

УДК или PACS 12.38.Mh 25.75.Nq 21.65.Qr

ИССЛЕДОВАНИЯ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.С. Трубников

*НИЦ Харьковский физико-технический институт НАН Украины
 ул. Академическая 1, 61108 Харьков, Украина
 e-mail: vstrubnikov@yahoo.com*

Received 20 July 2011, revised 16 September 2011, accepted 25 October 2011

В данной краткой обзорной статье рассматриваются некоторые аспекты изучения кварк-глюонной плазмы. Приводятся примеры экспериментально наблюдаемых эффектов, связываемых с ее образованием. В частности рассматриваются эффекты усиления образования странных частиц, подавление рождения мезонов J/ψ , подавление рождения частиц с высоким поперечным импульсом и подавление струй. Отдельное внимание уделяется двум современным экспериментам по изучению кварк-глюонной плазмы при низких энергиях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: физика высоких энергий, КХД, кварк-глюонная плазма

STUDY OF QUARK-GLUON PLASMA AT LOW ENERGIES

V.S. Trubnikov

*NSC Kharkov Institute of Physics and Technology NAS Ukraine
 Akademicheskaya 1 st. 61108 Kharkov, Ukraine*

This overview paper deals with several aspects of Quark-Gluon Plasma study (QGP). We discuss some experimental effects considered to be the QGP signatures, in particular strangeness enhancement, suppression of J/ψ meson production, suppression of high P_t particle production and jet quenching. Special attention is paid to the two modern experiments dedicated to QGP formation at low energies.

KEY WORDS: high-energy physics, QCD, quark-gluon plasma

ДОСЛІДЖЕННЯ КВАРК-ГЛЮОННОЇ ПЛАЗМИ ПРИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЯХ

В.С. Трубніков

*НИЦ Харківський фізико-технічний інститут НАН України
 ул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна*

У данному обзорі розглядаються деякі аспекти дослідження кварк-глюонної плазми (КГП). Наведено приклади експериментальних ефектів, пов'язаних з утворенням КГП, такі як посилення народження дивних частинок, зменшення народжування J/ψ мезонів, зменшення народжування частинок з великим поперечним імпульсом та „погашення” струй. Особлива увага приділяється двом сучасним експериментам по дослідженню КГП при низьких енергіях.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: фізика високих енергій, КХД, кварк-глюонна плазма

В соответствии со Стандартной моделью (СМ) и квантовой хромодинамикой (КХД) мы считаем, что материя вокруг нас на элементарном уровне состоит из кварков и лептонов. Кварки - это элементарные блоки материи, в то время как переносчиками сильного взаимодействия между ними являются глюоны. Кварки и глюоны формируют адроны, подчиняясь закону конфайнмента. В соответствии с этим законом кварки и глюоны не наблюдаются в свободном состоянии, они жестко связаны силой, бесконечно растущей при их удалении друг от друга. Однако, в соответствии с современными представлениями об эволюции Вселенной, считается, что материя, образовавшаяся непосредственно после Большого взрыва при временах $t < 10^{-6}$ с, состояла из свободных кварков и глюонов. Мы не можем воссоздать Большой взрыв в лабораторных условиях, однако, с помощью современных ускорителей, можно попытаться воссоздать некоторые свойства первичной материи на очень короткое время. В частности, в высокоэнергетичных столкновениях ионов образовавшаяся ядерная материя характеризуется очень высокой барионной плотностью и высокой плотностью энергии (как и первичная материя Большого взрыва). Таким образом, появляется возможность изучить ядерную материю такой, какой она была на самых ранних этапах существования Вселенной. Подобные исследования необходимы для фундаментального понимания сильного взаимодействия в целом.

Развитие ускорительной техники позволило разгонять даже тяжелые ионы практически до скоростей света. В соответствии с современными представлениями, столкновения ионов при таких энергиях сопровождаются образованием фазы, в которой кварки и глюоны могут считаться свободными частицами в масштабах, превышающих размеры протона (нейтрона). Возможность образования такой фазы является следствием явления асимптотической свободы. Последнее означает, что кварки на малых расстояниях не испытывают взаимодействия. Таким образом, если достаточно нагреть и сжать ядерную материю, то нейтроны и протоны в ядрах, из-за своих конечных размеров, начнут перекрываться. При достижении таких условий кварки уже нельзя приписать к какому-то конкретному нуклону, и они могут рассматриваться как свободные частицы. Такой фазовый переход от конфайнмента к деконфайнменту был теоретически предсказан Коллинсом и Перри в 1974 году [1]. При таких условиях систему можно рассматривать как газ квазисвободных,

сильновзаимодействующих кварков и глюонов. Позднее это состояние вещества было названо кварк-глюонной плазмой в связи с некоторыми аналогиями с обычной плазмой. Термин кварк-глюонная плазма (КГП) был введен Эдвардом Щуряком в 1978 году [2].

Целью работы является рассмотрение различных аспектов образования КГП и некоторых ее возможных проявлений (сигнатур). Внимание уделяется существующим и будущим экспериментам в энергетическом диапазоне инвариантной энергии \sqrt{s} до 20 ГэВ.

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА КХД

КХД добилась больших успехов, в особенности в последние годы. Сложности этой теории связаны с тем, что, если пренебречь массами легких кварков, то теория не имеет фундаментального малого параметра.

Потенциал взаимодействия кварка q и антикварка \bar{q} имеет вид $V_{q\bar{q}} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + kr$ (где $\alpha_s = g^2/4\pi -$

константа сильного взаимодействия, k – константа натяжения струны), и бесконечно растет при увеличении расстояния между ними. На помощь приходит методика расчетов КХД на решетках. Особенно эффективными эти методы стали благодаря развитию вычислительной техники. С точки зрения тематики данного обзора нас будет интересовать, каким образом КХД описывает состояние сжатой и/или сильно нагретой ядерной материи. В особенности интересны теоретические предсказания для параметров фазового перехода к состоянию деконфаймента кварков. К сожалению, на данном этапе теория не дает однозначных предсказаний. Пока не ясен даже сам характер такого фазового перехода. Уравнение состояния, исследованное в [3] для различных параметров, предполагает переход 1-го рода, или так называемый кросс-овер (crossover).

На Рис.1 показаны области существования ядерной материи, адронного газа и КГП в переменных температуры и барионного химического потенциала. Теоретическая кривая, соответствующая критическому переходу 1-го рода, заканчивается критической точкой, и при дальнейшем увеличении температуры и уменьшении химического потенциала возникает область кросс-овера. Также показаны области, достижимые для изучения в настоящее время при энергиях существующих ускорителей. Отдельного внимания в этом контексте заслуживает ускоритель RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Брукхэвен, США), на котором недавно начата программа сканирования различных энергий. В процессе реализации этой программы планируется понизить энергии до рекордно низкой для коллайдера RHIC энергии взаимодействия $\sqrt{S}=5$ ГэВ.

