

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В.ЛОМОНОСОВА»**

Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА

на тему:

**«Изучение особенностей фазового перехода
адронная материя - сильновзаимодействующая кварк-глюонная плазма»**

**Выполнил:
студент 2 курса 208 группы
Недорезов Егор Вячеславович**

**Научный руководитель:
к.ф.-м. н. Апарин Алексей Андреевич**

Москва, 2021

Содержание

1 Представления о КХД материи	2
1.1 Кварк-глюонная плазма	2
1.2 Фазовая диаграмма КХД	2
1.3 Киральный переход	3
1.4 Цветная сверхпроводимость	4
2 Оценки некоторых свойств КГП	4
2.1 Кинематические переменные	4
2.2 Эволюция КГП	5
2.3 Описание уравнениями Стефана-Больцмана	6
2.4 Оценка плотности энергии файербола	8
3 Экспериментальное исследование КГП	9
3.1 Эксперимент СВМ на комплексе FAIR	10
3.2 Программа энергетического сканирования на RHIC	11
3.3 Изучение барионной материи на NICA	11
4 Экспериментальные методы изучения КХД материи	12
4.1 Коллективные потоки	12
4.2 Увеличение выхода странных частиц	17
4.3 Гашение струй	18
5 Основные итоги	21

1 Представления о КХД материи

1.1 Кварк-глюонная плазма

Квантовая хромодинамика (КХД) - теория, описывающая взаимодействие кварков и глюонов - основных составляющих сильновзаимодействующих частиц (*адронов*). Основными свойствами сильного взаимодействия являются *конфайнмент* (невозможность нахождения кварков и глюонов в свободном состоянии) и *асимптотическая свобода* (уменьшение константы взаимодействия кварков и глюонов на малых расстояниях). Данное состояние адронной материи может достигаться при глубоконеупругих столкновениях адронов (при больших величинах переданного импульса Q), или при высоких температурах и плотностях адронной материи. При этом кварки уже не находятся в связанном состоянии и могут свободно перемещаться в объеме, большем, чем объем адрона, к которому они принадлежали. Происходит процесс *деконфайнмента*, а такое состояние материи называют *кварк-глюонной плазмой* (КГП).

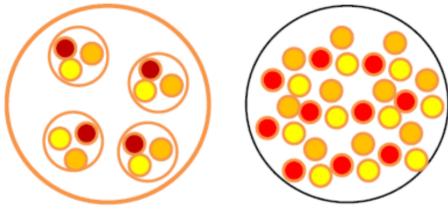


Рис. 1: Иллюстрация процесса деконфайнмента

1.2 Фазовая диаграмма КХД

При термодинамическом равновесии КХД материя может быть охарактеризована температурой T и барохимическим потенциалом μ_B (величина, сопряженная с барионной плотностью ρ_B) [1]. На рис. 2 показана фазовая диаграмма [2] адронной материи в терминах этих параметров.

При малых μ_B расчеты КХД на решетке *L-QCD* (методы численной дискретизации пространства и времени) указывают на наличие плавного перехода - *красовера* [3 - 7], положение которого характеризуется псевдо-критической температурой T_{pc} , находящейся в диапазоне 150 – 200 МэВ.

При более высоких μ_B решеточные вычисления невозможны, используются эффективные модели, основанные на КХД. Из большинства моделей ожидается наличие *критической точки КХД* [8, 9], разделяющей

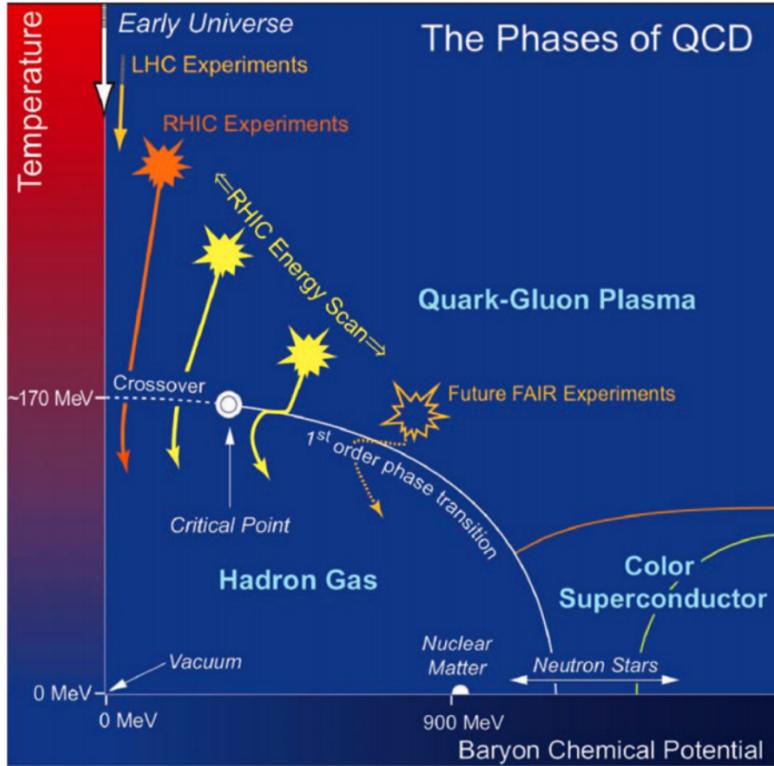


Рис. 2: Фазовая диаграмма КХД.

кроссовер и фазовый переход первого рода.[10, 11]. Её положение зависит от выбранной модели.

1.3 Киральный переход

Кварки в связанном состоянии помимо собственной массы приобретают конституентную массу, которая может превышать собственную массу в ~ 100 раз [PDG,C.Patrignani et al., Chin.Phys.C40(2016)10001].

	<i>u</i>	<i>d</i>	<i>s</i>
Конституентная масса, МэВ	$\simeq 300$	$\simeq 300$	$\simeq 500$
Собственная масса , МэВ	$\simeq 2,2$	$\simeq 4,7$	$\simeq 96$

В пределе безмассовых кварков (*киральный предел КХД*) лагранжиан КХД инвариантен относительно киральных $SU(3)_L \times SU(3)_R$ преобразований [индурайн]. Киральная симметрия ожидается в случае квазивозободных кварков в КГП, когда их массы малы в масштабе сильно-

го взаимодействия. Эффективные модели КХД предсказывают, что при высоких μ_B киральный переход будет фазовым переходом первого рода, причем линия кирального перехода не обязательно совпадает с деконфайнментом.

