

Проявление кварк-глюонной материи (КГМ) в азимутальной анизотропии частиц в А-А столкновениях

В.Л. Коротких

Научный семинар по ядерной физике НИИЯФ МГУ
27 мая 2008 г.

Содержание

1. Введение:

RHIC, A+A, анизотропное расширение

2. Гидродинамические представления.

3. Основной вопрос – термализация материи

4. Что и как измеряют:

Центральность столкновения

Азимутальная анизотропия

Отношение V_2 / ϵ

5. Успехи и вопросы:

p_T – распределения

η – зависимость

V_4 / V_2^2

вязкость

коалесценция

6. LHC и CMS – МГУ -- V_2

7. Заключение

The Relativistic Heavy Ion Collider



- 2 counter-circulating rings
 - 2.4 miles circumference
 - 1740 super conducting magnets
- Collides any nucleus on any other
- Top energies: 200 GeV Au-Au
- Four experiments:
 - 500 GeV **polarized** p-p
 - BRAHMS, PHOBOS
 - PHENIX, STAR

RHIC 2000 Run

Au+Au

$$\sqrt{s_{nn}} = 56, 130 \text{ GeV}$$

RHIC 2001-2 Au+Au & p+p Run

$$\sqrt{s_{nn}} = 200, 19 \text{ GeV}$$

RHIC 2003 d+Au & p+p Run

$$\sqrt{s_{nn}} = 200 \text{ GeV}$$

RHIC 2004 Au+Au & p+p Run

$$\sqrt{s_{nn}} = 200 \text{ GeV}, 62 \text{ GeV}$$

RHIC 2005 Cu+Cu Run

$$\sqrt{s_{nn}} = 200 \text{ GeV}, 62, 22 \text{ GeV}$$

RHIC 2006 p+p Run

$$\sqrt{s_{nn}} = 200 \text{ GeV}$$

Эволюция во времени процессов в $p+p$ $Au+Au$ столкновениях

$p+p$



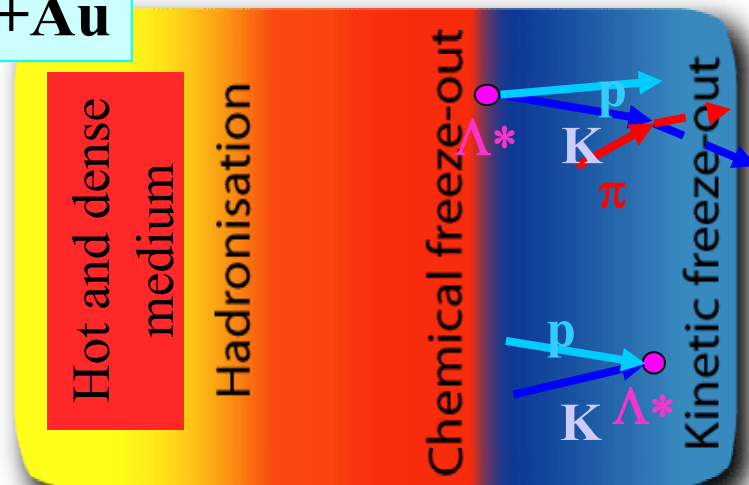
$p+p$ interactions:

- Нет протяженной плотной среды
- Химическое замораживание без термализации
- Кинетическое замораживание близкое по времени к химическому

Particle yields

Particle spectra

$Au+Au$

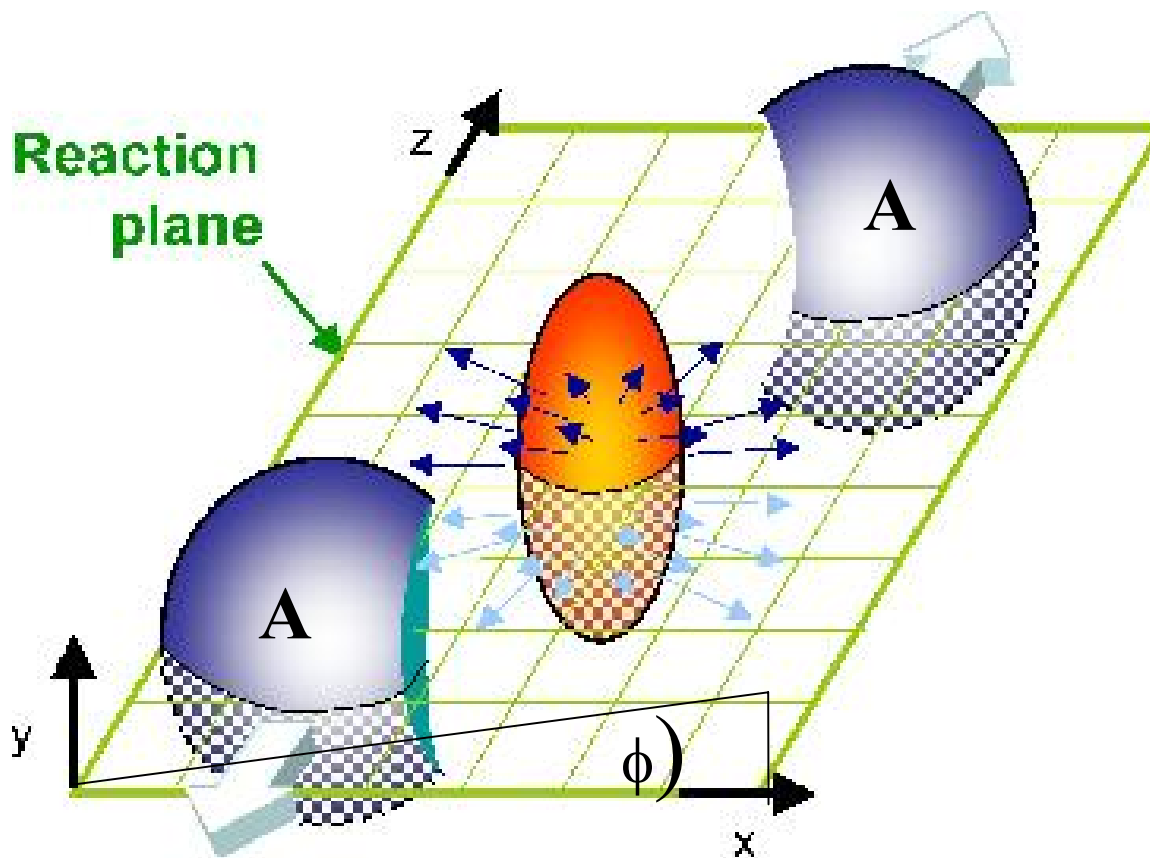


$Au+Au$ interactions:

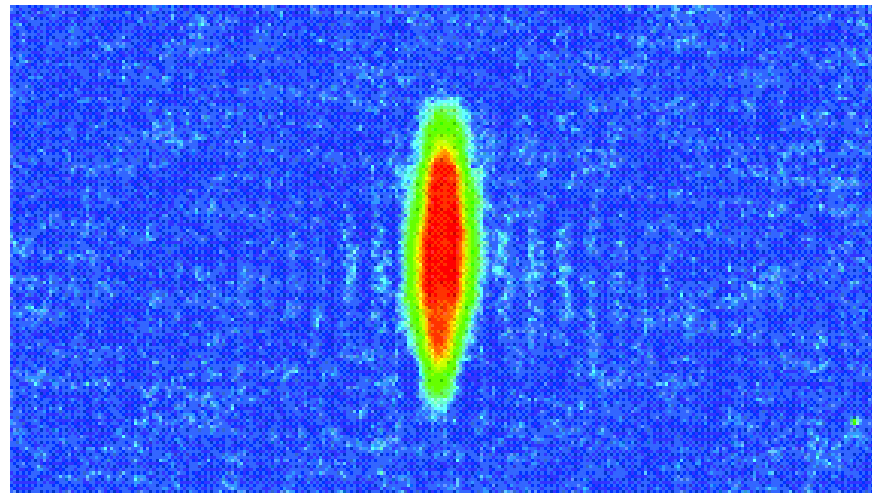
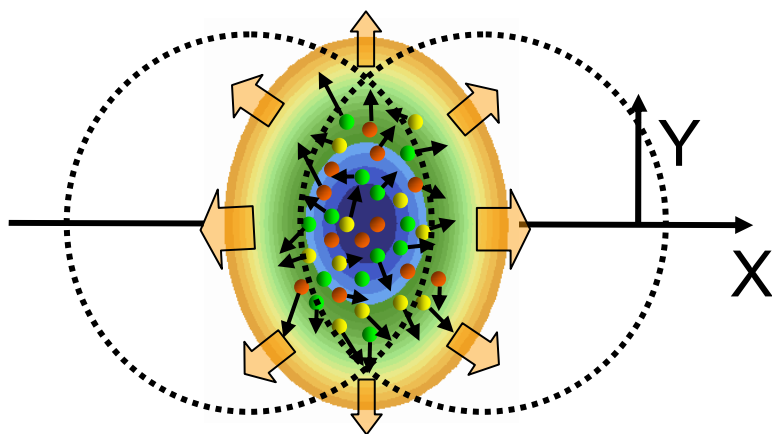
- Образование протяженной плотной и горячей среды
- Термолизация до химического замораживания
- Кинетическое замораживание отделено от химического

time

Геометрия столкновения двух ядер $A+A$

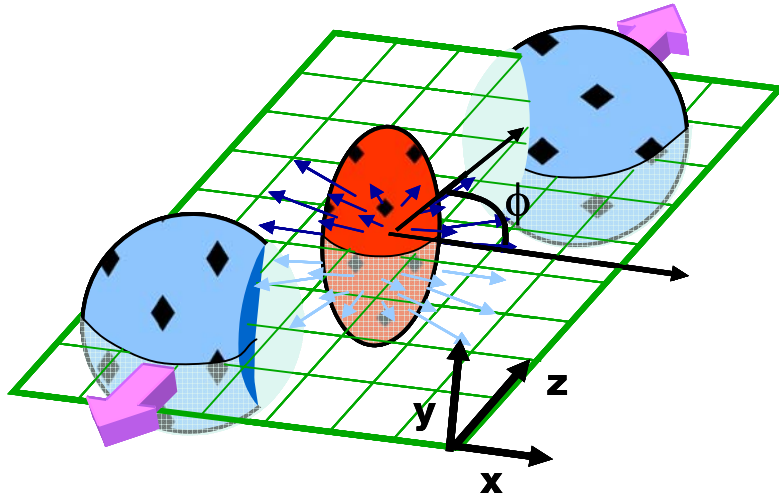


Основная идея - анизотропный разлет частиц



При нецентральных столкновениях ядер зона реакции имеет форму эллипса, приводя к азимутальной анизотропии градиентов давления. Такая капля жидкости стремится перейти в каплю в виде шарика. Это приведет к тому, что частицы будут иметь импульсное анизотропное распределение относительно плоскости реакции. При этом вторая компонента Фурье преобразования поперечного импульсного распределения, называемая эллиптическим потоком, доминирует.

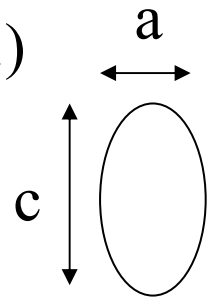
Анизотропия плотности среды в начальном состоянии → в анизотропию частиц в конечном состоянии



Пространственная асимметрия
рожденного «сгустка» материи в
не центральных А+А
столкновениях
приводит к анизотропии в
импульсном распределении
рожденных частиц –
коллективному потоку V_2

$$\frac{d\rho}{d\varphi}(\varphi_r) = \rho_0(1 + 2\varepsilon_1 \cos(\varphi_r - \Psi_R) + 2\varepsilon_2 \cos 2(\varphi_r - \Psi_R) + \dots)$$

$$\varepsilon_2 \approx \frac{\sqrt{c^2 - a^2}}{a} \quad \text{– эксцентриситет эллипса}$$



$$\frac{dN}{d\varphi}(\varphi_p) = N_0(1 + 2v_1 \cos(\varphi_p - \Psi_R) + 2v_2 \cos 2(\varphi_p - \Psi_R) + \dots)$$

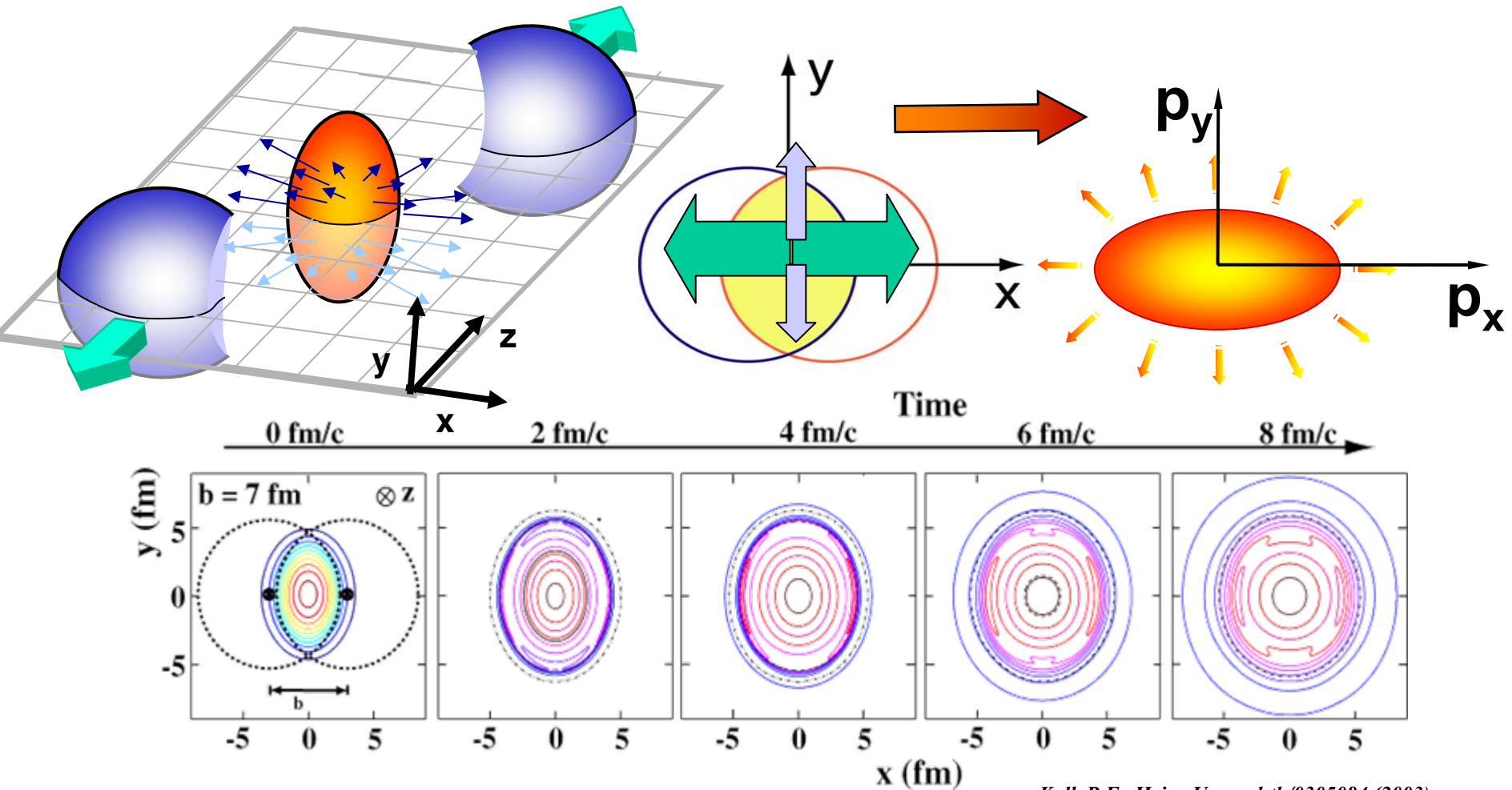
Гидродинамические представления

Гидродинамические представления

3 стадии процесса образования адронов

- 1. В результате сильного взаимодействия нуклонов сталкивающихся ядер образуется партонная материя. В ней еще на стадии сжатия успевает установиться статистическое равновесие.**
- 2. Этот сгусток материи начинает расширяться и остывать в соответствии с гидродинамическими представлениями. На этой стадии используются понятия плотности, давления, энтропии, температуры для всего образованного сгустка и используется уравнения состояний (EOS) (эта стадия - предмет исследования гидродинамикой)**
- 3. На третьей стадии из остывших элементов кварк-глюонной материи формируются реальные адроны в соответствии с динамикой сильного взаимодействия на расстояниях размера адрона. Предполагается, что распределения партонов по кинематическим характеристикам непосредственно отражается на адронных распределениях.**

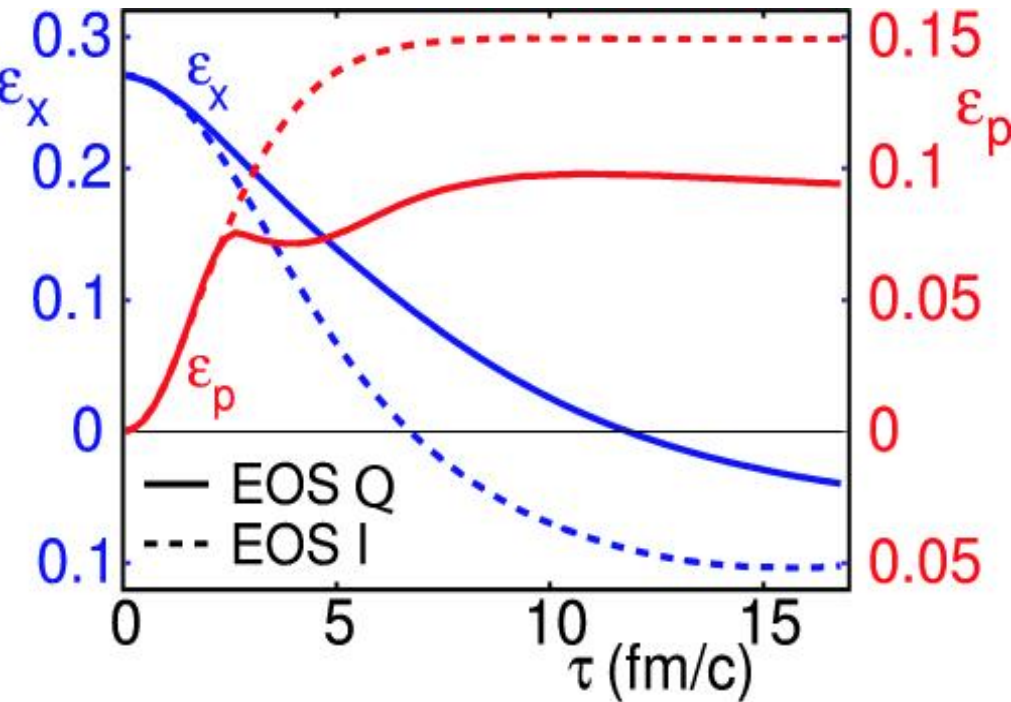
Изменение во времени пространственной плотности рожденного сгустка в гидродинамической модели



Kolb P.F., Heinz U., *nucl-th/0305084* (2003).