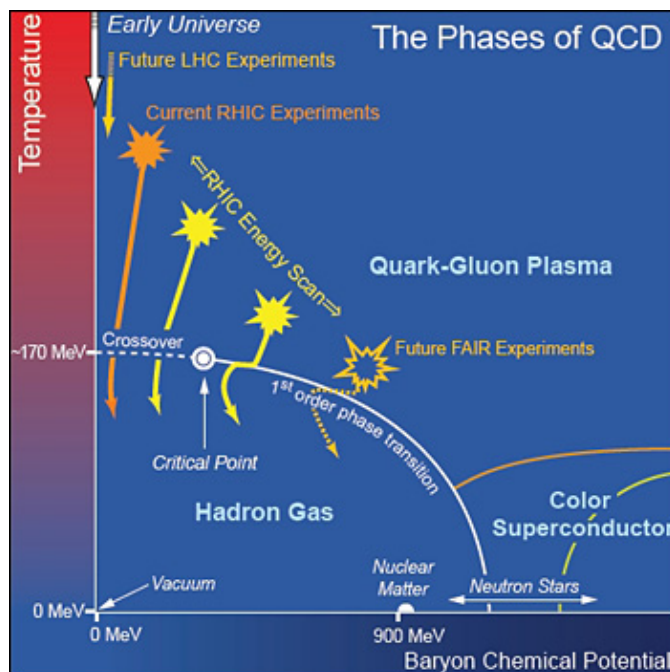


Рис. 1. Фазовая диаграмма КХД

(с официального сайта Brookhaven National Laboratory http://www.bnl.gov/today/story.asp?ITEM_NO=1870)

НАБЛЮДАЕМЫЕ ЭФФЕКТЫ

Одно из первых систематических исследований по данной тематике было сделано на ускорителе AGS (Alternating Gradient Synchrotron) в Брукхэвене, далее эстафету принял ускоритель SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе. В наши дни наиболее интересные данные поступают с ускорителя RHIC и, конечно, с

LHC (Large Hadron Collider). В данном обзоре нас, все же, больше будут интересовать существующие и планируемые эксперименты при энергиях несколько десятков ГэВ на пару сталкивающихся нуклонов (эти энергии можно назвать низкими по меркам сегодняшнего дня). Мотивацией изучения КГП при энергиях порядка 10-20 ГэВ является то обстоятельство, что ряд ученых предполагают найти критическую точку перехода к деконфайнменту именно при низких энергиях, а также при обсуждаемых низких энергиях начинают проявляться эффекты, заслуживающие более детального изучения. Далее мы рассмотрим ряд таких эффектов.

Усиление выхода странных частиц

Изучение рождения странных частиц (то есть частиц, содержащих валентный странный кварк s или \bar{s}) может быть полезным источником информации. Так как при соударении ионов в начальном состоянии ни одна из частиц не содержит валентные странные кварки, то все регистрируемые странные частицы в конечном состоянии, содержащие валентные s или \bar{s} кварки, рождаются в результате взаимодействия. Таким образом, изучение рождения «странности» может дать информацию о характере и динамике взаимодействия партонов.

Эффект усиления рождения странности в центральных столкновениях ионов по отношению к элементарным протон-протонным столкновениям ($p+p$) – один из наиболее известных эффектов, по мнению большинства теоретиков, связанный с образованием КГП. В соответствии с этими представлениями, в образовавшемся при столкновении объекте глюоны, кварки и антикварки интенсивно взаимодействуют между собой, что быстро приводит к некоторому равновесию, при котором происходит выравнивание и стабилизация количества кварков (и антикварков) различных ароматов. Это состояние называется химическим равновесием и, согласно теоретическим представлениям, оно достигается при образовании КГП. Таким образом, количество s и \bar{s} кварков должно быть примерно таким же, как количество легких кварков u , \bar{u} и d , \bar{d} . Соответственно, может наблюдаться рост образования странных частиц в ядерных столкновениях по сравнению со случаем протон-протонных столкновений.

На рис.2 представлены экспериментальные значения отношения выхода положительных каонов к выходу положительных пи-мезонов, как функции энергии столкновения. Как видно из рисунка, наблюдается резкий рост рождения каонов с увеличением энергии до 6-7 ГэВ, а затем небольшой спад и насыщение вплоть до энергий порядка 200 ГэВ. Наличие такой флуктуации позволяет предположить, что этот эффект связан с фазовым переходом. Серыми кружками представлены значения такого же отношения для случая соударения протонов с протонами, для которого подобный эффект не наблюдается. Модель адронного газа хорошо описывает участок резкого роста рождения странности.

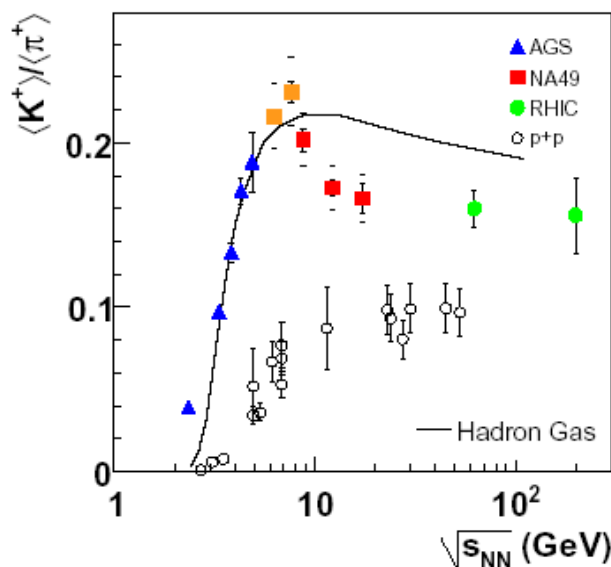


Рис. 2. Отношение усредненного выхода положительно-заряженных К-мезонов к усредненному выходу положительно-заряженных π -мезонов, как функция энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ на пару нуклонов в центральных соударениях ионов свинца. Компильация данных с экспериментов на ускорителях AGS, SPS и RHIC [4]. Серые, не закрашенные кружки представляют собой те же данные в $p+p$ столкновениях. Кривая – расчет в рамках модели адронного газа

Подавление рождения J/ψ мезонов

В 1986 году Матцуи и Сатц [5] теоретически предсказали, что в сжатой, сильно взаимодействующей кварк-глюонной среде рождение тяжелых кварковых ароматов, в частности «очарованных» (charm) кварков c

и антикварков \bar{c} , будет подавлено. В соответствии с этими предсказаниями, такое явление происходит вследствие экранирования цветового заряда в кварк-глюонной среде, что аналогично явлению дебаевской экранировки электрического заряда в обычной среде.