1.4 Цветная сверхпроводимость

При высоких μ_B основное состояние КХД материи может быть исследовано с применением результатов физики твердого тела, где электроны заменяются на кварки. При малых T будут образовываться Куперовские пары $\langle qq \rangle$, которые приводят к возникновению *цветной сверхпроводимости* (CSC) [12 - 17]. Так как кварки помимо спина обладают цветом и ароматом, процесс спаривания кварков гораздо сложнее чем спаривание электронов в металлических сверхпроводниках.

2 Оценки некоторых свойств КГП

2.1 Кинематические переменные

Введем несколько кинематических переменных, которые будут использоваться далее.

- **Энергия столкновения**

В эксперименте со встречными пучками ядер A и B полная энергия

$$\sqrt{S} = E_A + E_B,$$

для одинаковых ядер $A = B$ ($E_A \simeq E_B \simeq E$) энергия на нуклонную пару

$$\sqrt{S_{NN}} \simeq \frac{2E}{A},$$

где A – число нуклонов в ядре.

- **Быстрота**

Быстрота частицы y определяется как

$$\tanh y = \frac{e^y - e^{-y}}{e^y + e^{-y}} = \beta,$$

где β – скорость, или

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p}{E - p}.$$

При малых скоростях ($\beta \ll c$) $y \simeq \beta$, при $\beta \rightarrow c$ $y \rightarrow \infty$.

Быстрота аддитивна при преобразованиях Лоренца.

• Псевдобыстрота

Псевдобыстрота частицы определяется как

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}.$$

Можно показать, что в ультрарелятивистском пределе

$$\eta \simeq y.$$

2.2 Эволюция КГП

Основным способом изучения кварковой материи является столкновение тяжелых ядер при ультрарелятивистских энергиях, в которых она может возникать на короткое время. На рис. 3 показано схематическое изображение столкновения тяжелых ионов.

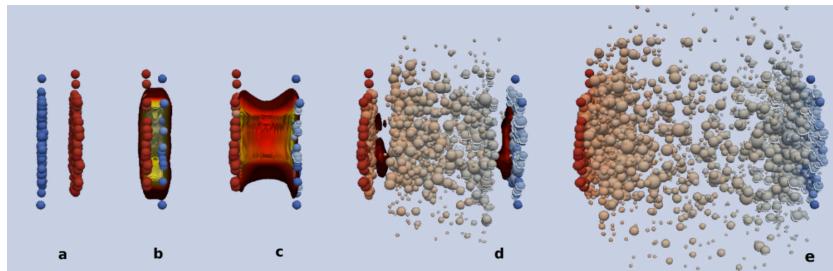


Рис. 3: Схематическое изображение столкновения тяжелых ионов.

Горячая область – *файербол*, существует в ограниченном объеме $\sim 150 \text{ fm}^3$ и ограниченное время $\sim 10 - 20 \text{ fm}/c$. На этапе *a* сталкивающиеся ядра подлетают друг к другу и начинают проходить друг сквозь друга, образуя возбужденную материю (этап *b*). Далее горячая область расширяется и остывает (этап *c*), образуется газ взаимодействующих адронов (этап *d*), который в свою очередь расширяется, остывает и распадается на конечные адроны (этап *e*).

На рис. 4 проиллюстрирована эволюция материи после столкновения двух ядер.

До момента времени $\tau_0 \simeq 1 \text{ fm}/c$ материя находится в пре-равновесном состоянии. Образовывается КГП, далее материя расширяется, происходит *адронизация*, устанавливается статистическое равновесие частиц (*ад-*

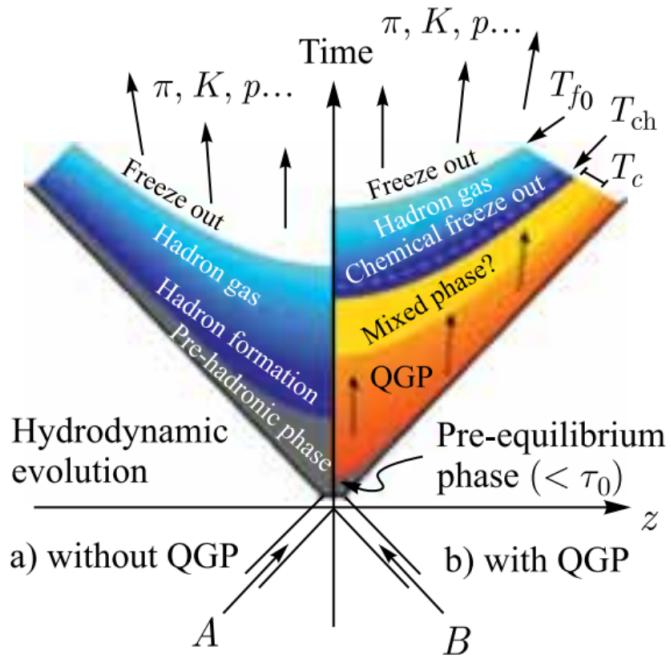


Рис. 4: Пространственно-временная картина развития процесса столкновения ядер без образования КГП (а) и с образованием КГП (б).

ронный газ) до момента химического вымораживания. Когда адроны перестают взаимодействовать, наступает кинематическое вымораживание.

2.3 Описание уравнениями Стефана-Больцмана

Самое простейшее представление о КГП - термодинамический газ из夸ков и глюонов. Для системы безмассовых частиц описание зависимости плотности энергии ε_{SB} от температуры уравнениями Стефана-Больцмана имеет вид:

$$\varepsilon_{SB} = n_f \frac{\pi^2}{30} T^4, \text{ где}$$

n_f - число степеней свободы, которое для КГП, состоящей из夸ков, антикварков и глюонов имеет вид:

$$n_f = f_{gluons} + \frac{7}{8} f_{quarks}$$

Для трех ароматов имеем:

$$n_f = 47, 5,$$

что значительно больше ожидаемого числа эффективных степеней свободы в газе из π^+, π^-, π^0 мезонов ($n_f = 3$).

На рис. 5 показана зависимость плотности энергии КГП из трёх ароматов в расчётах КХД на решётках [18], где за критическую температуру принято $T_c \simeq 170$ МэВ.

