продольная координата.

Лоренц-инвариантность начальных условий (начальных плотности энергии, давления, температуры) означает их независимость от переменной  $y$ .

Элемент 4-мерного объема в новых переменных

$$d^4x = \pi R_A^2 \tau d\tau dy, \quad (16)$$

где  $R_A$  — радиус сталкивающихся ядер.

Согласно современной научной парадигме система, формируемая в столкновениях релятивистских тяжелых ионов, в своей эволюции проходит следующие стадии.

1. В первые моменты после столкновения ядер происходят предравновесные процессы (множественные перерасеяния партонов), ведущие к термализации системы. Устанавливается температура  $T_0$ .

2. Если установленная температура  $T_0$  выше критической температуры деконфайнмента  $T_c$ , то реализуется кварк-глюонная фаза.

3. Охлаждаясь при расширении, система понижает свою температуру до  $T_c$ . В случае фазового перехода 1-го рода реализуется смешанная фаза ядерного вещества. Идет процесс адронизации партонов при постоянной температуре.

4. Процесс адронизации завершается формированием фазы адронного газа. Идет охлаждение системы.

5. Система выходит из термального равновесия (thermal freezeout) при температуре  $T_f \simeq 100$  МэВ, разваливаясь на невзаимодействующие адроны. Происходит дезинтеграция системы.

Разумеется, при недостаточных энергиях столкновения система проходит лишь стадии 4–5.

Основное предсказание модели Бьеркена — закон убывания плотности энтропии  $s(\tau) = s_0 \tau_0 / \tau$ , где  $\tau_0 \simeq 1$  фм — собственное время формирования системы. Уравнение состояния идеального газа дает закон охлаждения системы

$$T(\tau) = T_0 (\tau_0 / \tau)^{1/3}. \quad (17)$$

Интегрирование скоростей испускания дилептонов по пространственно-временной эволюции в рамках модели Бьеркена осуществляется следующим образом:

$$N = \int d^4x R \Rightarrow [\text{с учетом (16)}] \Rightarrow \frac{dN}{dy} = \pi R_A^2 \int d\tau \tau R(T(\tau)). \quad (18)$$

Для интегрирования на стадиях охлаждающейся кварк-глюонной фазы или адронного газа удобно перейти от интегрирования по собственному времени к интегрированию по температуре, используя закон охлаждения (17). Тогда дифференциальный спектр дилептонов по пространственно-временной быстрой имеет вид

$$\frac{dN}{dy} \sim \int dT T^{-\tau} R(T). \quad (19)$$

Необходимо отметить, что все проведенные расчеты относятся к центральной области быстрой ( $y \simeq 0$ ).

### 3. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДИЛЕПТОНОВ В СМЕШАННОЙ ФАЗЕ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

Общим свойством фазового перехода 1-го рода является существование смешанной фазы. Это относится и к случаю фазового перехода от обычной адронной материи к кварк-глюонной фазе. Очевидно, описание смешанной фазы ядерного вещества представляет значительную трудность. Однако представляется разумным предположить, что в такой фазе в качестве квазичастиц сосуществуют как адроны, так и кварки.

Теоретическому описанию смешанной фазы ядерного вещества посвящены работы [52, 53]. В частности, обсуждается проблема взаимодействия

кварков с адронами в смешанной фазе. Рассматриваются два предельных случая: 1) взаимодействием между кварками и адронами можно пренебречь, свободные цветовые заряды не «чувствуют» кварки, формирующие адроны; 2) сильная цветовая поляризация адронов ведет к тому, что взаимодействие свободных цветовых зарядов со связанными в адронах и свободными кварками не различается. Авторы делают вывод, что второй предельный случай физически более оправдан. Отмечается, что такое взаимодействие открывает новые каналы генерации дилептонов в ядерных столкновениях.

Мы рассматриваем простейший возможный механизм излучения дилептонов в процессе взаимодействия между фазами — типа механизма Дрелла–Яна, т. е. аннигиляцию свободного кварка из фазы деконфайнмента с кварком, входящим в состав пиона. Предполагается также, что сечение для этого процесса совпадает с сечением кварк-антикварковой аннигиляции (10).

Для того чтобы включить этот канал генерации лептонных пар в существующие расчетные схемы, следует учесть тот факт, что один из аннигилирующих кварков входит в состав адрона. В предлагаемой нами модели это обстоятельство отражается в кинематических характеристиках кварка. Мы ограничиваемся рассмотрением пионной компоненты адронной фазы. Учет внутренней структуры пиона производится с помощью партонных функций распределения по переносимому импульсу [54, 55]. Кварк, формирующий пион, несет долю импульса  $x$ :  $\mathbf{q} = x\mathbf{p}_\pi$ , где  $\mathbf{q}$  — импульс кварка. Как и в п. 1.3, учитываются два сорта безмассовых кварков.

Для проведения расчетов в рамках кинетической теории выражение (5) следует модифицировать следующим образом:

$$R = g' \int \frac{d^3 \mathbf{p}_q}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_q) \int \frac{d^3 \mathbf{p}_\pi}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_\pi) \int dx f_q^\pi(x) \sigma_{q\bar{q}}(\mathbf{p}_q, x\mathbf{p}_\pi) v_{\text{rel}}, \quad (20)$$

где  $f_q^\pi(x)$  — функция распределения кварка в пионе, т. е. по сути нужно провести интегрирование по внутренней структуре пиона.