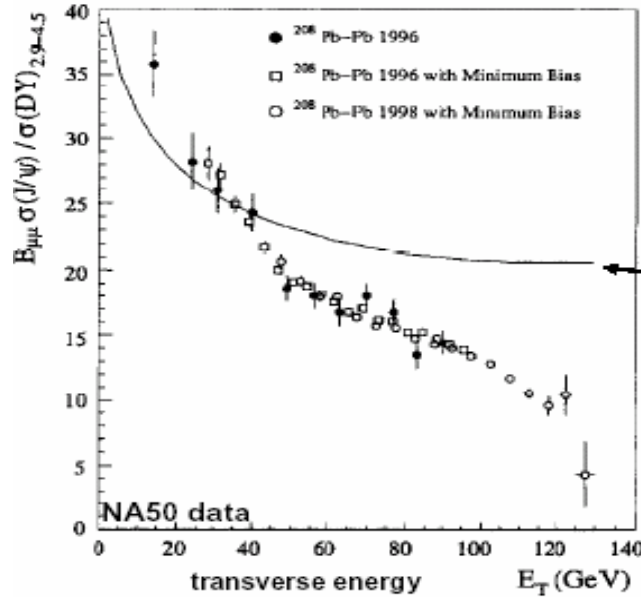


Рис. 3. Эффект аномального подавления рожденных J/ψ мезонов при столкновении ядер свинца.

Компиляция экспериментальных данных [6]. Представлено отношение сечения образования мезонов J/ψ , умноженного на брэнчинг $B(\mu\mu) \equiv Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$, к сечению рождения пары мюонов в процессе Дрелла-Яна, как функция поперечной энергии. На инвариантную массу пары мюонов наложены ограничения $2,9 < M < 4,5$ ГэВ (детали см. в [6]). Кривая представляет собой теоретическое предсказание эффекта “нормального” поглощения J/ψ мезонов в ядерной среде.

Потенциальная энергия связанной системы кварка и антикварка $c-\bar{c}$ может быть представлена как $V(r) = kr - \alpha_{eff}/r$, где α_{eff} - эффективная константа связи, $k \sim 1/T$ - коэффициент натяжения струны, где T - температура. В объекте, образованном в центральном столкновении тяжелых ионов, коэффициент натяжения будет уменьшаться с ростом T и приближением к критической температуре T_c . Остаточное цветовое взаимодействие кулоновского типа модифицируется дебаевской экранировкой. В результате, модифицированный потенциал принимает вид

$$V(r) = -\frac{\alpha_{eff} e^{-r/\lambda_D}}{r}, \tag{1}$$

$$\lambda_D(T) = \frac{1}{T} \cdot \sqrt{\frac{2}{9\pi\alpha_{eff}}}, \tag{2}$$

где λ_D - длина дебаевской экранировки. При этом, в низшем порядке теории возмущений, КХД предсказывает зависимость λ_D от температуры (см. (2)). Как видно из выражения (1), на расстояниях меньших длины экранировки, взаимодействие между кварком и антикварком эффективно удерживает их в связанном состоянии, J/ψ мезоне. Но при повышении температуры (ф-ла (2)), потенциал взаимодействия ослабевает, а радиус эффективного взаимодействия уменьшается. Возникает ситуация, в которой длина экранировки становится меньше боровского радиуса системы $c-\bar{c}$ в J/ψ мезоне, и поэтому связанное состояние уже становится невозможным. После распада J/ψ мезонов, очарованные кварки формируют пары с более легкими партнерами u, d или s , с последующей адронизацией и образованием мезонов. Такой механизм приводит к подавлению рождения J/ψ мезонов.

Рис.3 демонстрирует аномальное подавление рожденных J/ψ мезонов в столкновениях ядер свинца. Как видно из рис.3, с увеличением энергии эффект подавления оказывается значительно большим, чем “нормальное” поглощение ядерной средой. На рис.4 аномальное подавление представлено в зависимости от длины пробега системы $c-\bar{c}$ в ядерной среде, образованной в результате столкновения. Резкий спад этого отношения, выходящий за рамки общей тенденции, позволяет предполагать качественное изменение среды в которой образуются J/ψ мезоны.

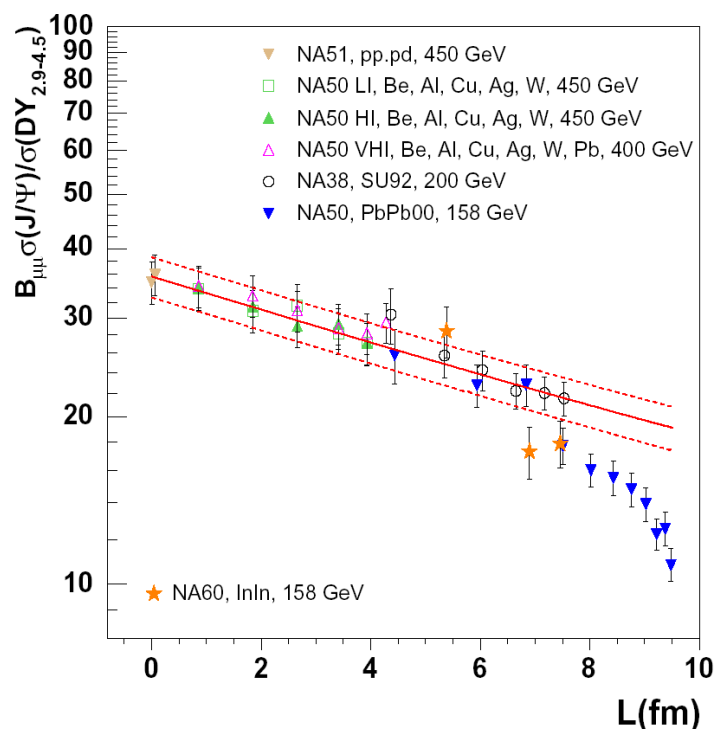


Рис. 4. Эффект аномального подавления рожденных J/ψ мезонов в зависимости от длины пробега системы $C-\bar{C}$ в перегретой ядерной среде (см. [6]).

Первые теоретические предсказания температуры, при которой этот эффект имеет место, были довольно неточными. Так, например, в работе [5] была сделана оценка $T_c = 100-200$ МэВ. Более современные теоретические модели, описывающие рождение (подавление) J/ψ мезонов, являются значительно более сложными и включают комбинацию ряда эффектов: рекомбинацию кварков, эффект «затемнения», нормальное поглощение и др. Некоторые экспериментальные данные, полученные в эксперименте PHENIX, свидетельствуют в пользу независимости фактора подавления от плотности энергии в образовавшемся при столкновении двух тяжелых ионов объекте, который носит название фаербол (“fireball”). В настоящее время следует признать, что из-за сложности и многоплановости проблемы, отсутствует полное понимание эффекта подавления тяжелых кварковых ароматов.

Подавление выхода частиц с большими поперечными импульсами

Перейдем к обсуждению эффекта подавление рождения частиц с большими поперечными импульсами P_t . Этот эффект наиболее ярко проявляется при более высоких энергиях столкновений ионов (порядка 200 ГэВ), чем энергии, обсуждаемые в данном обзоре, но тем не менее исследование этого эффекта начинается именно при низких энергиях. По мере поступления и обработки экспериментальных данных было замечено общее снижение выхода частиц с большими поперечными импульсами. При более детальном изучении оказалось, что это явление проявляется сильнее с увеличением «центральности» столкновений, и, кроме того, оно зависит от типа соударяющихся объектов.