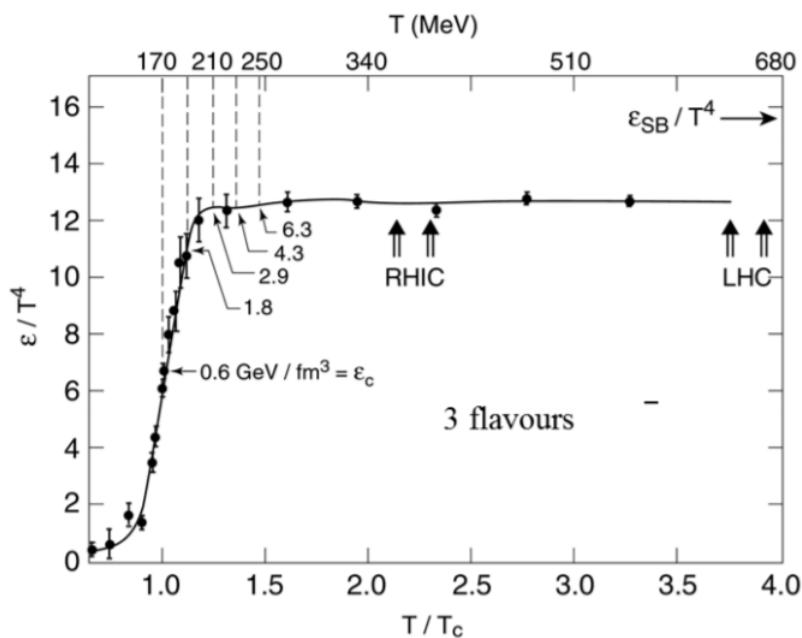


Рис. 5: Зависимость плотности энергии КГП из трёх ароматов в расчётах КХД на решётках.

Вертикальными стрелками указаны температуры, достигнутые на коллайдерах RHIC и LHC. Справа вверху показано предельное значение плотности энергии для Стефан-Больцмановских уравнений. Плотность энергии ε быстро меняется вблизи критической температуры T_c , что говорит о существенном изменении числа эффективных степеней свободы в небольшом диапазоне температур ($\simeq 20$ МэВ). При $T \simeq 1.2T_c$ отношение $\frac{\varepsilon}{T^4}$ достигает 0.8 Стефан-Больцмановского значения ε_{SB} для идеального газа, состоящего из кварков-антикварков и глюонов.

2.4 Оценка плотности энергии файербола

Бъеркен предложил простую оценку плотности энергии файербола [19]. Приведём простые рассуждения, позволяющие получить формулу Бъеркена.

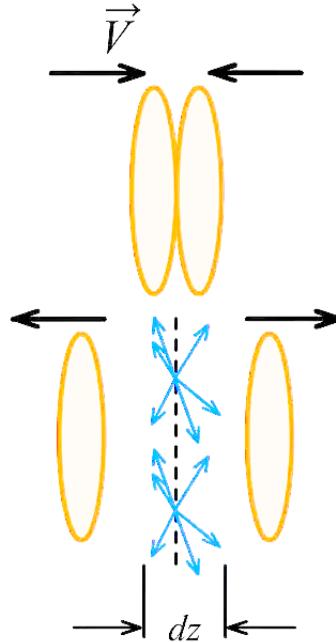


Рис. 6: Геометрия начального состояния для возможного получения кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях.

Плотность энергии ε_{Bj} представим как

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{\langle dE_T \rangle}{dV} = \frac{\langle dE_T \rangle}{\pi R_A^2 dz} = \frac{\langle dE_T \rangle}{\pi R_A^2 \tau_0 d\beta}.$$

Рассмотрим нерелятивистский случай

$$y \simeq \beta \Rightarrow dy \simeq d\beta,$$

тогда

$$\varepsilon_{Bj} \simeq \frac{1}{\pi R_A^2 \tau_0} \frac{\langle dE_T \rangle}{dy},$$

Было показано, что если коллективное расширение начинается во времена, сравнимые с $1 \text{ fm}/c$ или позднее, то пространственная асимметрия файербола уже недостаточна для выработки заметного коллективного потока. Поэтому, для приблизительной оценки плотности энергии, достигнутой в столкновении используется время $\tau_0 \simeq 1 \text{ fm}/c$

Из экспериментальных данных [20 - 21], представленных на рис. 7, видно, что уже при энергиях RHIC значение ε_{Bj} превышает критическую плотность энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}/\text{фм}^3$, полученную в расчётах КХД на решетках [22] и необходимую для деконфайнента.

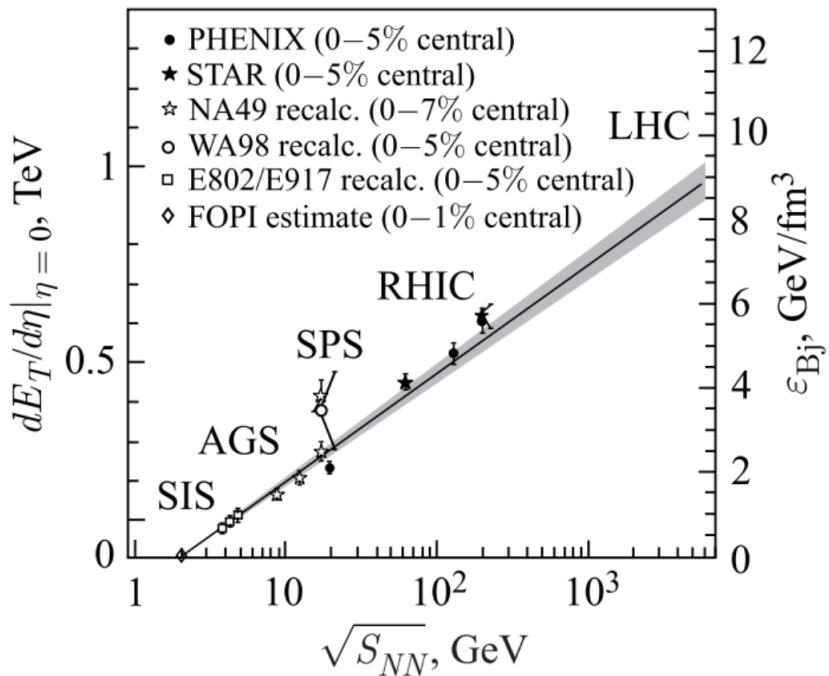
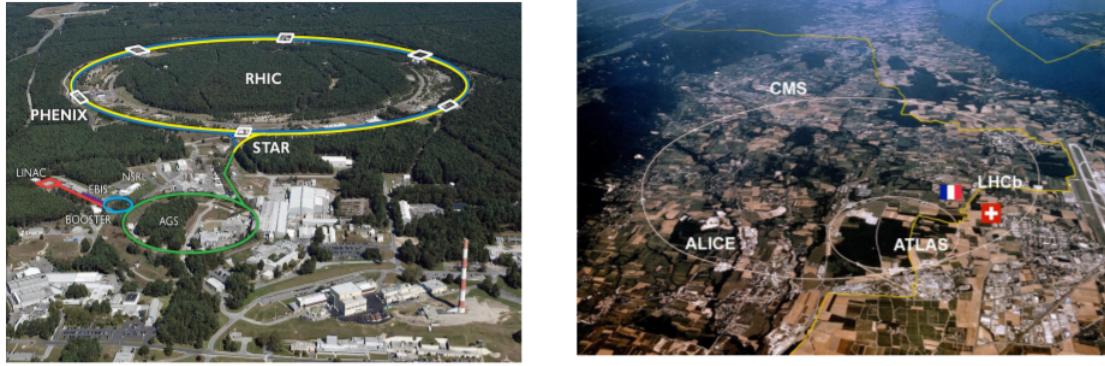


