О теоретической интерпретации данных RHIC.

А.Б. Кайдалов

Содержание:

- Введение.
- Ядерное экранирование кварков и глюонов.
- Инклюзивные спектры в ядерных взаимодействиях.
- Анизотропные потоки.
- Рождение J/ψ–мезонов.
- Заключение.

Введение.

- Наличие фазового перехода конфайнмент – деконфайнмент в КХД.

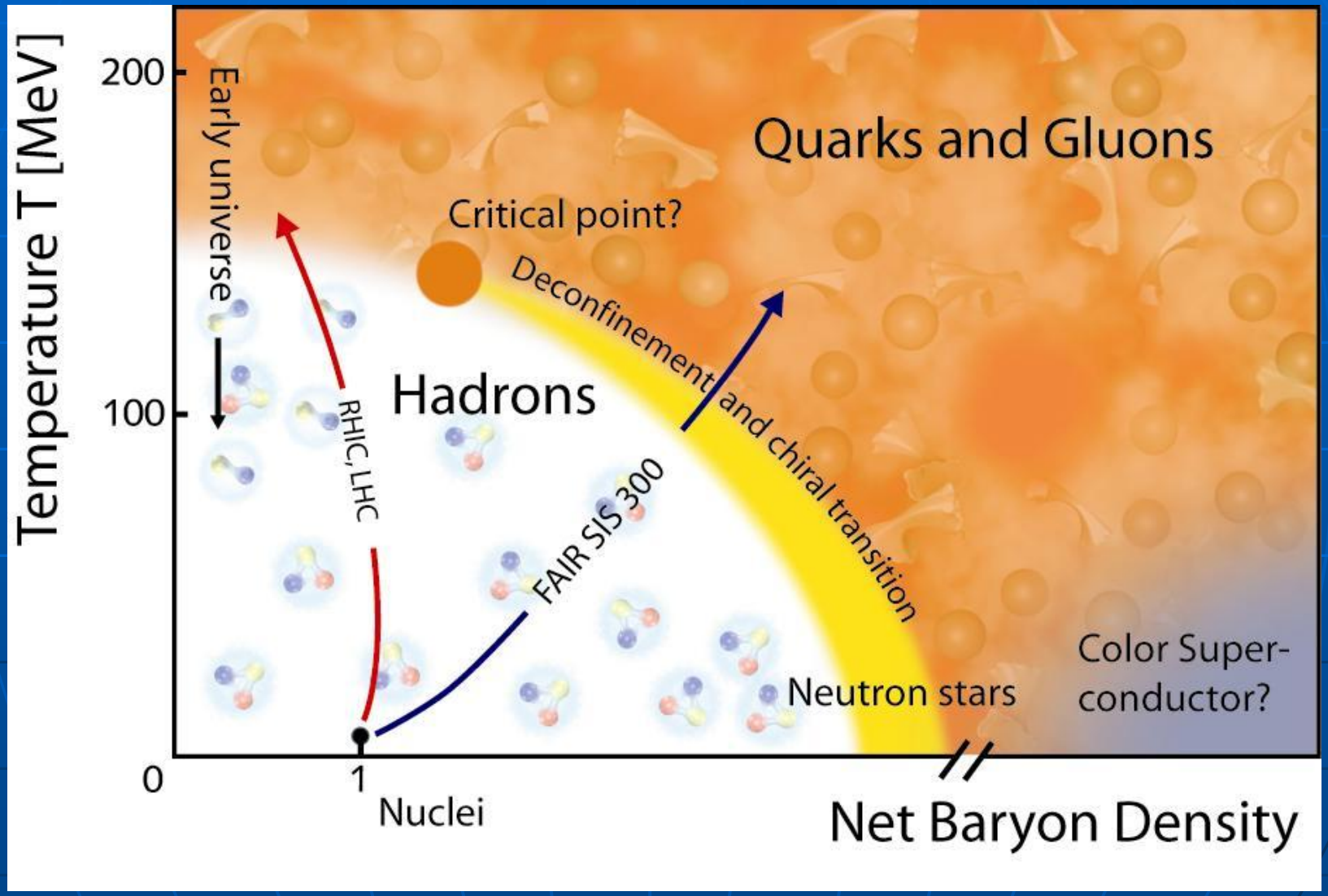
  Фазовая диаграмма.
- Столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях – способ изучения

адронной материи в экстремальных условиях при температуре $T > T_c$

в фазе деконфайнмента :

кварк-глюонной плазмы (КГП).

Фазовая диаграмма КХД



Столкновения тяжелых ионов и КГП.

- В последние годы (в основном благодаря данным RHIC) представления о КГП изменились.

Если раньше КГП рассматривалась

как газ кварков и глюонов, то сейчас - как (почти идеальная) жидкость,КГПс (QGPs). Сильное взаимодействие между кварками и глюонами является естественным при T ~ 200 Мэв ~ Λ_{QCD}.

Важная роль непертурбативных эффектов

Столкновения тяжелых ионов и КГП.

При исследовании ядро-ядерных взаимодействий возникает ряд важных вопросов:

а) Каковы адекватные степени свободы?

б) Какова пространственно-временная картина?

в) Кварк-глюонная структура сталкивающихся ядер.

г) Достигается ли равновесие в процессе?

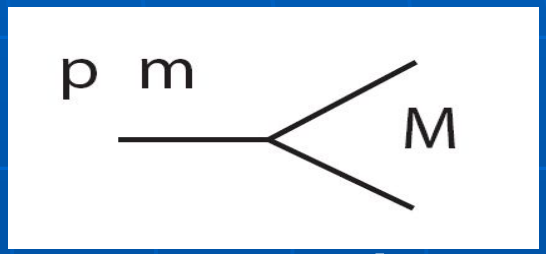
д) Сколько времени существует КГП?

е) Характерные сигналы КГП?

Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

- Большая длина когерентности (время) адронных флуктуаций

$$\Delta t \sim 2p/(M\square - m\square)$$



При высоких энергиях адронные (ядерные) флуктуации «приготавливаются» задолго до взаимодействия.

Какова структура фоковских состояний адронов (ядер) в СБИ?

- Важную роль играют медленные партоны с долей импульса $x << 1/m_N R_A$.

Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

Медленные партоны разных нуклонов ядра (с близкими прицельными параметрами) перекрываются и взаимодействуют.

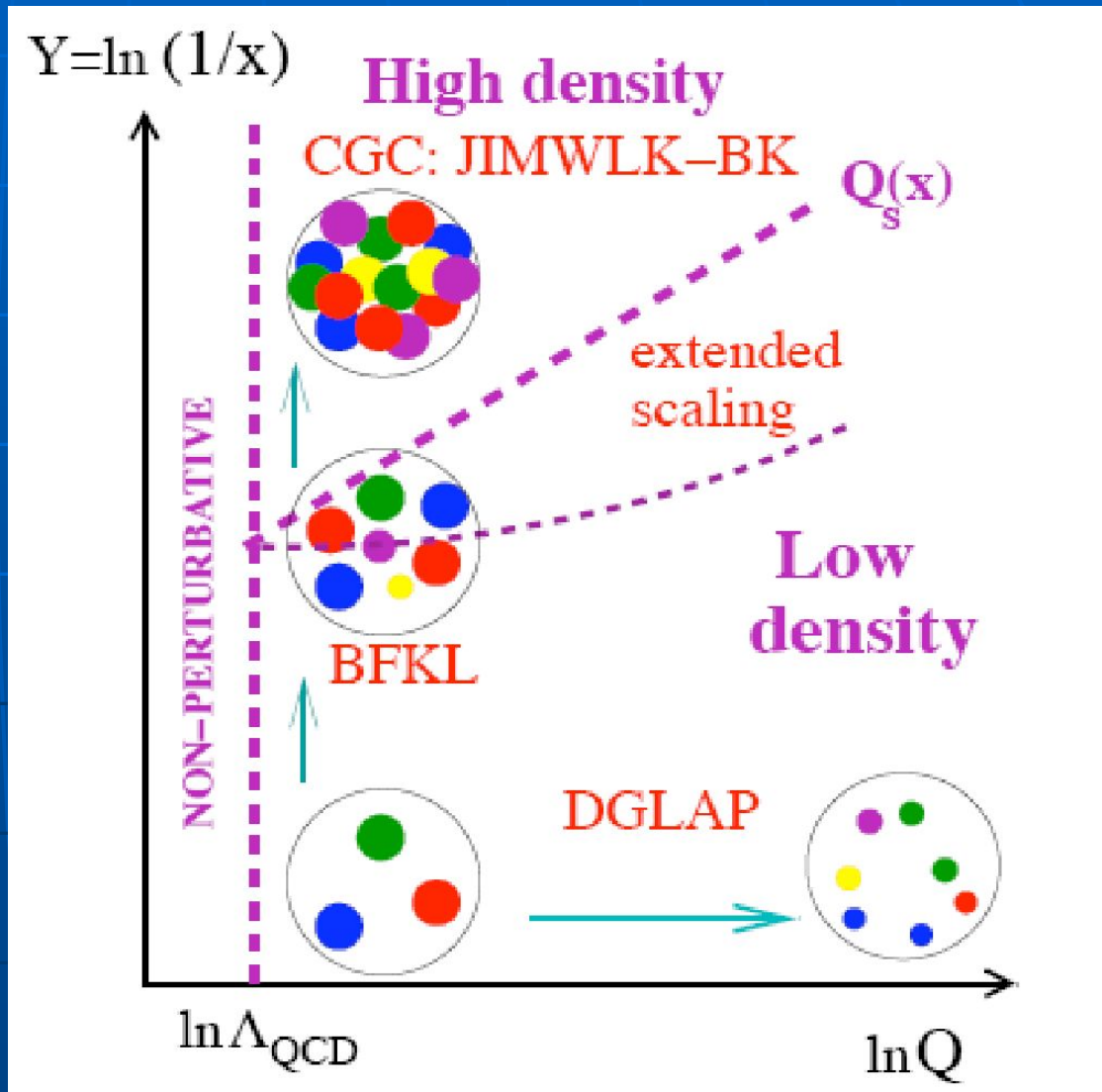
В результате их плотность уменьшается и в пределе сверхвысоких энергий (или при A □∞) возникает «насыщение».

Расчеты глюонной компоненты ядер в пределе «насыщения» проводились на основе теории возмущений КХД.

”Color glass condensate” (CGC) L.McLerran et al

«Насыщение» партонов при x□ 0

Граница $Q_s(x)$ где наступает «насыщение» зависит от A.

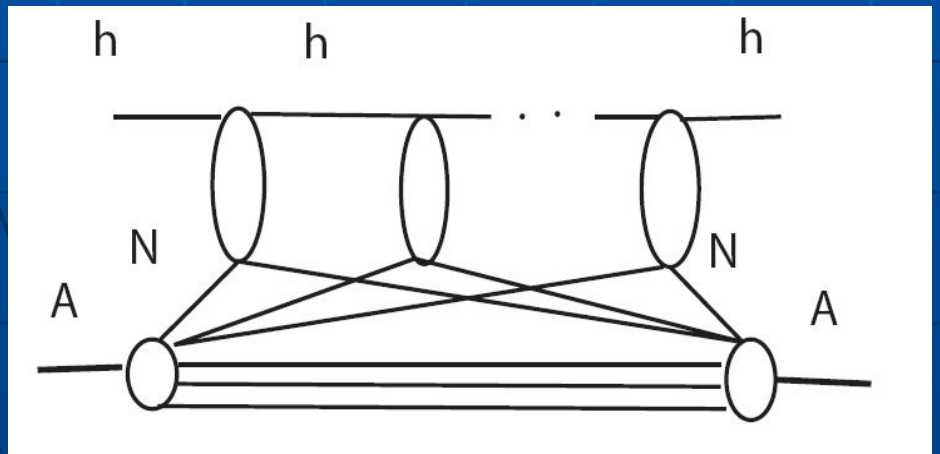


Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

- Пространственно-временная картина hA (AB) –взаимодействий изменяется при энергии Ec когда $l_{coh} \sim \Delta t \sim R_A$.

Для типичных взаимодействий $E_c \sim m_N \square R_A$.

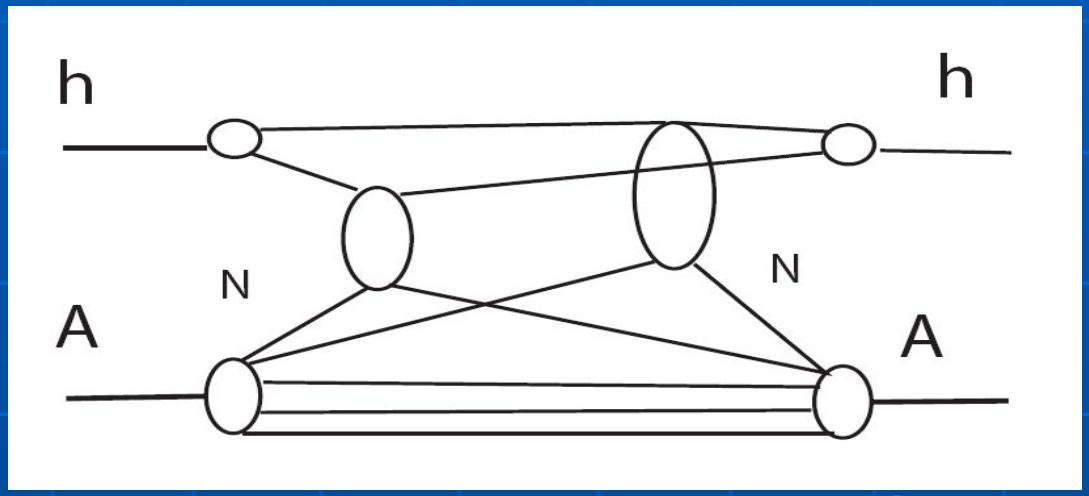
При $E < E_c$ амплитуда упругого hA – рассеяния возникает за счет последовательных перерассеяний



начального адрона на нуклонах ядра (модель Глаубера).