Этот эффект был впервые исследован Бьёркеном в 1982 году. Специфика рождения частиц с большими поперечными импульсами в соударениях тяжелых ионов при высоких энергиях (20 – 200 ГэВ) состоит в том, что такие частицы рождаются в результате жесткого взаимодействия партонов (кварков и глюонов) на самых первых стадиях реакции при малых временах $t \sim 1/P_t \sim 0,1$ Фм/с. Этот процесс удается точно рассчитать в рамках пертурбативной КХД (pQCD) и одним из наблюдаемых следствий является скейлинг сечений по переменной количества бинарных нуклон-нуклонных столкновений.

По современным представлениям процесс подавления частиц с большими поперечными импульсами обусловлен прохождением динамики столкновения через фазу КГП. При этом рожденные в жестком взаимодействии партоны перед фрагментацией проходят сквозь плотную, горячую, сильно взаимодействующую среду, теряя при этом часть своей энергии на испускание глюонов. Именно этот эффект и приводит к общему понижению количества частиц, образующихся с большими P_t .

Количественное описание этого эффекта удобно провести, исследуя фактор ядерной модификации R (nuclear modification factor). Последний определяется как отношение количества рожденных частиц в случае столкновения ионов к количеству частиц такого же сорта в случае протон-протонных столкновений при той же энергии, и деленное на количество бинарных столкновений при данной центральности AA :

$$R_{AA} = \frac{\text{production}(AA)}{N_{\text{Binary Collisions } AA} * \text{production}(pp)} \quad (3)$$

При этом количество бинарных столкновений $N_{\text{Binary Collisions } AA}$ в формуле (3) определяется при помощи методов симуляции Монте-Карло в модели Глаубера с учетом геометрии сталкивающихся ядер. Эта величина увеличивается с увеличением центральности столкновений. Нормировка на количество бинарных столкновений применяется исходя из предположения, что частицы рождаются в бинарных партон-партонных взаимодействиях описываемых пертурбативной КХД.

На рис.5 приведены данные для R_{AA} для нейтральных π -мезонов, полученные коллаборацией PHENIX (ускоритель RHIC) в столкновениях ионов золота при 200 ГэВ/с. Как видно из рисунка, при увеличении центральности эффект подавления рождения частиц с большими P_t становится очень сильным.

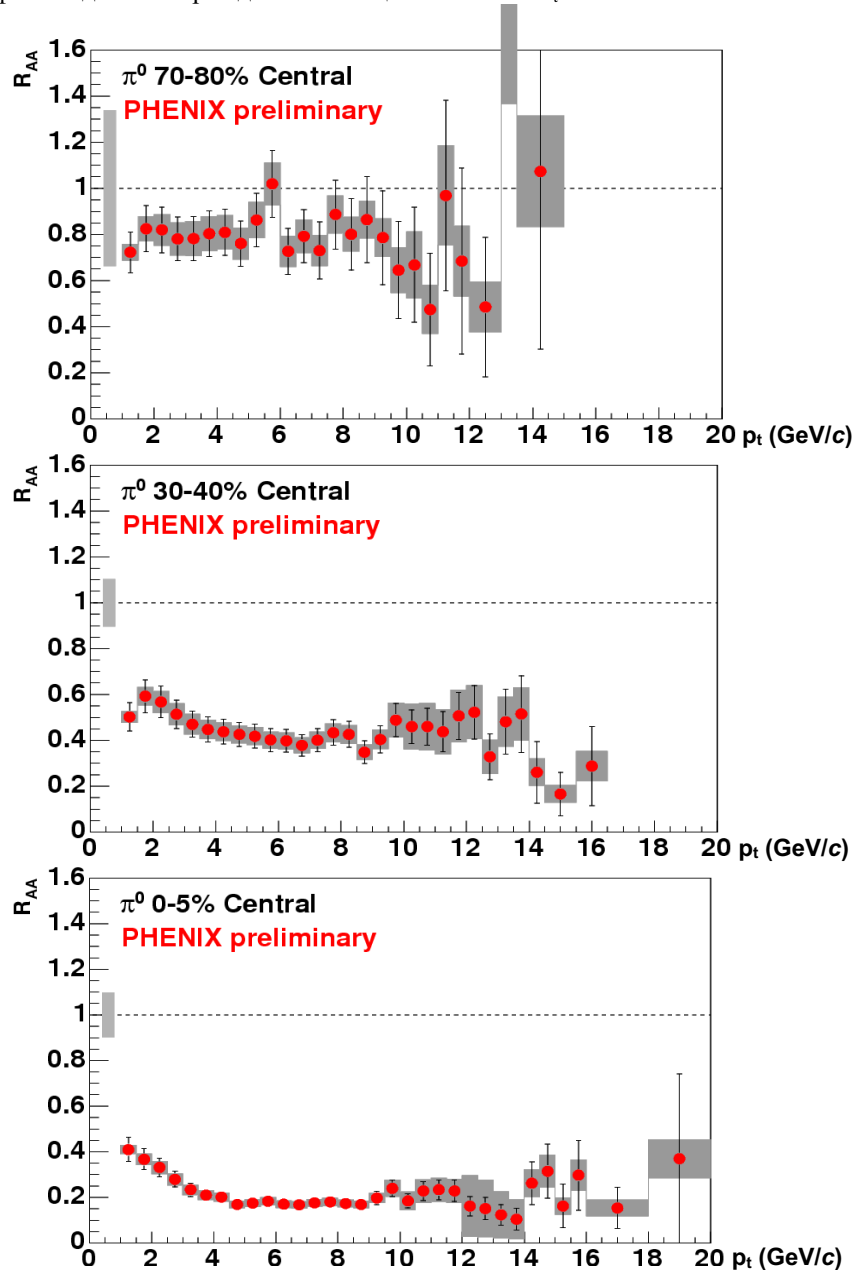


Рис. 5. Фактор ядерной модификации R_{AA} как функция поперечного импульса для периферических (верхний рисунок), полуцентральных (средний) и центральных (нижний) столкновений ионов золота при энергии $\sqrt{S}=200$ ГэВ. Данные эксперимента PHENIX [7].

При сравнении R_{AA} при значительно различающихся энергиях SPS (17,3 ГэВ/с) и RHIC (200 ГэВ/с) на рис.6 становится ясно, что при более высоких энергиях характер поведения R_{AA} в случае заряженных пионов имеет сходную область роста до $P_t \sim 1$ ГэВ, но затем, с дальнейшим ростом P_t для энергии RHIC наблюдается явное подавление, в то время как для энергии SPS фактор ядерной модификации R_{AA} растет вплоть до $P_t=2$ ГэВ,

оставаясь меньше единицы. К сожалению, дальнейшую эволюции фактора ядерной модификации $R_{p\pi}$ для энергии взаимодействия $\sqrt{s}=17$ ГэВ трудно проследить в настоящее время из-за недостаточности экспериментальных данных по рождению пи-мезонов в p+r столкновениях. Возможно, что эта информация будет получена из дальнейших исследований, в том числе на ускорителях RHIC, SPS и NICA. Еще интересней будет изучить эволюцию R_{AA} для идентифицируемых частиц, как функцию энергии столкновений в очень широком спектре (от энергий SPS до энергий LHC).