Весовой фактор

$$g' = (2T_\pi + 1)(2s_q + 1) = 6 \quad (21)$$

учитывает изоспиновые степени свободы пиона и спиновые степени свободы кварка. Отсутствие фактора  $N_c$  объясняется бесцветностью адрона.

В смешанной фазе, как обсуждалось выше, процесс адронизации партонных пар идет при неизменной температуре  $T_c$ . Для моделирования эволюции смешанной фазы в стандартной феноменологической двухфазной модели вводится объемная доля кварк-глюонной фазы  $f_q = f(\tau)$ . Тогда доля адронной фазы есть  $f_h = 1 - f(\tau)$  и плотность энтропии

$$s = s_q f + s_h (1 - f). \quad (22)$$



Тогда можно показать, что

$$f(\tau) = \frac{1}{r-1} \left[ [1 + (r-1)f_0] \frac{\tau_0}{\tau} - 1 \right]. \quad (23)$$

В этом выражении  $r$  — отношение числа степеней свободы двух фаз. Для кварк-глюонной фазы число степеней свободы есть  $7/8 \cdot (2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 3) + 2 \cdot 8 = 37$  (здесь учтены спиновые и цветовые степени свободы двух сортов кварков/антикварков и поляризационные степени свободы восьми глюонов; фактор  $7/8$  отражает фермионную статистику). Для адронной фазы (пионного газа) число степеней свободы есть  $(2T_\pi + 1) = 3$ , следовательно,  $r = 37/3$ .

Существенный параметр  $f_0$  в выражении (23) есть начальная объемная доля кварк-глюонной фазы в образованной системе:  $1 \geq f_0 \geq 0$ .

Поскольку в смешанной фазе процессы аннигиляции идут при постоянной температуре, нет смысла проводить интегрирование типа (19). Однако чтобы получить выход дилептонов, следует проинтегрировать скорость испускания пар, умноженную на долю соответствующей фазы, по собственному времени. Очевидно, в используемом подходе скорость испускания дилептонов при постоянной температуре есть константа и ее можно вынести за знак интеграла. Например, для процесса кварк-антикварковой аннигиляции

$$\frac{dN_q}{dy} = \pi R_A^2 R_q(T_c) \int d\tau \tau f(\tau). \quad (24)$$

Как провести интегрирование по собственному времени процесса кварк-пионного взаимодействия? Этому процессу сопоставляем среднее геометрическое объемных долей кварковой и адронной фаз:

$$f_{\text{мп}}(\tau) = \sqrt{f_q(\tau)f_h(\tau)} = \sqrt{f(\tau)(1-f(\tau))}. \quad (25)$$

Процесс кварк-пионного взаимодействия не может идти, когда одна из фаз полностью отсутствует (случаи  $f = 1$  или  $f = 0$ ). С другой стороны, этот механизм работает наиболее эффективно, когда  $f_q = f_h = 1/2$ . В этом случае достигается максимальное значение  $f_{\text{мп}} = 1/2$ .

На рис. 17 представлена временная эволюция объемных долей кварковой и адронной фаз, а также их геометрического среднего.

Обратимся к результатам расчетов. На рис. 18 приведены спектры дилептонов при реализации в столкновении тяжелых ядер смешанной фазы с учетом всех рассмотренных выше процессов:

- 1) предложенного в данной работе механизма генерации дилептонов (кварк-пионного взаимодействия), уникального для смешанной фазы;
- 2) кварк-антикварковой аннигиляции на стадии смешанной фазы;

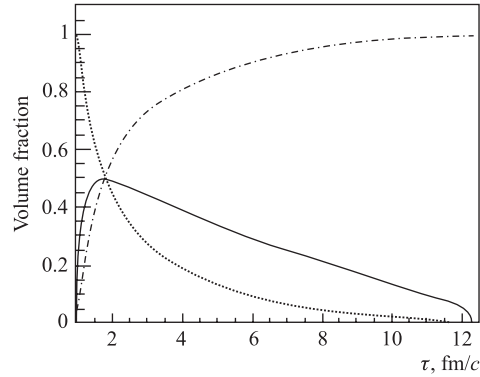


Рис. 17. Зависимость объемных долей кварковой (точечная кривая), адронной (штрихпунктирная) фаз и их геометрического среднего (сплошная кривая) от собственного времени

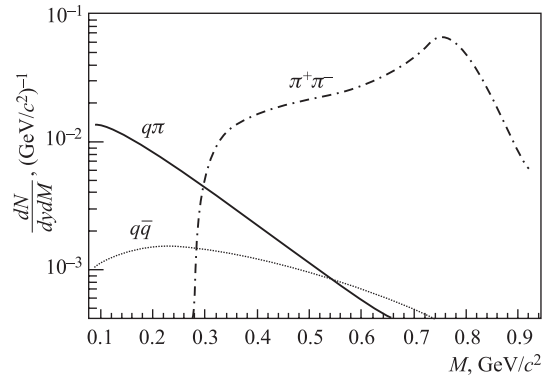


Рис. 18. Спектры дилептонов, излучаемых смешанной фазой. Сплошная кривая — кварк-пионное взаимодействие; штрихпунктирная — пионная аннигиляция; точечная — кварк-антикварковая аннигиляция

3)  $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции на стадии смешанной фазы и на стадии охлаждающегося адронного газа.