Азимутальная анизотропия события в АА-взаимодействиях чувствительна к геометрии столкновений и динамике эволюции системы

Гидродинамическое описание



Гидродинамические расчеты пространственной ϵ_x и импульсной ϵ_p анизотропии для нецентральных ($b = 7$ фм) Au+Au на RHIC. Сплошные кривые - EOS Q – смесь двух состояний, пунктирные - EOS I для партонного газа .

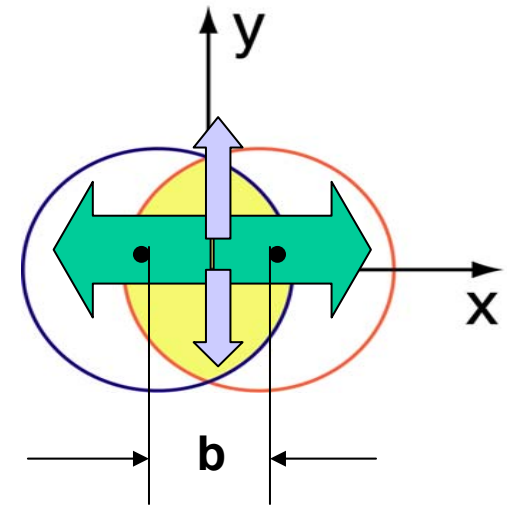
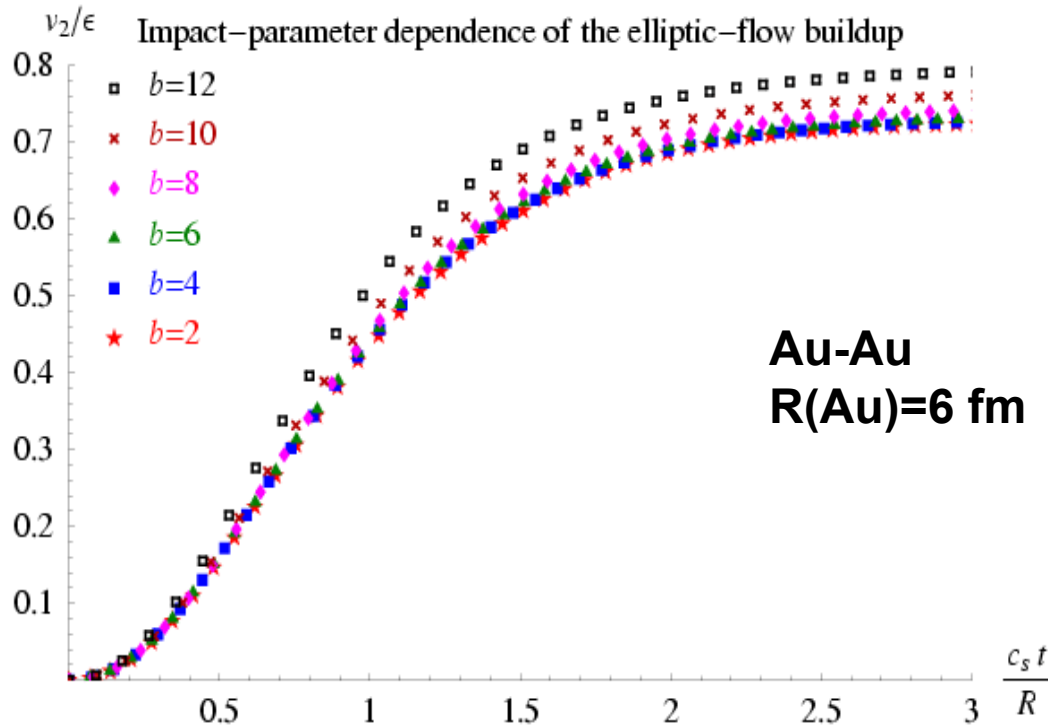
$$V_2 = \epsilon_p$$

С ростом τ предсказывается самопогашение пространственной анизотропии от момента образования локального термального равновесия до кинематического замерзания и рост импульсной анизотропии.

Это делает эллиптический поток наиболее чувствительным к ранним стадиям.

Эволюция во времени отношения v_2/ϵ

*In hydro, at a time of order R/c_s where R = transverse size
 c_s = sound velocity*



Bhalerao, Blaizot, Borghini,
Ollitrault, nucl-th/0508009

В гидродинамическом состоянии эволюция системы приводит к постоянному значению отношения эллиптического потока к эксцентриситету и не зависит от размеров области перекрытия двух ядер

Основной вопрос – термализация материи

Достигается ли термализация ?

• Образованная материя должна быть термализована, по крайней мере локально, т.к. наблюдаемый поток частиц описывается термодинамикой. Идеальная гидродинамика – масштабно инвариантна. Это значит, что если материя термализована, то v_2 / ϵ не должно зависеть от размеров системы.

• Наблюдаем ли мы такую независимость в экспериментальных данных? Результаты сравнения Au+Au и Cu+Cu столкновений дают возможность исследовать этот вопрос.

Эксцентриситет ϵ экспериментально не измеряется. Его вычисляют в рамках модели Глаубера в терминах индивидуальных нуклон-нуклонных взаимодействий и геометрии столкновения.

• Экспериментальные данные свидетельствуют, что интегральный поток v_2 пропорционален эксцентриситету, т.е. $v_2 \sim k \times \epsilon$

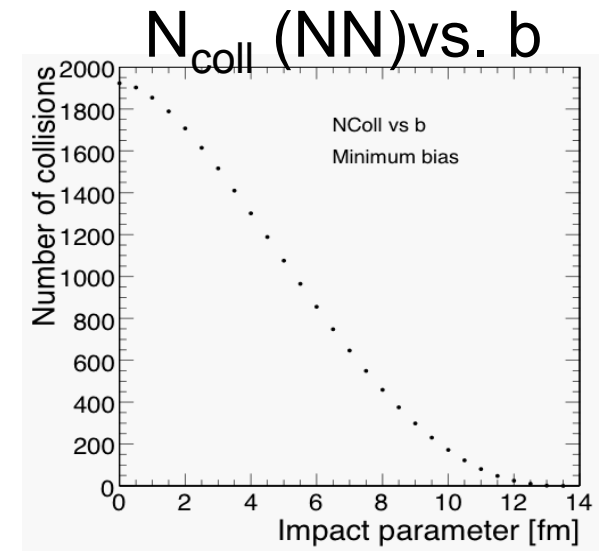
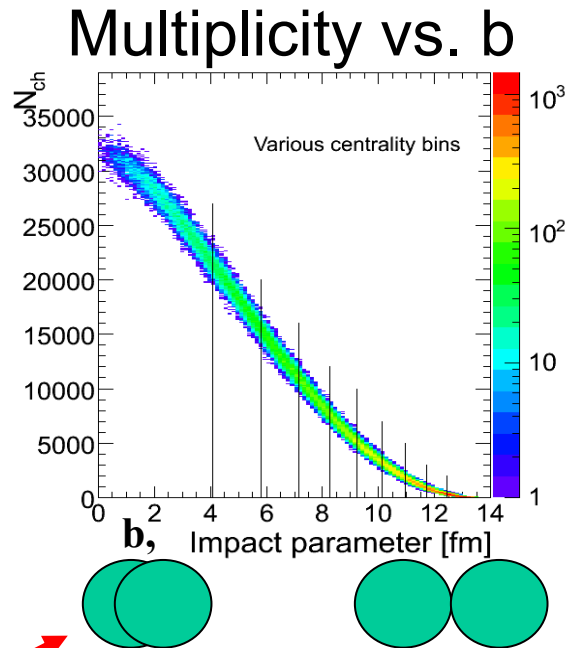
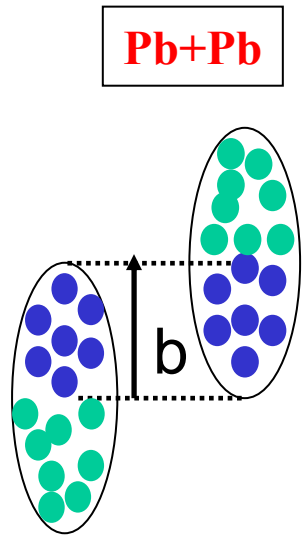


Что и как измеряют

- Зависимость от центральности
— прицельный параметр

Азимутальное распределение
частиц — коллективный поток

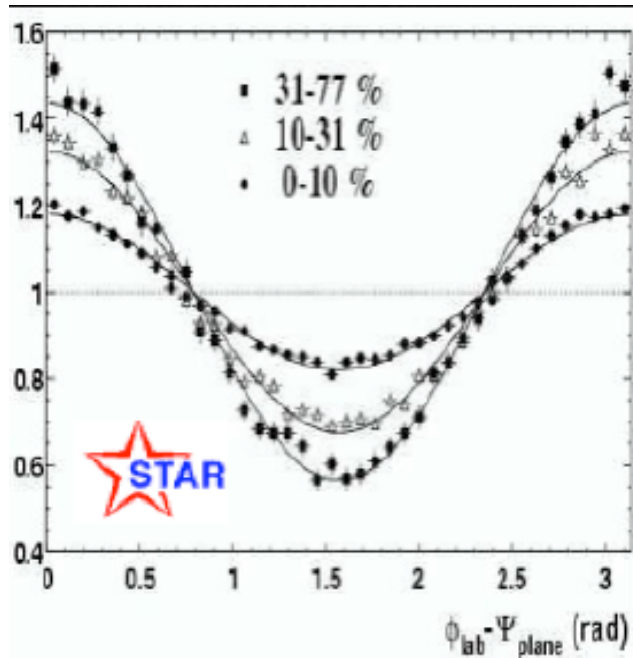
Зависимость от центральности столкновения



$b=0 \rightarrow$ большая центральность $\rightarrow$ малая доля $\sigma_{\text{in}} \rightarrow$ большие N_{ch}
 $b=2R \rightarrow$ маленькая центральность $\rightarrow$ большая доля $\sigma_{\text{in}} \rightarrow$ малые N_{ch}

- Данные обычно анализируются как функция центральности
 - События разбиваются на бины, соответствующие постоянной доле полного неупругого сечения в %, которое уменьшается с ростом центральности и с ростом числа рожденных частиц

Экспериментальное распределение в Au-Au



Ψ_r -- угол плоскости реакции, определяемый в каждом конкретном событии

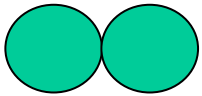
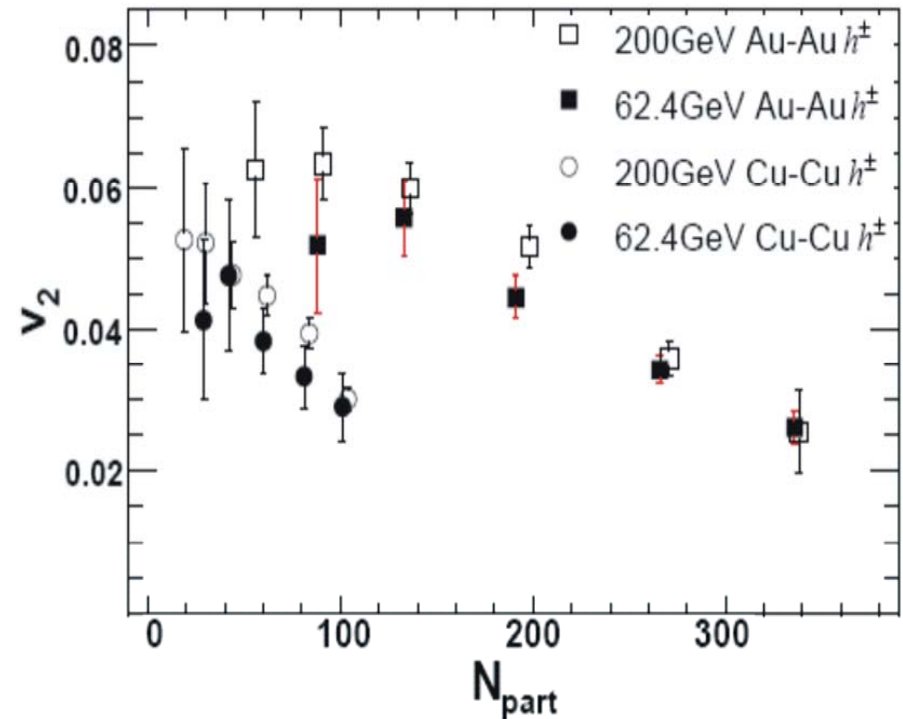
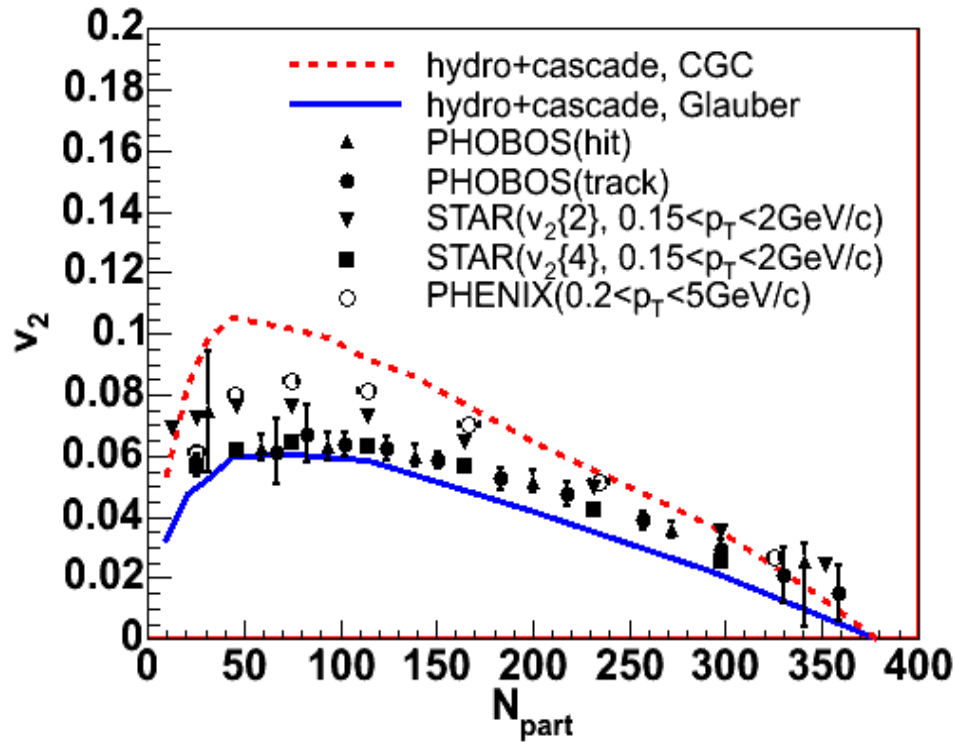
$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_t dp_t dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_r)) \right) \quad v_2 = \langle \cos 2(\phi - \Psi_r) \rangle, \quad \phi = \tan^{-1}\left(\frac{p_y}{p_x}\right)$$

v_2 -- “эллиптический поток”, коэффициент при $\cos 2\phi$ в разложении в ряд Фурье азимутального углового распределения по отношению к углу плоскости реакции Ψ_r :

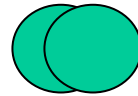
Наиболее интересные и широко изучаемые $\rightarrow v_2$ и v_4

Зависимость $v_2(N_{\text{part}}, A)$

B. Alver et al., Phys.Rev.Lett. 98, 242302 (2007).



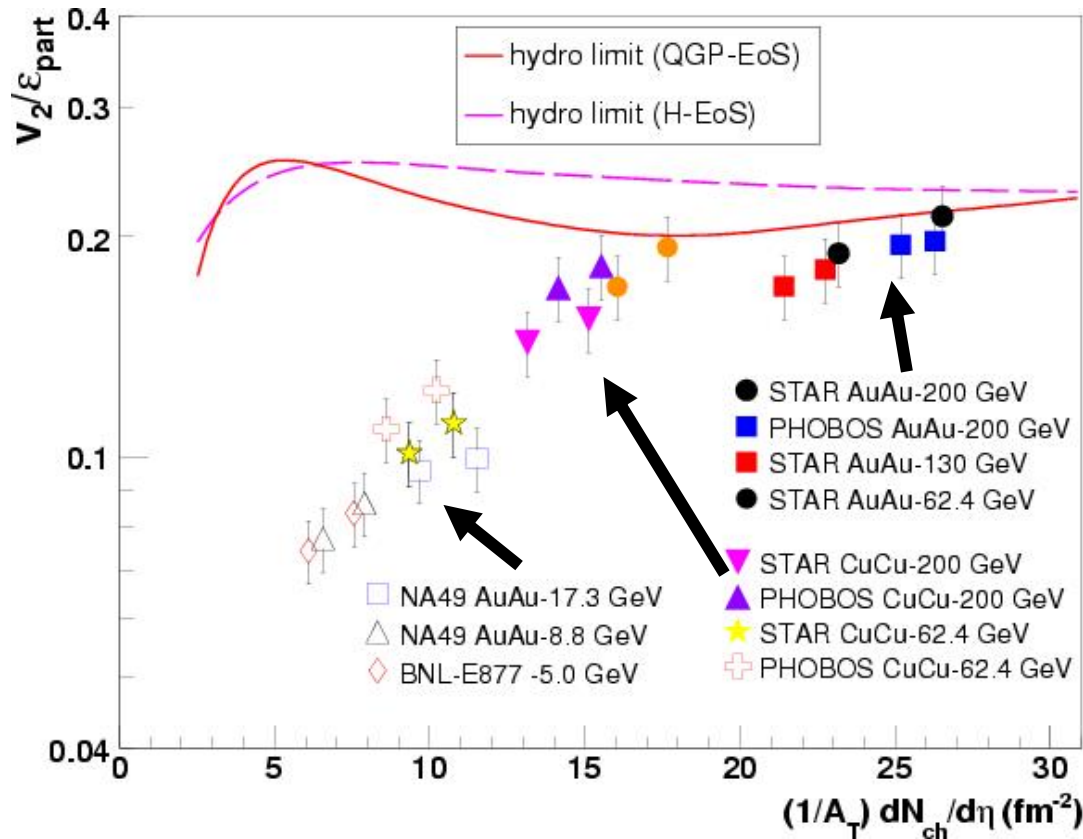
$$b = 2R$$



$$b \approx 0$$

Область перекрытия для Cu-Cu меньше, чем для Au-Au. Поэтому v_2 меньше для Cu-Cu, но отношение v_2/ϵ близко для Au-Au и Cu-Cu при одинаковых центральностях.