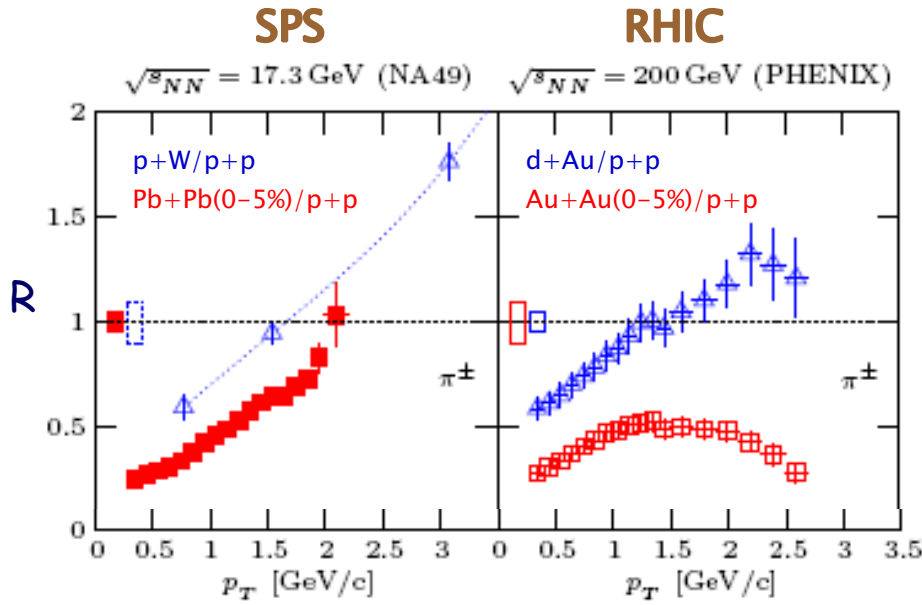


Рис. 6. Сравнение поведения фактора ядерной модификации R_{AA} , как функции поперечного импульса, для усредненного количества рожденных заряженных пионов при различных значениях энергии столкновений. Данные с ускорителя SPS (слева) и ускорителя RHIC (справа) [8].

Отсутствие эффекта подавления в случае реакции столкновений ядер дейтерия и золота на RHIC может быть объяснено тем, что в этом случае не ожидается образование КГП, и, следовательно, партоны не будут столь интенсивно терять свою энергию перед процессом фрагментации. Такое явление было подтверждено и в других экспериментах.

Еще одним методом изучения динамики рождения частиц в столкновениях тяжелых ионов является изучение отношения рождения в центральных и в периферических столкновениях (см. [8]). Фактор R_{CP}^{BC} определяется как

$$R_{CP}^{BC} = \frac{N_{binary_peripheral}}{N_{binary_central}} \times \frac{production(AA)central}{production(AA)peripheral} \quad (4)$$

где $N_{binary_central}$ и $N_{binary_peripheral}$ количество бинарных взаимодействий соответственно в центральных и периферических столкновениях, а $production(AA)central$ и $production(AA)peripheral$ – выход рассматриваемого типа рожденных частиц.

Фактор R_{CP}^{BC} используется в случае отсутствия данных по pp столкновениям и невозможности определения R_{AA} . Если в выражении (4) применить нормировку на число задетых (“wounded”) нуклонов, то получим выражение для R_{CP}^W в виде

$$R_{CP}^W = \frac{N_{wounded_peripheral}}{N_{wounded_central}} \times \frac{production(AA)central}{production(AA)peripheral} \quad (5)$$

Различная нормировка факторов ядерной модификации R_{CP}^{BC} и R_{CP}^W мотивирована различными акцентами исследований. Как нами было отмечено выше, нормировка на количество бинарных столкновений удобна для изучения рождения частиц, исходя из предположения, что они рождаются в бинарных партонных взаимодействиях. В тоже время, мы применяем нормировку на число задетых нуклонов для исследования рождения частиц посредством возбуждения и последующего распада частиц - участников столкновения.

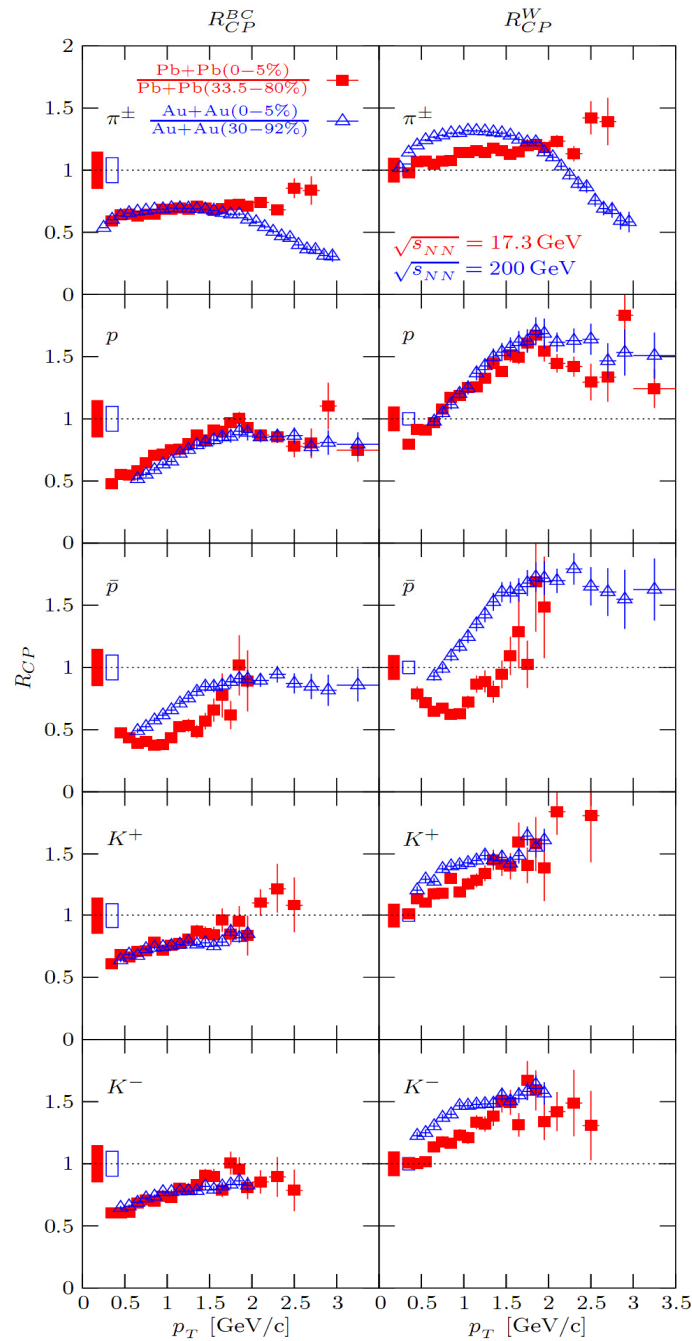


Рис. 7 Факторы R_{CP}^{BC} и R_{CP}^W как функции поперечного импульса p_T для энергий SPS (квадраты) и RHIC (треугольники). Данные представлены для различных идентифицируемых частиц [8].