Параметры расчетов следующие:  $\pi R_A^2 = 127 \text{ фм}^2$  (центральное столкновение ядер  $^{197}\text{Au}$ ),  $\tau_0 = 1 \text{ фм}/c$ ,  $f_0 = 1$ ,  $T_0 = T_c = 175 \text{ МэВ}$  (реализация смешанной фазы),  $T_f = 100 \text{ МэВ}$ . Данный набор параметров назовем стандартным набором. Для расчетов использована функция распределения кварков в пионе из работы [54]. Расчет проведен для вакуумных характеристик  $\rho$ -мезона:  $m_\rho = 775,5 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma_\rho = 149,4 \text{ МэВ}/c^2$  [34].

Как видно из рис. 18, область  $M > 300 \text{ МэВ}/c^2$  заполнена дилептонами, образующимися в процессе  $\pi^+\pi^-$ -аннигиляции, в спектре которых хорошо

виден  $\rho$ -резонанс. Однако проведенные расчеты позволяют сделать вывод о том, что вклад в дилептонный спектр пион-кваркового взаимодействия превосходит вклад диаграммы того же порядка для кварк-антикварковой аннигиляции в области инвариантных масс  $M < 600 \text{ МэВ}/c^2$ .

При проведении расчетов для описания кварк-глюонной фазы была использована модель идеального газа. Однако хорошо известно, что свойства партонной материи при температурах  $T \sim T_c$  сильно отличаются от свойств идеального газа и большую роль играют непертурбативные эффекты.

В работе [56] предпринята попытка учесть влияние непертурбативных эффектов на импульсные распределения кварков и глюонов. Рассматривается формирование капель кварк-глюонной фазы с характерным размером  $R \sim 1 \text{ фм}$ , на которые налагается требование синглетности по отношению к цветовым  $SU(3)_c$ -преобразованиям. Импульсные распределения кварков модифицируются следующим образом (для нулевого кваркового химического потенциала):

$$f_q(p, R, T) = \frac{2p^2}{\pi^2} \left(1 - \frac{1}{2(pR)^2}\right) \times \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \exp\left[-\frac{p(m+1)}{T}\right] \exp\left[-(m+1)^2 \left(\frac{p^2}{4DT^2} + \frac{1}{3C}\right)\right], \quad (26)$$

где

$$p = |\mathbf{p}|, \quad C = \frac{32}{9}\pi R^3 T^3 + \frac{20}{3\pi}RT, \quad D = \frac{148}{135}\pi^3 R^3 T^3 - \frac{38}{27}\pi RT. \quad (27)$$

При  $RT \gg 1$  формула (26) переходит в распределение Ферми-Дирака для невзаимодействующего газа кварков. Как видно из (26), условие цветовой синглетности капель подавляет кварковые моды с импульсом  $p \leq 1/\sqrt{2}R$ .

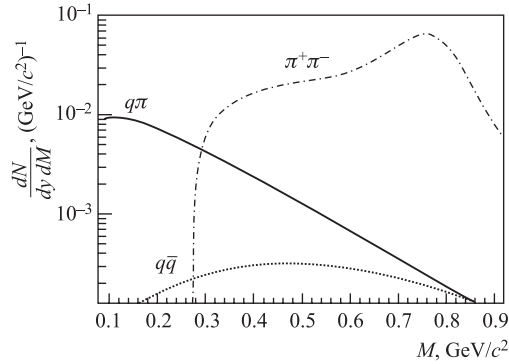


Рис. 19. Спектры дилептонов, излучаемых смешанной фазой, с учетом непертурбативных эффектов. Обозначения кривых совпадают с таковыми на рис. 18

На рис. 19 представлены результаты расчета спектров дилептонов для стандартного набора параметров, полученные с использованием функции распределения (26). Эти результаты весьма любопытны: в то время как подавление кварковых мод с малым импульсом хорошо заметно в спектре дилептонов, рождающихся в процессе кварк-антикварковой аннигиляции, выход дилептонов от кварк-пионного взаимодействия меняется весьма незначительно.

Далее для реалистичного описания дилептонного континуума и оценок относительных вкладов различных источников необходимо учесть фоновые процессы.

#### 4. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ: ДАЛИЦ-РАСПАДЫ $\pi^0$ и $\eta$

В области инвариантных масс пары  $M < 600 \text{ МэВ}/c^2$  основным фоновым источником дилептонов является далиц-распад легких псевдоскалярных мезонов  $\pi^0$  и  $\eta$  (рис. 20):

$$\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma e^+ e^-. \quad (28)$$

Время жизни этих частиц значительно превышает время выхода системы из термального равновесия  $\tau_f \sim 10 \text{ фм}/c$ . После  $\tau_f$  система разваливается на невзаимодействующие адроны, распады которых дают вклад в спектр дилептонов. Таким образом, вклад в дилептонный спектр далиц-распадов адронов  $h$  ( $h = \pi^0, \eta$ )

$$\frac{dN}{dM} = N_h \frac{dB(h \rightarrow \gamma e^+ e^-)}{dM}, \quad (29)$$

где  $N_h$  — число адронов в событии;  $dB(h \rightarrow \gamma e^+ e^-)/dM$  — дифференциальный брэнчинг далиц-распада.