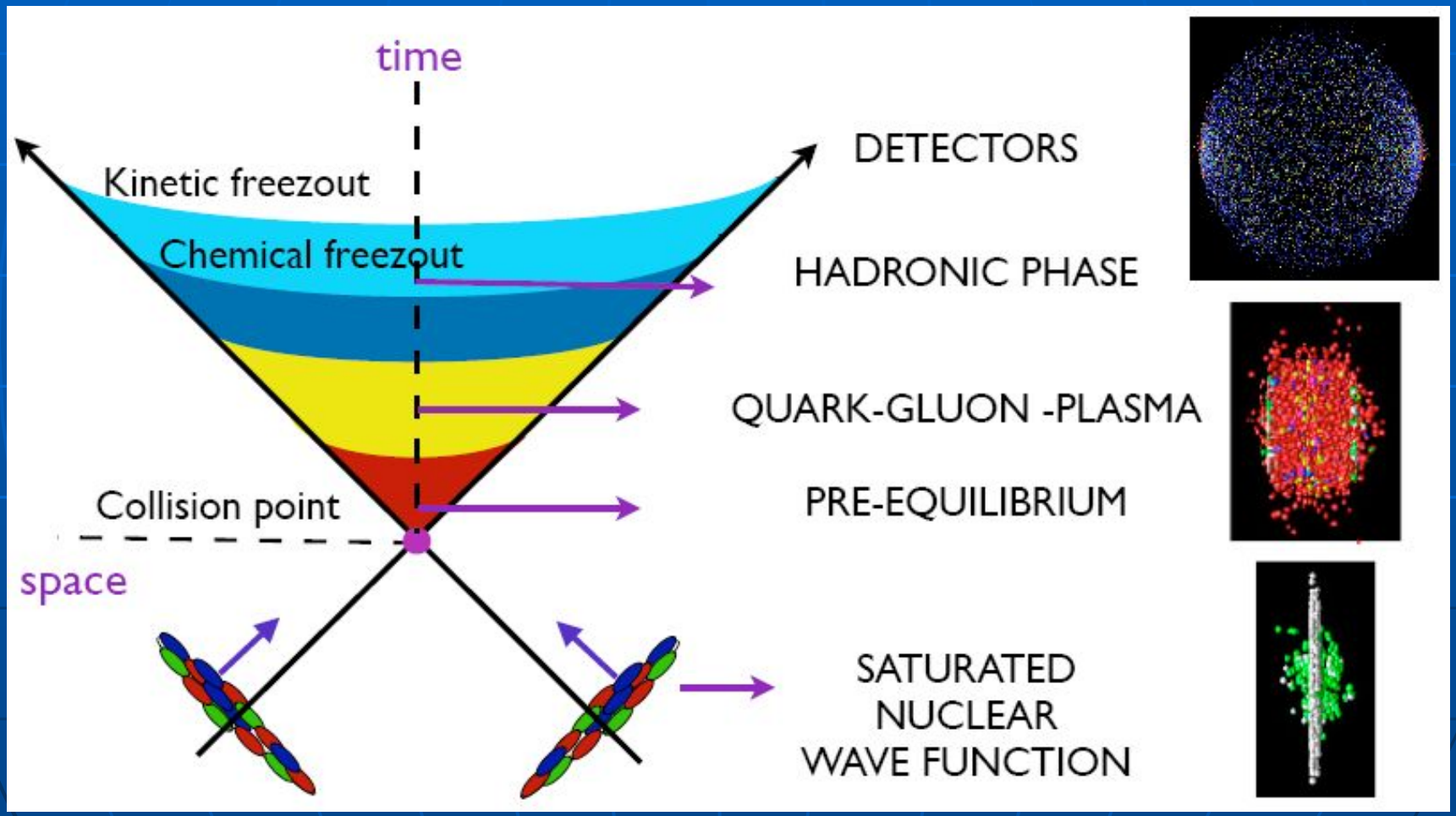
Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

- При $E > E_c$ составляющие адрона взаимодействуют с нуклонами ядра.



Однако амплитуда упругого hA рассеяния может быть вычислена также как в модели Глаубера, но с учётом неупругих промежуточных состояний ($M^2 \ll s$) – подход Грибова.

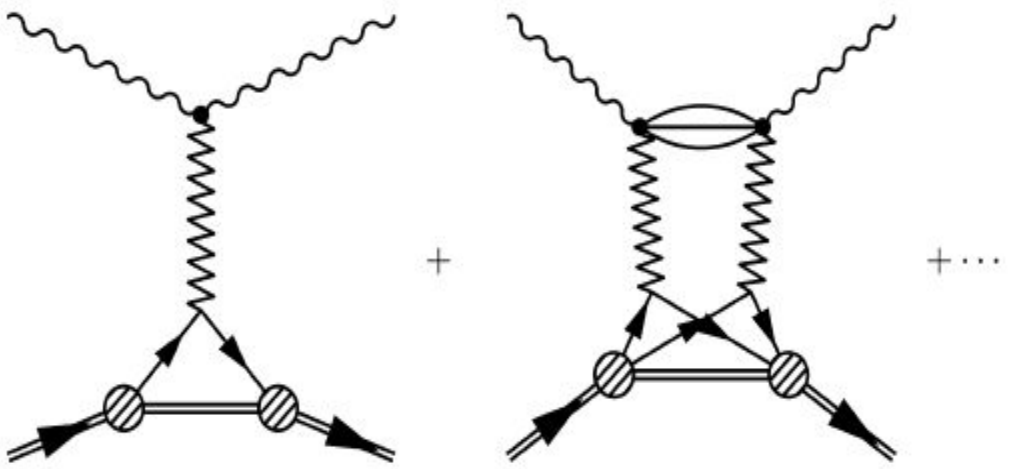
Пространственно-временная картина взаимодействия ядер.



Ядерное экранирование кварков и глюонов.

Полное сечение взаимодействия виртуального фотона (γ*) с ядром в подходе Глаубера-Грибова описывается следующими диаграммами

$$\sigma_{\gamma^* A} = A\sigma_{\gamma^* N} + \sigma^{(2)}_{\gamma^* A} + \dots ,$$



Вклад второго перерассеяния

$$\sigma^{(2)}_{\gamma^* A} = -4\pi A(A-1) \times \int d^2b\, T_A^2(b) \int_{M^2_{min}}^{M^2_{max}} dM^2 \left[\frac{d\sigma^{\mathcal{D}}_{\gamma^* N}(Q^2, x_{I\!P}, \beta)}{dM^2\, dt}\right]_{t=0} F_A^2(t_{min}) ,$$

где

$$T_A(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz\, \rho_A(b, z)$$

$$\int d^2b\, T_A(b) = 1.$$

Продольная часть ядерного форм-фактора

$$F_A(t_{min}) = \int d^2b\, J_0(\sqrt{-t_{min}}\, b)\, T_A(b) ,$$

$$t_{min} = -m_N^2 x_{I\!P}^2,$$

Учитывает условие когерентности:

$x << 1/m_N R_A$

Многократные перерассеяния.

Поправки более высоких порядков – модельно зависимы. Две модели, использовавшиеся в работах

A.Capella et al (1997),N.Armesto et al (2003), K.Tywoniuk et al(2006) :

а) Модель Швиммера

$$\sigma^{Sch}_{\gamma^* A} = \sigma_{\gamma^* N} \int d^2b \frac{A T_A(b)}{1 + (A-1) f(x, Q^2) T_A(b)},$$

где

$$f(x, Q^2) = \frac{4\pi}{\sigma_{\gamma^* N}} \int_{M^2_{min}}^{M^2_{max}} dM^2 \left[\frac{d\sigma^{\mathcal{D}}_{\gamma^* N}}{dM^2\, dt} \right]_{t=0} F^2_A(t_{min}).$$

Многократные перерассеяния.

b) Модель квази-эйконала

$$\sigma^{eik}_{\gamma^* A} = \sigma_{\gamma^* \mathrm{nucleon}} \int d^2b \, \frac{A}{2(A-1)f(x,Q^2)} \left\{ 1 - \exp\left[-2(A-1)T_A(b) f(x,Q^2) \right] \right\},$$

Отношение сечений на нуклон для различных ядер

$$R(A/B) = \frac{B}{A} \frac{\sigma_{\gamma^* A}}{\sigma_{\gamma^* B}} .$$

В модели Швиммера

$$R^{Sch}(A/\mathrm{nucleon}) = \int d^2b \, \frac{T_A(b)}{1 + (A-1)f(x,Q^2)T_A(b)} ,$$

Дифракционное рождение в γ*p-столкновениях.

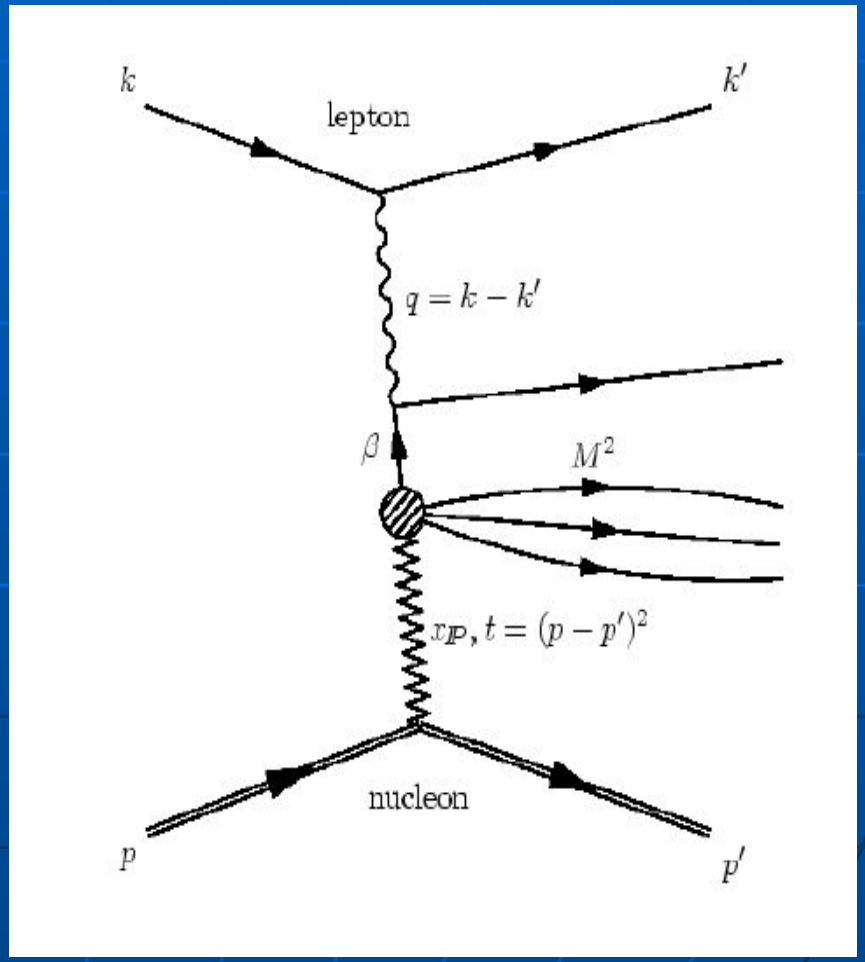
Для вычисления ядерного экранирования в этом подходе необходимо знать соответствующие сечения дифракционной диссоциации на нуклоне.

В работе A.Capella et al для описания ядерных структурных функций в области малых x (экранирование кварков) использовалась параметризация данных HERA (с учётом КХД-эволюции).

Диффракционное рождение в γ*p-столкновениях.

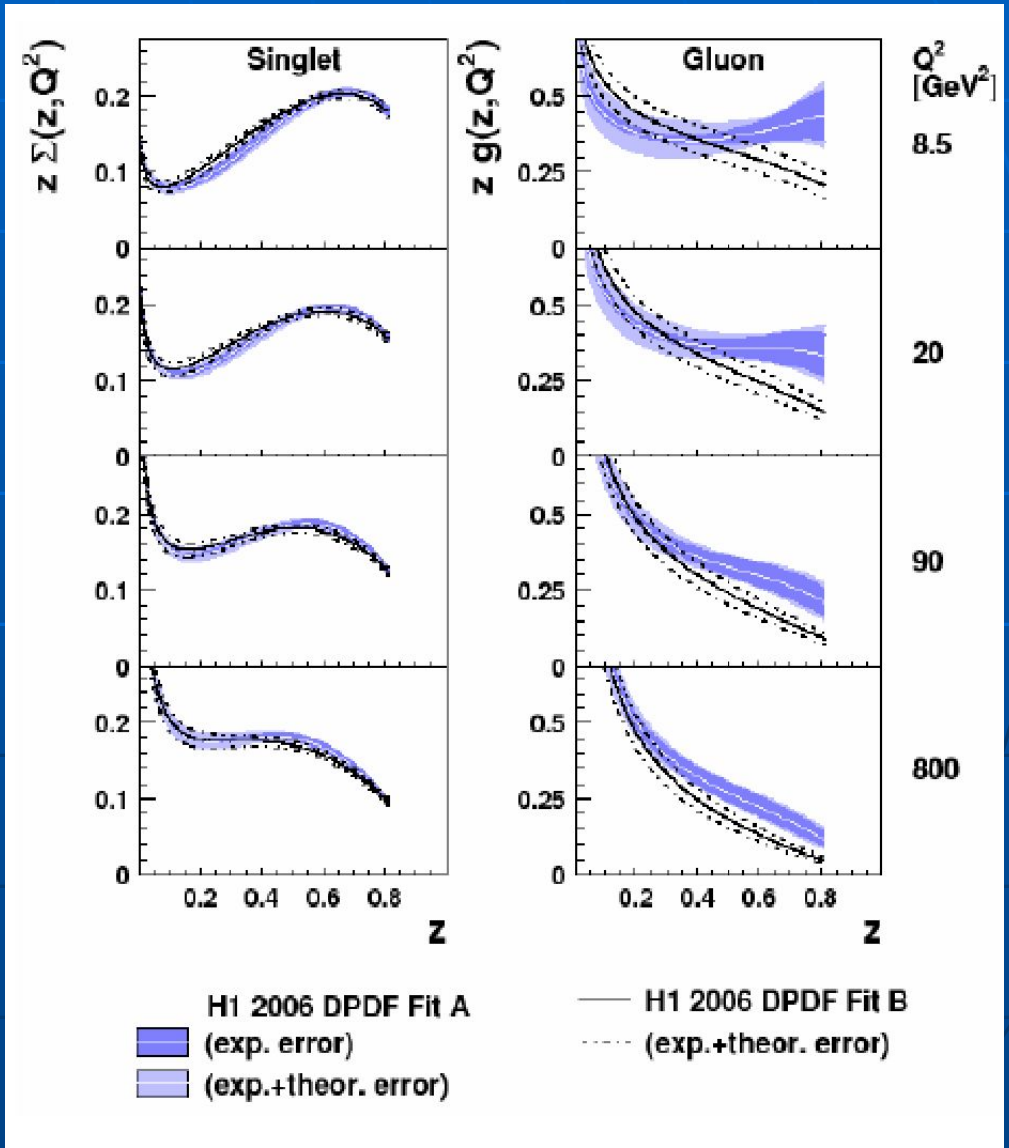
В работе N.Armesto et al использовалась унитарная модель γ*p – взаимодействий, справедливая в широкой области Q□ .