На рис.7 представлены одни из последних результатов для R_{CP}^{BC} и R_{CP}^W с ускорителями SPS и RHIC для различных идентифицируемых частиц. Несмотря на большую разницу в энергии, фактор R_{CP}^{BC} ведет себя практически одинаково для всех частиц кроме антипротонов. R_{CP}^{BC} для заряженных пионов при $p_T > 2$ GeV/c продолжает расти при низких энергиях, в то время как при энергии RHIC он падает. Из этого можно заключить, что в рассматриваемой области поперечных импульсов подавление имеет очень сходный характер для всех частиц, кроме пи-мезонов. В нашей работе [8] это явление объясняется тем, что в данной области энергий жесткие процессы не вносят заметного вклада, а доминируют скорее “мягкие” процессы. Дальнейшие исследования при более высоких поперечных импульсах могут выявить различия в поведении R_{CP}^{BC} и R_{CP}^W при более высоких энергиях.

Эффект подавления струй

Одним из интересных явлений в физике столкновений тяжелых ионов является эффект подавления струй. Струи - это скоррелированные сгустки высокоэнергетичных частиц, которые образуются в результате

фрагментации партонов, имевших большие импульсы. Такие партоны рождаются в жестком взаимодействии (с большим переданным импульсом Q^2) партонов исходных частиц. В силу законов сохранения энергии-импульса эти партоны рождаются парами с противоположно направленными импульсами. Эффект подавления струй имеет ту же самую физическую основу, что и подавление выхода частиц с большими поперечными импульсами. Так как лидирующий партон перед фрагментацией проходит через область КПП, он теряет часть своей энергии на излучение глюонов. И в зависимости от геометрии событий, в парах струй будет наблюдаться асимметрия (рис.8). Возможны даже случаи полного поглощения одной из струй пары (например, в случае образования струй на периферии фаербола КПП). При этом одна струя образуется без потерь энергии, в то время как вторая струя полностью поглощается.

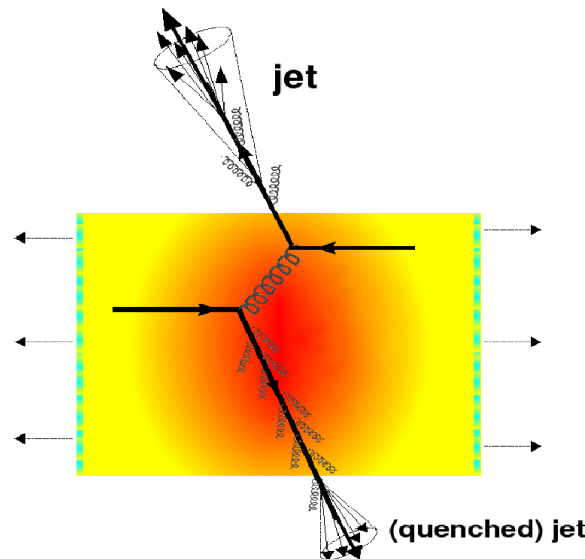


Рис. 8. Жесткое рассеяние партонов, формирующее две противоположно направленные струи. Струи теряют энергию на излучение в зависимости от длины пробега в сильновзаимодействующем объеме КПП.

На рис.9 показаны азимутальные распределения рождения частиц по отношению к детектированной струе. Полярную систему координат ориентировали в направлении главной струи ($\phi=0$) и искали струю отдачи в направлении $\phi=\pi$. В случае столкновений Au+d и p+p хорошо видны корреляции между основной струей и струей отдачи, в то время как в случае Au+Au струя отдачи (почти) полностью подавлена. Так же наблюдается зависимость от геометрии события. Если струя отдачи лежит в плоскости реакции то, имея более короткий путь до фрагментации, подавляется меньше, в то время как струя вне плоскости подавляется сильнее (рис.9b) Интенсивные исследования физики струй и эффектов их подавления проводятся в настоящее время на ускорителе RHIC (см., например, [9,10]).

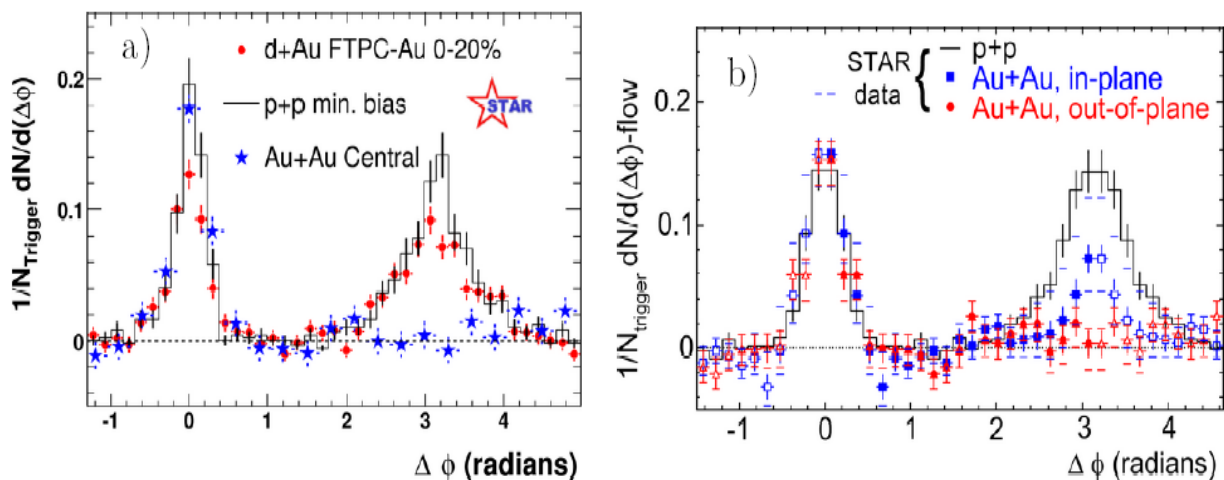


Рис. 9. Азимутальное распределение частиц струи отдачи по отношению к выделенной струе [10].

Наблюдение и изучение подавленных и односторонних струй в соударениях ионов золота при энергиях 200 ГэВ/с является одним из главных достижений коллаборации STAR. Это экспериментальное наблюдение служит весомым аргументом в пользу теории образования КПП.