Эллиптический гидродинамический поток для совокупности всех данных



Разные энергии и разные ядра

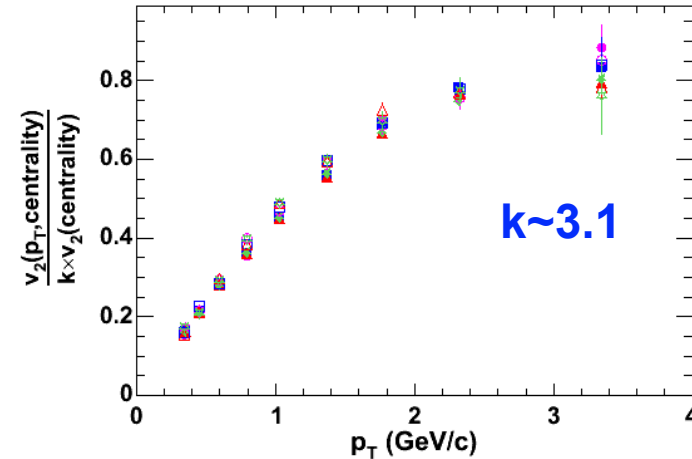
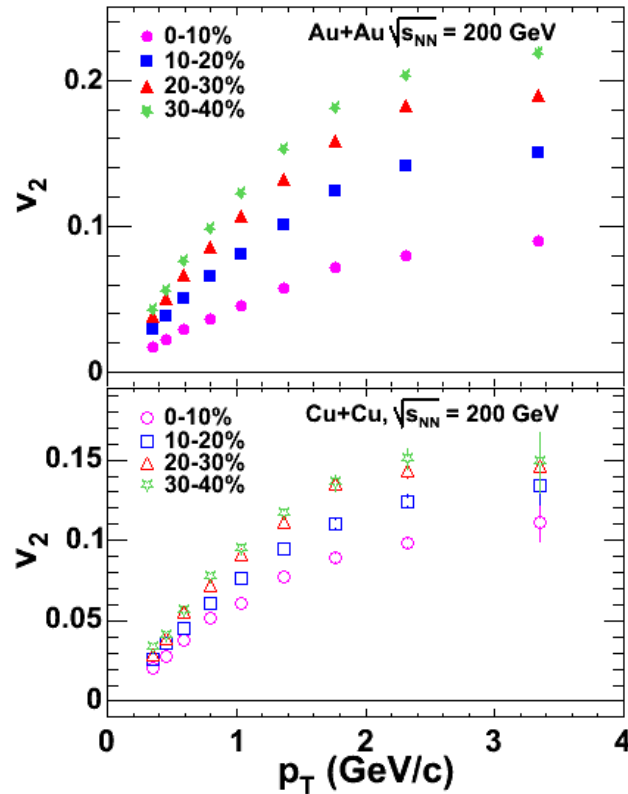
Эллиптический поток V_2 , нормированный на **начальный** пространственный эксцентриситет ϵ . $1/A_T dN/d\eta$ плотность частиц при $\eta=0$, отнесенная на среднюю поперечную площадь A_T двух ядер. Кривые – предсказания термодинамических расчетов.

При энергиях RHIC (62-200 GeV) образованная система близка к термодинамическому равновесию.

Для более низких энергий SPS (17 GeV на пару нуклонов) термодинамическое равновесие не достигается.

Независимость от размеров системы

$v_2(p_T, \varepsilon)/(k V_2(\varepsilon))$ – не зависит от A



Отношение дифференциального потока к интегральному для разных ядер при одинаковой центральности (эксцентриситете) столкновения

- Независимость потока от размеров системы – прямое указание на достижение термализации в рожденной материи.

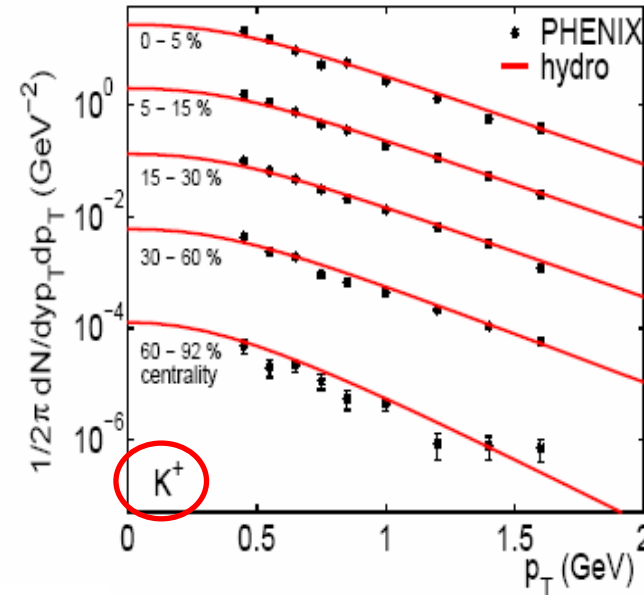
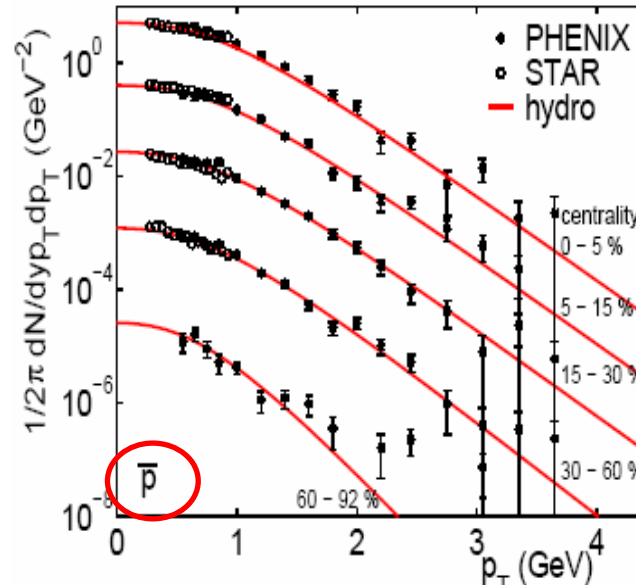
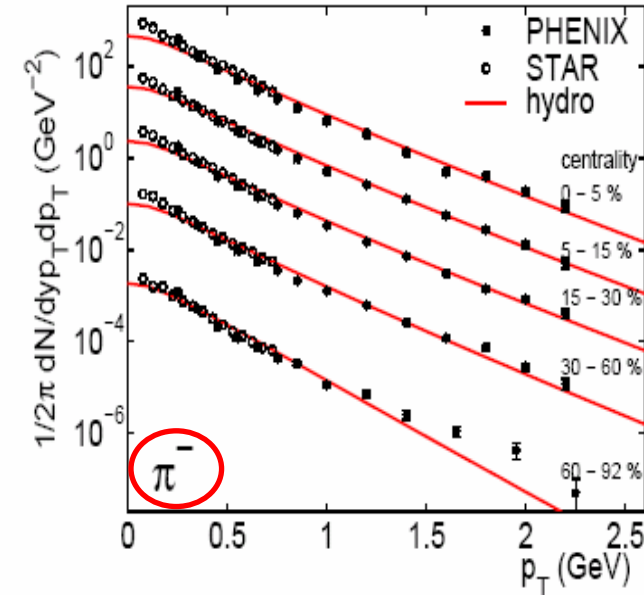
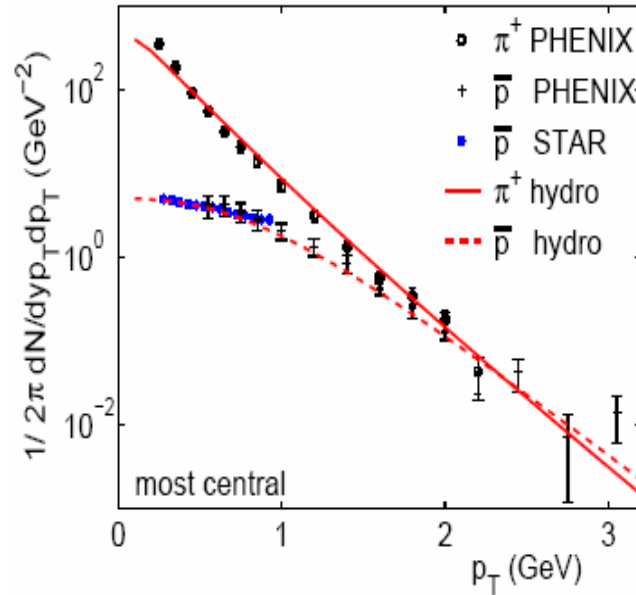


Успехи и вопросы

Гидродинамическое описание спектров при энергиях RHIC

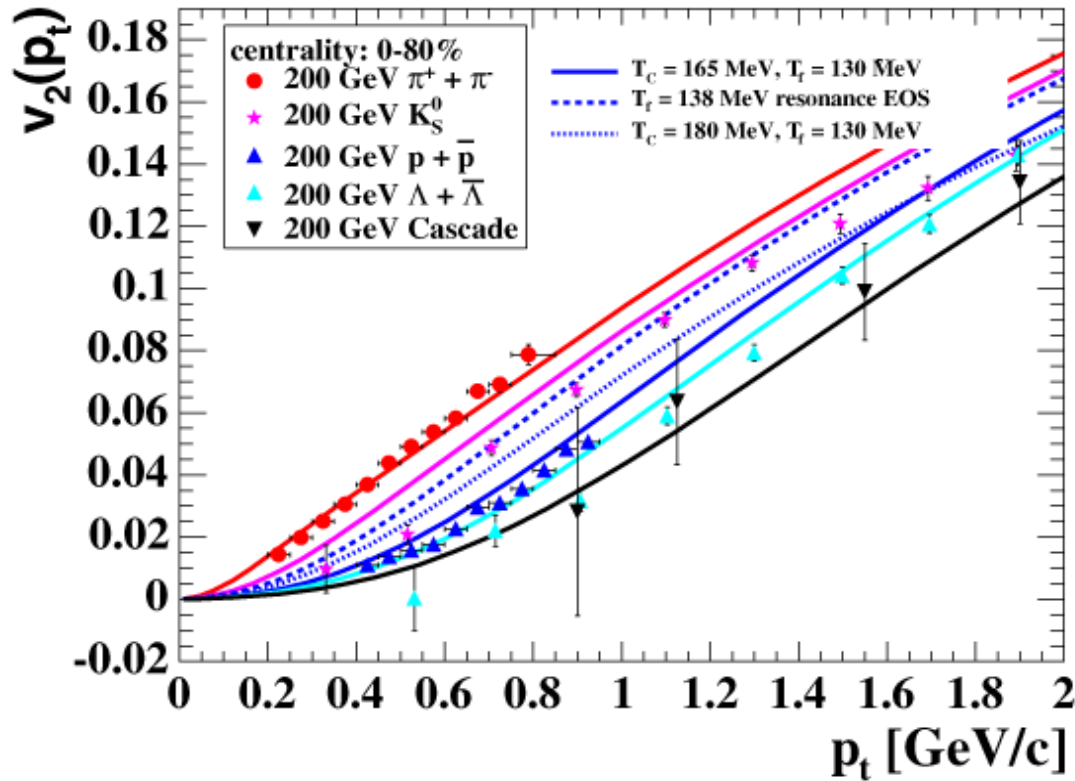
Гидродинамическая модель хорошо описывает спектры разных частиц при $p_T < 2 \text{ GeV/c}$ в рамках уравнений состояния с фазовым переходом между кварковым и адронным состоянием материи.

D.Teaney, J.Lauret and E.Shuryak, Phys.Rev. Lett. 86, 4783 (2001).



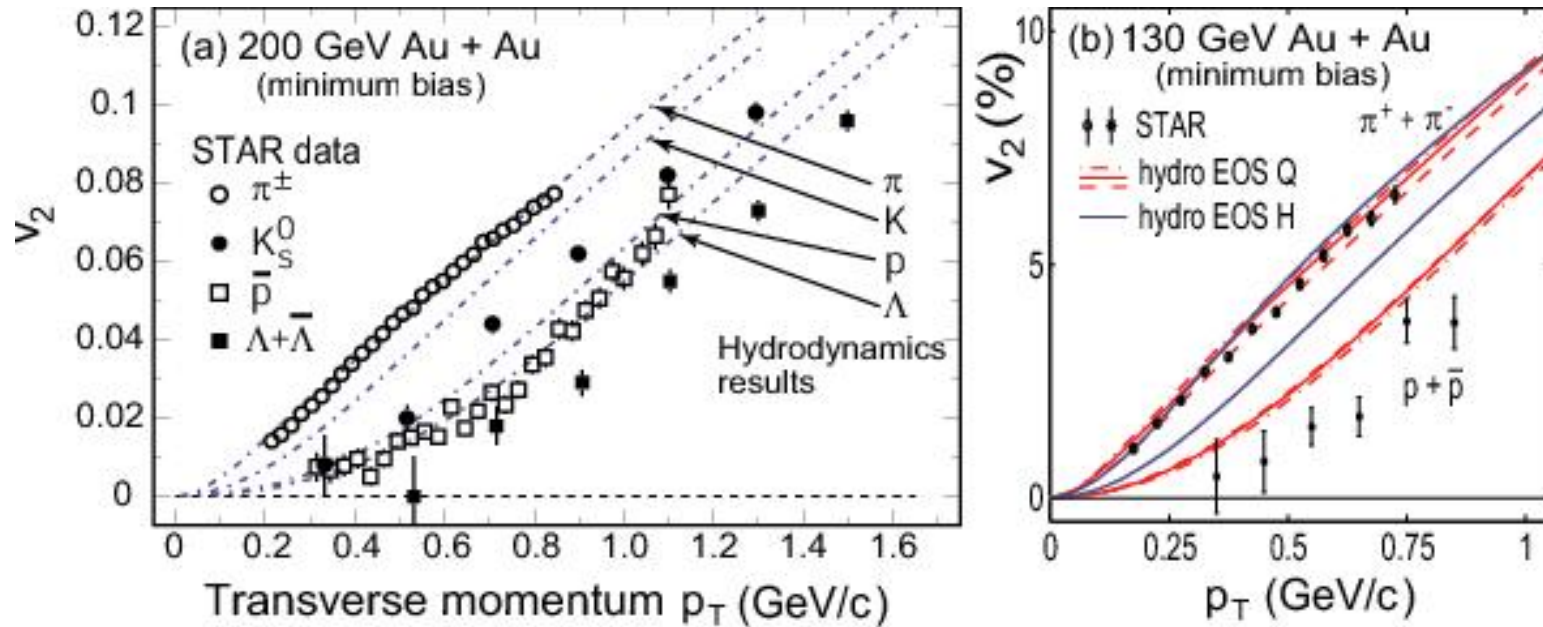
U.Heinz and P.F. Kolb, hep-ph/0204061 (2002).