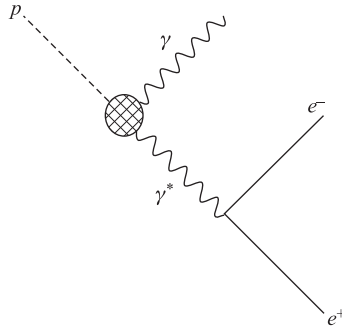


Рис. 20. Далиц-распад псевдоскалярного мезона

$N_h$  для  $\pi^0$  и  $\eta$  определяется их количеством в момент выхода системы из термального равновесия  $\tau_f$  (очевидно, в этот момент  $T = T_f = 100$  МэВ). Чтобы найти  $N_h$ , следует провести интегрирование распределения Бозе–Эйнштейна (поскольку  $\pi^0$  и  $\eta$  имеют спин 0) при  $T = T_f$  по гиперповерхности одинакового собственного времени [50]

$$d\sigma_\mu = d^4x \delta(x \cdot u - \tau_f) u_\mu, \quad (30)$$

где  $u_\mu = (\cosh y, 0, 0, \sinh y)$  — 4-скорость элемента жидкости. Таким образом,

$$N_h = \int d^4x \delta(x \cdot u - \tau_f) u_\mu \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{p_\mu/E}{\exp(p \cdot u/T_f) - 1}, \quad (31)$$

где  $E = \sqrt{m_h^2 + \mathbf{p}^2}$ .

Для одномерного расширения элемент 4-мерного объема дается выражением (16), и при  $y = 0$  имеем

$$\frac{dN_h}{dy} = \pi R_A^2 \tau_f \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp(E/T_f) - 1}. \quad (32)$$

Дифференциальный брэнчинг далайц-распада  $\pi^0$  и  $\eta$  связан с брэнчингом распада  $h \rightarrow 2\gamma$  [57]. Если пренебречь отношением  $m_l/M$  для  $e^+e^-$ -пар, то

$$\frac{dB(h \rightarrow \gamma e^+ e^-)}{dM} = \frac{4\alpha}{3\pi} B(h \rightarrow 2\gamma) \frac{(m_h^2 - M^2)^3}{M m_h^6} |F_h(M)|^2, \quad (33)$$

где  $F_h(M)$  — электромагнитный формфактор адрона.

Электромагнитные формфакторы имеют следующий вид:

$$F_{\pi^0}(M) = 1 + b_0 M^2, \quad (34)$$

$b_0 = 5,5$  (ГэВ/ $c^2$ ) $^{-2}$ ;

$$F_\eta(M) = \left(1 - \frac{M^2}{\Lambda_\eta^2}\right)^{-1}, \quad (35)$$

$\Lambda_\eta = 0,84$  ГэВ/ $c^2$ .

Формфактор пиона не оказывает существенного влияния, так как для далайц-распада масса пары  $M$  всегда меньше  $m_{\pi^0}$ .

Таким образом, имеем

$$\frac{dN}{dM dy} = \frac{dN_h}{dy} \frac{dB(h \rightarrow \gamma e^+ e^-)}{dM}. \quad (36)$$

Характеристики  $\pi^0$  и  $\eta$ , необходимые для проведения расчетов, представлены в таблице.

Характеристики  $\pi^0$  и  $\eta$  [34]

Частица	Масса, МэВ/ $c^2$	Br( $h \rightarrow 2\gamma$ ), %
$\pi^0$	135,0	98,8
$\eta$	547,5	39,4

На рис. 21 приведены спектры дилептонов от распадов  $\pi^0$  и  $\eta$ , образованных в столкновении, для стандартного набора параметров. Хорошо видно, что область инвариантных масс  $M < m_{\pi^0}$  заполнена дилептонами, образованными в процессе далиц-распада  $\pi^0$ . Таким образом, в этом массовом диапазоне весьма затруднительно обнаружить какие-либо сигналы. Спектр дилептонов в области инвариантных масс  $m_{\pi^0} < M < m_{\eta}$  определяется распадами  $\eta$ -мезонов.

Среди адронных источников дилептонов в области инвариантных масс  $M < 600$  МэВ/ $c^2$  стоит также отметить процессы далиц-распадов  $\eta'(958) \rightarrow \gamma e^+ e^-$  и  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ . Однако вклад этих процессов в спектр очень мал, и их учет не производится.

Как видно из (29), вклад далиц-распадов  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, образованных в ядро-ядерных столкновениях, в дилептонный спектр, по существу, фиксируется числом распадающихся частиц, которое желательно измерить экспериментально. Удобный способ — регистрация  $\pi^0$  и  $\eta$  по распаду  $h \rightarrow 2\gamma$ , что было осуществлено коллаборацией TAPS [58]. Данные TAPS используются рядом дилептонных экспериментов при обработке данных.

Компиляция результатов, представленных на рис. 18 и 21, приведена на рис. 22. Расчеты проведены для стандартного набора параметров.