K.Tywoniuk et al вычисляли ядерное экранирование глюонов, используя результаты последнего анализа H1.



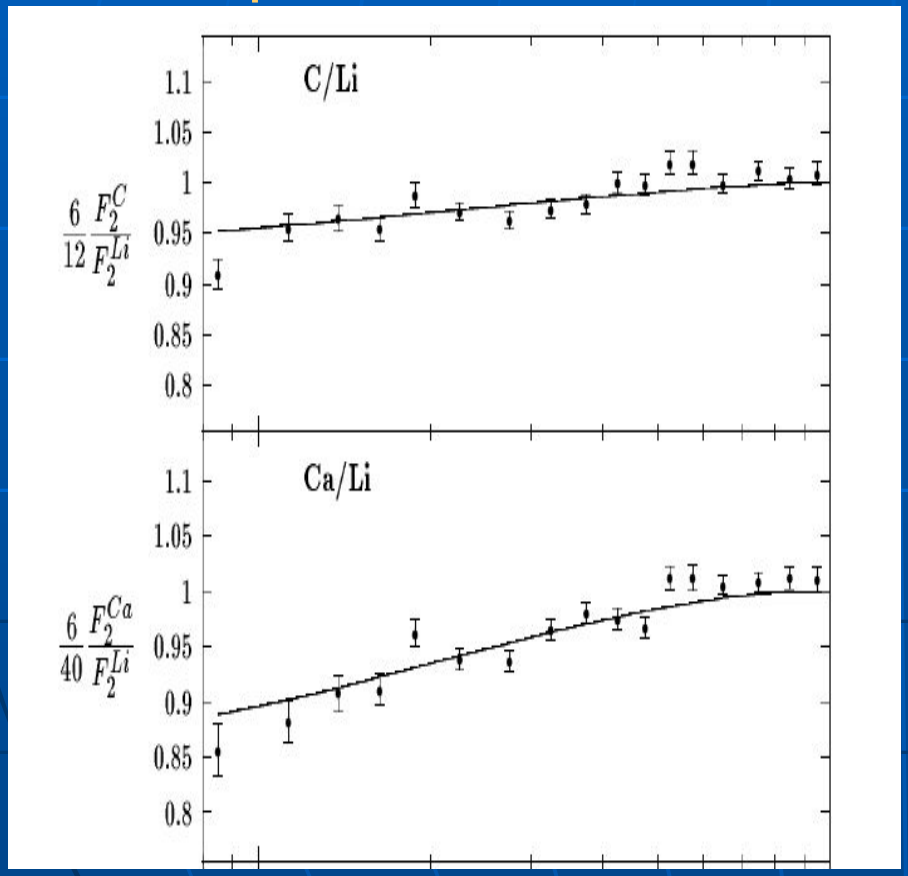
Распределения кварков и глюонов в помероне.

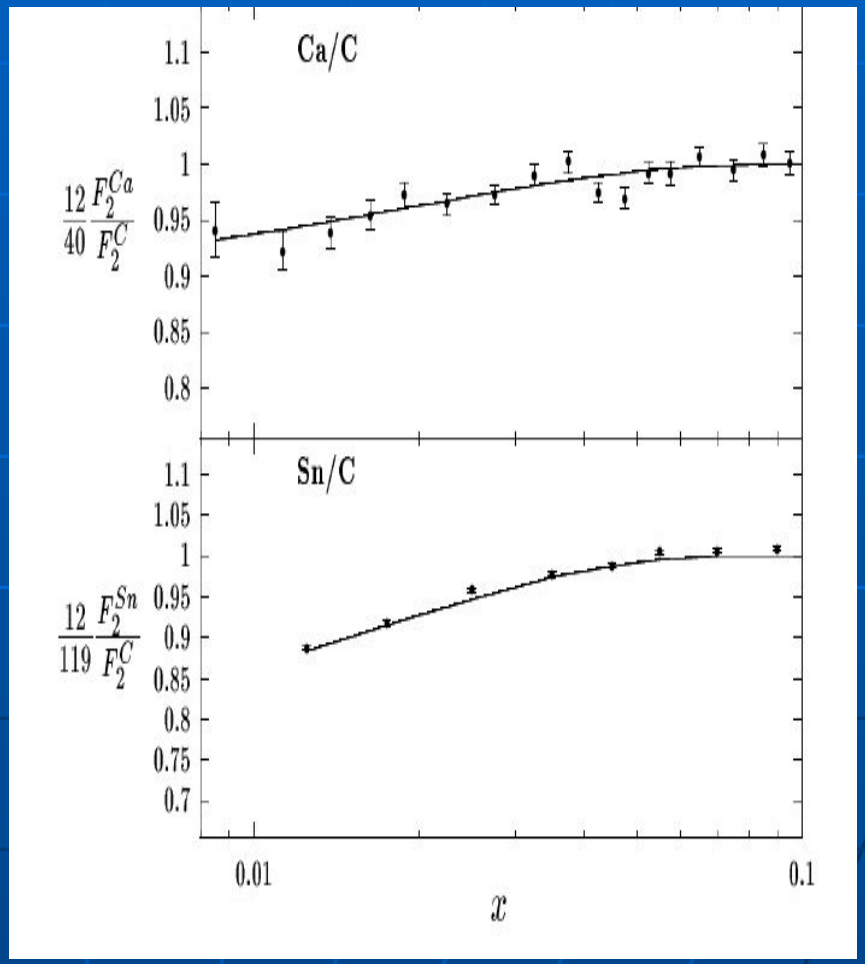
Распределения кварков в помероне известны достаточно хорошо. Имеются неопределенности в распределениях глюонов при z>0.5. (Фит А и В H1).



Сравнение с экспериментом (NMC)

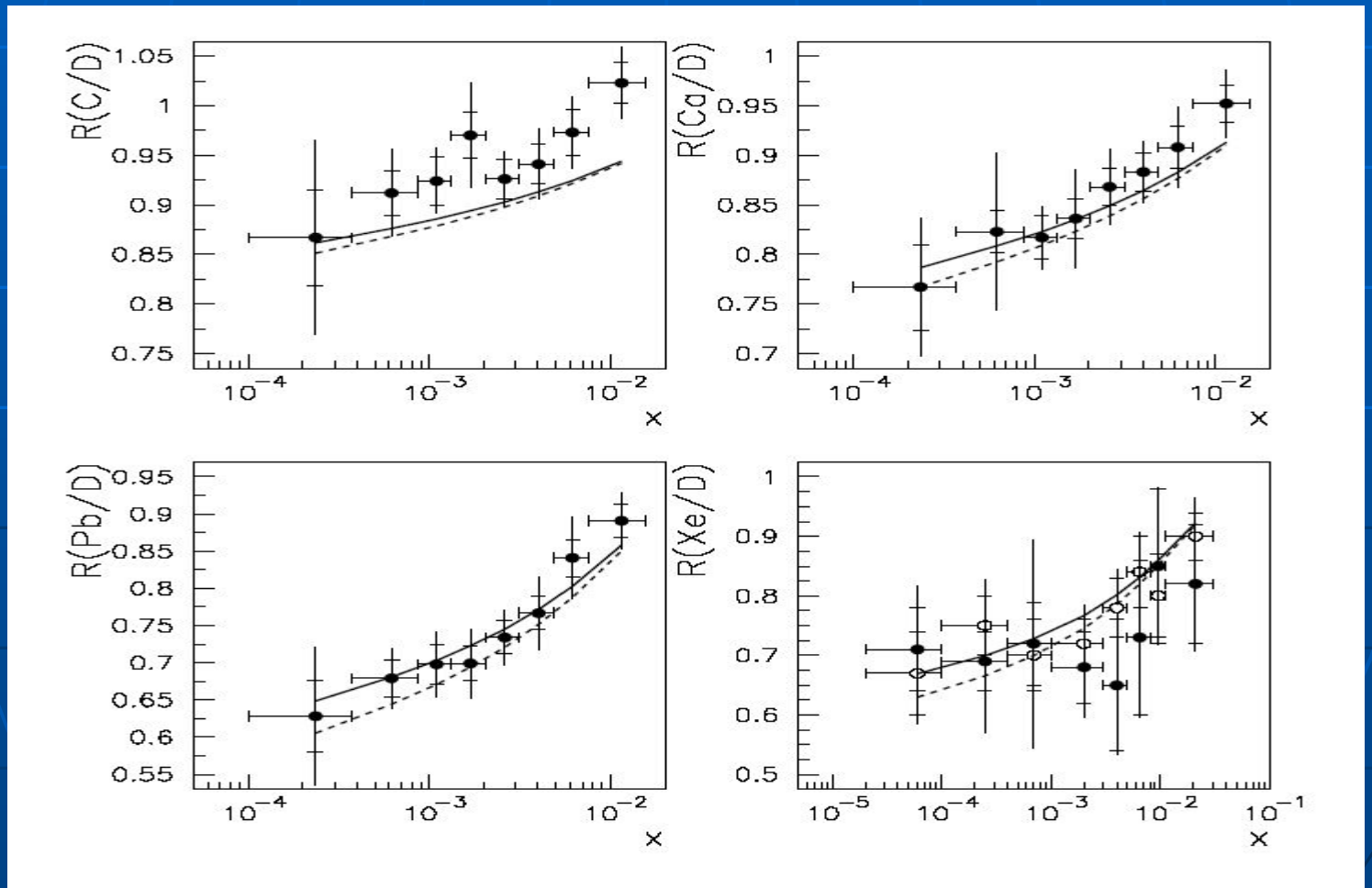
A.Capella et al





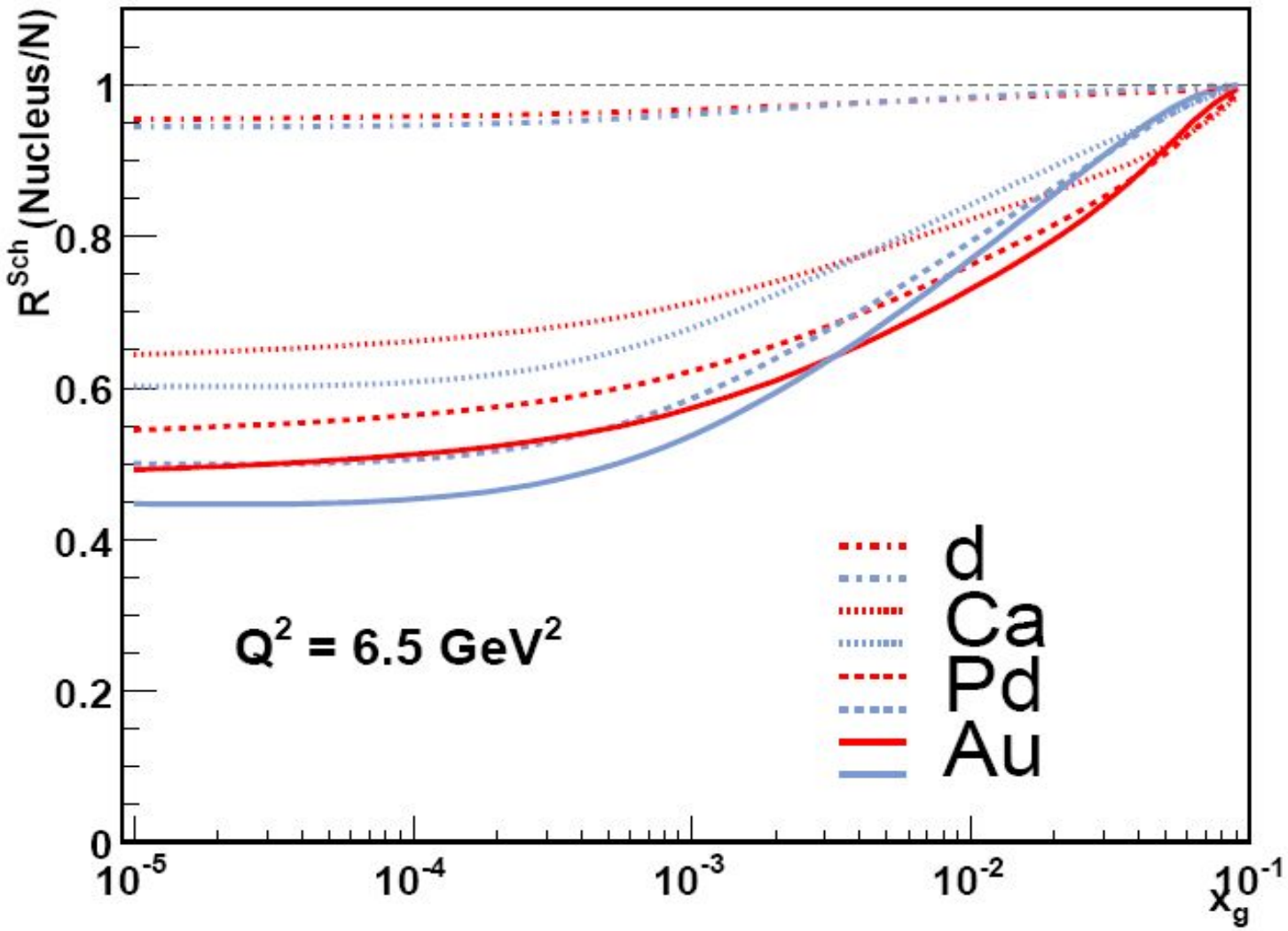
Сравнение с экспериментом (E665)

N.Armesto et al



Экранирование для глюонов

Красные кривые–фит А, синие–фит В



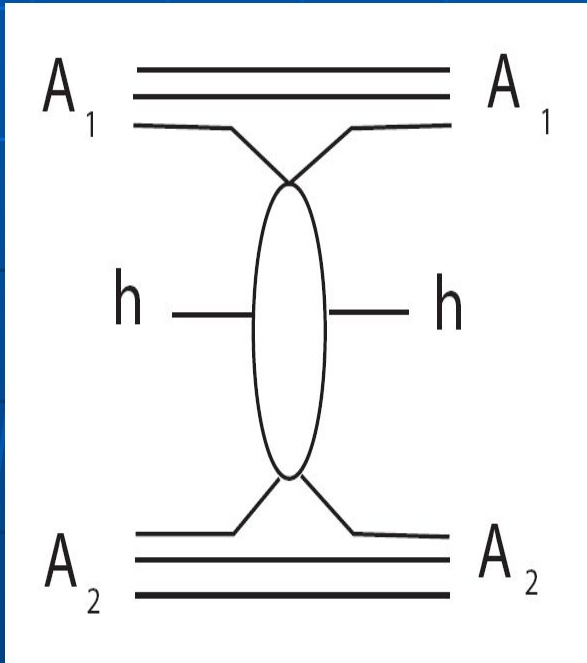
Инклюзивные спектры и плотности частиц.