Зависимость $v_2(M, p_T)$ – (1)



Величина V_2 , её зависимость от поперечного импульса p_T и от массы частиц при $p_T < 2$ ГэВ хорошо описываются в рамках идеальной гидродинамической модели с начальной плотностью $\varepsilon_0 \approx 30$ ГэВ/фм³ и временем термолизаии $\tau_0 \approx 0.6$ фм/с

Зависимость $v_2(p_T)$ – (1)

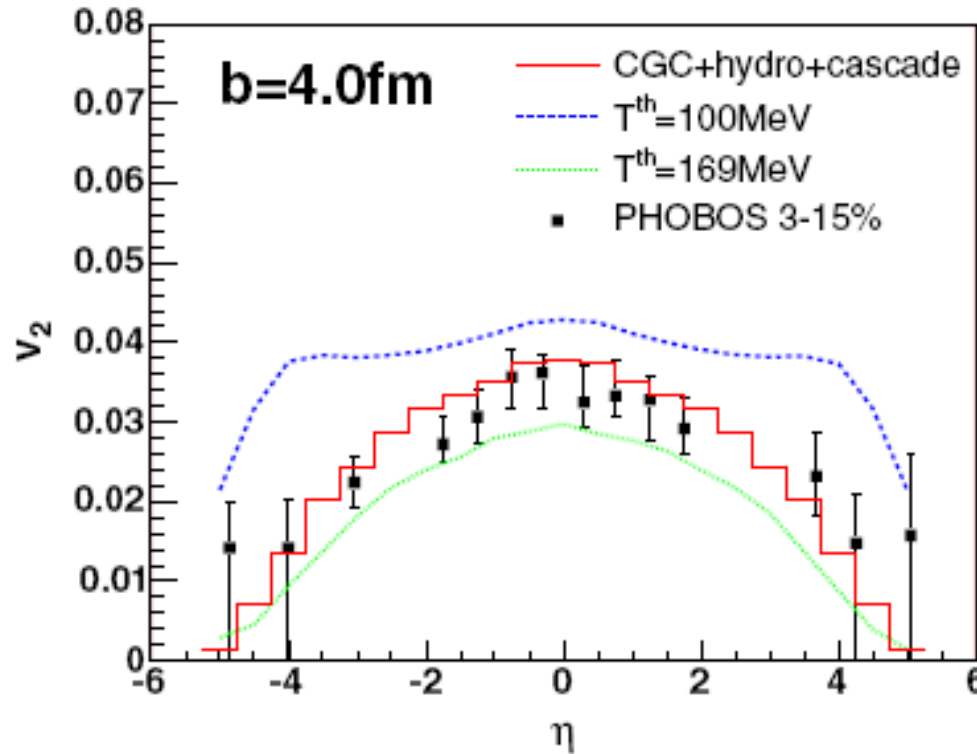


Гидродинамика идеальной жидкости с учетом фазового перехода разумно описывает $v_2(p_T)$ для широкого набора вторичных частиц при малых $p_T \leq 1,5 - 2$ ГэВ/с.

S.S. Adler et al., Phys.Rev.Lett. 91, 182301 (2003); J. Adams et al., Nucl.Phys. A757, 102 (2005); B.B. Back, Phys.Rev. C72, 051901(R) (2005).

Данные факты являются прямым свидетельством образования горячей и плотной материи.

Зависимость $v_2(\eta)$



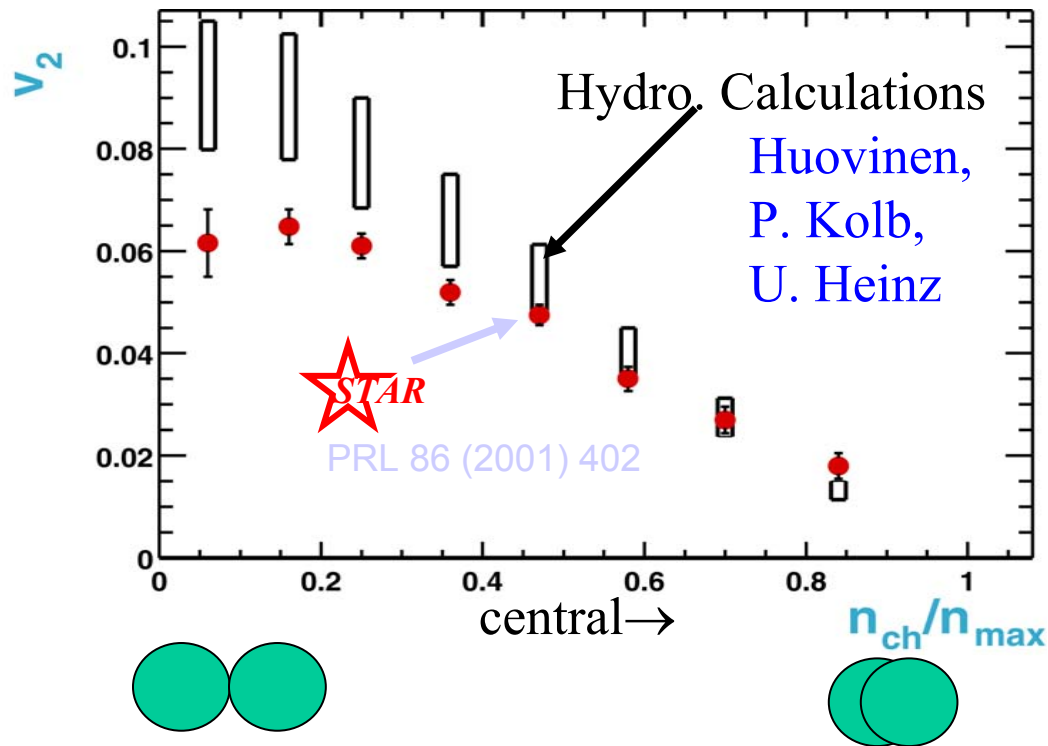
$$\eta = -\ln\left(\frac{g}{2}\right)$$

H. Ito, Nucl.Phys. A774, 519 (2006).

T. Hirano, Nucl.Phys. A774, 531 (2006).

- Дифференциальный (по p_T) поток v_2 слабо зависит от η .
- Характер зависимости $v_2(\eta)$ не зависит от энергии в диапазоне 19,6 – 200 ГэВ, абсолютные значения v_2 растут при увеличении энергии для одинаковых η .
- Гибридная модель с учетом адронного перерассеяния хорошо описывает данные при всех рассматриваемых η , в отличие от идеальной гидродинамики. Адронная каскадная модель дает лучшее описание, чем описание адронной фазы в рамках идеального потока.

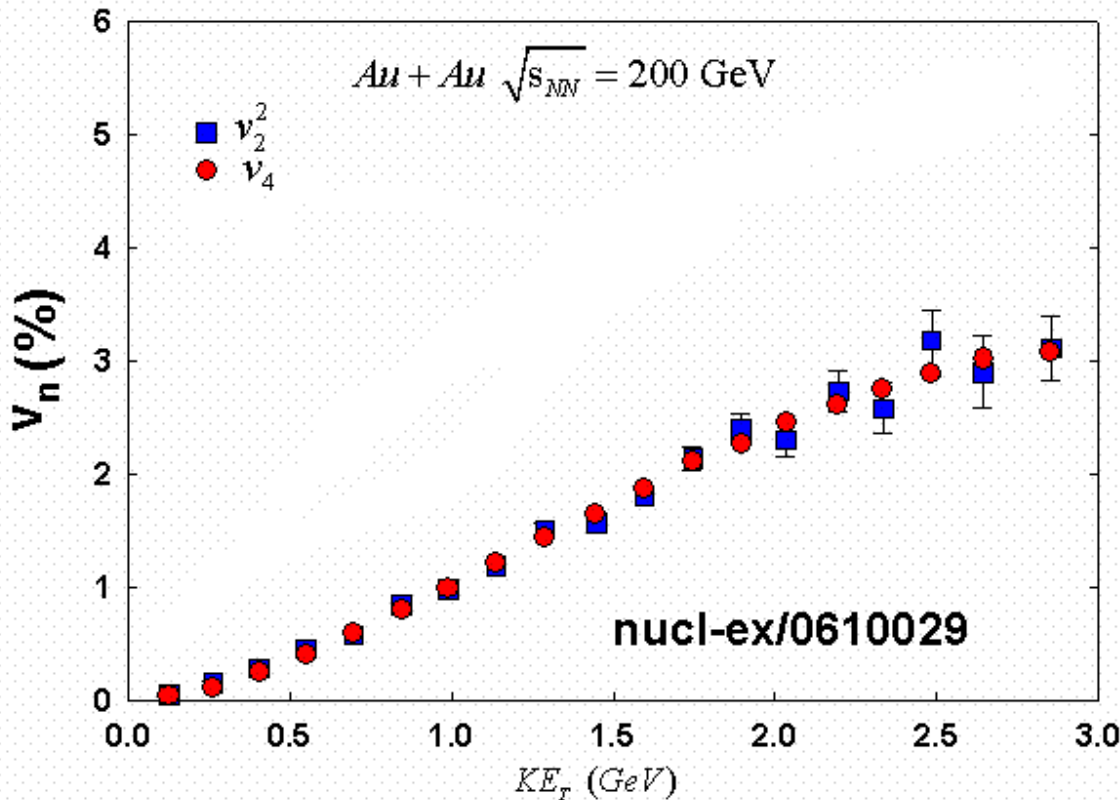
V_2 описывается гидродинамикой



Au-Au, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

- наилучшее совпадение -- при больших центральностях
- в периферических столкновениях возможна неполная термализация
- успех гидродинамики означает, что термализация происходит за очень короткое время $\tau \sim 0.6$ fm/c

Особенность жидкости: более высокая гармоника V_4 должна быть линейной по V_2^2



$$v_4(p_T, \eta) = k v_2^2(p_T, \eta)$$

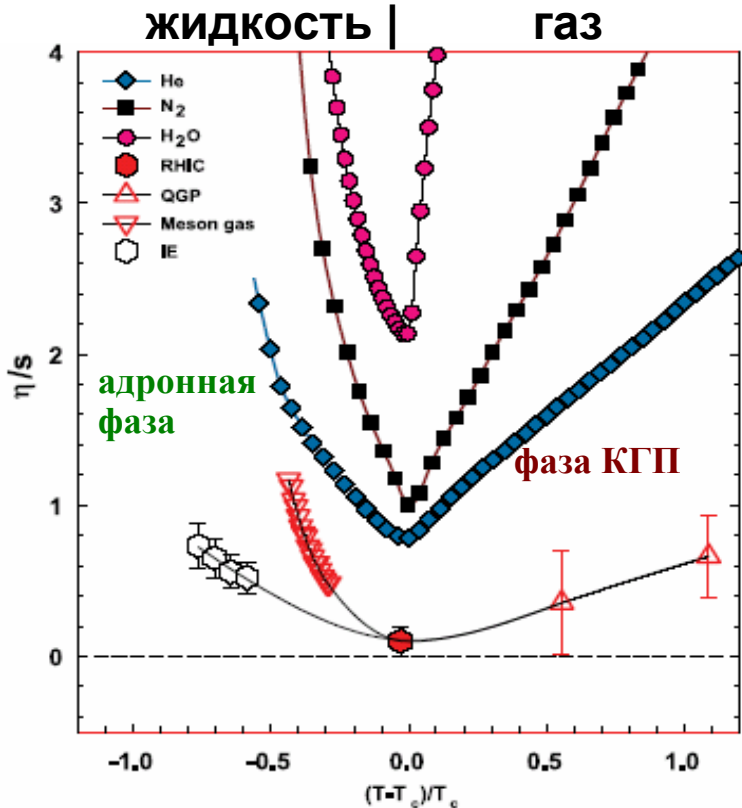
Данные RHIC дают коэффициент пропорциональности:

$$\frac{v_4}{v_2^2} \approx 1.2$$

В случае установления полного равновесия для идеальной жидкости\ (ожидание для LHC) это отношение равно единице при всех KE_T

$$v_4 \approx v_2^2$$

Вязкость КГМ в конечном состоянии при энергии RHIC



η - вязкость;
 $s=(\varepsilon+p)/T$ - плотность
 энтропии

Еще один важный результат – малая вязкости в сгустке. Модели, учитывающие внутренне трение частиц **понижают значение V_2 до нуля !!!**. Оценка максимальной вязкости, позволяемая измеренным потоком V_2 дает величину безразмерного отношения вязкость /энтропия близкую к нижнему пределу $\eta/s = h/4\pi$ (Hirano, Jyulassy, NP A 769(2006)71)

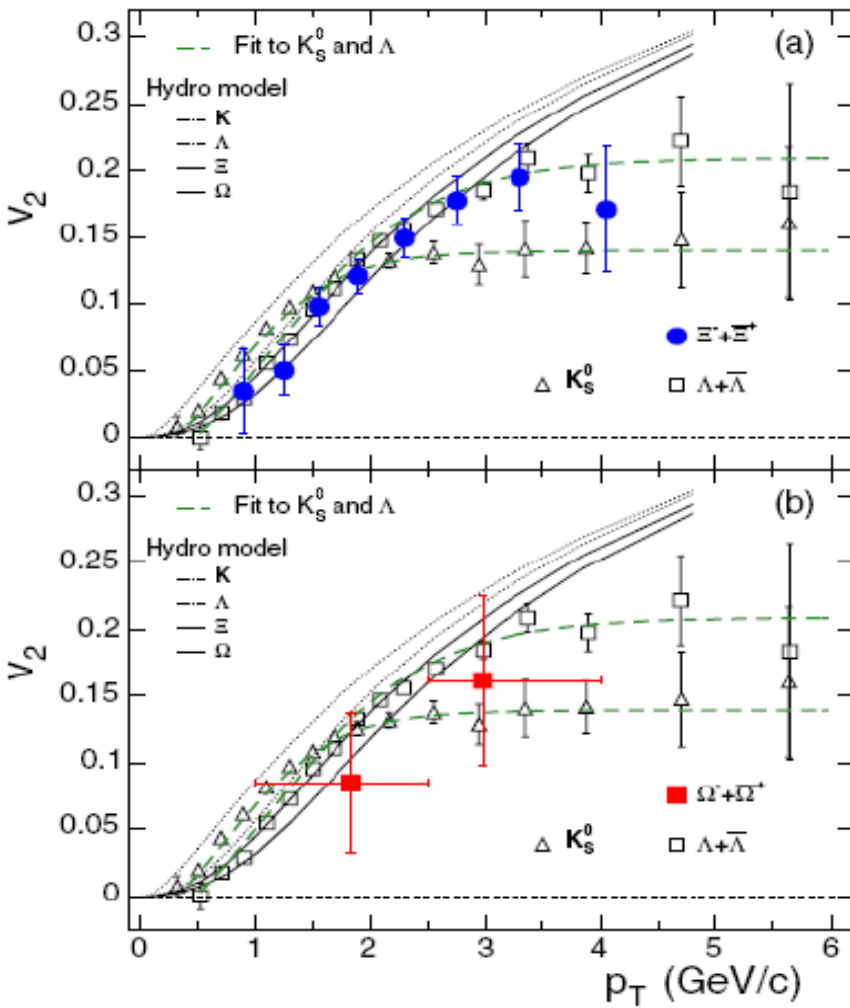
R.A. Lacey et al., Phys.Rev.Lett. 98, 092302 (2007).

Экспериментальные значения v_2 предполагают, что вновь образованная материя на RHIC характеризуется малым отношением $\eta/s \sim 0,1$,

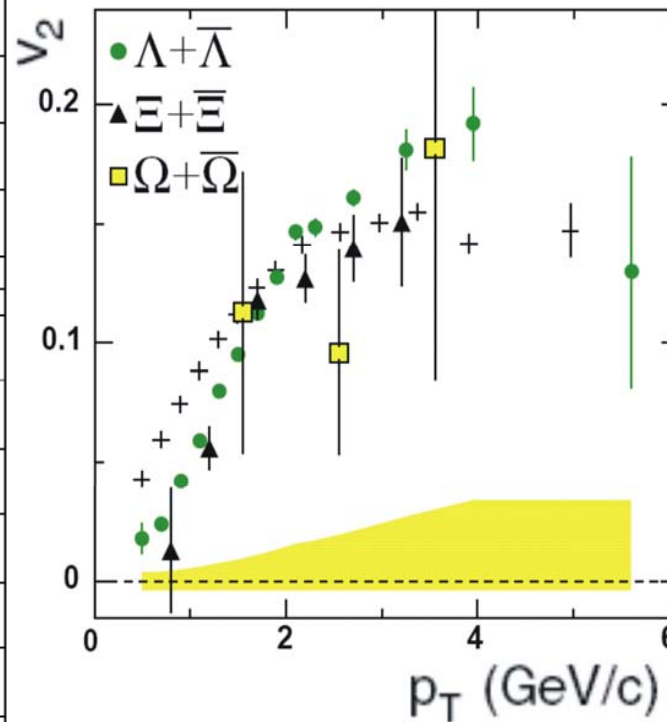
значение которого близко к нижнему квантовому пределу для сильносвязанных систем

L.P. Csernai et al., Phys.Rev.Lett. 97, 152303 (2006);

Зависимость $v_2(M, p_T)$ от сорта частиц



B.I. Abelev et al., Phys.Rev.Lett. 95, 122301 (2005).



B.I. Abelev et al., arXiv: 0701010 [nucl-ex] (2007).

Существенно отличные от нуля значения v_2 у мультистранных барионов позволяют предположить наличие коллективного поведения **партонов** в АА-столкновениях на RHIC.