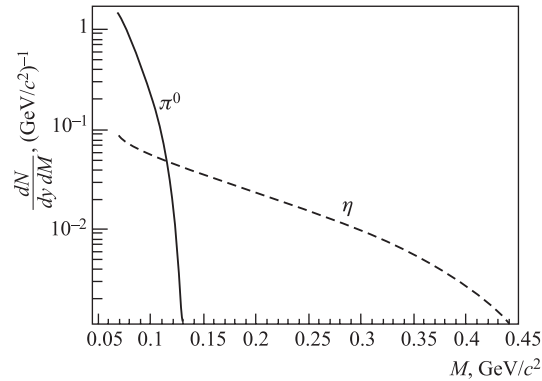


Рис. 21. Спектры дилептонов от далиц-распадов легких мезонов. Сплошная кривая соответствует распадам  $\pi^0$ , пунктирная —  $\eta$

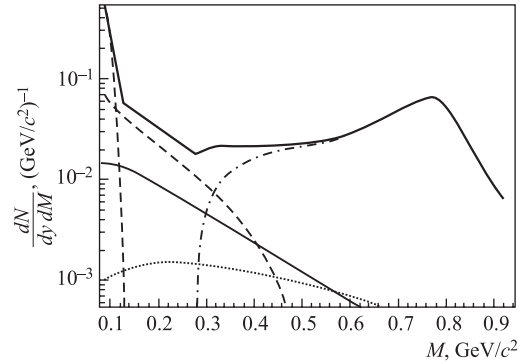


Рис. 22. Спектр дилептонов при реализации смешанной фазы. Жирная сплошная кривая — суммарный вклад всех источников; тонкая сплошная кривая — кварк-пионное взаимодействие; штрихпунктирная — пионная аннигиляция; точечная — кварк-антикварковая аннигиляция. Штриховые кривые соответствуют фонам от адронных распадов

Как видно из рис. 22, результирующий спектр дилептонов в области малых масс в основном определяется адронными источниками — распадами  $\pi^0$  и  $\eta$ , а также пионной аннигиляцией. В то же время существует некоторое превышение над процессом дилиц-распада  $\eta$ -мезона в области  $150 < M < 300$  МэВ/ $c^2$ , обусловленное в основном предложенным в данной работе механизмом генерации дилептонов из смешанной фазы.

## 5. РОЖДЕНИЕ ДИЛЕПТОНОВ В ПАРТОННОЙ МАТЕРИИ: ПОПРАВКИ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ И НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ МЕТОДЫ

До сих пор при обсуждении образования дилептонов в кварк-глюонной (равно как и смешанной) фазе мы ограничивались рассмотрением вклада борновского члена — диаграммы нулевого порядка по константе сильных взаимодействий (рис. 15). Очевидно, необходимо понять, как может измениться выход дилептонов малых масс с учетом поправок первого порядка.

Диаграммы реальных процессов образования дилептонов в партонной среде в первом порядке по константе сильных взаимодействий представлены на рис. 23 (процессы «2 в 2»). Вклад того же порядка дают виртуальные поправки к борновскому члену.

Расчет таких процессов потребовал развития аппарата теории возмущений при конечных температурах. Соответствующий теоретический метод (так называемое HTL-разложение) был предложен в [59]. В рамках этого подхода

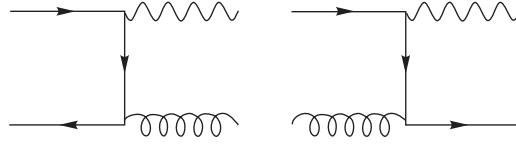


Рис. 23. Реальные процессы образования дилептонов в порядке  $O(\alpha_S)$ . Волнистая линия соответствует виртуальному фотону, спиральная — глюону

партоны за счет взаимодействия с термализованной средой приобретают термальную массу  $m_{\text{th}} \sim \sqrt{\alpha_S T}$ . Таким образом, процесс кварк-антикварковой аннигиляции (3) приобретает порог  $2m_{\text{th}}$ .

При вычислении диаграмм, представленных на рис. 23, возникают затруднения, поскольку результаты содержат особенности, которые, однако, сокращаются при суммировании вкладов реальных и виртуальных поправок [60].

Аналитический результат для поправки первого порядка к скорости образования дилептонов, справедливый в кинематической области  $E \gg T, M$  (т. е. для жестких дилептонов малых масс) [60]:

$$\frac{dR^{(1)}}{d^4p} = \frac{5\alpha^2}{9\pi^4 M^2} m_\beta^2 e^{-E/T} \left[ \ln \frac{2ET}{M^2} - 1 - \gamma + \frac{\ln 2}{3} + \frac{\zeta'(2)}{\zeta(2)} \right], \quad (37)$$

где термальная масса кварка  $m_\beta^2 = 2\pi\alpha_S T^2/3$ .

Принципиальное обстоятельство заключается в том, что поправки первого порядка эффективно заполняют область малых масс и значительно превосходят вклад борновского члена.

Впоследствии было осознано, что для полного описания рождения дилептонов в партонной среде с точностью до  $O(\alpha_S)$  одного лишь учета процессов «2 в 2» недостаточно. Это обнаружилось при изучении диаграмм формально более высокого порядка, представленных на рис. 24 [61]. Обе диаграммы имеют общее свойство: они содержат виртуальные кварки, прилежащие к вершине испускания виртуального фотона. В случае если фотон испускается вперед, виртуальность кварка может быть очень малой. Возникающая в связи с этим обстоятельством коллинеарная особенность устраняется термальной

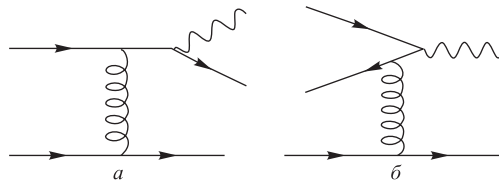


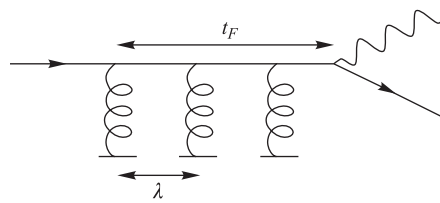
Рис. 24. а) Процесс тормозного излучения; б) процесс аннигиляции реального и виртуального кварка



массой кварка и дает фактор  $T^2/m_{\text{th}}^2$ . С учетом фактора  $\alpha_S^2$  от вершин результирующий вклад этих диаграмм составляет  $O(\alpha_S)$ .