Рис. 7: Бьеркеновская плотность энергии рожденного сгустка материи при $\tau_{form} = 1 \text{ fm}/c$ (правая шкала) в центральных столкновениях тяжелых ионов.

3 Экспериментальное исследование КГП

В настоящее время исследование фазовой КХД-диаграммы ведутся в BNL (RHIC, энергии до 200 ГэВ) и в ЦЕРН (LHC, энергии до 5 ТэВ).

Наибольшая статистика событий достигнута в экспериментах при высоких энергиях (более 20 ГэВ/нуклон), что позволило исследовать фа-



зовую диаграмму в области малых значений барионной плотности. В области больших значений барионной плотности, при которых ожидается фазовый переход первого рода исследована не так подробно. Кроме того, в этой области не работает теоретический подход - КХД на решетке, что создает большой интерес к этим исследованиям. Требуется новое поколение экспериментов в этой области.

3.1 Эксперимент СВМ на комплексе FAIR

В GSI идет реализация проекта FAIR и идет подготовка эксперимента СВМ, где будет достигаться энергия до 5,5 ГэВ/нуклон.

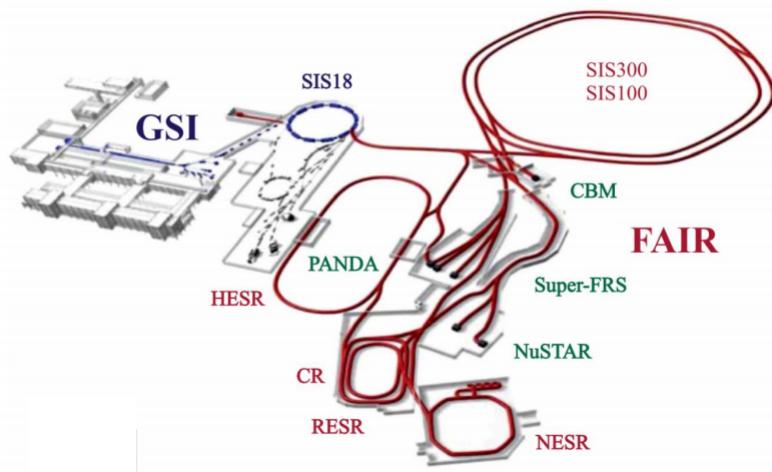


Рис. 8: Схема ускорительно-экспериментального комплекса FAIR в GSI.

Установка с неподвижной мишенью СВМ расположена в пучке, выведенном из SIS-100. Скорость набора данных может достигать до 10 МГц.

3.2 Программа энергетического сканирования на RHIC

Для локализации области фазового перехода между двумя состояниями материи на ускорителе RHIC запущена программа сканирования по энергиям столкновений путём понижения энергии.

Первая фаза программы Beam Energy Scan дала доступ к области фазовой диаграммы КХД в диапазоне изменения барийхимического потенциала μ_B от 20 до 420 МэВ и энергии $\sqrt{S_{NN}}$ от 7.7 до 200 ГэВ. Результаты BES-I дали подтверждение обнаружения КГП при предельной энергии RHIC $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Результаты поиска критической точки и границы фазового перехода первого рода указывают на область ниже $\sqrt{S_{NN}} = 20$ ГэВ. Расчёты КХД на решётке показывают что они будут достигнуты в BES-II. Улучшения коллайдера повысят его светимость для будущих экспериментов в области более низких энергий, а улучшения детектора STAR позволят проводить более качественные измерения с увеличением диапазона измерений быстроты и поперечного импульса.

Beam Energy (in GeV)	Baryon Chemical Potential (in MeV)	Year of Data Taking	Event Statistics (Millions)	Beam Time (Weeks)
200	20	2010	350	11
62.4	70	2010	67	1.5
39	115	2010	130	2.0
27	155	2011	70	1.0
19.6	205	2011	36	1.5
14.5	260	2014	20	3.0
11.5	315	2010	12	2.0
7.7	420	2010	4	4.0

Рис. 9: Обзор BES - I.

3.3 Изучение барионной материи на NICA

В ЛФВЭ ОИЯИ начато создания комплекса NICA, основными целями которого являются изучение плотной барионной материи в экстремальных условиях.

Коллайдер обеспечит столкновения ядер в энергетическом диапазоне 4 - 11 ГэВ/нуклон, что позволит собрать данные о слабоизученной области фазовой диаграммы.



Рис. 10: Основные объекты комплекса NICA.

4 Экспериментальные методы изучения КХД материи

4.1 Коллективные потоки

Коллективные потоки - корреляции между координатами рождения адронов и их импульсами. Рассмотрим коллективные потоки, приводящие к появлению азимутальной анизотропии в распределении конечных адронов.