Для перерассеяний с небольшими массами промежуточных состояний ($M \sim m_N$) в центральной области инклюзивных спектров при $s \to \infty$ имеет место АГК сокращение диаграмм.

$$\frac{d\sigma_{A_1A_2}}{dy} = T_{A_1A_2}(b)\frac{d\sigma_{NN}}{dy},$$

где

$$T_{A_1A_2}(b) = \int d^2s\, T_{A_1}(\mathrm{b}-\mathrm{s})T_{A_2}(\mathrm{s}).$$



Плотности частиц, рождённых в ядро - ядерных столкновениях

Для плотности числа частиц имеем

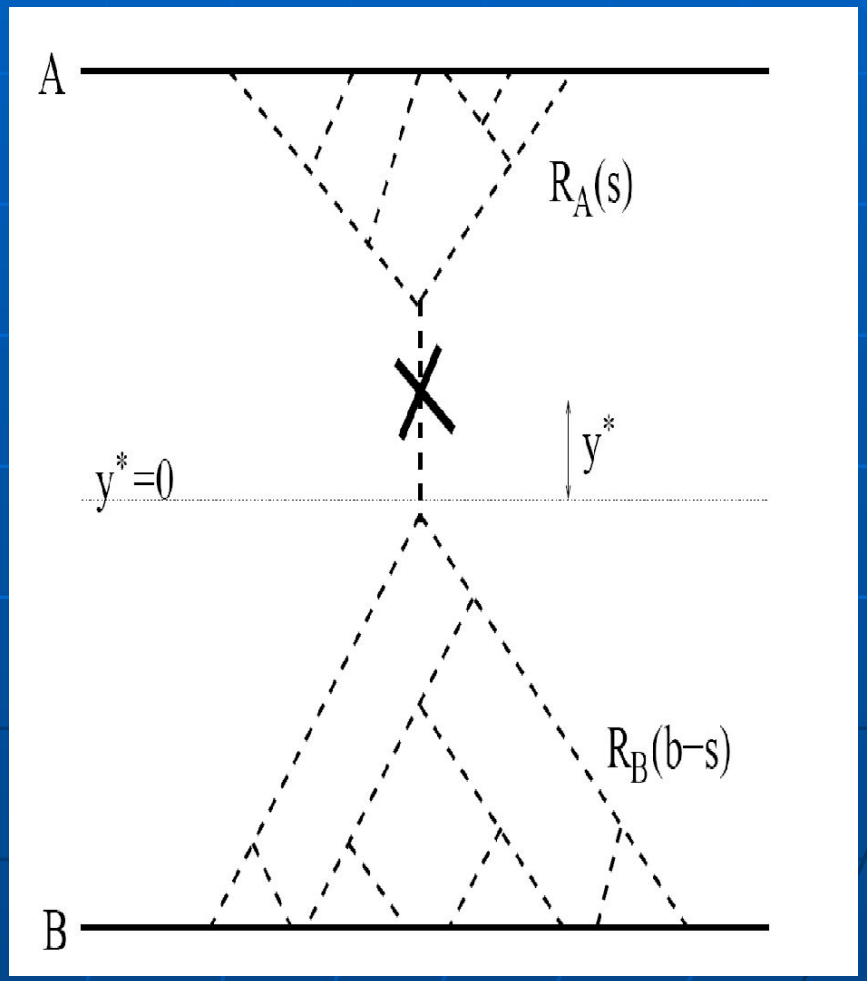
$$\frac{dn_{A_1A_2}(b)}{dy} = n_{A_1A_2}(b)\frac{dn_{NN}}{dy}, \qquad (*)$$

где $$n_{A_1A_2}(b) = \frac{T_{A_1A_2}(b)\sigma_{NN}^{(\mathrm{tot})}}{\sigma_{A_1A_2}^{(\mathrm{tot})}}$$ - число NN столкновений (тоже, что и в модели Глаубера). Обычно ядерные эффекты $R_{A_1A_2}$ определяются по отношению к формуле (*).

Вычисление эффектов, связанных с экранированием мягких партонов.

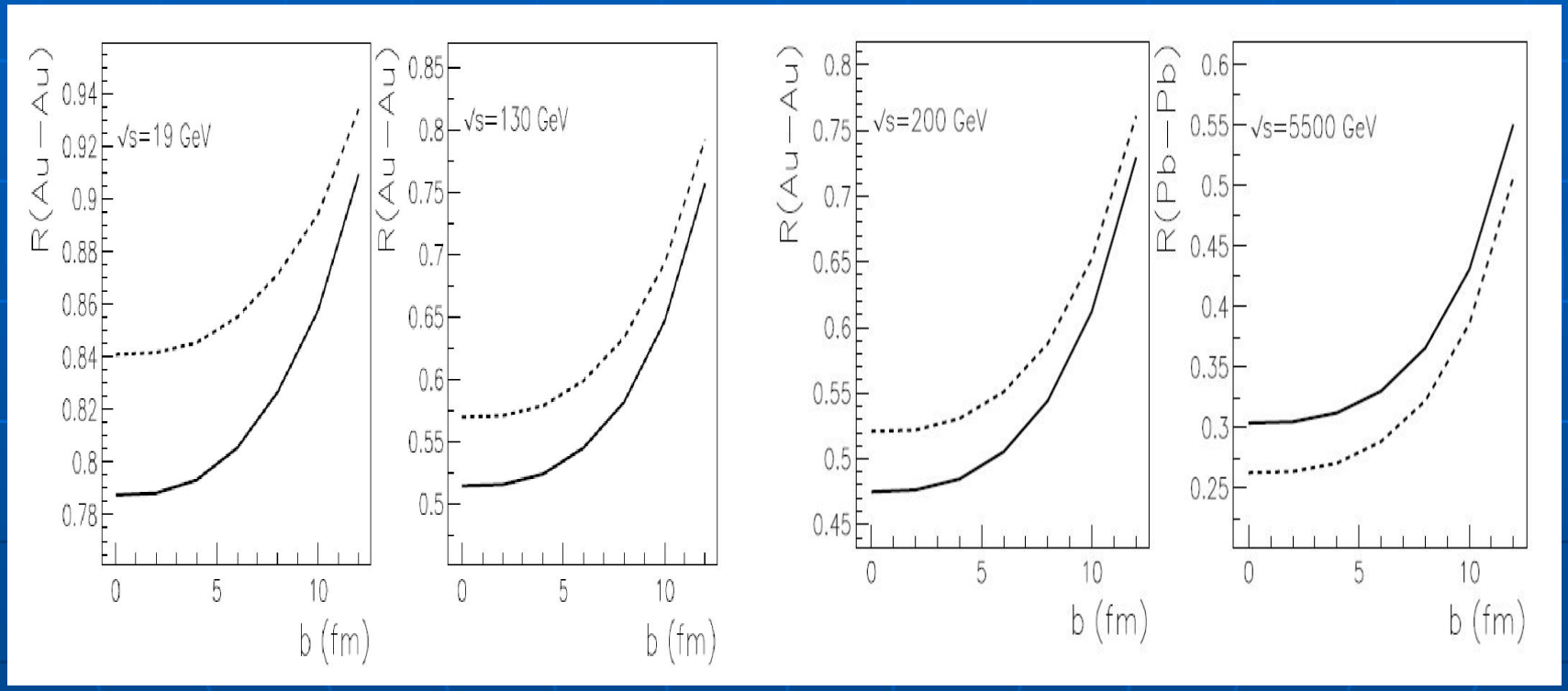
В модели Швиммера подавление инклюзивных спектров описывается простой формулой

$$R_{AB}(b) = \frac{\int d^2s\, R_A(\vec{s}) R_B(\vec{b}-\vec{s})}{T_{AB}(b)}.$$



Зависимость подавления от энергии и прицельного параметра.

N.Armesto et al.



Экранирование партонов и данные RHIC.

- Уменьшение плотности частиц по сравнению с моделью Глаубера согласуется с данными RHIC.

Зависимость от b (N_{part}) также согласуется с эксп. данными.

Глаубер	С учётом экрани-рования	Экспе-римент $\sqrt{s}$= 130 Гэв
1200 ± 100	630± 120	555± 12±35 622±1 ±41

Ядерные эффекты при больших p_T .

В простейшей кинематике столкновения партонов

$$x_{A(B)} = \frac{m_T}{\sqrt{s}} e^{\pm y^*},$$

Условие $x << 1/m_N R_A$ накладывает при заданной энергии ограничения на величину m_T.

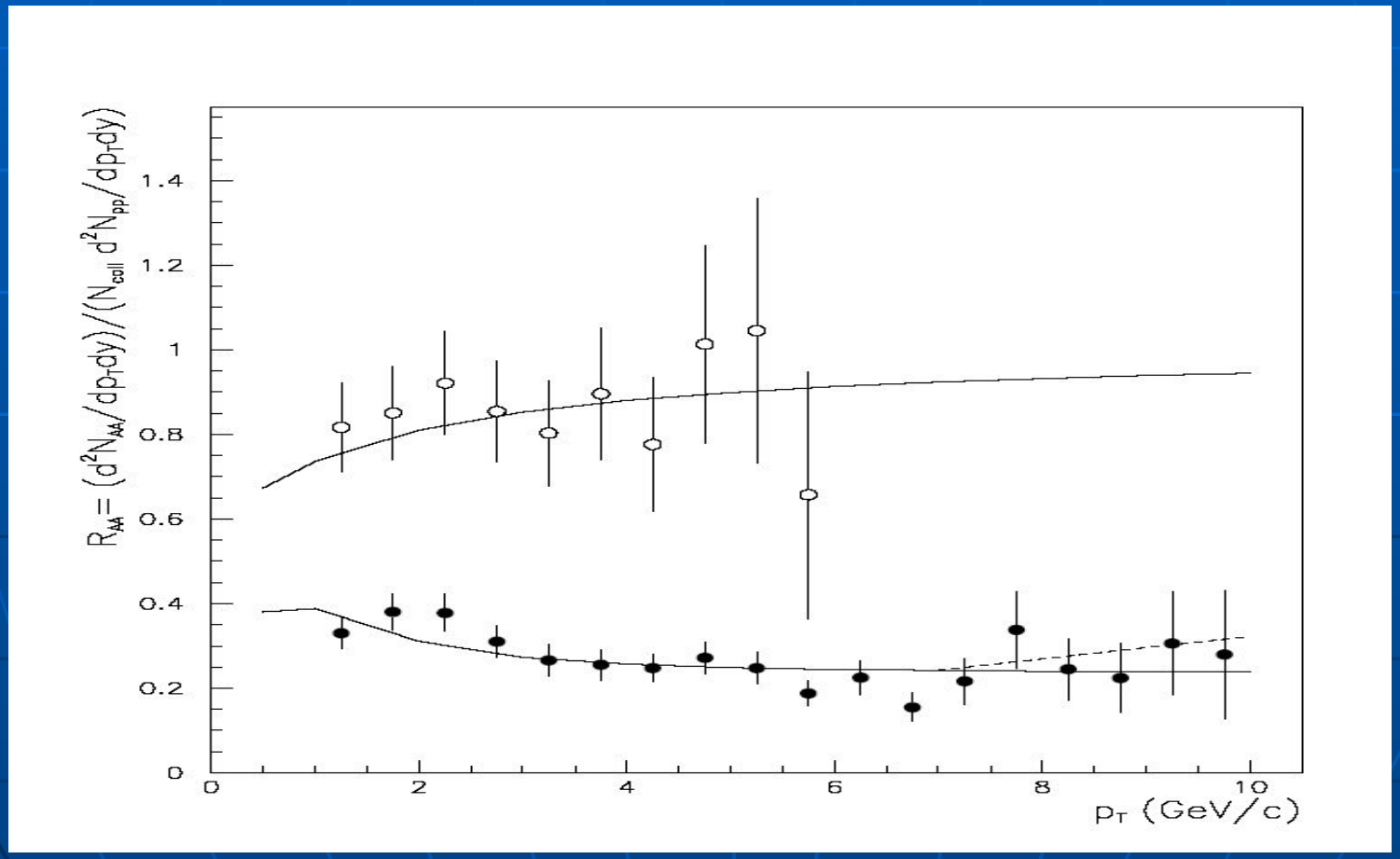
На RHIC эффекты экранирования партонов отсутствуют в области больших p_T.

Подавление рождения адронов и струй с большими p_T наблюдается на RHIC.

Это один из важнейших результатов.

Подавление выходов π°-мезонов при больших pт .

Данные - Phenix , Кривые - CFKS



Теоретические модели для описания ядерных эффектов при больших p_T .

Взаимодействия в начальном состоянии не могут быть ответственны за эффекты наблюдаемые на RHIC в области больших p_T.

Подавление возникает за счёт взаимодействия в конечном состоянии.

Модели:

а) Когерентное излучение глюонов в веществе (аналог ЛПМ- эффекта)

R. Baier et al., B.G.Zakharov,

M. Gyulassy et al., C. Salgado et al., I.Lokhtin et al.

Теоретические модели для описания ядерных эффектов при больших pT .

б) Потери энергии в результате взаимодействия со средой (с окружающими частицами).

$$\tilde{S}_{\pi^0}(b,s,y,p_T) = \exp\left\{-\tilde{\sigma}\left[1-\frac{N_{\pi^0}(b,s,y,p_T+\delta p_T)}{N_{\pi^0}(b,s,y,p_T)}\right]N(b,s,y)\ell n\left(\frac{N(b,s,y)}{N_{pp}(y)}\right)\right\}$$

Учитывается также эффект Кронина

(возрастание поперечного импульса за счёт ядерных эффектов).