В таком случае возникает вопрос: если диаграммы порядка  $O(\alpha_S^2)$ , усиленные коллинеарными особенностями, в результате дают вклад в порядке  $O(\alpha_S)$ , то, быть может, необходимо рассматривать также диаграммы более высокого (вообще говоря, бесконечного) порядка? На этот вопрос был дан утвердительный ответ [62].

Уже было отмечено, что усиление диаграмм порядка  $O(\alpha_S^2)$  связано с малой виртуальностью, или, в соответствии с принципом неопределенности,



большим временем жизни виртуального кварка. Можно ввести понятие *времени формирования* виртуального фотона  $t_F$ , отождествив его с временем жизни виртуального кварка. В случае если  $t_F$  есть величина, сравнимая или превосходящая среднюю длину свободного пробега кварка между двумя последовательными актами мягких столкновений  $\lambda$ , то в

Рис. 25. Процесс многократных рассеяний в ЛПМ-режиме,  $t_F \geq \lambda$

образовании дилептонов в порядке  $O(\alpha_S)$  вносит вклад диаграмма бесконечного порядка, представленная на рис. 25 и соответствующая многократным когерентным рассеяниям. Это есть не что иное, как проявление эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала.

На рис. 26 приведены результаты расчетов скорости образования дилептонов с учетом поправок первого порядка. Вклад многократных рассеяний (LPM) оказывается весьма существенным для дилептонов с инвариантной массой меньше порога кварк-антикварковой аннигиляции и сопоставим с вкладом процессов типа «2 в 2».

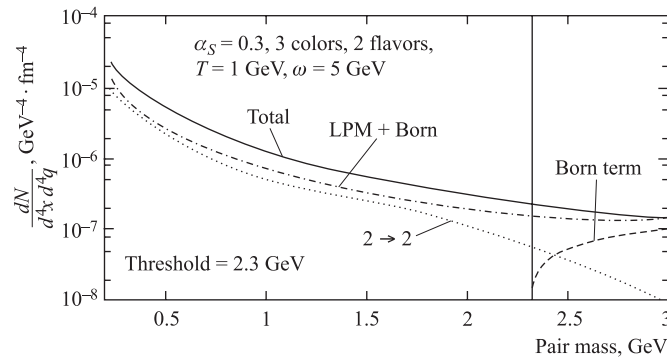


Рис. 26. Скорость образования дилептонов в партонной материи при высоких температурах с учетом всех процессов в порядке  $\alpha_S$  [63]

Однако даже тех колоссальных усилий, которые потребовались для вычисления поправок первого порядка к борновскому члену, по-видимому, недостаточно. Все дело в том, что при температурах ядерного вещества, достижимых на современных ускорителях тяжелых ионов (например, на RHIC предполагается  $T \sim 2T_c$ ), константа связи сильных взаимодействий не является малой, следовательно, сомнительной является сама применимость пертурбативных методов. При таком положении дел необходимо обратить пристальное внимание на любые возможности расчета выхода дилептонов в режиме сильной связи, когда константа связи  $\alpha_S = O(1)$ .

В настоящее время существует два подхода к этой проблеме:

- 1) расчет скорости образования дилептонов в рамках решеточной КХД — традиционно лучшего инструмента для исследования непертурбативной КХД;
- 2) применение «высокой физики» AdS/CFT-соответствия к проблеме генерации электромагнитных сигналов в кварк-глюонной фазе.

На рис. 27 представлены результаты расчетов скорости образования дилептонов, полученные в рамках решеточной КХД, для покоящихся дилептонных пар (импульс пары равен нулю) [64]. Следует отметить два принципиальных обстоятельства. Во-первых, при энергиях пары больше  $4T$  определяющим является борновский член. Однако при меньших энергиях скорость образования дилептонов падает до очень малых значений. Таким образом, при малых энергиях расчеты на решетках входят в противоречие с результатами, полученными в теории возмущений. Сейчас имеются соображения, что как пертурбативные расчеты, так и расчеты на решетках некорректно описывают область малых энергий.

Безусловно заслуживающей внимания выглядит также возможность изучения образования электромагнитных сигналов с помощью AdS/CFT-соответст-

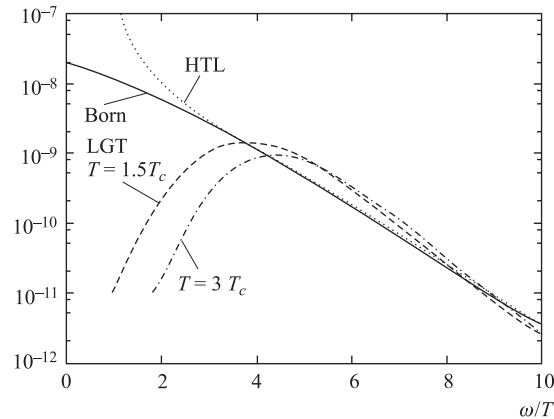


Рис. 27. Результаты расчетов на решетке: скорость образования покоящихся дилептонов в зависимости от отношения энергии пары к температуре [64]