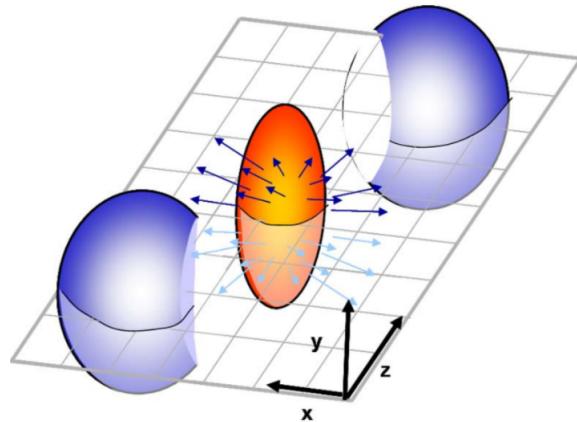


Рис. 11: Схематическое изображение ядро-ядерного столкновения.

На рисунке представлено не полностью лобовое столкновение, налетающие ядра имеют импульсы вдоль оси z , прицельный параметр, направленный вдоль оси x образует плоскость реакции xOz . Форма файербола, образовавшегося при прохождении ядер сквозь друг друга, азимутально асимметрична. В плоскости реакции градиент давления оказывается заметно больше, чем в перпендикулярном к ней направлении. Это приводит к более быстрому расширению материи в плоскости реакции и повышению выхода частиц в этом направлении.

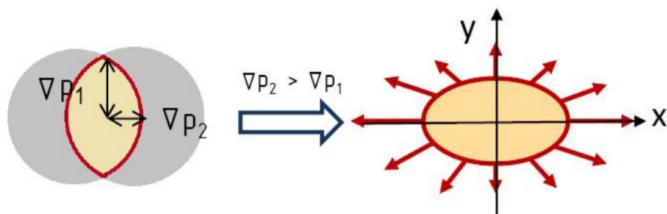


Рис. 12: Эволюция области перекрытия двух ядер.

Распределение выхода конечных частиц, образующихся в результате столкновения, по отношению к плоскости реакции, удобно разложить в ряд Фурье:

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{dy p_T dp_T} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_{RP})) \right),$$

где коэффициенты v_n численно описывают азимутальную анизотропию выхода частиц. Каждая гармоника называется по виду формы анизотропии, которую она описывает. Например v_1 - направленный поток, v_2 - эллиптический, v_3 - треугольный и т.д.

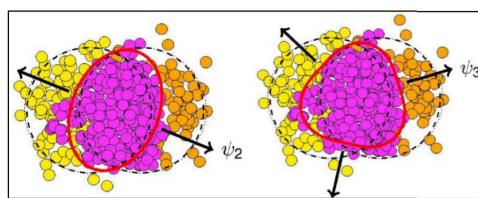


Рис. 13: Примеры областей перекрытия для второй и третьей гармоник пространственного распределения области перекрытия.

- Эллиптический поток

При небольших энергиях, таких как на ускорителе Bevalac (0.4 ГэВ / нуклон), частицы, вылетающие в плоскости реакции, подвергаются затяжению со стороны спектаторов, не успевающих покинуть зону реакции. В этом случае вторичные частицы как бы выжимаются (*squeeze-out*) из плоскости реакции, и большая ось эллипсоида направлена перпендикулярно плоскости реакции. ($v_2 < 0$). При дальнейшем росте энергии скорость спектаторов достаточна, чтобы освободить область для расширения сжатой КХД материи, имеющей асимметричную форму, и участники распространяются так, как им диктует градиент давления зоны взаимодействия, т.е. в плоскости реакции ($v_2 > 0$).

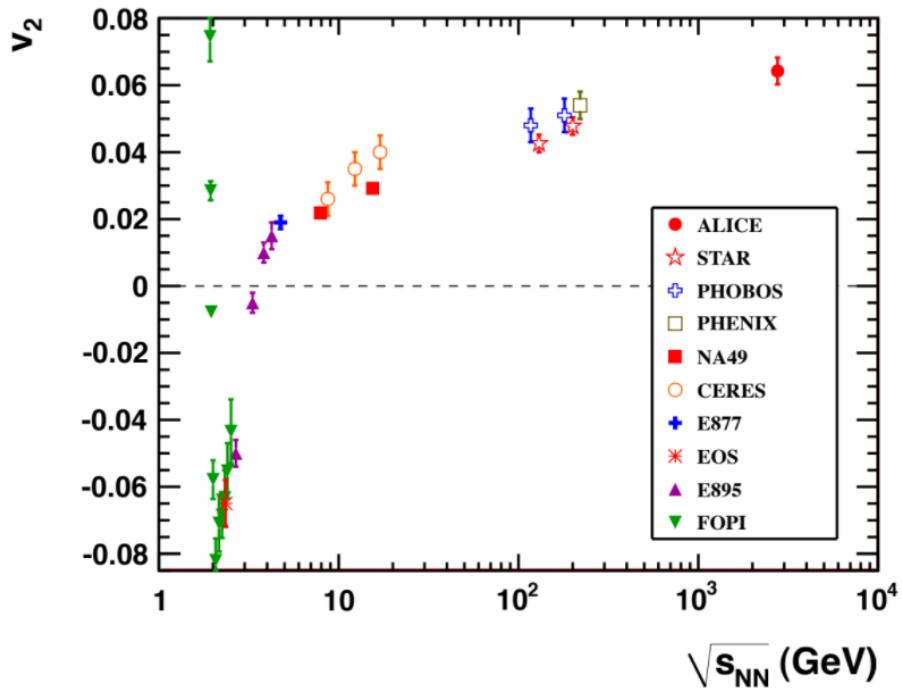


Рис. 14: Зависимость эллиптического потока от энергии для центральных ядро-ядерных столкновений.

Для того, чтобы начальная пространственная асимметрия превратилась в асимметрию в импульсном представлении, необходимо коллективное расширение горячий области, по крайней мере, на начальном этапе. Гидродинамическое расширение - модель, соответствующая бесконечно малой длине пробега. Сравнение с предсказаниями гидродинами-

ческой модели удобно делать в зависимости v_2/ε_{part} , где ε_{part} - асимметрия начального файербола, от некоторой оценки плотности энтропии $1/(A_t)dN_{ch}/dy$ [23].