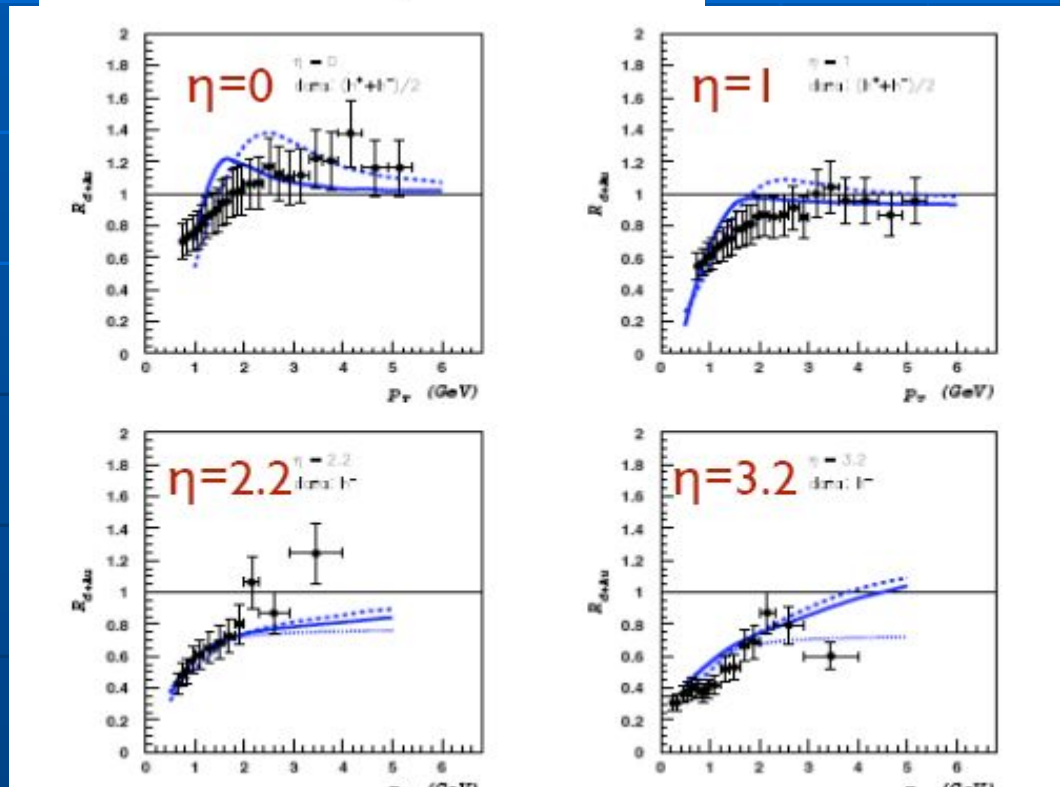
A.Capella et al, A.Drees et al, W.Cassing et al

Модель хорошо описывает зависимость от b.

Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

В области фрагментации нуклона (y>>1) могут быть выполнены условия когерентности x << 1/$m_N R_A$ даже при больших p_T. Экспериментальные данные о D-Au (Brhams) указывают на уменьшение R с ростом y. (кривые – Kovchegov et al)

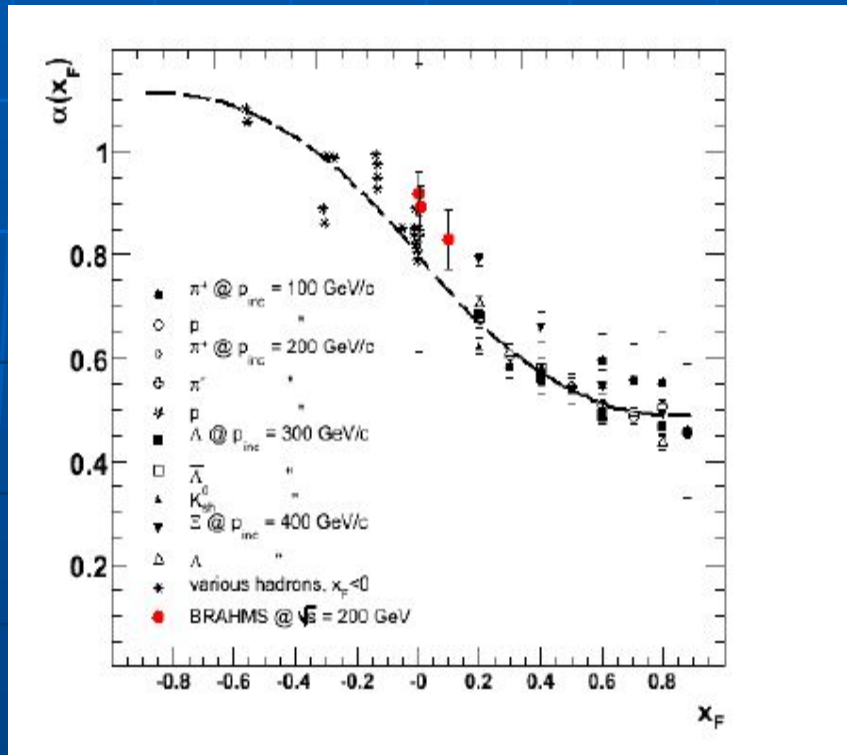
$$x_{A(B)} = \frac{m_T}{\sqrt{s}} e^{\pm y^*},$$



Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

Указывают ли эти результаты на проявления CGC или экранирования партонов?

В области фрагментации важную роль играет эффект связанный с сохранением импульса (ограничение на число взаимодействий в ядре при $x_F \sim 1$). Он хорошо известен в hA - взаимодействиях и описывается в существующих моделях.



Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

Проверка:

Скейлинг по переменной x_A – CGC

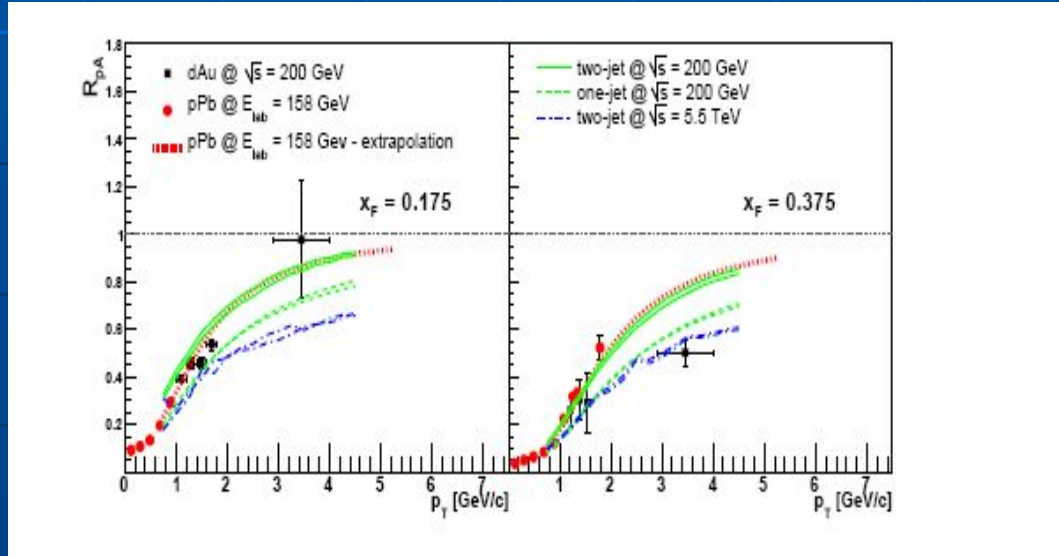
Скейлинг по переменной x_F – эффекты связанные сохранением энергии-импульса.

Сравнение данных RHIC и SPS указывает на приближённый

x_F –скейлинг.

Эффект экрани-ровки глюонов мал.

К.Tywoniuk et al.



Анизотропные потоки.

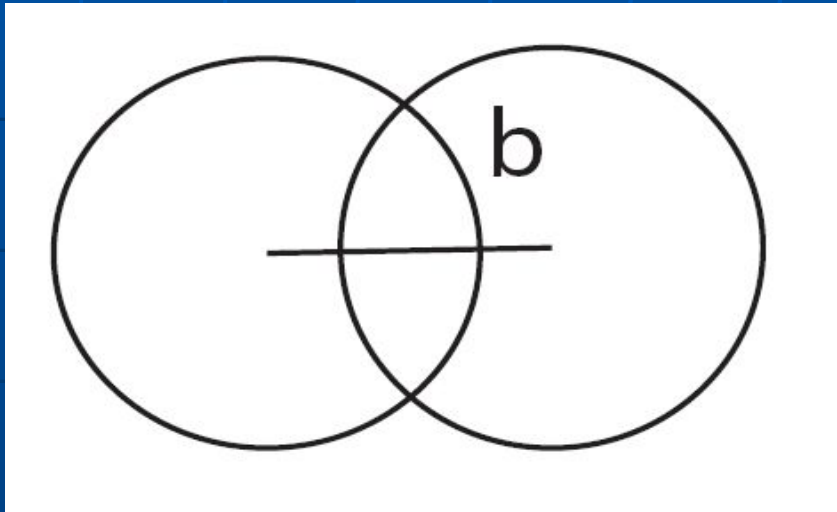
Анизотропия области перекрытия ядер проявляется в угловых распределениях образующихся частиц.

$$w(\varphi)=v_0 + \sum 2v_n \cos(n\varphi)$$

v_2 – эллиптический поток.

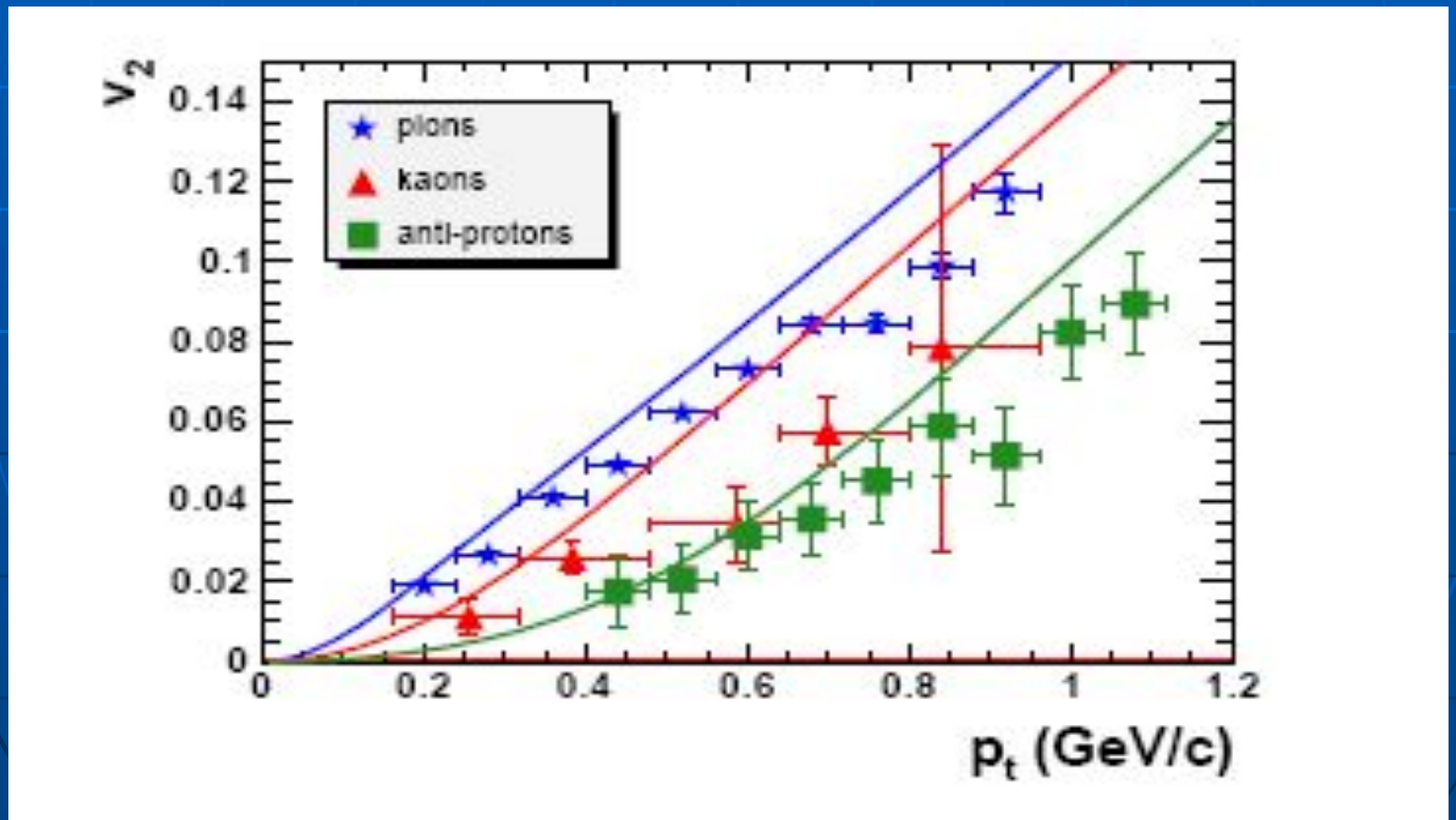
$v_2(b,p_T,y,s)$

Успешное описание данных RHIC о v_2 в гидродинамической (ГМ) модели.



Эллиптический поток.