вия [65]. Это соответствие позволяет получать результаты для конформной теории поля в режиме сильной связи, изучая поведение дуальной к ней струнной теории в AdS-пространстве. Здесь сразу возникает существенное затруднение: интересующая нас теория — КХД — не обладает инвариантностью относительно конформных преобразований. В то же время относительно простым и хорошо изученным примером конформной теории поля является  $SU(N_c)$   $N = 4$  суперсимметричная теория Янга–Миллса (SYM). При нулевых температурах SYM существенно отличается от КХД: достаточно отметить, например, что в ней отсутствуют связанные состояния. Однако в режиме больших температур SYM воспроизводит многие свойства КХД: деконфаймент, дебаевское экранирование, закон площадей для вильсоновской петли и т. д. Таким образом, несмотря на то, что в настоящее время не существует теории, дуальной к КХД, AdS/CFT может дать полезную информацию о поведении горячей неабелевой плазмы в режиме сильной связи. Прагматическая позиция заключается в том, чтобы использовать SYM-теорию как модель КХД.

В работе [66] проведены расчеты образования дилептонов и фотонов в SYM-плазме в режиме сильной и слабой связи. На рис. 28 приведены относительные значения температурных поправок к следу спектральной плотности  $\chi_\mu^\mu$  — величине, определяющей скорость образования дилептонов. Расчеты показывают, что выход легких дилептонов значительно увеличивается в режиме сильной связи.

Важно отметить, что выходы фотонов в КХД- и SYM-плазме в режиме *слабой* связи (при определенной процедуре подбора параметров) очень близки. Это означает, что SYM-плазма является неплохой моделью КХД при описании электромагнитных сигналов.

Все рассмотренные методики сходятся в одном: область массивных дилептонов ( $M \gg T$ ) прекрасно описывается борновским членом. Однако в области малых масс результаты расчетов отличаются: теория возмущений предсказывает значительное усиление выхода легких дилептонов по сравне-

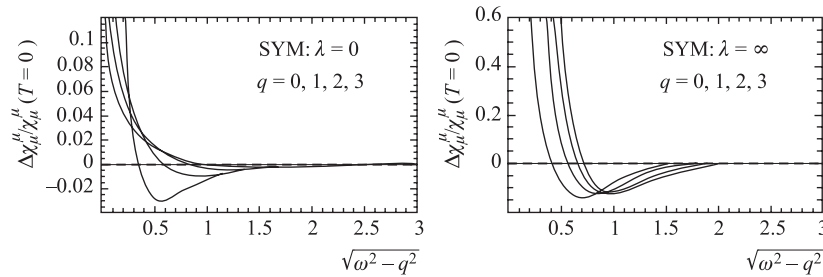


Рис. 28. Относительные величины температурных поправок к следу спектральной функции  $\chi_\mu^\mu$  в зависимости от  $M/2\pi T = \sqrt{\omega^2 - q^2}$  [66]

нию с борновской диаграммой при учете поправок высших порядков. Качественно это предсказание согласуется с расчетами для SYM-плазмы с помощью AdS/CFT-соответствия. Однако расчеты на решетках находятся в противоречии с этими результатами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени накоплено большое количество экспериментальных данных по образованию дилептонов малых масс в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Существование избытка легких дилептонов, подтвержденное рядом экспериментов, связывается с формированием в столкновениях нагретой среды и происходящими в ней вторичными процессами.

Какая среда вносит определяющий вклад в регистрируемый спектр дилептонов малых масс? С большой степенью уверенности можно говорить, что в этой области доминирует адронная фаза и протекающий в ней процесс пионной аннигиляции. Результаты коллаборации CERES показывают, что для удовлетворительного описания экспериментальных данных с помощью механизма пионной аннигиляции необходимо учитывать модификацию свойств векторных мезонов в среде. Существует большое количество теоретических сценариев, предсказывающих разнообразное поведение свойств векторных мезонов при ненулевых температурах / барионных плотностях. Результаты коллаборации NA60, отличающиеся высокой точностью, позволяют продвинуться дальше, ограничивая это многообразие.

Означают ли эти успехи, что в области дилептонов малых масс не могут проявляться эффекты деконфайнмента, формирования смешанной фазы? На наш взгляд, этот вопрос остается открытым, что аргументируется несколькими соображениями.

Что касается возможности образования дилептонов в смешанной фазе, то предпринятая в этой работе попытка описать такой процесс дает интересные результаты. Оказывается, механизм образования дилептонов в смешанной фазе преобладает над процессом кварк-антикварковой аннигиляции. Очевидно, учет диаграмм нулевого порядка и простейшей динамики недостаточен, и необходимо более детальное рассмотрение.

В обзоре были освещены исключительные успехи, достигнутые в изучении образования дилептонов из партонной среды. Расчет поправок первого порядка к кварк-антикварковой аннигиляции показывает, что излучение дилептонов из кварк-глюонной фазы значительно интенсивнее, чем предсказывает наивное борновское приближение. Провести количественный анализ, к сожалению, непросто, поскольку поправки известны лишь для жестких дилептонов.