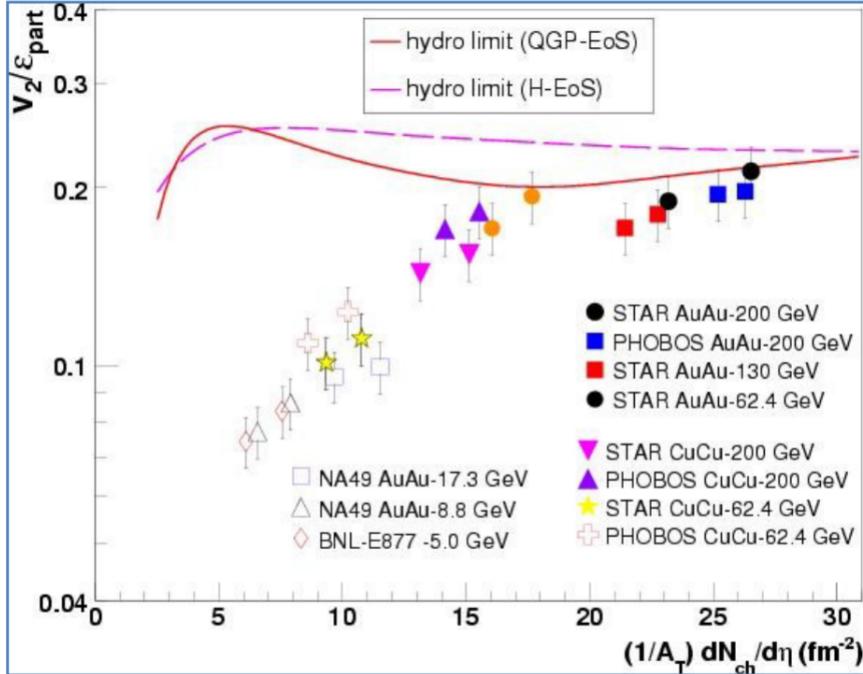


Рис. 15: Отношение эллиптического потока к эксцентрикситету в зависимости от поперечной плотности частиц. Линиями показаны предсказания гидродинамических моделей.

Видно, что при максимальной энергии RHIC идеальная гидродинамика хорошо описывает данные, что показывает, что при энергиях RHIC файербол ведет себя как идеальная жидкость. Отличия между данными и гидродинамическими расчётами при более низких энергиях интерпретируются как признак негидродинамического расширения файербола. Существуют модели, которые могут объяснить зависимость за счет неравновесных явлений в начальном состоянии [24] или за счет изменения относительного вклада адронных и партонных перерассеяний [25], а также за счет существенного изменения начальных условий [26].

Также было обнаружено интересное скейлинговое поведение (NQC), в зависимости эллиптического потока от поперечного импульса (или поперечной кинетической энергии) есть разделение на барионную и мезонную ветку, в то время как если нормировать поток на количество конституентных夸克ов, то зависимость приобретает универсальный характер,

что говорит о том, что поток в основном развился на стадии, когда основными степенями свободы были кварки [27].

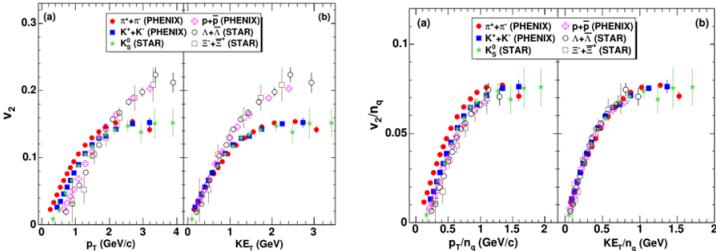


Рис. 16: Демонстрация NQC - скейлинга.

- Треугольный поток и высшие гармоники

Треугольный поток образуется в результате флуктуаций начальных условий столкновения, и, в отличие от эллиптического и направленного потока, не может получиться в чисто геометрическом подходе. Соотношения между величинами эллиптического потока и высших гармоник позволяют оценить, насколько гидродинамическое описание справедливо, что было сделано в [28].

Модель прекрасно описывает гармоники вплоть до четвертой, так и их зависимость от центральности столкновения почти до самых периферических столкновений, в которых гидродинамическое описание становится неприменимым из-за малой множественности. Такое сравнение позволяет оценить величину поверхностной вязкости жидкости η/s , которая оказывается близка к нижнему теоретическому пределу вязкости жидкости $(\eta/s)_{min} = 1/4\pi$

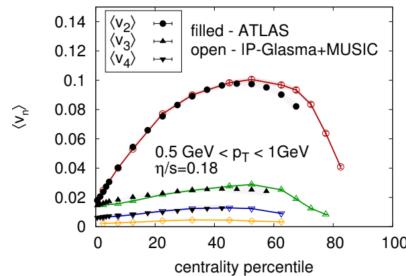


Рис. 17: Зависимость высших гармоник от центральности в сравнении с предсказаниями гидродинамической модели.

4.2 Увеличение выхода странных частиц

Увеличение выхода странных частиц может рассматриваться как признак образования КГП [29]. Для рождения пары $s\bar{s}$ в КГП требуется энергия около $2m_s \sim 300$ МэВ, в то время как в адронном газе как минимум $m_K \sim 1000$ МэВ. Должно резко увеличиться число странных кварк-антикварковых пар, что значит что при адронизации КГП увеличится выход странных частиц.

Повышенный выход странных частиц был обнаружен в экспериментах NA57 на SPS [30], и STAR на RHIC [31].

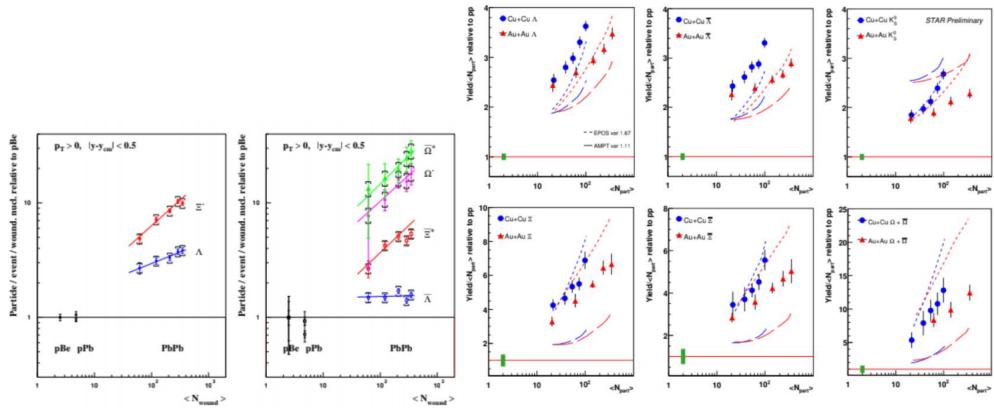


Рис. 18: Рис. 15: Относительный выход странных частиц в столкновениях $Pb + Pb$ и $p + Pb$ по сравнению со столкновениями $p + Be$ (слева) и относительный выход странных частиц в столкновениях $Au + Au$ и $Cu + Cu$ по сравнению со столкновениями $p + p$ (справа) как функция числа нуклонов-участников.