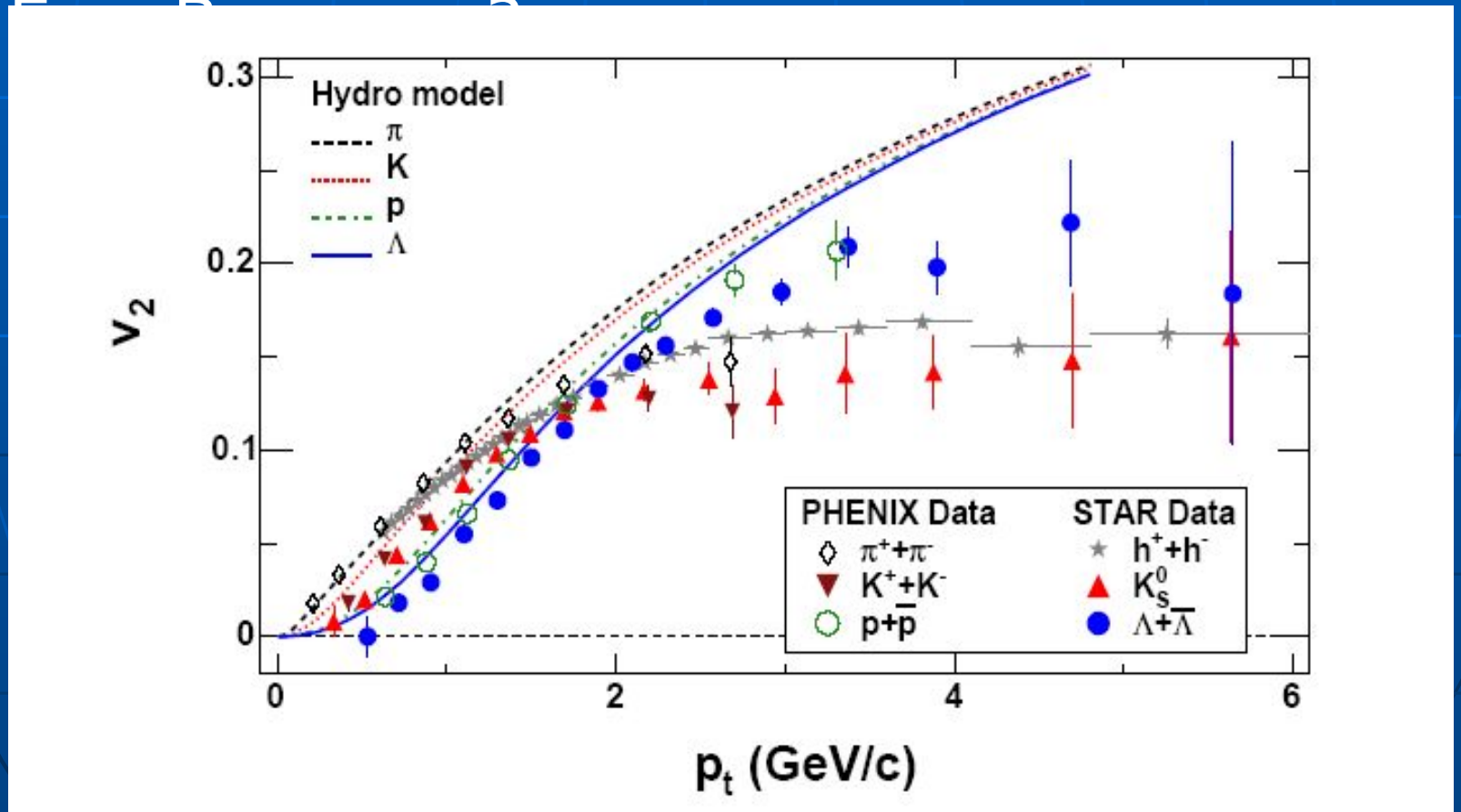
ГМ описывает зависимость от p_T (до 2 Гэв) и от типа частиц.



Эллиптический поток.

Недостатки ГМ:

а) Не описывается поведение при pт > 2



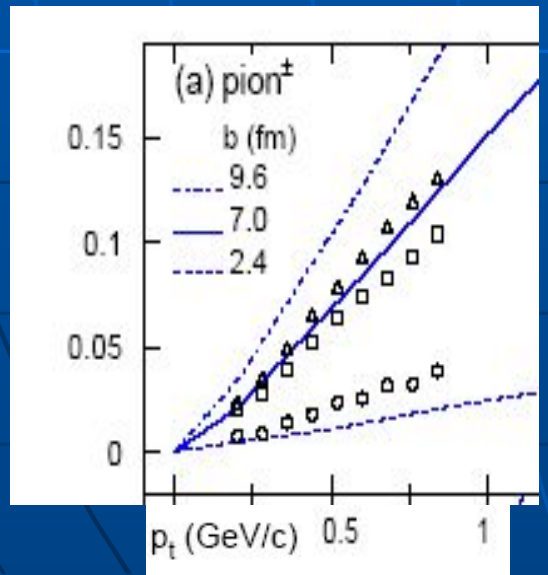
Проблемы ГМ.

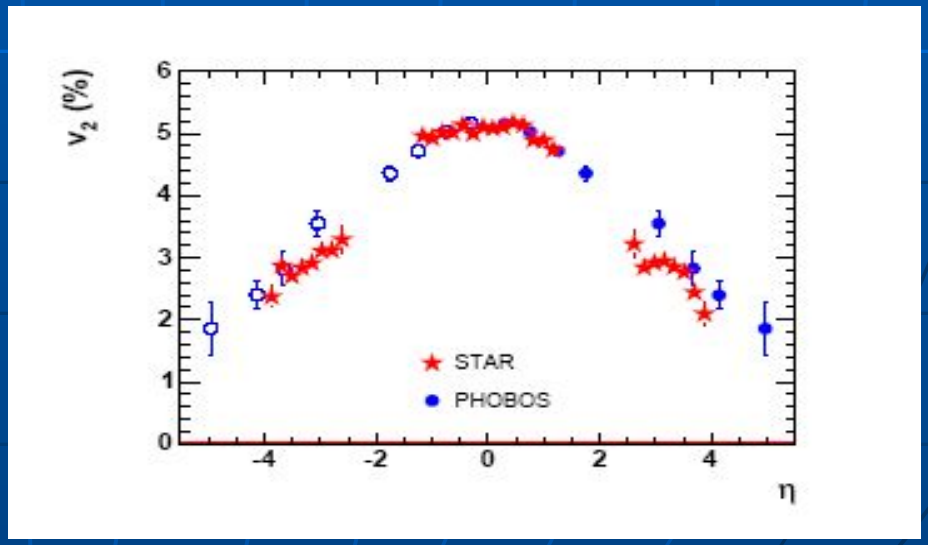
б) Слишком быстрый рост с увеличением b.

в) Отсутствие зависимости от y.

г) Малые v_4. $(v_4)^2/ v_2 = ½$; exp: 1.17±0.01

Малое число перерассеяний и отсутствие локального равновесия. Blaizot et al.

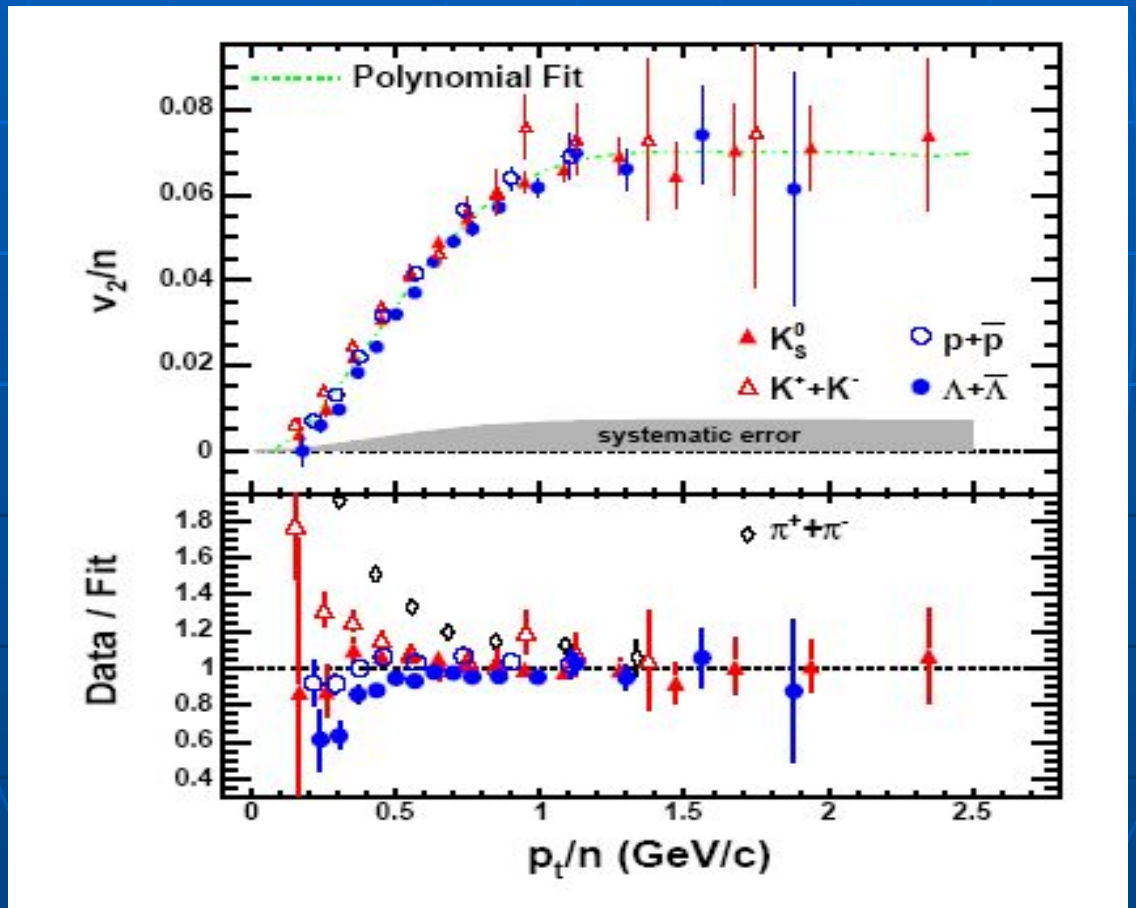




Модели эллиптического потока

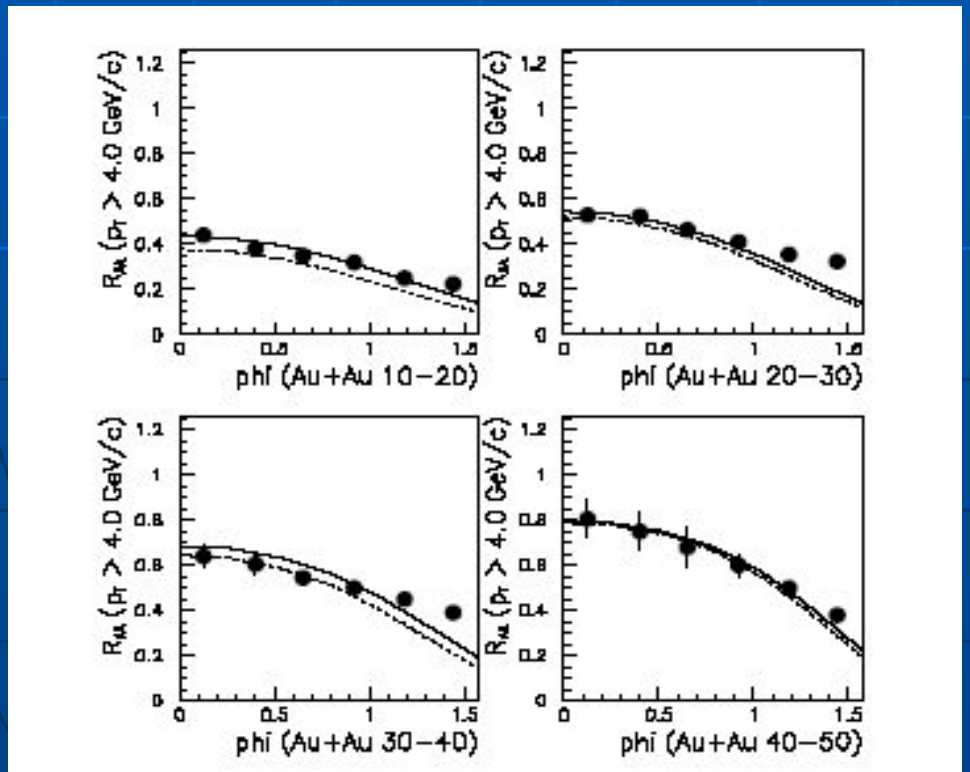
Скейлинг для v_2/n , p_T/n ,

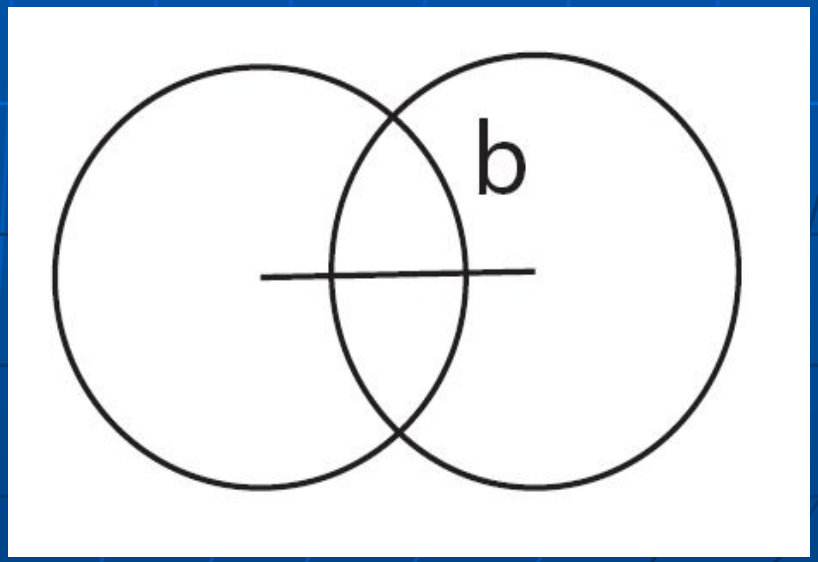
n – число составляющих кварков.