Уже сейчас изучение AdS/CFT-соответствия дает ценную информацию о рождении электромагнитных наблюдаемых в режиме сильной связи. Этот подход предоставляет большое поле для дальнейшей деятельности. Например, в перспективе возможен расчет выхода электромагнитных наблюдаемых в теориях, значительно более близких к КХД, чем  $N = 4$  SYM.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов В. М., Тимошенко С. Л., Стриханов М. Н. Введение в релятивистскую ядерную физику. М.: Физматлит, 2004. 184 с.
2. Polyakov A. // Phys. Lett. B. 1979. V. 82. P. 247.
3. Shuryak E. V. // Phys. Rep. 1980. V. 61. P. 71.
4. Satz H. // Phys. Rep. 1982. V. 61. P. 349.
5. Karsch F., Laermann E., Peikert A. // Phys. Lett. B. 2000. V. 478. P. 447.
6. Wambach J., Rapp R. // Acta Phys. Polon. B. 1998. V. 29. P. 2323.
7. Wambach J. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 755. P. 198.
8. Karsch F. // AIP Conf. Proc. 2006. V. 842. P. 20.
9. Fodor Z., Katz S. D. // JHEP. 2004. V. 0404. P. 050.
10. Fodor Z., Katz S. D., Schmidt C. // JHEP. 2007. V. 0703. P. 121.
11. Shuryak E. V. nucl-th/0606046.
12. Proposal for an International Accelerator Facility for Research with Heavy Ions and Antiprotons. <http://www.gsi.de/documents/DOC-2004-Mar-196-2.pdf>
13. Sissakian A. N. et al. nucl-ex/0601034.
14. Gorenstein M. I., Pavlenko O. P. // Z. Phys. C. 1988. V. 37. P. 611.
15. Porter R. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1229.
16. Agakichiev G. et al. // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 41. P. 475.
17. Miskowiec D. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 774. P. 43.
18. Abreu M. C. et al. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 13. P. 69.
19. Usai G. et al. // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 43. P. 415.
20. Araldi R. et al. nucl-ex/0605007.
21. Adcox K. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 469.
22. Dusling K., Zahed I. nucl-th/0712.1982.
23. Salapura P. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 749. P. 150c.
24. Agakichiev G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 052302.
25. Agakichiev G. et al. nucl-ex/0711.4281v2.
26. Ernst C. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 447.

27. *Shyam R., Mosel U.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 065202.
28. *Schafer M. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 221. P. 1.
29. *Kaptari L. P., Kampf B.* // Nucl. Phys. A. 2006. V. 764. P. 338.
30. *Bratkovskaya E. L., Cassing W.* nucl-th/0712.0635.
31. *Frohlich I. et al.* nucl-ex/0712.1505.
32. *Gale C., Kapusta J.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 2107.
33. *Gale C., Kapusta J.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 2659.
34. *Yao W.-M. et al. (Particle Data Group)* // J. Phys. G. 2006. V. 33.
35. *Li G. Q., Ko C. M., Brown G. E.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 606. P. 568.
36. *Rapp R., Wambach J.* // Adv. Nucl. Phys. 2000. V. 25. P. 1.
37. *Brown G. E., Rho M.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2720.
38. *Cassing W. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 916.
39. *Arnaldi R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 162302.
40. *Harada M., Sasaki C.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 736. P. 300.
41. *Harada M., Sasaki C.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 114006.
42. *Ruppert J., Renk T., Muller B.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 034907.
43. *Skokov V. V., Toneev V. D.* // Ibid. P. 021902.
44. *Dremin I. M.* // Nucl. Phys. A. 2006. V. 767. P. 233.
45. *Dremin I. M., Nechitailo V. A.* hep-ph/0704.1081.
46. *Adamova D. et al.* nucl-ex/0611022.
47. *McLerran L. D., Toimela T.* // Phys. Rev. D. 1985. V. 31. P. 545.
48. *Kajantie K. et al.* // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 2746.
49. *Braaten E., Pisarski R. D., Yuan T. C.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2242.
50. *Weldon H. A.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 293.
51. *Bjorken J. D.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140.
52. *Shanenko A. A., Yukalova E. P., Yukalov V. I.* // Nuovo Cim. A. 1993. V. 106. P. 1269.
53. *Toneev V. D., Nikonov E. G., Shanenko A. A.* GSI-Preprint-98-30.
54. *Hecht M. B., Roberts C. D., Schmidt S. M.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 025213.
55. *Detmold W., Melnitchouk W., Thomas A. W.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 034025.
56. *Elze H. T., Greiner W.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 179. P. 385.
57. *Landsberg L. G.* // Phys. Rep. 1985. V. 128. P. 301.
58. *Vogt P. H.* // Czech. J. Phys. 1997. V. 47. P. 899.
59. *Braaten E., Pisarski R. D.* // Nucl. Phys. B. 1990. V. 337. P. 569.
60. *Altherr T., Ruuskanen P. V.* // Nucl. Phys. B. 1992. V. 380. P. 377.

61. *Aurenche P., Gelis F., Zaraket H.* // JHEP. 2002. V.0207. P.063.
62. *Aurenche P. et al.* // Ibid. V.0212. P.006.
63. *Gelis F.* // Nucl. Phys. A. 2003. V.715. P.329.
64. *Karsch F. et al* // Ibid. P.701.
65. *Maldacena J. M.* // Adv. Theor. Math. Phys. 1998. V.2. P.231.
66. *Huot S. C. et al.* // JHEP. 2006. V.0612. P.015.