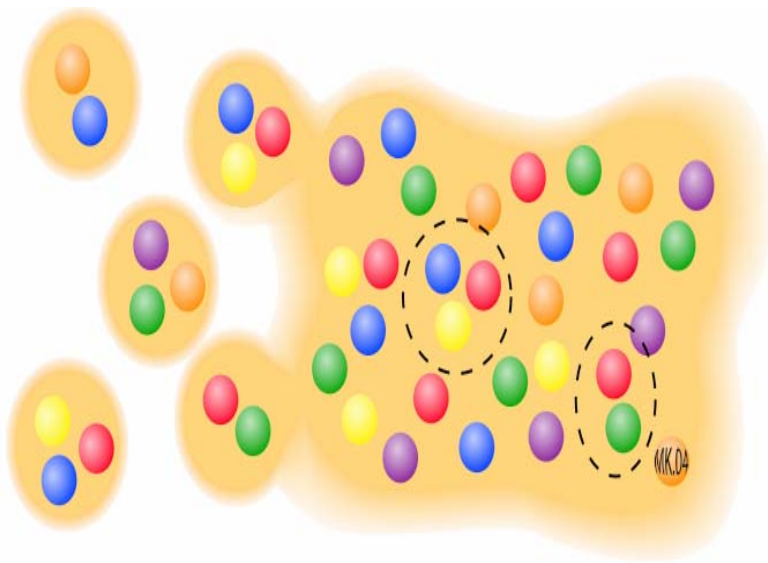
Для всех идентифицированных частиц параметр v_2 демонстрирует насыщение и существенное расхождение с предсказаниями гидродинамики при $p_T > 2$ ГэВ/с. Параметр v_2 для барионов существенно отличается от v_2 для мезонов в области промежуточных p_T .

J. Adams et al., Phys.Rev.. C72, 014904 (2005).

Коалесценция кварков

- Модели формирования адронов путем коалесценции конstituентных кварков успешно описывают образование наблюдаемых адронных состояний при $1,5 < p_T < 5-7$ ГэВ/с. Основным предположением модели является гипотеза наличия коллективного поведения в рассматриваемой партонной системе.
- Предполагается отсутствие различия в коллективном поведении легких (u,d) и странных (s) кварков .
- Предсказывается универсальное изменение масштаба параметра v_2 и поперечного импульса адронов с числом конstituентных кварков (n_q).

S.Voloshin, Nucl.Phys. A715, 379c (2003); D. Molnar, S. Voloshin, Phys.Rev.Lett. 91, 091302 (2003)

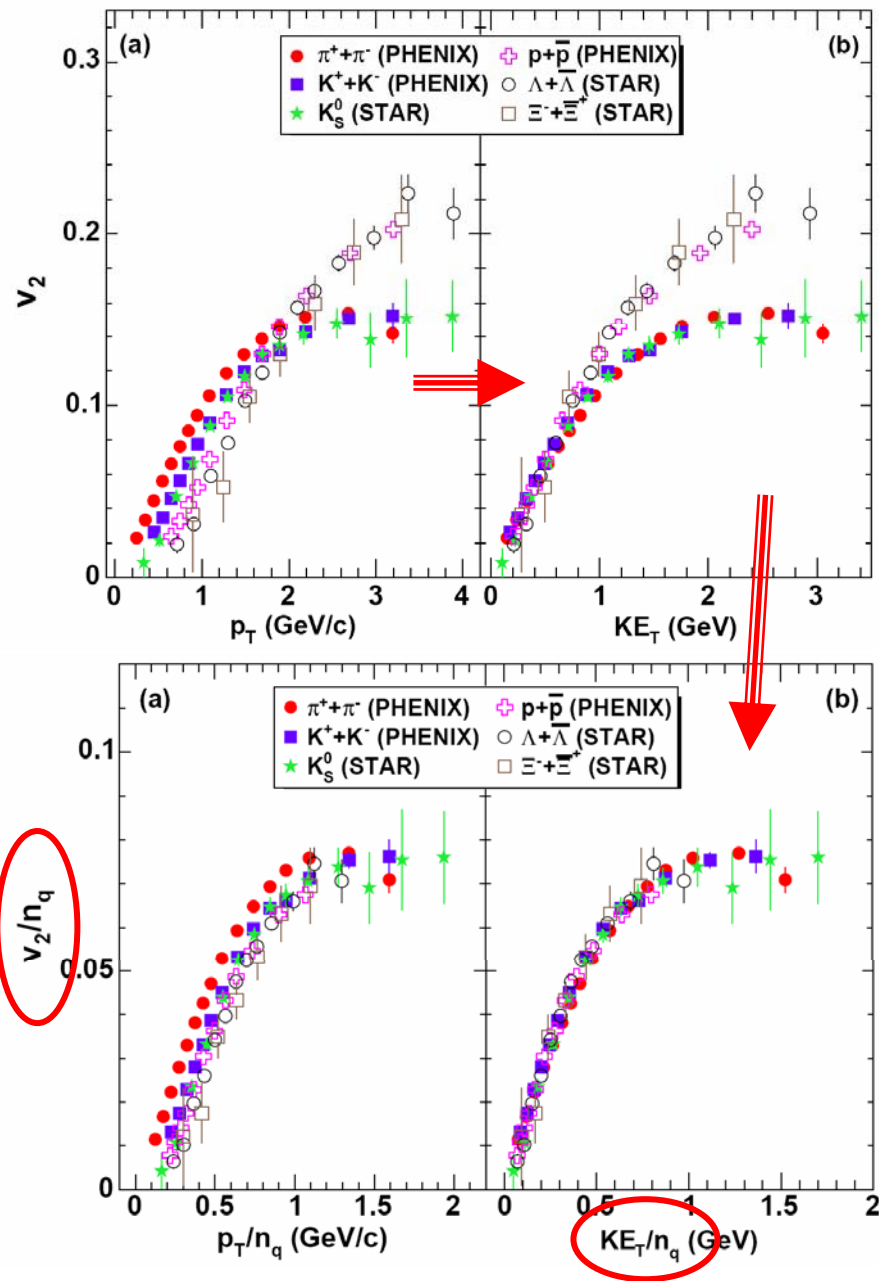


$$v_2^h / n_q \left(p_T^h / n_q \right) = v_2^q ;$$

$$v_k \propto v_2^{k/2}, \quad k > 2;$$

$$n_q = \begin{cases} 2, & \text{мезоны} \\ 3, & \text{барионы.} \end{cases}$$

В соответствии с моделью кварковой коалесценции различия в значениях v_2 , наблюдаемые для мезонов и барионов при промежуточных импульсах, могут объясняться различным кварковым составом, а не различными массами (гидродинамика).



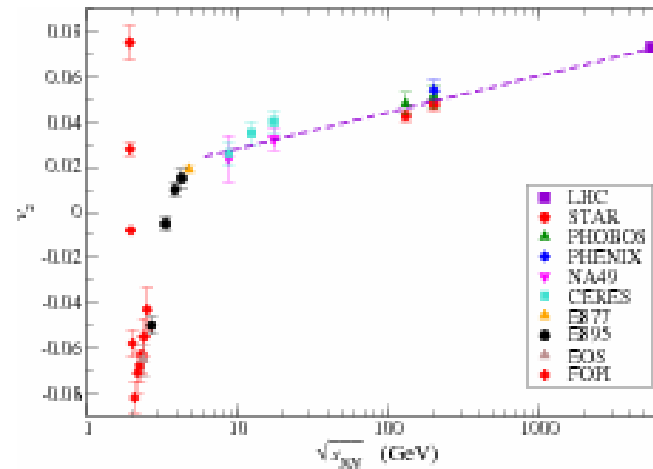
Скейлинговое поведение v_2 позволяет предположить, что именно коллективное поведение партонов определяет динамику расширения в поперечной плоскости. Развитие коллективного потока происходит именно на партонной стадии.

Эллиптический поток проявляет скейлиговые свойства по кинетической энергии (в согласии с гидродинамикой) и по составным кваркам (n_q)

Проявление кварковых степеней свободы

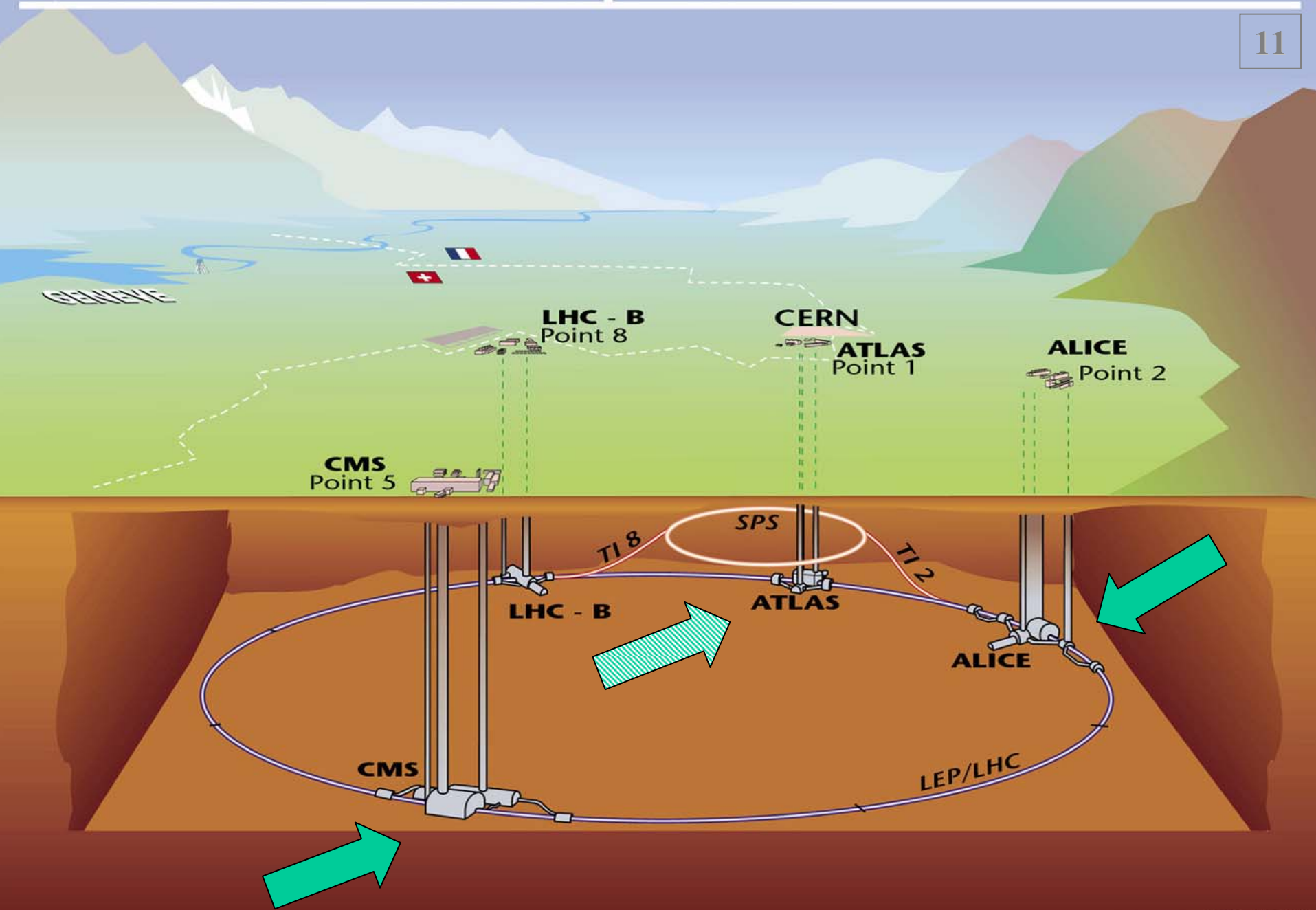
LHC и CMS – МГУ – V_2

Зависимость от энергии и экстраполяция для энергии ЛНС $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$



Величина V_2 растет с ростом энергии как логарифм $\sqrt{s_{NN}}$ и при энергии ЛНС будет равна $V_2 = 0.07$!!!

Overall view of the LHC experiments.





Результаты московской группы

Лаборатория адронных взаимодействий ОЭФВЭ
НИИЯФ МГУ

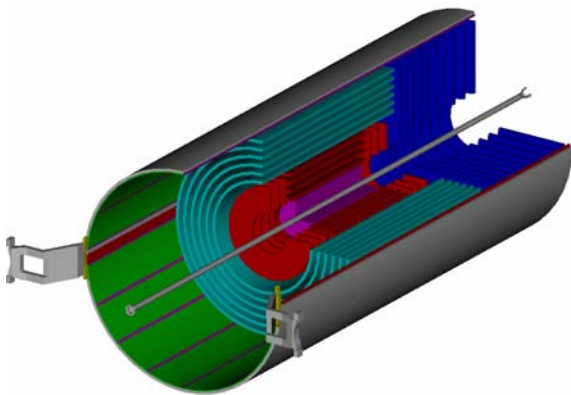
Azimuthal Anisotropy in Heavy Ions Collisions with CMS Tracker

G. Eyyubova , V.L. Korotkikh,
I.P. Lokhtin, S.V.Petrushanko,
L.I. Sarycheva, A.M. Snigirev,

Moscow State University

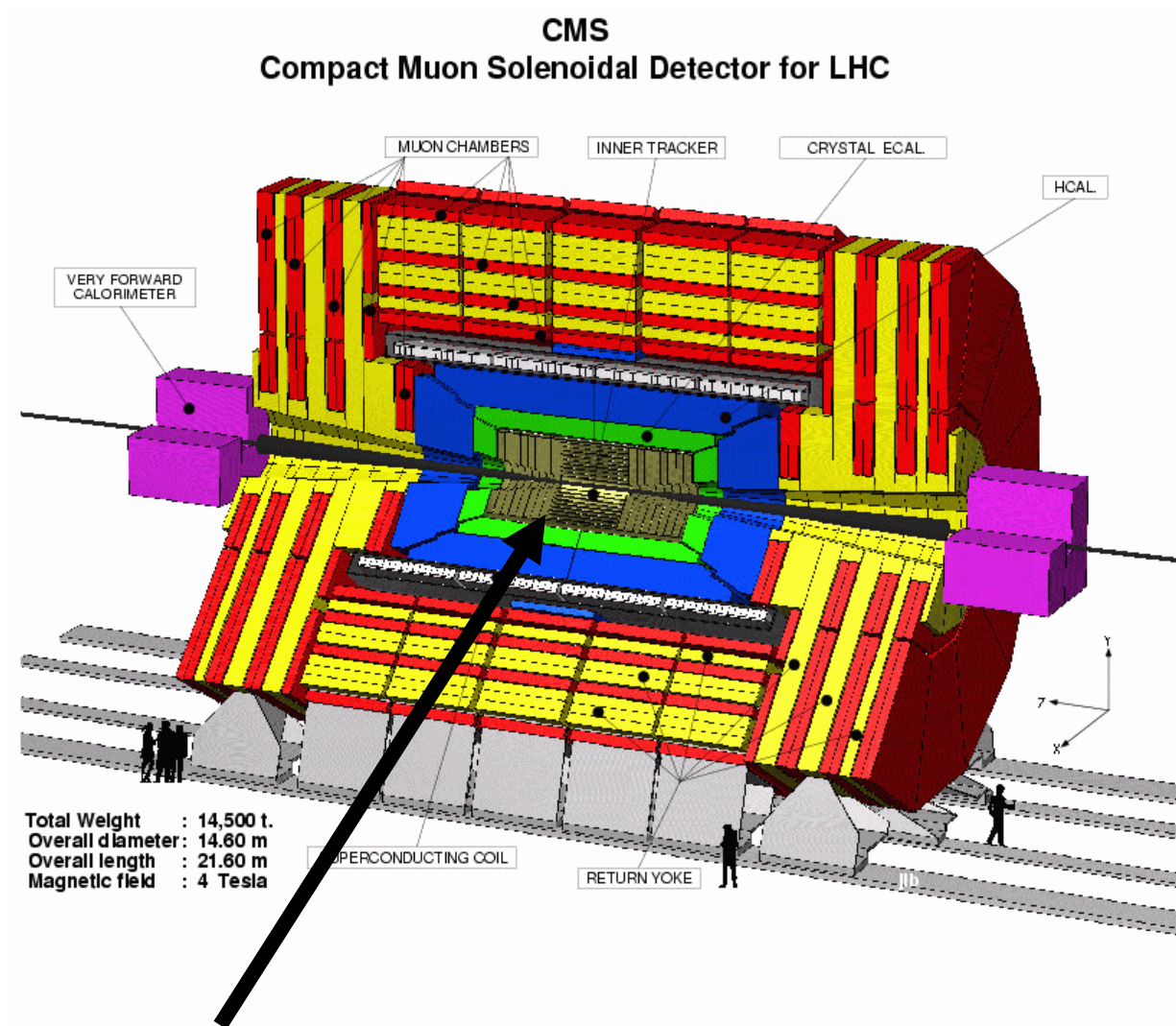
D. Krofcheck

(University of Auckland)



CMS Analysis Note 2007/004

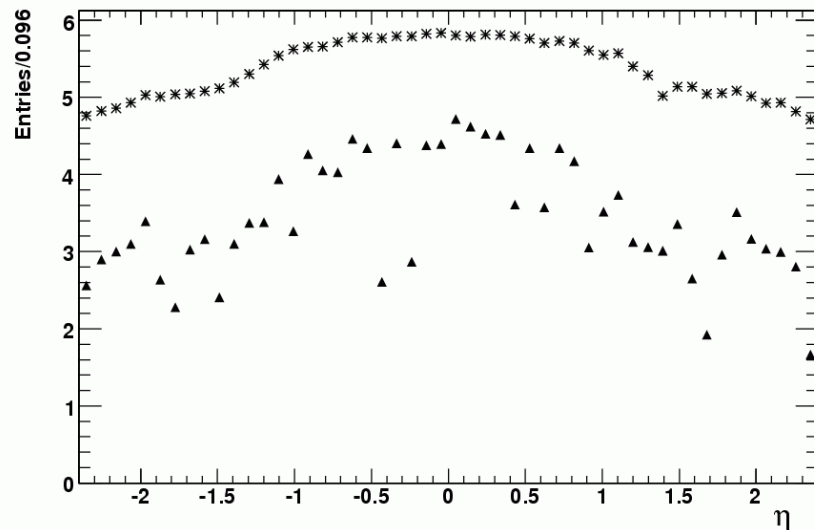
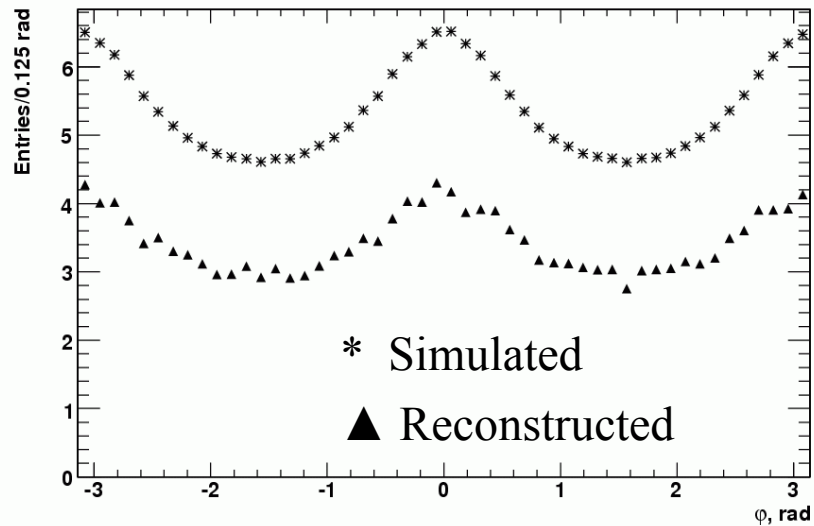
Детекторы CMS на коллайдере LHC в ЦЕРНе



CMS трекер – центральный детектор в однородном магнитном поле 4 Т, позволяющий определять импульсы частиц.