На этих графиках видно постепенное увеличение выходов странных частиц с увеличением центральности. Заметим, что энергии в этих экспериментах отличаются почти в 12 раз, а абсолютная величина усиления выхода странных частиц остается примерно одной и той же. Выход частиц хорошо описывается моделью газа адронных резонансов [32], что говорит об установлении химического равновесия.

В эксперименте NA49 наблюдалось усиление («рог») выхода K_+ по отношению к пионам при энергии около 8 ГэВ/с в с. ц. м. (рис. 10, справа) [33]. Этот эффект, который может быть объяснен как «начало деконфайнмента», требует более детального изучения.

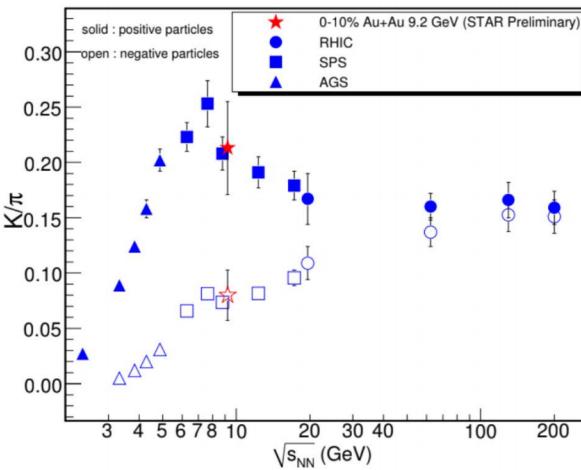


Рис. 19: Пик для центральных столкновений тяжелых ядер в районе 7 – 9 ГэВ.

4.3 Гашение струй

Согласно КХД, партон теряет энергию за счёт радиации глюонов в среде с цветными зарядами. Бьёркен [бъеркен] предсказал эффект большой потери энергии в начальной стадии столкновения с высокой плотностью цветовых зарядов, он был называн эффектом гашения струй (jet quenching). Эффект потери партонами энергии легче всего про наблюдать по изменению соотношения энергий двух струй в двухструйных событиях в АА - соударения по сравнению с pp-столкновением.

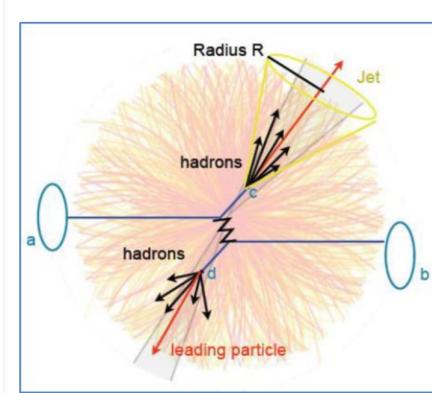


Рис. 20: Схема образования двух струй при столкновении тяжёлых ионов.

Измеряется параметр энергетической асимметрии (дисбаланс) двух струй:

$$A_J = \frac{E_{T1} - E_{T2}}{E_{T1} + E_{T2}}.$$

В эксперименте ATLAS был измерен этот параметр [34] : Здесь полыми кружками показаны данные для pp-столкновения, а гистограммой модельные расчёты. Видно, что дисбаланс заметно больше 0.5 и отличается от данных для pp-столкновений.

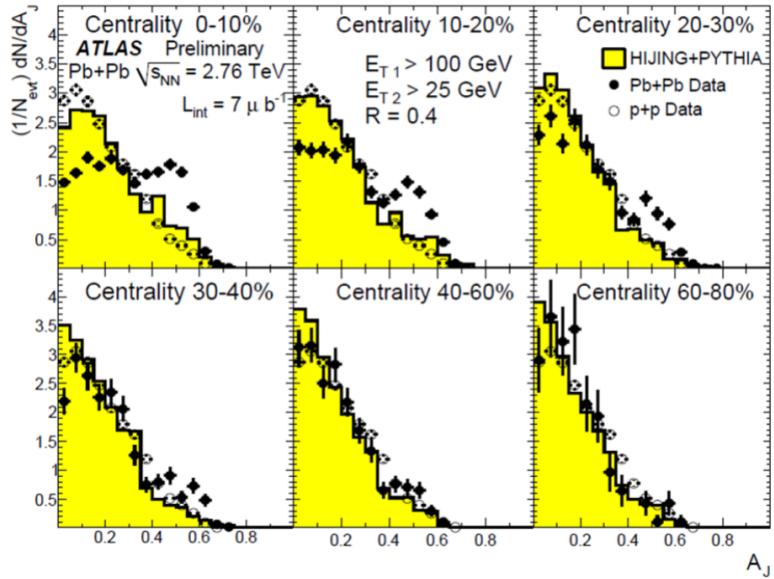


Рис. 21: Ассиметрия двухструйных событий на ATLAS LHC.

Потеря энергии партона наблюдается как явное усиление энергетического дисбаланса двух струй в центральных столкновениях, что является прямым свидетельством подавления патронов при прохождении через плотную среду за счёт сильных взаимодействий.

Потеря энергии жесткими партонами экспериментально проявляются как подавление выхода адронов с большим поперечным импульсом. Можно рассмотреть фактор ядерной модификации:

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{in}^{pp}}{\langle N_{coll}^{AA} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}/dp_t d\eta}{d^2 \sigma_{pp}/dp_t d\eta}$$

В экспериментах PHENIX [35] наблюдается подавление от $R_{AA} = 0.8$ в периферических столкновениях до $R_{AA} = 0.2$ в центральных.