Эксперимент NA61 SHINE

Эксперимент NA61 [11] посвящен образованию и изучению плотной и горячей ядерной материи и поиску критической точки деконфайнмента при низких энергиях. Это эксперимент по рассеянию на фиксированной мишени (см. Рис.10) расположен в ЦЕРНе, на супер-протонном синхротроне SPS. Детектор NA61 - это прошедший модернизацию детектор коллаборации NA49 [12]; он имеет прекрасную эффективность детектирования и идентификации заряженных частиц, что позволяет проводить детальные исследования как элементарных протон-протонных, так и ион-ионных взаимодействий.

Основные компоненты детектора - это два больших сверхпроводящих магнита, генерирующих мощное магнитное поле; четыре малых камеры временной проекции (vertex time projection chamber), служащих для реконструкции вершины первичного взаимодействия; две большие камеры временной проекции, позволяющие реконструкцию трека и идентификацию частиц; массив детекторов времени пролета; и детектора спектров частиц. Совокупность информации, поступающей со всех детекторов, позволяет регистрировать и идентифицировать частицы в большой области фазового пространства.

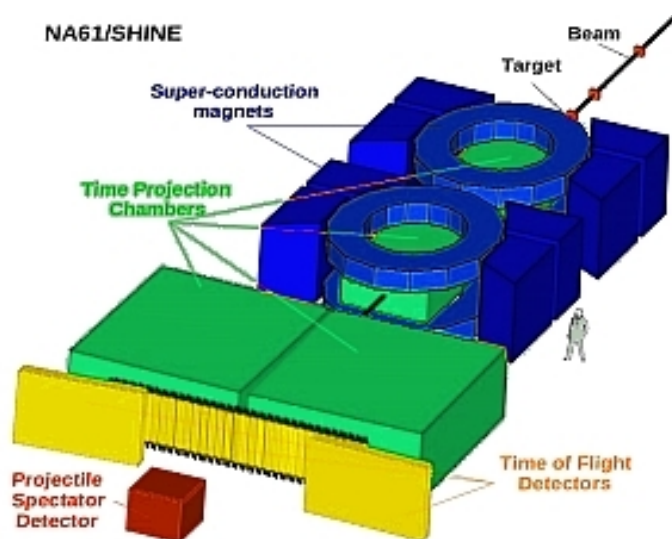


Рис. 10. Схематический вид детектора NA61 [11]

Основным направлением исследований в эксперименте NA61 является поиск фазового перехода от обычной ядерной материи к КГП. Некоторые теоретические модели предсказывают, что это должен быть фазовый переход 1-го рода [13]. Для детального изучения условий и свойств этого перехода была предложена программа по последовательному изучению столкновений при всем спектре энергий и при всех возможных вариантах соударяющихся объектов доступных на ускорителе SPS.

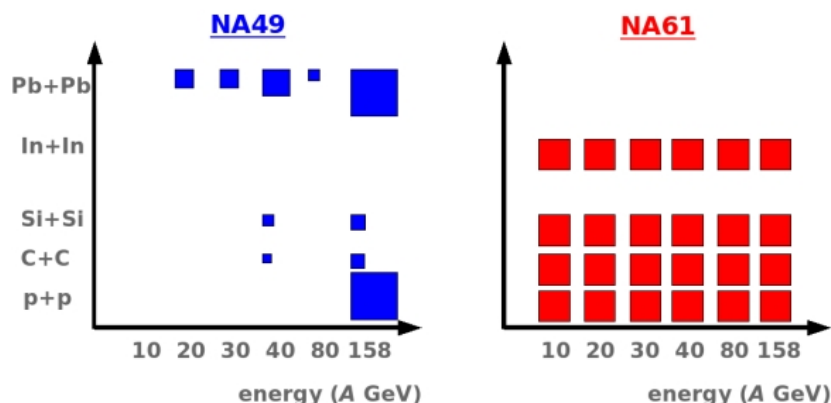


Рис. 11. Сравнение экспериментальных программ экспериментов NA49 (слева) и NA61 (справа). По оси OX отложена энергия взаимодействия, по оси OY - типы сталкиваемых частиц. Размер квадратов пропорционален набранной в экспериментах статистике [11].

Ранее на эксперименте NA49 были собраны существенные массивы экспериментальных данных. Тогда основной акцент был сделан на p+p и Pb+Pb столкновениях, что позволило получить много интересных результатов. Как видно из рис.11, программа NA61 ставит перед собой цель существенно расширить массив экспериментальных данных, что позволит детально изучать как уже известные эффекты, так и искать новые.

Эксперимент NICA MPD

MPD - это проектируемый эксперимент по изучению сжатой ядерной материи на нуклотроне NICA в Дубне [14]. Это эксперимент на встречных пучках ионов и протонов (рис.11). Максимальная энергия взаимодействия $\sqrt{S}=9$ ГэВ. Исследования на детекторе MPD будут сконцентрированы на изучении смешанной фазы ядерной материи, поисках критической точки фазового перехода и изучении возможных проявлений (сигнатур) КГП.

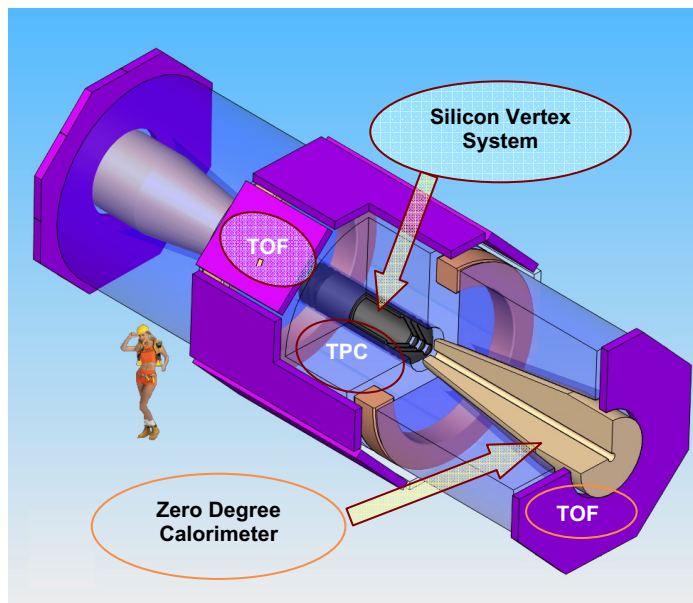


Рис. 12. Схематический вид детектора MPD [14]

Основные составляющие детектора MPD следующие: силиконовый вершинный детектор (Silicon Vertex System); SVS окружен камерами временной проекции (Time Projection Chamber); далее вокруг пучка расположен калориметр малых углов (Zero Degree Calorimeter); внешняя поверхность покрыта массивами детектора времени пролета (Time Of Flight). Дизайн детектора оптимизирован для работы как с реакциями с низкой множественностью, так и для изучения столкновений тяжелых ионов с множественностью порядка 1000 регистрируемых треков. Суммарная информация с детекторов позволяет производить идентификацию частиц.