The aim: elliptic flow with Tracker



1. Исследование эффективности детектора CMS трекера при измерении эллиптического потока

Our analysis is based on:

CMS HI Group MIT data-base
(HYDJET 1.0, jet quenching off)

ORCA 8_13_3

Pb+Pb , 100k events

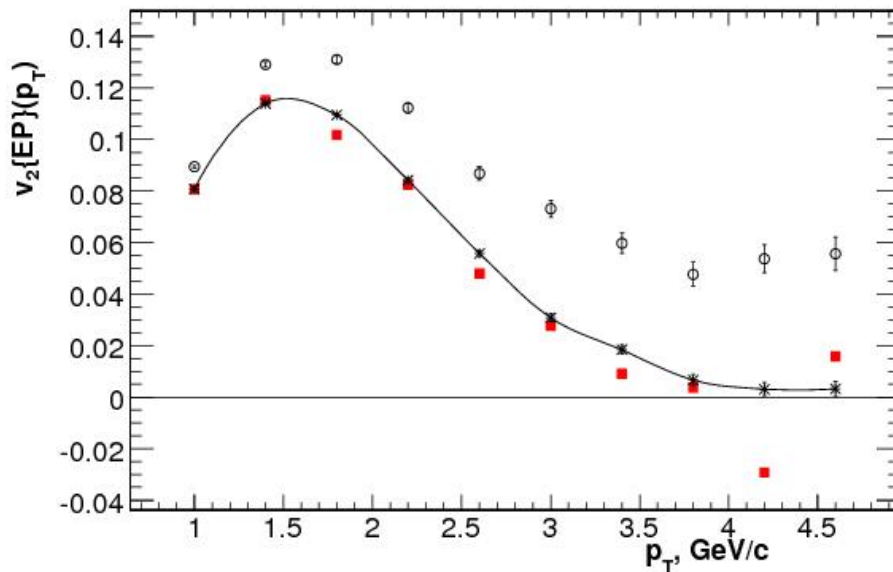
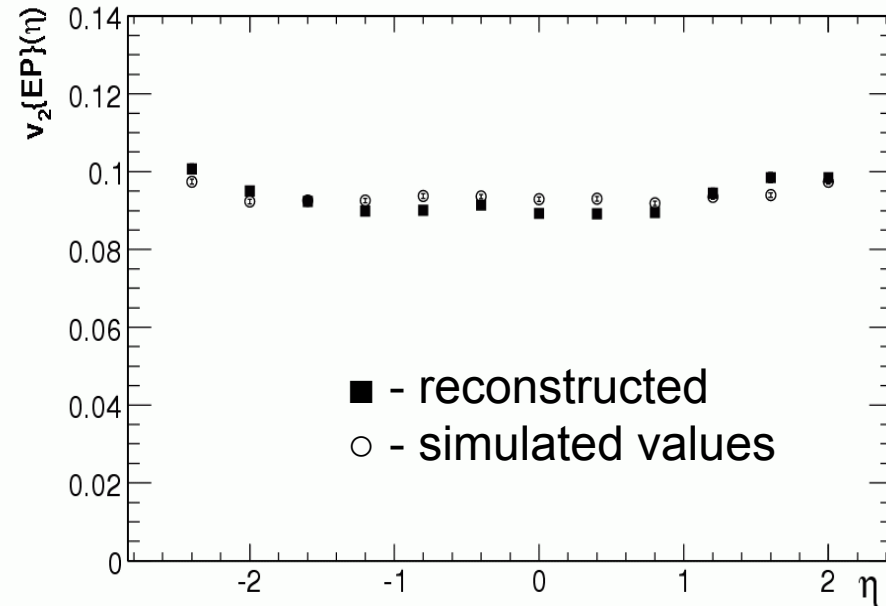
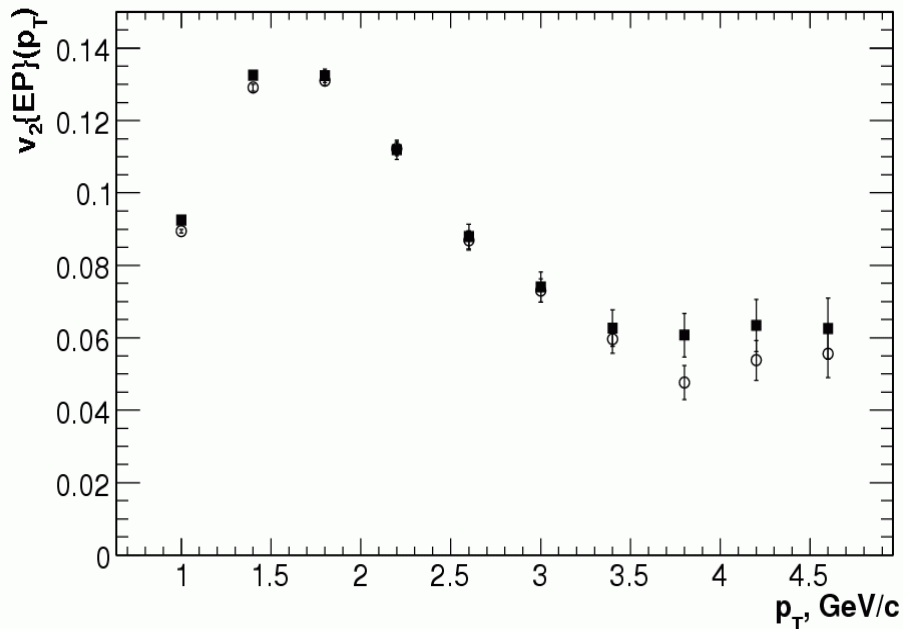
$b=9\text{fm}$

$p_T > 0.9 \text{ GeV/c}$

Track selection: $n_{hit} > 12$, $cl > 0.01$

2. Исследование различных методов определения коллективного потока V_2

Дифференциальная зависимость v_2 от p_T и η в процессе $Pb+Pb \rightarrow$ заряженные частицы



Наша оценка общей систематической ошибки $\pm 3\%$, основана на $\sim 3\%$ разнице между смоделированным и реконструированным средним значением v_2^{obs} .

*** истинное значение V_2**

о V_2 для сгенерированных событий

■ после исключения непотоковых эффектов

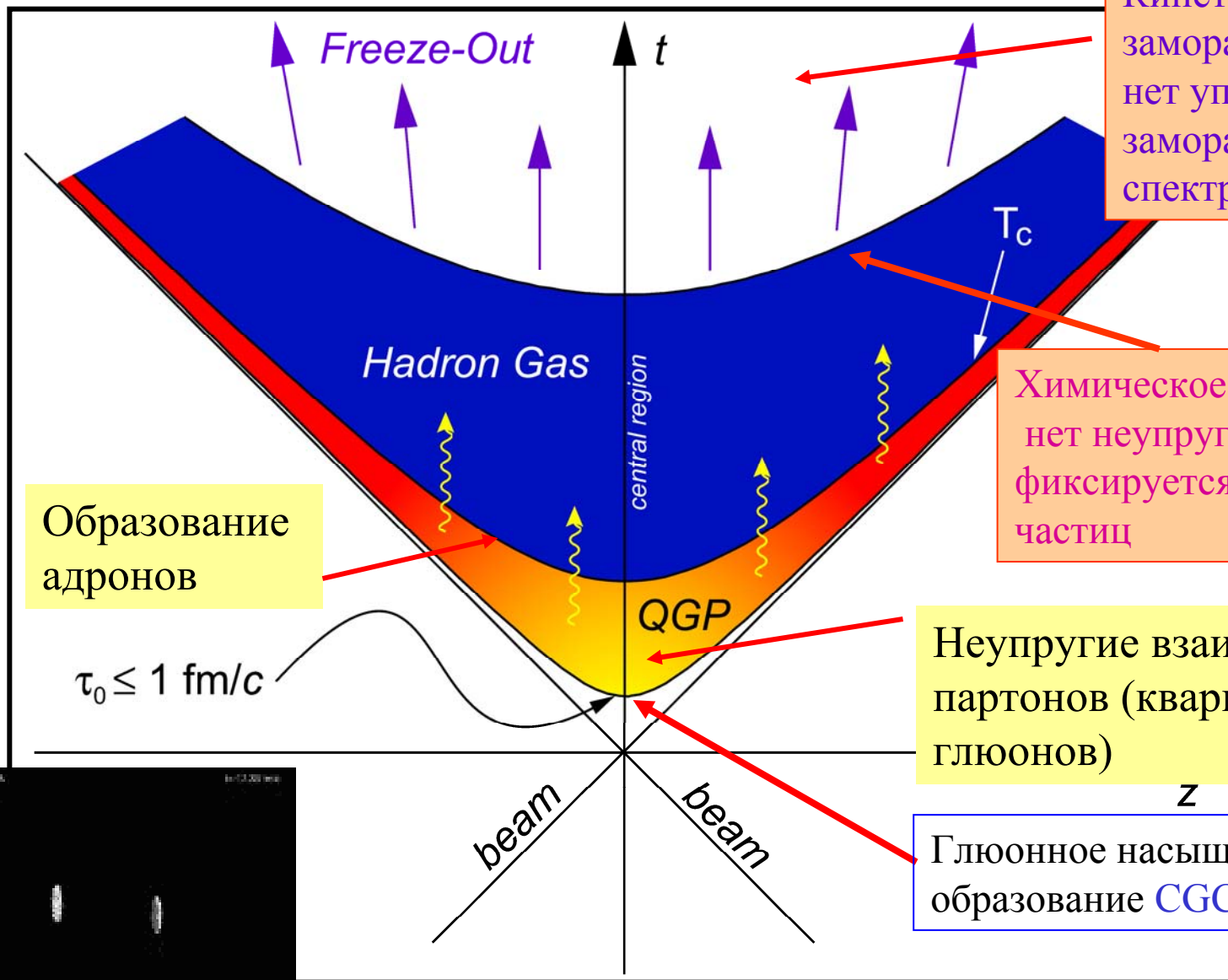
Вместо заключения:

**Экспериментально подтверждается
образование хромо-динамического
вещества со свойствами существенно
отличающимися от обычной ядерной
материи**

**Наступает период перехода от фазы первых наблюдений
(и неожиданностей) к фазе углублённого изучения свойств
хромо-динамического вещества
как на RHIC так и на LHC**

Запасные слайды

The 'Little Bang' in the Laboratory



Кинетическое замораживание: нет упругого расс., замораживаются спектры.

Химическое замораживание: нет неупругого расс., фиксируется отнош. выхода частиц

Неупругие взаимодействия партонов (кварков и глюонов)

Глюонное насыщение или образование CGC

Образование адронов

Кварк-глюонная плазма как идеальный газ

- В простейшей модели КГП представляет собой идеальный газ из невзаимодействующих безмассовых кварков (нулевой химический потенциал) и глюонов
- Уравнение состояния:

$$\varepsilon = k \frac{\pi^2}{30} \frac{T^4}{(\hbar c)^3} + B \rightarrow \text{energy density}$$

$$p = k \frac{\pi^2}{90} \frac{T^4}{(\hbar c)^3} - B \rightarrow \text{pressure}$$

$$s = \frac{\varepsilon + p}{T} = \frac{4}{3} k \frac{\pi^2}{30} T^3 \rightarrow \text{entropy}$$

T – температура газа

B – давление в мешке (обычно $B \sim 0.4 \text{ ГэВ/фм}^3$)

k – число степеней свободы

Кварк-глюонная плазма как идеальный газ

$$k = (2 \bullet 8 + \frac{7}{8} \bullet 2 \bullet 3 \bullet 2 \bullet N_f)$$

2 – число проекций спина

8 – число глюонов

3 – число цветов

2 – вырожденность по состоянию q и $\bar{q}$

N_f – число ароматов (обычно берут $N_f = 3$)

$$T_\varepsilon = \left(\frac{\varepsilon - B}{1953} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Температура через плотность

$$T_s = \left(\frac{s}{2605} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Температура через энтропию

Кварк-глюонная плазма как идеальный газ

$$\hbar = 1, \text{ константа} \quad \text{Больцмана} \quad k = 1$$

Импульсное распределение частиц в идеальном газе

$$E \frac{d^3 N}{d^3 \vec{p}} = \frac{gV}{(2\pi)^3} e^{-\frac{E - \mu}{T}}$$

E – энергия, μ - химический потенциал, T (МэВ) - температура

При $m_T \gg T$ и после интегрирования по ϕ

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = \frac{gV e^{\frac{\mu}{T}}}{2\pi^2} e^{-\frac{m_T}{T}}$$

Уравнения релятивистской гидродинамики для идеальной жидкости

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad \partial_\mu N^\mu = 0.$$

$T^{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса,
 N^μ – поток числа частиц через элемент жидкости μ ,
 u^μ – локальная 4-х скорость элемента жидкости μ ,
 ε – плотность энергии, n – плотность числа частиц,
 p – давление.

$$T^{\mu\nu} = \varepsilon u^\mu u^\nu - p R^{\mu\nu}, \quad R^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - u^\mu u^\nu$$

$$N^\mu = n u^\mu.$$

5 уравнений для 5 независимых величин

$$\varepsilon, n, u^\mu$$

Если заданы **уравнение состояния** $p=p(\varepsilon)$ и **начальные условия**, в принципе, задача решается (численно или аналитически в некоторых приближениях).

Пример (1+1)-мерный скейлинг Бьёркена $n(\tau) \sim 1/\tau$

Уравнения релятивистской гидродинамики для вязкой жидкости

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0,$$

$$\partial_\mu N^\mu = 0.$$

$$T^{\mu\nu} = \varepsilon u^\mu u^\nu - P^{\mu\nu} (p + \Pi) - P^{\mu\nu\alpha\beta} \pi_{\alpha\beta},$$

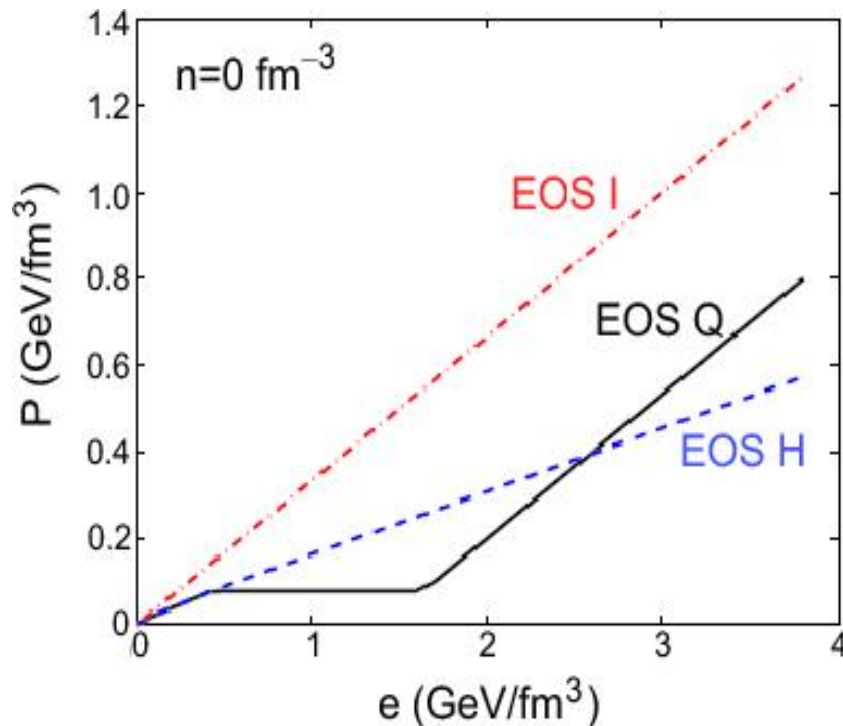
$$N^\mu = n u^\mu - P^{\mu\nu} v_\nu.$$

9 новых переменных – задача значительно усложняется !

$$\varepsilon, n, u^\mu, \Pi, \pi^{\mu\nu}, v^\mu$$

Гидродинамическое описание

Гидродинамическая модель адронного и партонного газа и расчет давления p и плотности энергии e с учетом фазового перехода 1-го рода



Расчеты в гидродинамической модели при нулевой барионной плотности. EOS H - адронный газ, EOS I - партонный газ, EOSQ - связь двух состояний через фазовый переход 1-го рода при $T_C=164 \text{ МэВ}$.