Модели эллиптического потока

В модели с взаимодействием в конечном состоянии v_2 возникает естественным образом. F.Capella, E.G.Ferreiro

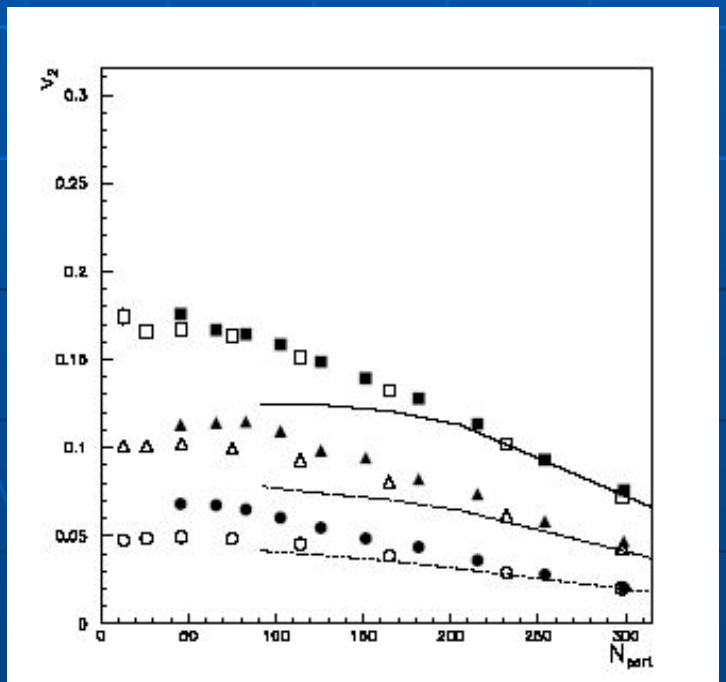


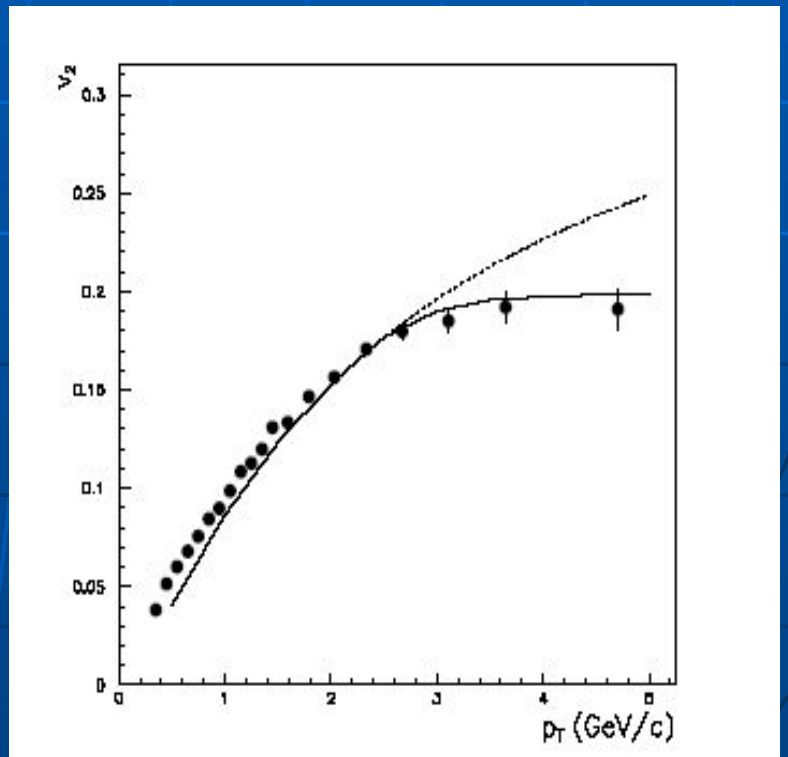


Модели эллиптического потока

Модель воспроизводит зависимость v_2 от p_T (при всех p_T).

Недостаток- слишком слабая зависимость от b.





Модели эллиптического потока

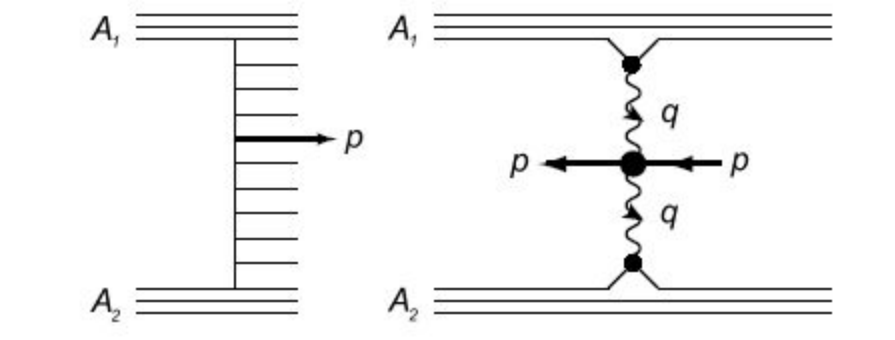
Большинство моделей основано на классическом подходе. Роль квантовых эффектов?

Теоретико-полевой подход показывает, что анизотропии возникают и за счёт распределения партонов в начальной волновой функции нуклона (ядра)

К.Г.Боресков,А.Б.К.,О.В.Канчели

Вклад в v_2 дает взаимодействие не только в конечном, но и начальном состоянии!

Модели эллиптического потока



$$v_2 = c_{pq} \frac{r_0^4 T''_{int}(\mathbf{b}^2)}{T_{int}(\mathbf{b}^2)} (\mathbf{p}_t^2 \mathbf{b}^2)$$

$$v_2(b; p_t, y) = \frac{I_1(\alpha/2)}{I_0(\alpha/2)} \approx \frac{\alpha}{4}$$

$$\alpha = \frac{c_{pq} r_0^4 p_t^2 b^2}{R^2 (R^2 + 4 c_{pq} r_0^4 p_t^2)} ,$$

$$R^2 = R_A^2 + R_B^2 + R_{regge}^2(Y) .$$

Рождение J/ψ–мезонов.

Подавление выходов тяжелых кваркониев – важная характеристика системы, рождённой в столкновениях тяжелых ионов. Для выяснения природы эффекта надо понимать динамику рождения кваркониев в NA – взаимодействиях.

Интересный результат RHIC :

при рождении J/psi в D-Au столкновениях с $x_F \sim 0$ подавление J/psi существенно уменьшилось по сравнению с более низкими энергиями.

$\sigma \sim 1$ mb ($\sigma \sim 5$ mb при $\sqrt{s} \sim 20$ Гэв)

Изменение картины взаимодействия при рождении J/ψ–мезонов на RHIC.

При образования J/psi с $x_F=0$ в NA столкновениях критическая энергия Ec находится в области энергий RHIC.

$$E_C = \frac{M^2_{c\bar{c}}}{2x_+}\frac{R_A}{\sqrt{3}}$$

Формулы простейшей модели Глаубера не применимы,

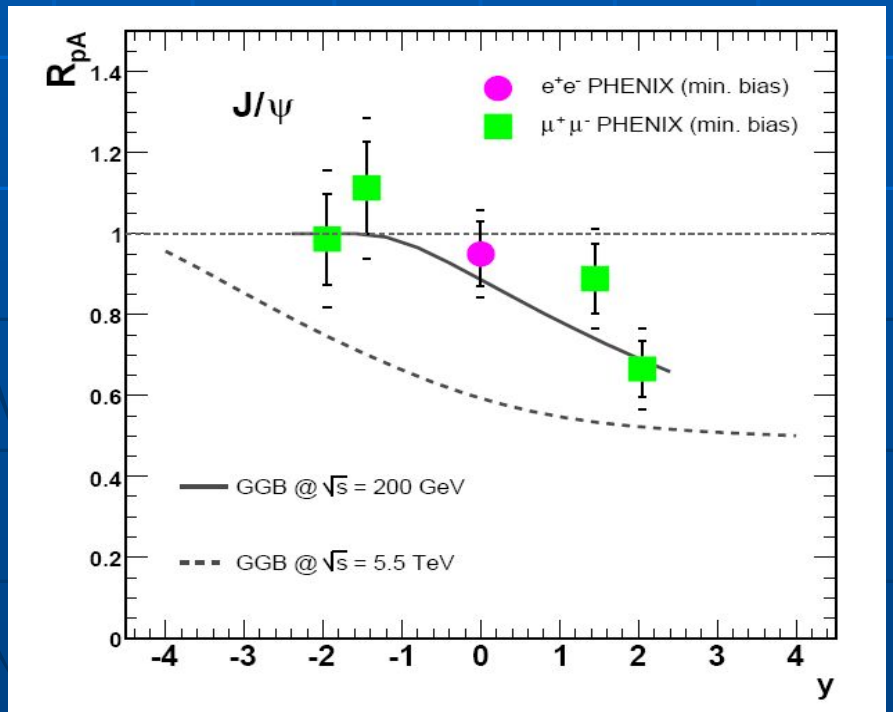
АГК сокращения имеют место и главный вклад в инклюзивные спектры при $x_F \sim 0$

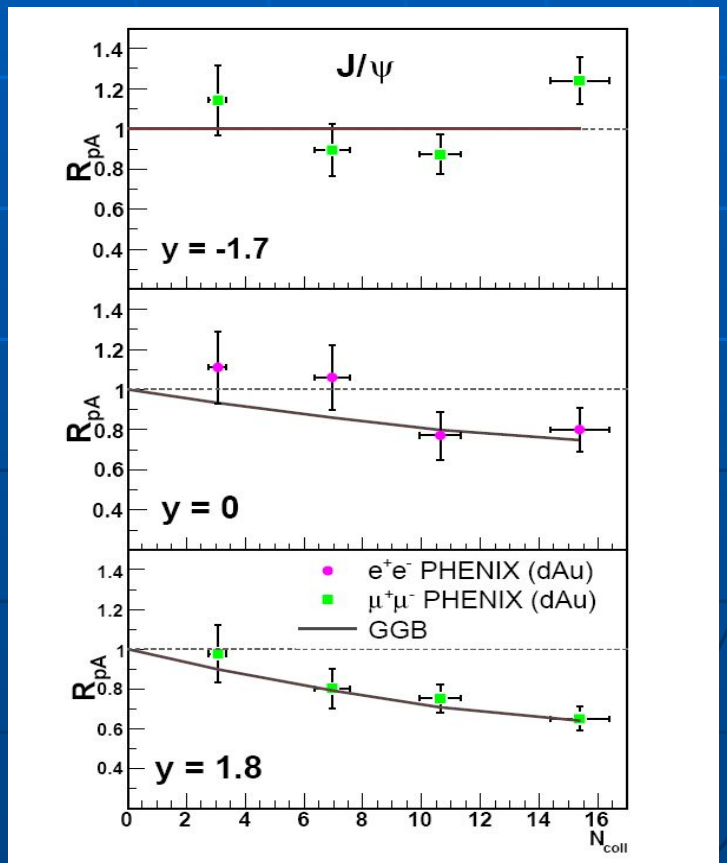
дают диаграммы с взаимодействием померонов, отвечающие ядерному экранированию глюонов.

Рождение J/ψ–мезонов.

Распределения глюонов в ядрах, обсуждавшиеся выше позволяют описать данные D-Au на RHIC.

K.Tywoniuk et al.





Ядерные эффекты для J/ψ в NA.

Параметризация инклюзивных сечений

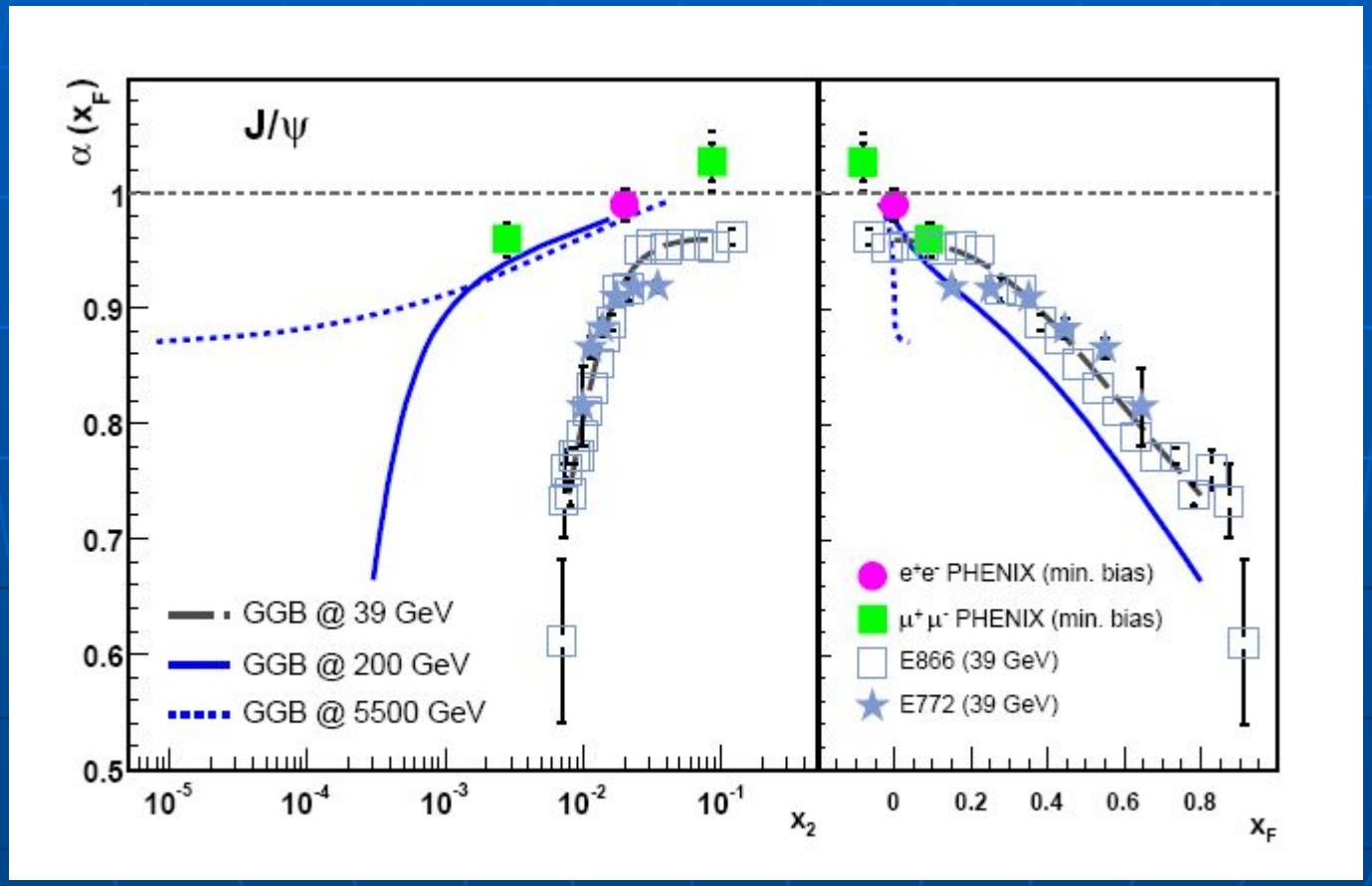
$$\frac{d\sigma^a_{hA}}{d^3p} = \frac{d\sigma^a_{hN}}{d^3p} A^{\alpha(x_F)},$$

Учёт изменения пространственно-временной картины позволяет описать данные о рождении J/ψ в NA – взаимодействиях при всех энергиях и получить предсказания для LHC

(переход от X_F к X_A –скейлингу).