Может возникнуть естественный вопрос: почему же в наше время большие группы ученых изучают и планируют исследовать столкновения ионов при малых (или небольших) энергиях, в то время как давно работают ускорители при намного более высоких энергиях? Здесь ответ состоит в том, что на основе информации, полученной в предыдущих экспериментах, теоретики, изучавшие фазовую диаграмму КХД и КГП, пришли к выводу, что именно низкоэнергетическое образование КГП может представлять особенный интерес. А именно, детальное изучение столкновений ионов при низких энергиях может позволить определить критические параметры и особенности процесса деконфайнмента кварков.

Какие же имеются основания для таких ожиданий? Поведение кривой, описывающей образование странности на рис.2, позволяет утверждать, что критическую точку следует искать в окрестности энергии взаимодействия $\sqrt{S}=6-10$ ГэВ. Именно по этой причине в эксперименте NA61 планируется сканирование интересующей нас области энергий (отметим, что $\sqrt{S}=7$ ГэВ соответствует энергии на нуклон около 30-40 ГэВ), а также эксперименты с разными типами ионов. Эти эксперименты будут выполняться для нахождения систематических особенностей во флуктуациях, что, в свою очередь, позволит определить параметры критической точки перехода к КГП.

Еще одна дополнительная мотивация к исследованиям при низких энергиях, это изучение зависимости барионной плотности фаербола от энергии столкновений. В соответствии с исследованиями Рандрапа и Клейманса, наибольшая барионная плотность в фазе адронизации достигается именно при низких энергиях [15]. Этими авторами показано, что при увеличении энергии пучков становится существенным эффект ядерной прозрачности.

Ядерная прозрачность приводит к тому, что на LHC, в столкновениях ионов, фаербол будет характеризоваться большой плотностью энергии, но барионная плотность в фазе адронизации при этом будет падать. Теоретические кривые зависимости плотности энергии от барионной плотности имеют явный максимум, для которого в [15] была рассчитана энергия встречных пучков. Как видно из рис.13, максимум кривой приходится на область $\sqrt{S} \sim 7-9$ ГэВ для встречных пучков, и около 30 ГэВ на нуклон для столкновений с фиксированной мишенью. В свою очередь это предсказание неплохо согласуется с ожиданиями, основанными на эффекте роста выхода странности. Поскольку начало экспериментов в Дубне намечено на 2015 год, по-

видимому, следует ожидать первыми результаты эксперимента NA61 SHINE, а затем, как мы надеемся, эти результаты будут подтверждены на установке NICA MPD в Дубне.

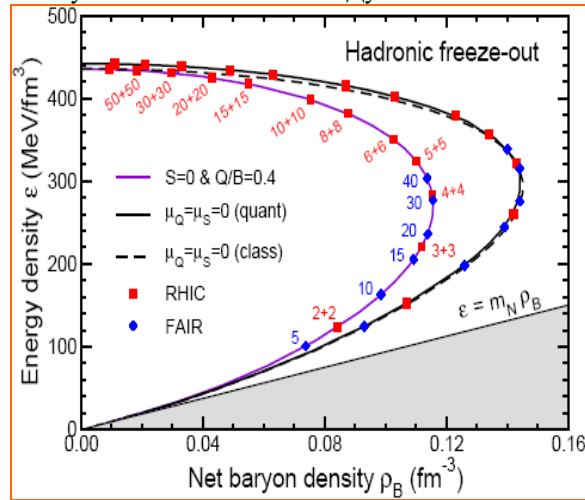


Рис. 13 Корреляция плотности энергии и барионной плотности, рассчитанная для 3-х наборов параметров. Квадратами и ромбами на кривых отмечены энергии взаимодействия, соответствующие данным значениям барионной плотности ρ_B и плотности энергии ϵ . Красные квадраты соответствуют случаю встречных пучков; синие ромбы - для случая фиксированной мишени [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тематика данного краткого обзора является одной из самых актуальных в современной физике высоких энергий. Рассмотрены некоторые эффекты, связанные с образованием кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов, а именно: усиление выхода странности, подавление рождения J/ψ мезонов, подавление рождения частиц с большими поперечными импульсами и гашение струй. Акцент сделан на области низких энергий и рассмотрены два современных эксперимента: NA61 SHINE (ЦЕРН, Женева) и NICA MPD (ОИЯИ, Дубна). Используя результаты предыдущих экспериментов и теоретических работ мы привели обоснования для дальнейших исследований низкоэнергетических столкновений тяжелых ионов. Эти исследования, как можно надеяться, смогут пролить свет на процесс образования кварк-глюонной плазмы и помогут определить параметры перехода к состоянию деконфайнмента кварков. Отметим, что из нашего рассмотрения было исключено подробное описание ускорителя RHIC и всех экспериментов, проводимых на этой установке. По нашему мнению, программа исследований на RHIC и уже полученные там интересные результаты, заслуживают отдельной публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J.C. Collins, M.J. Perry Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? // Phys. Rev. Lett. – 1975. – Vol.34. – P.1353.
2. E.V. Shuryak Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and pions // Phys. Lett. - 1978. – Vol.B78. - P.150.
3. F. Karsch, E. Laermann, A. Peikert, The Pressure in two flavor, (2+1)-flavor and three flavor QCD // Phys.Lett. – 2000 - Vol.B478. - P.447-455.
4. C. Alt et al. [NA49 Collaboration] Pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20A and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement // Phys. Rev. - 2008. - Vol.C 77. – P.024903; arXiv:nucl-ex/0710.0118.
5. T. Matsui H. Satz J/ψ Suppression by quark-gluon plasma formation //Phys. Lett. – 1986. – Vol.B178. - P.416.
6. B. Alessandro et al. A New measurement of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158-GeV per nucleon. [NA50 Collaboration] // Eur. Phys. J. – 2005. – Vol.C39. - P.335.
7. S.S. Adler, et al [PHENIX Collaboration] A Detailed study of high-pT neutral pion suppression and azimuthal anisotropy in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. – 2007. – Vol.C76. –P.034904; arXiv:nucl-ex/0611007v1.
8. C. Alt et al. [NA49 Collaboration] High transverse momentum hadron spectra at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ -GeV, in Pb+Pb and p+p collisions, measured by CERN-NA49 // Phys. Rev. – 2008. – Vol.C77. – P.034906.
9. J. Adams et al. [STAR collaboration] Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions //Nucl. Phys. – 2005. – Vol.A757. - P.102-183.
10. J. Adams et al. [STAR collaboration] Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high p_T hadrons in Au+Au collisions at RHIC // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol.91. – P.072304; arXiv: nucl-ex/0306024.
11. <http://na61.web.cern.ch/na61/xc/index.html>
12. S. Afanasiev et al. [NA49 Collaboration] The NA49 large acceptance hadron detector // Nuclear Instruments and Methods – 1999. – Vol.A430. - P.210.
13. M.A. Stephanov QCD phase diagram: an overview // PoS LAT. – 2006. - :024; arXiv:hep-lat/0701002v1.
14. V. Toneev, The NICA/MPD project at JINR (Dubna) //PoS SCOD. – 2007 - :057; arXiv:nucl-ex/0709.1459v2.
15. J. Randrup, J. Cleymans Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions // Phys. Rev. – 2006. - Vol.C74. – P.047901.