P.F.Kolb and U.Heinz, [nucl-th/0305084](#).

Relativistic (Ideal) Hydrodynamics

conservation of energy and momentum
and conserved currents (baryon-number)

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad \mathbf{4}$$

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad \mathbf{1}$$

with energy momentum tensor $T^{\mu\nu}(x) = [\underline{e(x)} + \underline{p(x)}] u^\mu(x) u^\nu(x) - g^{\mu\nu} p(x)$

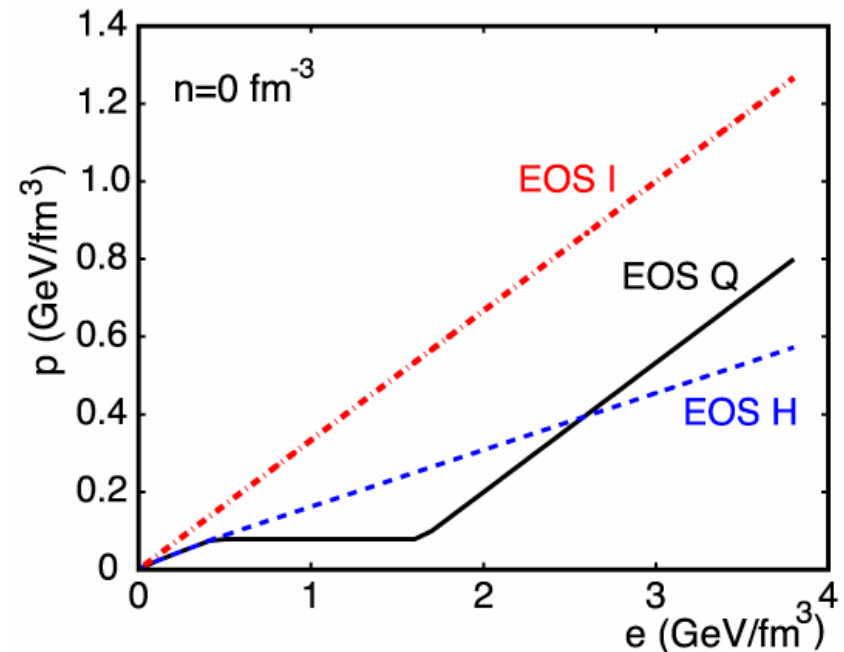
and baryon current

$$j^\mu(x) = \underline{n(x)} u^\mu(x) \quad \leftarrow \begin{matrix} \uparrow \\ \swarrow \end{matrix} \quad u^x, u^y, u^z$$

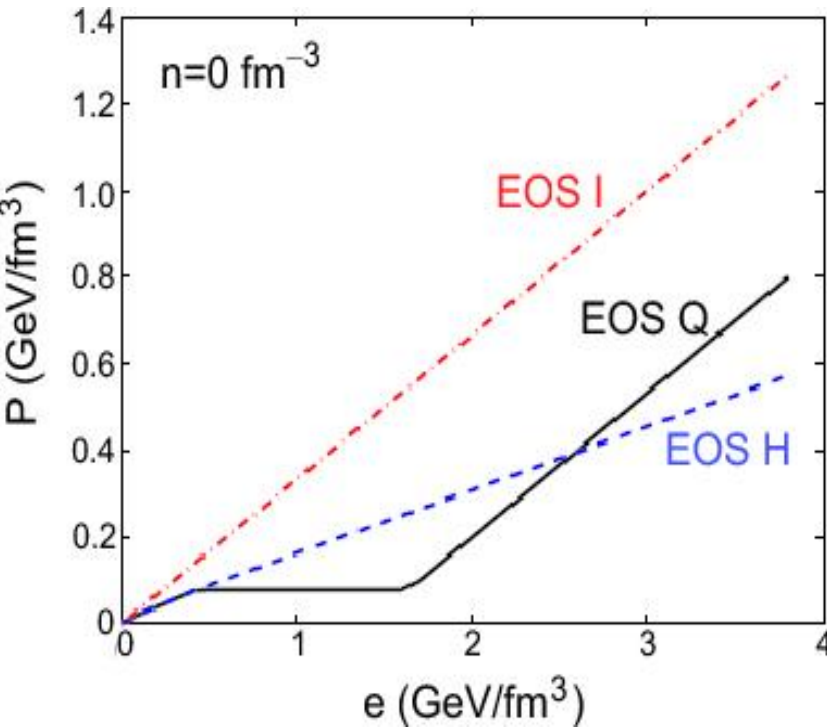
5 equations for 6 fields

close the system by supplying an
equation of state, e.g. in the form
of $p(e, n)$

- **EOS I**: ultrarelativistic, ideal gas, $p = e/3$
- **EOS H**: interacting resonance gas, $p \sim 0.15 e$
- **EOS Q**: Maxwell construction of those two:
critical temperature $T_{\text{crit}} = 0.165 \text{ MeV}$
bag constant $B^{1/4} = 0.23 \text{ GeV}$
latent heat $e_{\text{lat}} = 1.15 \text{ GeV/fm}^3$

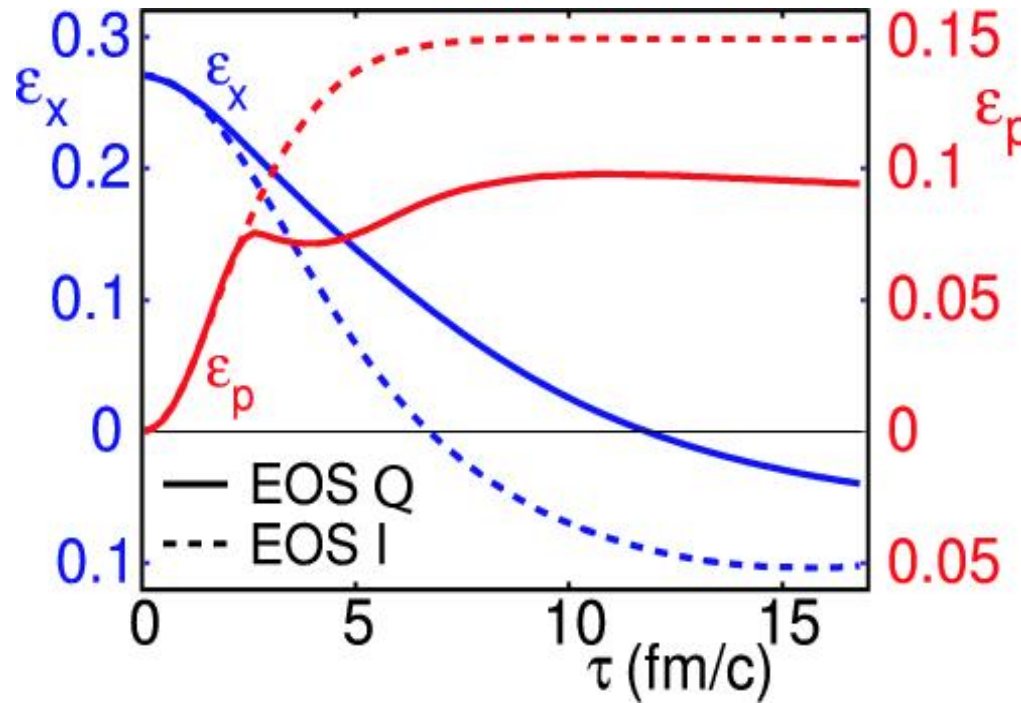


Гидродинамическая модель адронного и партонного газа и расчет давления p и плотности энергии e с учетом фазового перехода 1-го рода



Расчеты в гидродинамической модели при нулевой барионной плотности. EOS H - адронный газ, EOS I - партонный газ, EOSQ - связь двух состояний через фазовый переход 1-го рода при $T_C=164$ МэВ.

P.F.Kolb and U.Heinz, in Quark Gluon Plasma 3, eds.\
R.C.Hwa and X.N.Wang (World Scientific, Singapore, 2003); nucl-th/0305084.



Гидродинамические расчеты пространственной m_x и импульсной m_p анизотропии для нецентральных ($b = 7$ фм) Au+Au на RHIC. Сплошные кривые - EOS Q, пунктирные - EOS Q для уравнений из 2-х состояний из рис.. Для m_p виден изгиб для EOS Q.

Гидродинамическое описание

При нецентральных столкновениях ядер зона реакции имеет форму миндаля, приводя к азимутальной анизотропии градиентов давления. Такая капля жидкости стремится перейти в каплю в виде шарика. Это приведет к тому, что частицы будут иметь анизотропное распределение относительно плоскости реакции. При этом вторая U_2 компонента Фурье преобразования поперечного импульсного распределения, называемая эллиптическим потоком, доминирует.

Гидродинамические расчеты пространственной ϵ_x и импульсной ϵ_p анизотропии представлены на **рис.6** в зависимости от времени расширения.

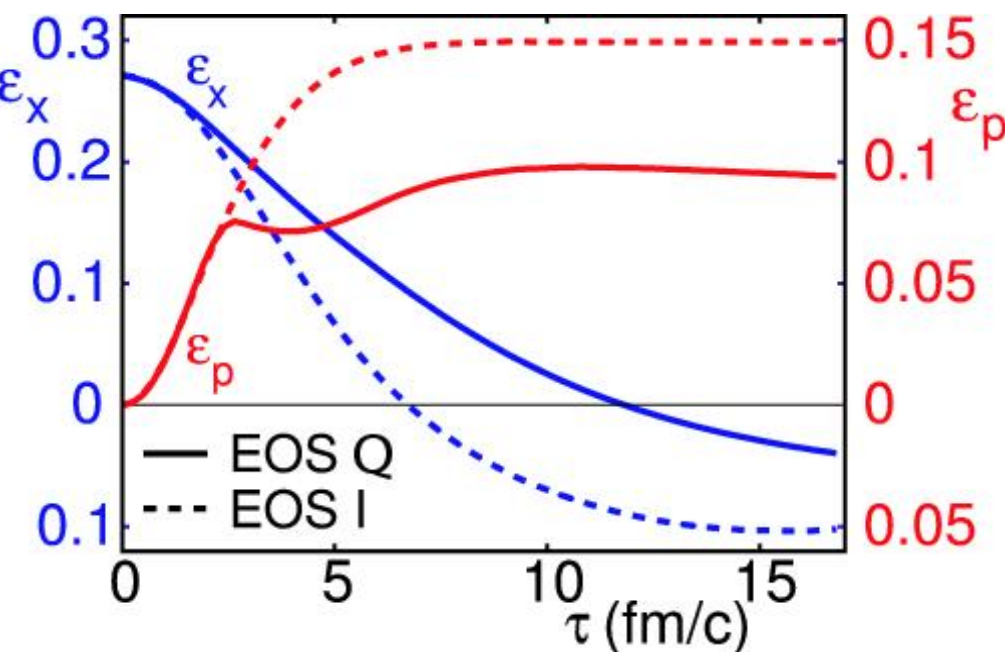
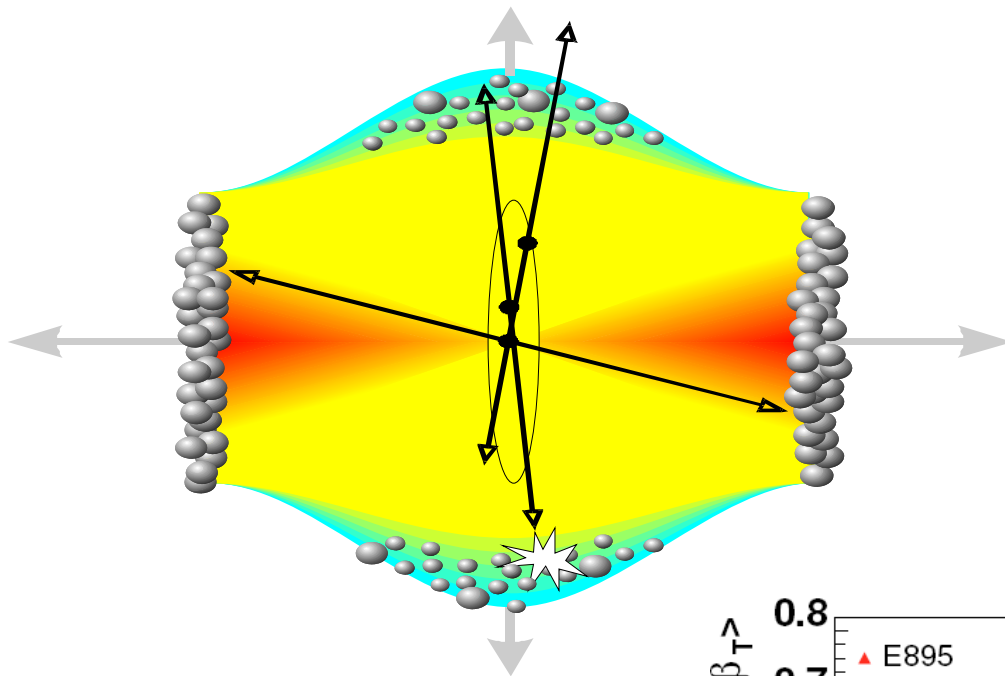


Рис.6. Гидродинамические расчеты пространственной ϵ_x и импульсной ϵ_p анизотропии для нецентральных ($b=7$ fm) Au+Au на RHIC. Сплошные кривые - **EOS Q** – два состояния, пунктирные - **EOS I** для партонного газа.

С ростом τ предсказывается самопогашение пространственной анизотропии от момента образования локального термального равновесия до кинематического замерзания. Это делает эллиптический поток наиболее чувствительным к ранним стадиям. К адронным взаимодействиям на поздних ⁵⁰ стадиях будет чувствителен радиальный поток

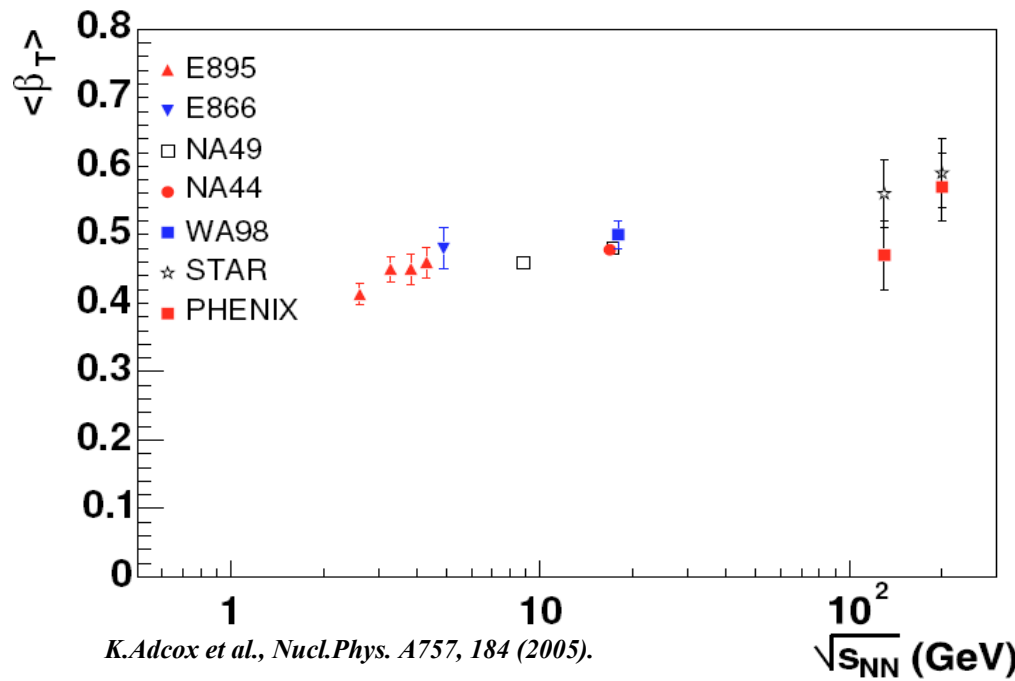
АА-столкновения: коллективные потоки частиц



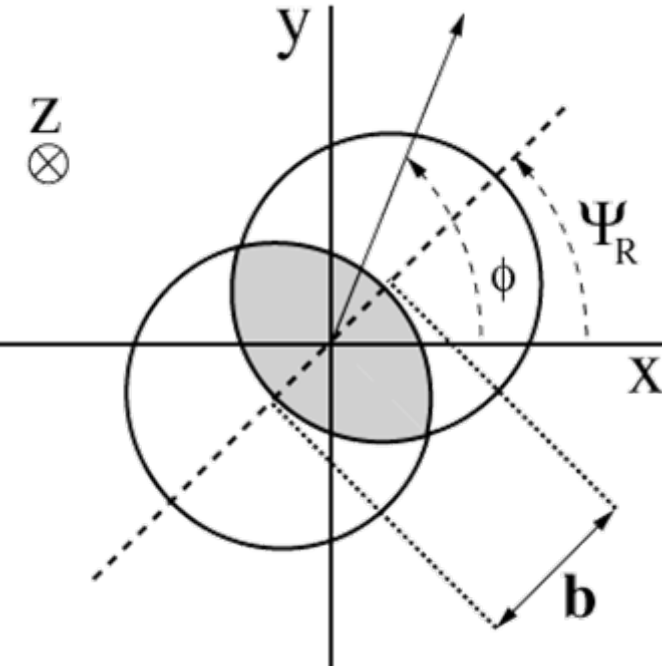
Продольное расширение (вдоль направления пучков) – присутствует в ядро-ядерных столкновениях с любым прицельным параметром: $b=0$ – центральные / $b \neq 0$ – нецентральные. При высоких энергиях хорошо разделяется с коллективным движением в поперечной плоскости.