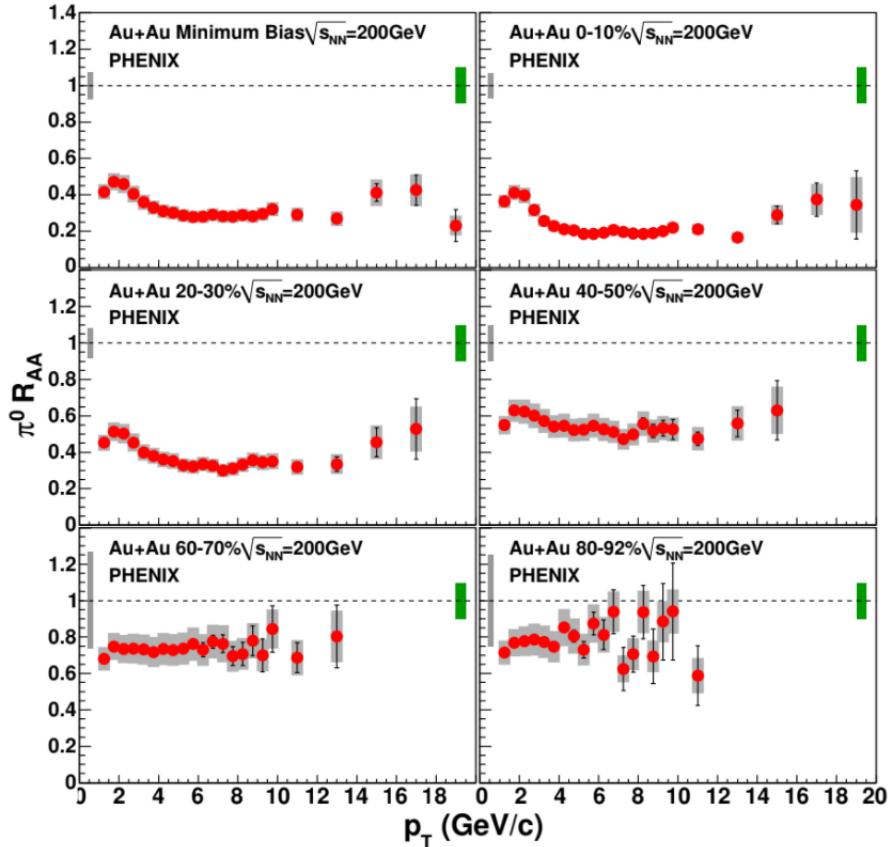


Рис. 22: Фактор ядерной модификации от центральности столкновений.

5 Основные итоги

- Была рассмотрена КХД материя, её фазовая диаграмма, условия возникновения КГП
- С помощью простой теоретической модели были проанализированы её свойства
- Была проведена оценка плотности энергии, которая дает примерный энергетический диапазон, в котором можно экспериментально изучать КГП
- Был проведён краткий обзор существующих и планирующихся экспериментальных программ по изучению КХД материи в экстремальных условиях и их сравнение
- Был дан краткий обзор экспериментальных методов исследования КГП, которые говорят о том, что материя в этом состоянии ведет себя как жидкость с очень маленькой вязкостью.
- Более глубокое изучение КГП позволит лучше понять природу де-конфайнмента и КХД, внести вклад в изучение космологии ранней Вселенной и астрофизики компактных звезд

Список литературы:

- [1] K. Fukushima and T. Hatsuda, Rept. Prog. Phys. 74 (2011) 014001.
- [2] E. Laermann and O. Philipsen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 53 (2003) 163.
- [3] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz and K. K. Szabo, Phys. Lett. B 643 (2006) 46.
- [4] Y. Aoki, S. Borsanyi, S. Durr, Z. Fodor, S. D. Katz, S. Krieg and K. K. Szabo, JHEP 0906 (2009) 088.
- [5] S. Borsanyi et al., [Wuppertal-Budapest Collaboration], JHEP 1009 (2010) 073.
- [6] A. Bazavov et al., Phys. Rev. D 85 (2012) 054503.
- [7] Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S. D. Katz and K. K. Szabo, Nature, 443 (2006) 675.
- [8] S. Ejiri, Phys. Rev. D 78 (2008) 074507.
- [9] E. S. Bowman and J. I. Kapusta, Phys. Rev. C 79 (2009) 015202.
- [10] J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1353.
- [11] E. V. Shuryak, Phys. Rept. 61 (1980) 71.
- [12] PDG, C.Patrignani et al. , Chin.Phys.C40 (2016) 10001
- [13] Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика: введение в теорию кварков и глюонов
- [14] K. Rajagopal and F. Wilczek. The Condensed Matter Physics of QCD (2000).
- [15] M. G. Alford, A. Schmitt, K. Rajagopal, and T. Schafer. Rev. Mod. Phys. 80 (2008) 1455-1515.
- [16] M. Huang. QCD phase diagram at high temperature and density (2010).
- [17] A. Schmitt. Lect. Notes Phys. 811 (2010) 1-111.
- [18] Z. Fodor et al., arXiv:0712.2930; F. Karsch et al., arXiv:0711.0661
- [19] J. Bjorken. Phys.Rev. D27 (1983) 140-151.
- [20] PHENIX Collab. (S. S. Adler et a/.), Phys. Rev. C 61, 034908 (2005).
- [21] STAR Collab. (R. Sahao et al.) Rom Rep. Phys. 58, 055 (2006).
- [22] F. Karsch and E. Laermann. Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD (2003).
- [23] R. Snellings. PoS CPOD2006 (2006) 028
- [24] R. S. Bhalerao, J.-P. Blaizot, N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Lett. 627, 49 (2005)
- [25] T. Hirano, arXiv: 074. 1699 nucl-th (2007)
- [26] T. Hirano, U. W. Heinz, D. Kharzeev, R. Lacey and Y. Nara, Phys. Lett. A 636, 299 (2006)

- [27] A. Adare et al. Phys.Rev.Lett. 98 (2007) 162301
- [28] B. Schenke and R. Venugopalan. Phys. Rev. Lett. 113 (2014) 102301
- [29] J. Rafelski and B. Muller. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066J. Rafelski. Nucl. Phys. A418 (1984) 215C235C M. Gazdzicki and M. I. Gorenstein. Acta Phys. Polon. B30 (1999) 2705
- [30] F. Antinori et al. J.Phys.G G32 (2006) 427442
- [31] A. R. Timmins. J.Phys.G G36 (2009) 064006
- [32] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel
- [33] A. R. Timmins. J.Phys.G G36 (2009) 064006
- [34] G.Aad et al. Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 252303; arXiv: 1011.6182
- [35] A. Adare et al. Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 232301