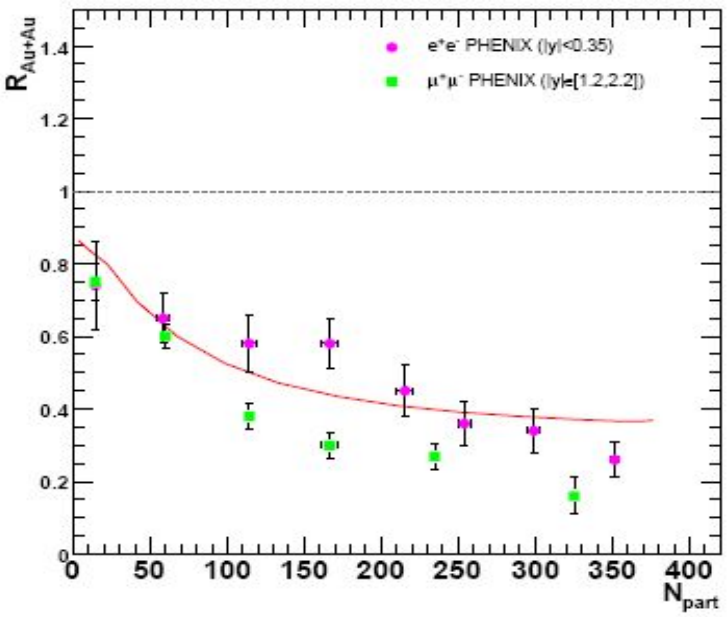
Ядерные эффекты для J/ψ в NA.

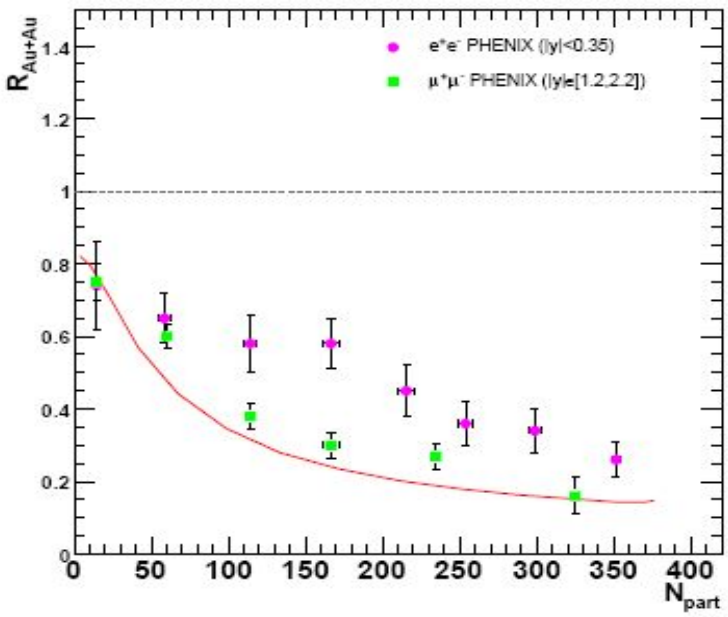
K.Tywoniuk et al.



Рождение J/ψ–мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

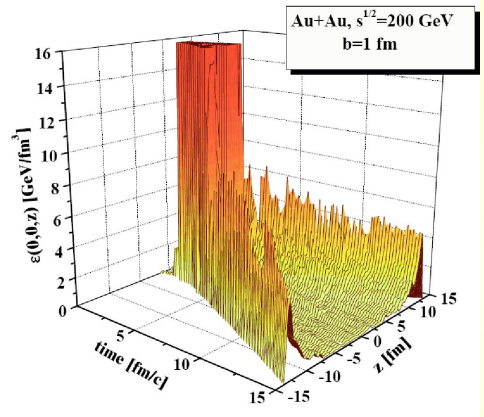
Данные RHIC о рождение J/ψ–мезонов в столкновениях существенны для понимания процесса (представляют трудность для большинства теоретических моделей)





J/Ψ and Ψ′ suppression in Au+Au at RHIC:
QGP threshold scenario

Energy density ε
(x=0,y=0,z;t)

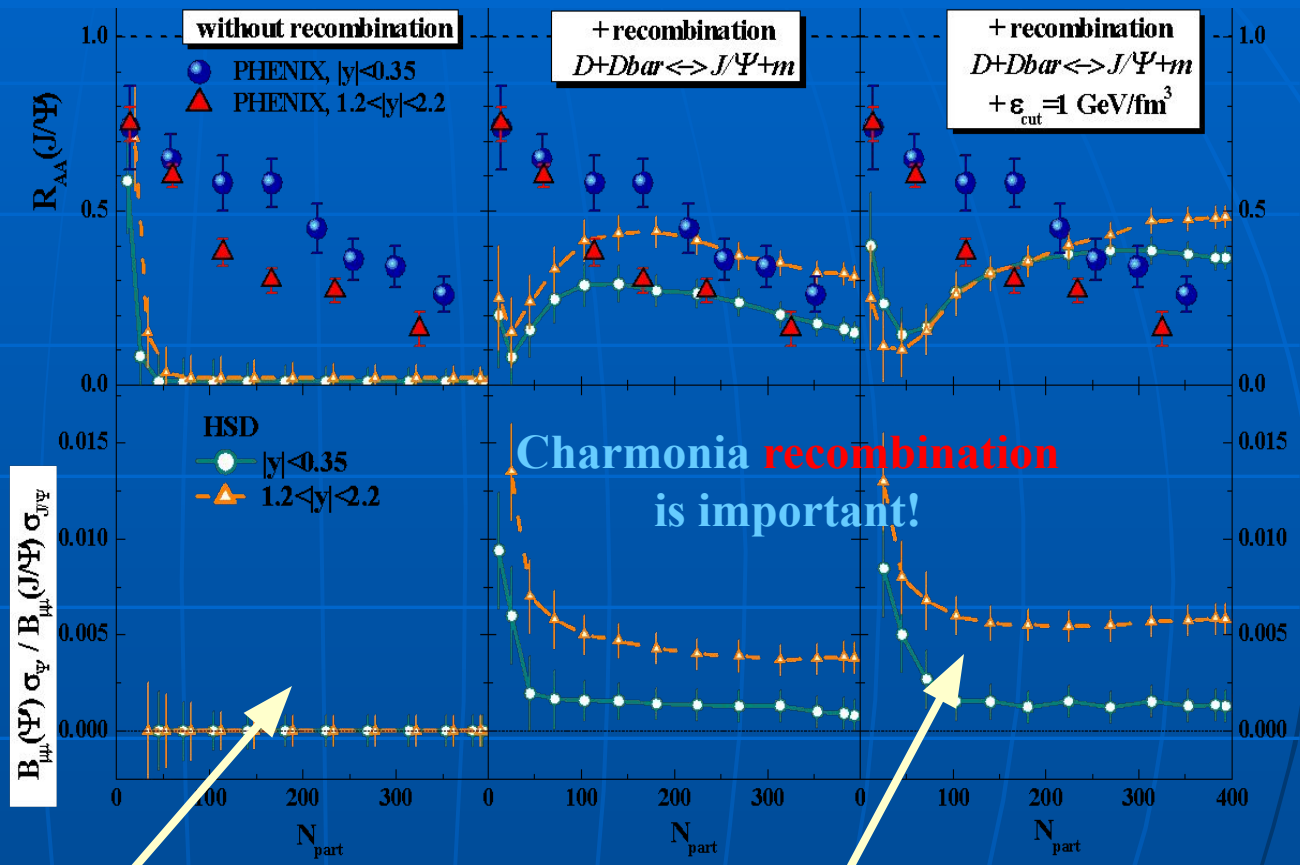


Threshold energy densities:

J/Ψ melting: $\varepsilon(J/\Psi)=16$ GeV/fm^3

χ_c melting: $\varepsilon(\chi_c)=2$ GeV/fm^3

Ψ′ melting: $\varepsilon(\Psi')=2$ GeV/fm^3



Charmonia **recombination** is important!

Satz's model: complete dissociation of initial J/Ψ and Ψ′ due to the huge local energy densities !

Energy density cut ε_{cut}=1 GeV/fm^3 reduces the meson comover absorption, however, D+Dbar annihilation can not generate enough charmonia, especially for peripheral collisions!

QGP threshold melting scenario is ruled out by PHENIX data!

Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения J/ψ–мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

«Аномальное» подавление J/ψ–мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях на SPS хорошо

Описывается в модели с взаимодействием в конечном состоянии A.Capella et al

$$S^{co}(b,s,y) = \exp\left[-\sigma_{co} N^{co}(b,sy) \ln\left(N^{co}(b,s,y)/N_{pp}(0)\right)\right]$$

$$\sigma = 0.65 \text{ mb}$$

Для RHIC необходимо учесть изменение в поглощении J/ψ на нуклонах (см. выше) и наличие рекомбинации –мезонов в J/ψ.

Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения J/ψ–мезонов в ядро - ядерных взаимодействиях.

При учёте рекомбинации

$$S^{CR}(b,s,y) = \exp\left\{-\sigma\,[N^{co} - C\,n(b,s)]\,\ln\left[\frac{N^{co}}{N_{pp}(0)}\right]\right\}$$

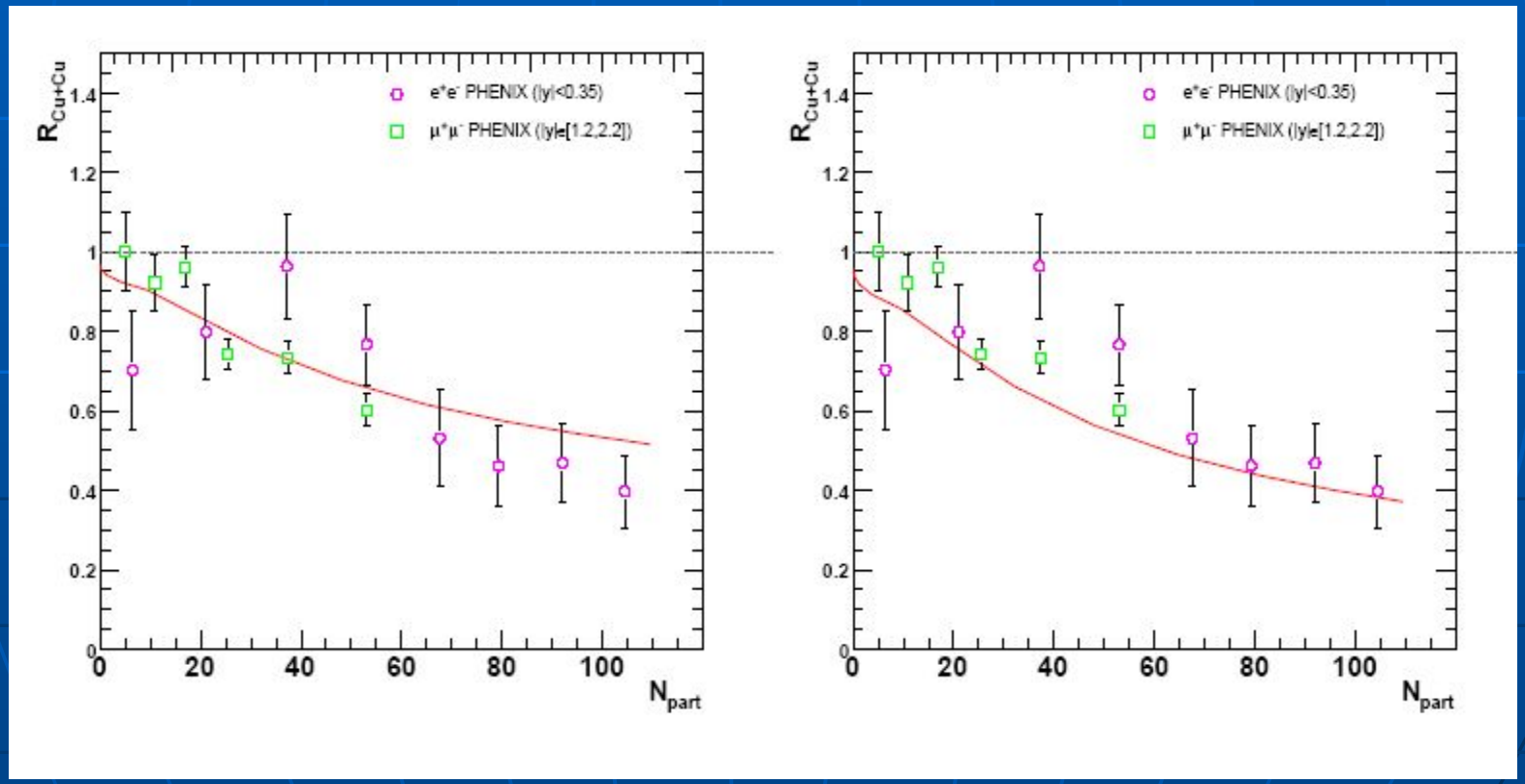
$$C = \frac{(\mathrm{d}N^{D}_{pp}/\mathrm{d}y)^2}{\mathrm{d}N^{J/\psi}_{pp}/\mathrm{d}y}$$

Величина C быстро растёт с увеличением энергии и при энергии √s = 200 Гэв C~1.

С учётом рекомбинации модель описывает данные о подавлении J/ψ–мезонов в ядерных взаимодействиях .

Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения J/ψ–мезонов в ядро - ядерных взаимодействиях.

Cu+Cu-взаимодействия



Заключение.

- Изучение ядро - ядерных взаимодействий при высоких энергиях даёт важную информацию о свойствах КХД и пространственно-временной структуре ядерных процессов.
- Структурные функции ядер и распределения кварков и глюонов в ядрах при x□ 0 могут быть вычислены, используя формализм Грибова.

Заключение.

- Взаимодействия партонов с малыми x играют важную роль в процессах взаимодействия тяжелых ионов на RHIC и будут ещё более существенны на LHC . Однако ”насыщение” партонных распределений на RHIC не достигнуто.
- В процессах рождения частиц и струй с большими p_T в центральной области быстрот главную роль играет взаимодействие в конечном состоянии.

Заключение.

- При рождении частиц в области фрагментации необходимо учитывать эффекты, связанные с сохранением импульса.
- Величины анизотропных потоков позволяют получить важную информацию о динамике процессов.
- В процессах рождения тяжелых кварконииев происходит смена динамич. режима при энергиях RHIC.