Коллективное движение частиц в поперечной (относительно пучков) плоскости:

в центральных АА - столкновениях присутствует единственный тип поперечного потока – радиальный поперечный поток (азимутально симметричный).



Анизотропный поперечный поток: наблюдаемые

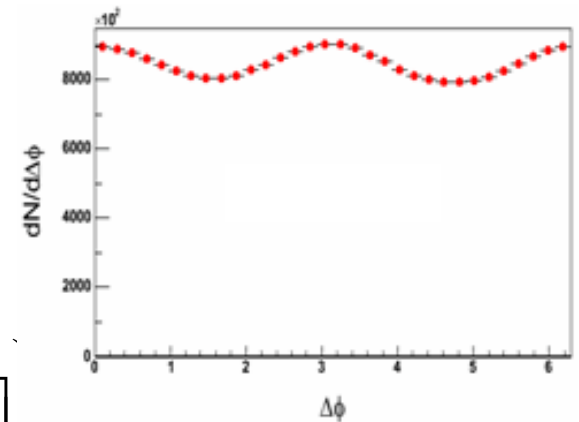


- **Плоскость реакции** -плоскость, проходящая через ось пучка и вектор прицельного параметра.

- Выполняется Фурье разложение дифференциального инвариантного распределения частиц i -го типа в импульсном пространстве относительно плоскости реакции

(члены, содержащие $\sin$ в разложении будут отсутствовать благодаря симметрии относительно плоскости реакции из-за сохранения **четности**)

$$E \frac{d^3 N_i}{d\vec{p}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N_i}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n^i \cos[n(\phi - \Psi_R)] \right)$$

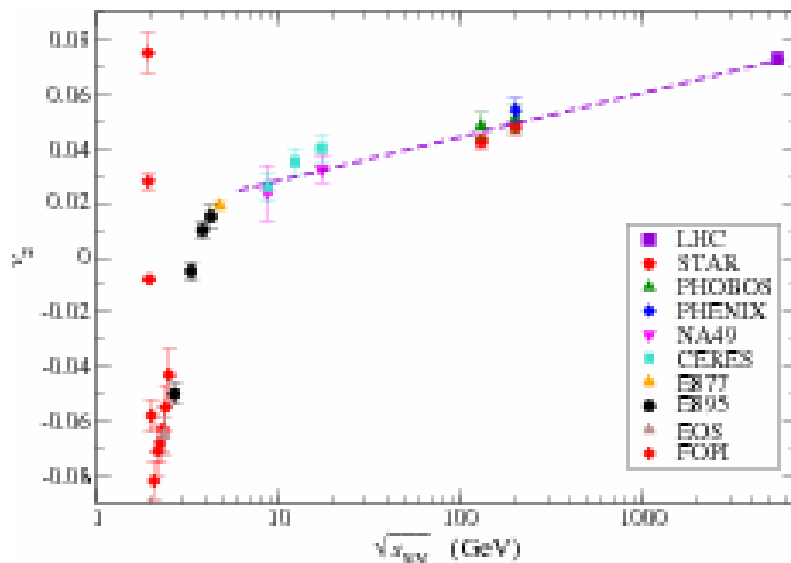


$$v_n = f_n \left(\sqrt{s_{NN}}, N_{part}, A, B, \eta, M, p_T \right)$$

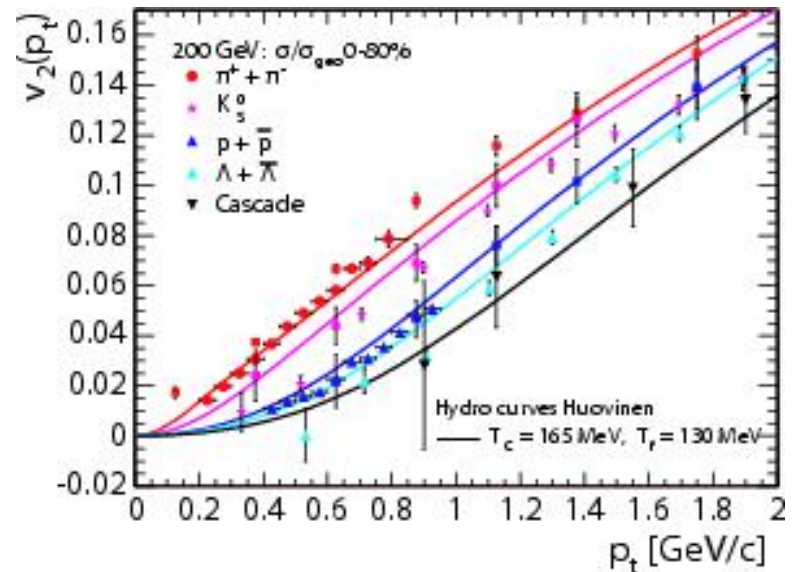
Эллиптический поток V_2

В эксперименте на RHIC измерено **большое значение $V_2 \approx 0.05$** – следствие большого градиента давления в асимметричном файрболе. Экстраполяция до энергий LHC дает значение **$V_2 \approx 0.07$**

Величина **V_2** , её зависимость от поперечного импульса **p_T** и массы частиц при **$p_T < 2$ ГэВ** хорошо описываются в рамках *идеальной* гидродинамической модели с начальной плотностью **$\varepsilon_0 \approx 30$ ГэВ/фм³** и временем термолизаии **$\tau_0 \approx 0.6$ фм/с**

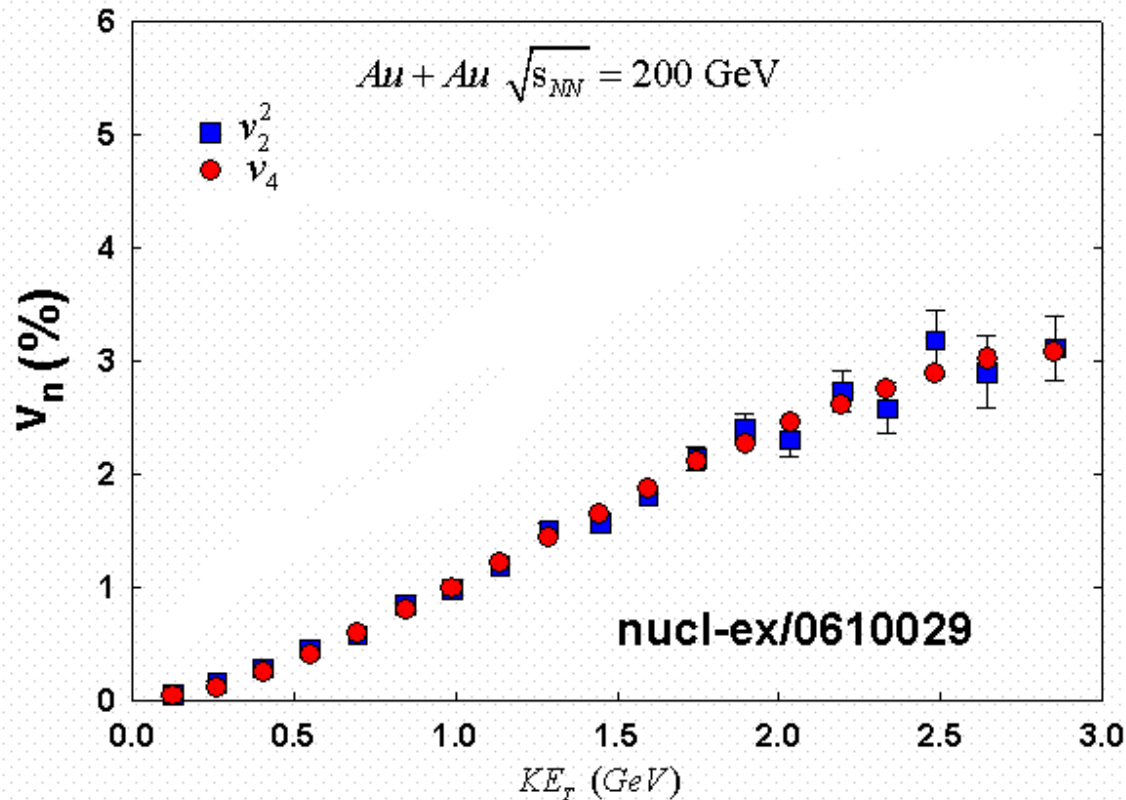


Зависимость от энергии эллиптического потока **V_2** проинтегрированного по **p_T** в области средних быстрых



Параметр эллиптического потока **$V_2(p_T)$** для различных адронов и гидродинамическое описание

Особенность жидкости: более высокая гармоника V_4 должна быть линейной по V_2^2

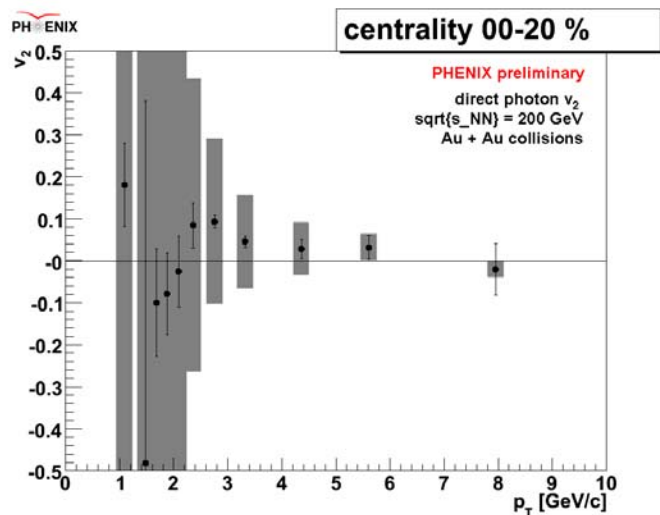


$$v_4 \propto v_2^2$$

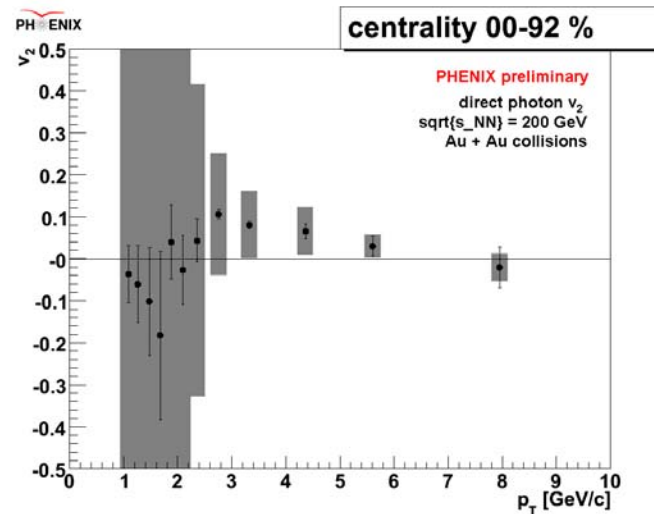
How can we probe hydro behaviour?

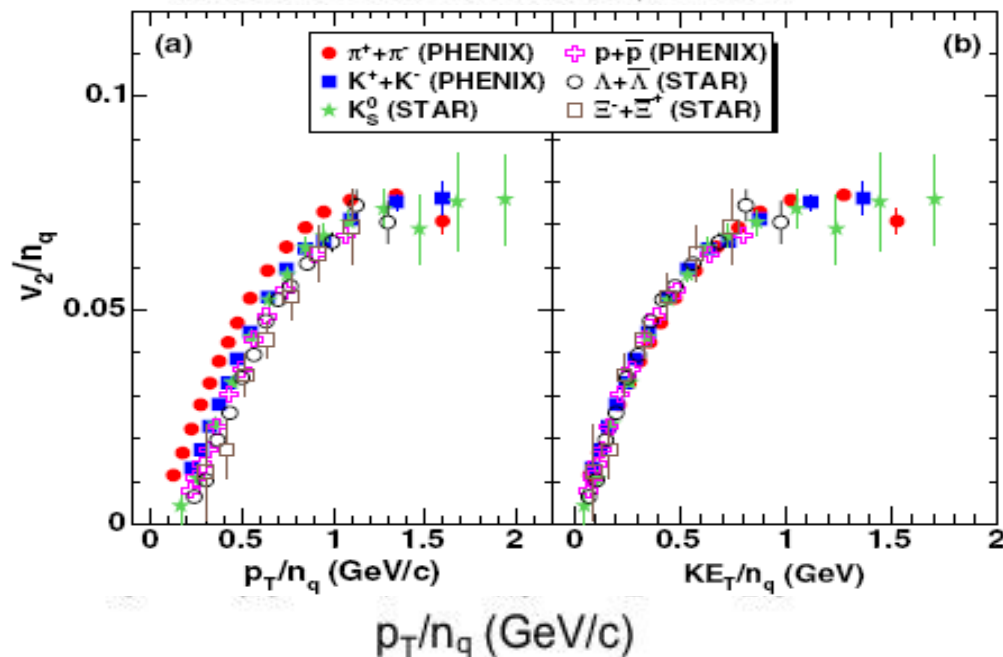
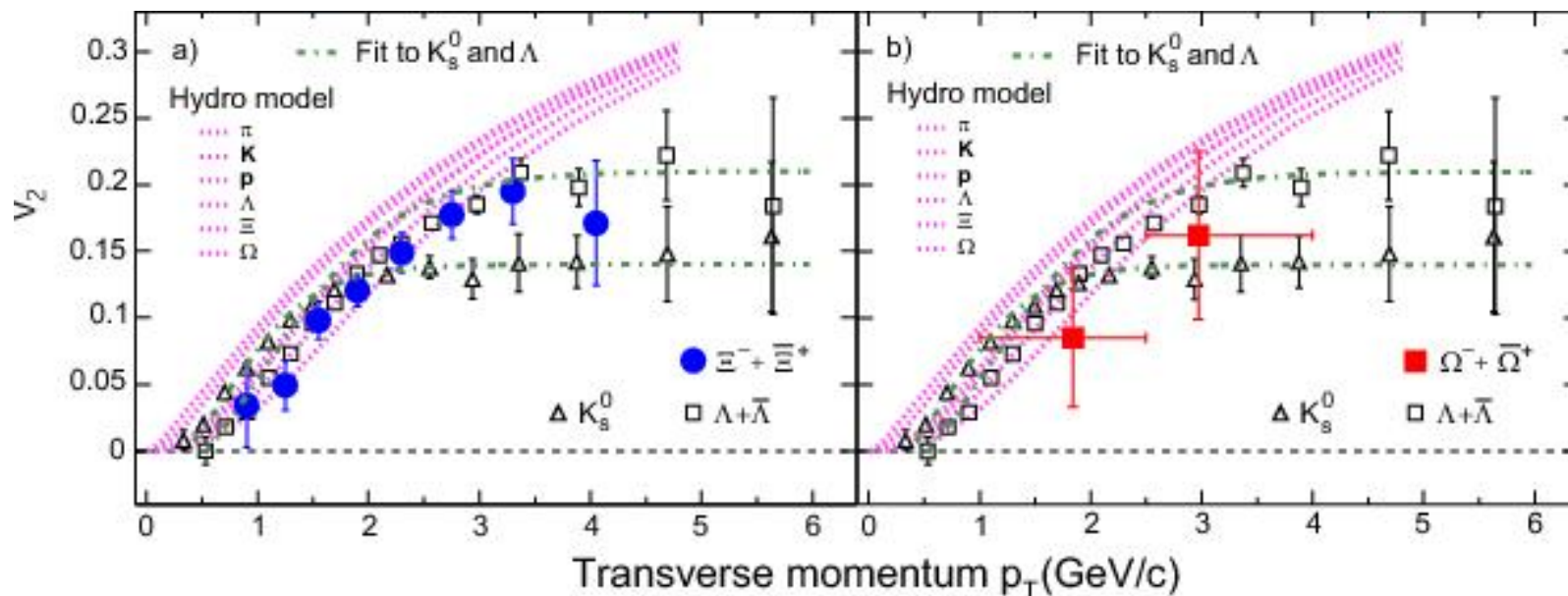
(= thermalisation) $v_4 / (v_2^2)$ is another robust observable
(= 1/2 in ideal hydro)

В пределах ошибок, прямые фотоны разлетаются изотропно,
как и ожидалось для слабо-взаимодействующей пробы



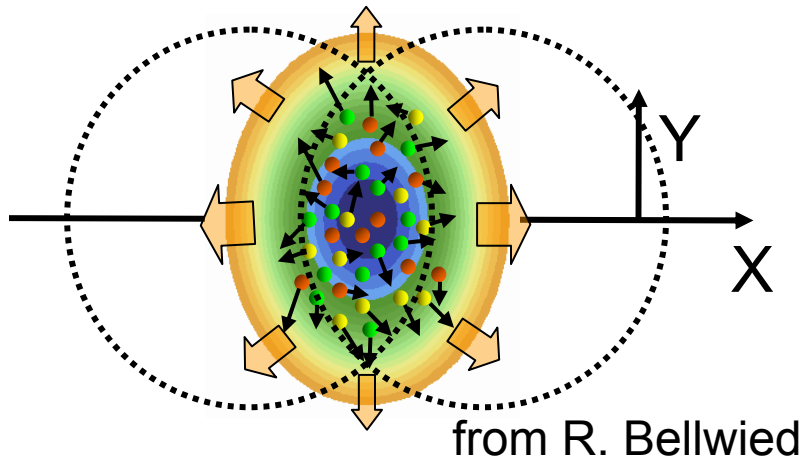
AuAu
200 GeV





После пересчета
с учетом скейлинга
по числу кварков в
мезоне и барионе –
распределение для
всех адронов
одинаково как
функция
кинетической
энергии

Three body effects in parton cascades!



- Fast Thermalization from QCD: **3-2 important!**
- Equilibr. time short in **2-3!**
- Elliptic flow v_2 high in **2-3!**
- Viscosity small $\sim 0.08!$

