

О теоретической интерпретации данных RHC.

А.Б. Кайдалов

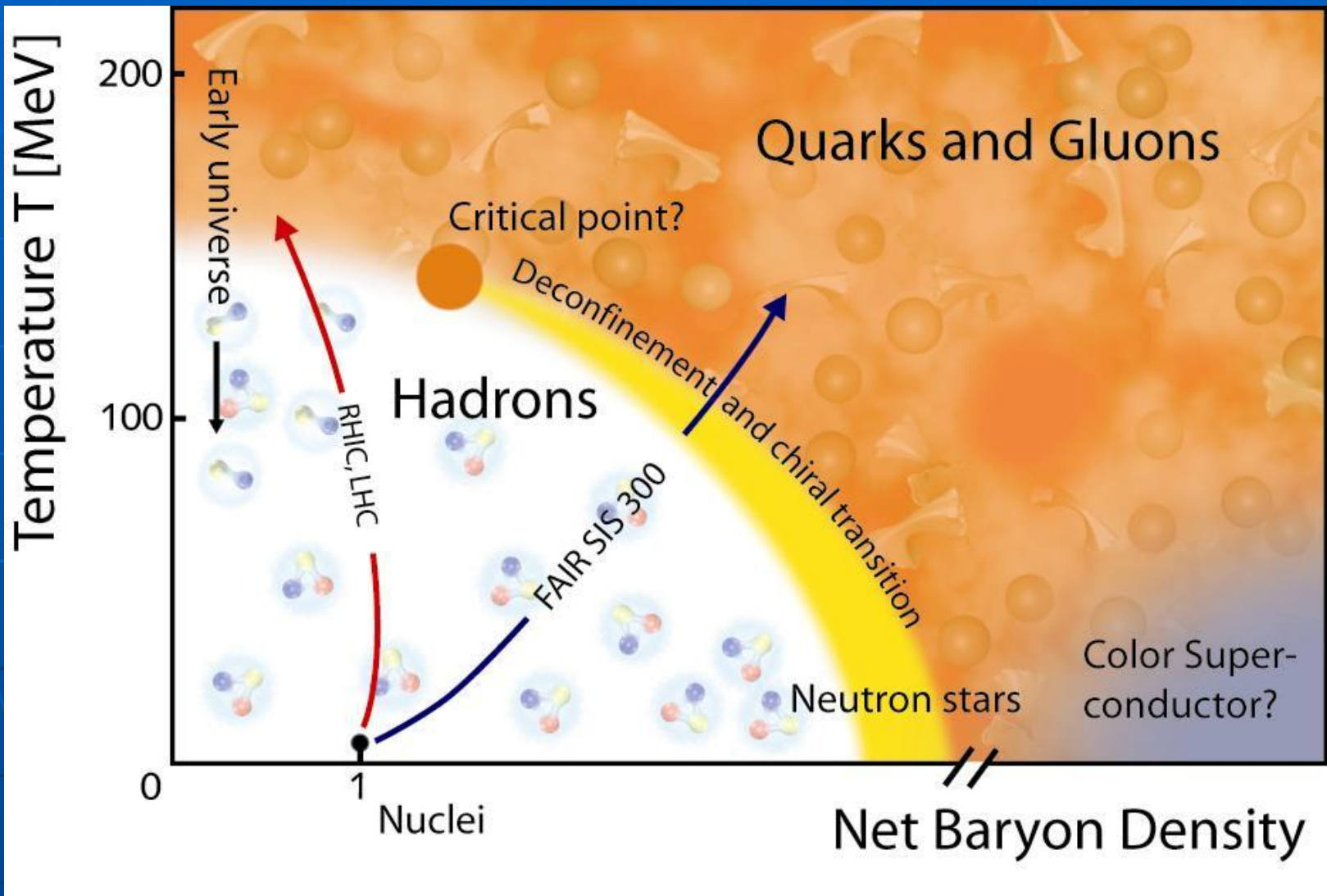
Содержание:

- 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 (QGP_s).
Сильное взаимодействие между кварками и глюонами является естественным при $T \sim 200 \text{ МэВ} \sim \Lambda_{\text{QCD}}$.

Важная роль непертурбативных эффектов

Столкновения тяжелых ионов и КГП.

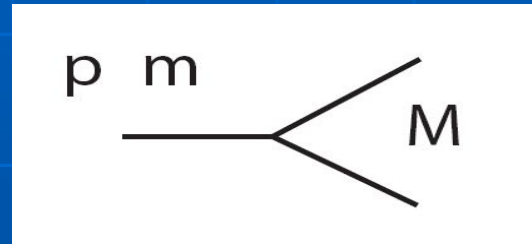
При исследовании ядро-ядерных взаимодействий возникает ряд важных вопросов:

- 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

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



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 $x \ll 1/m_N R_A$.

Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

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

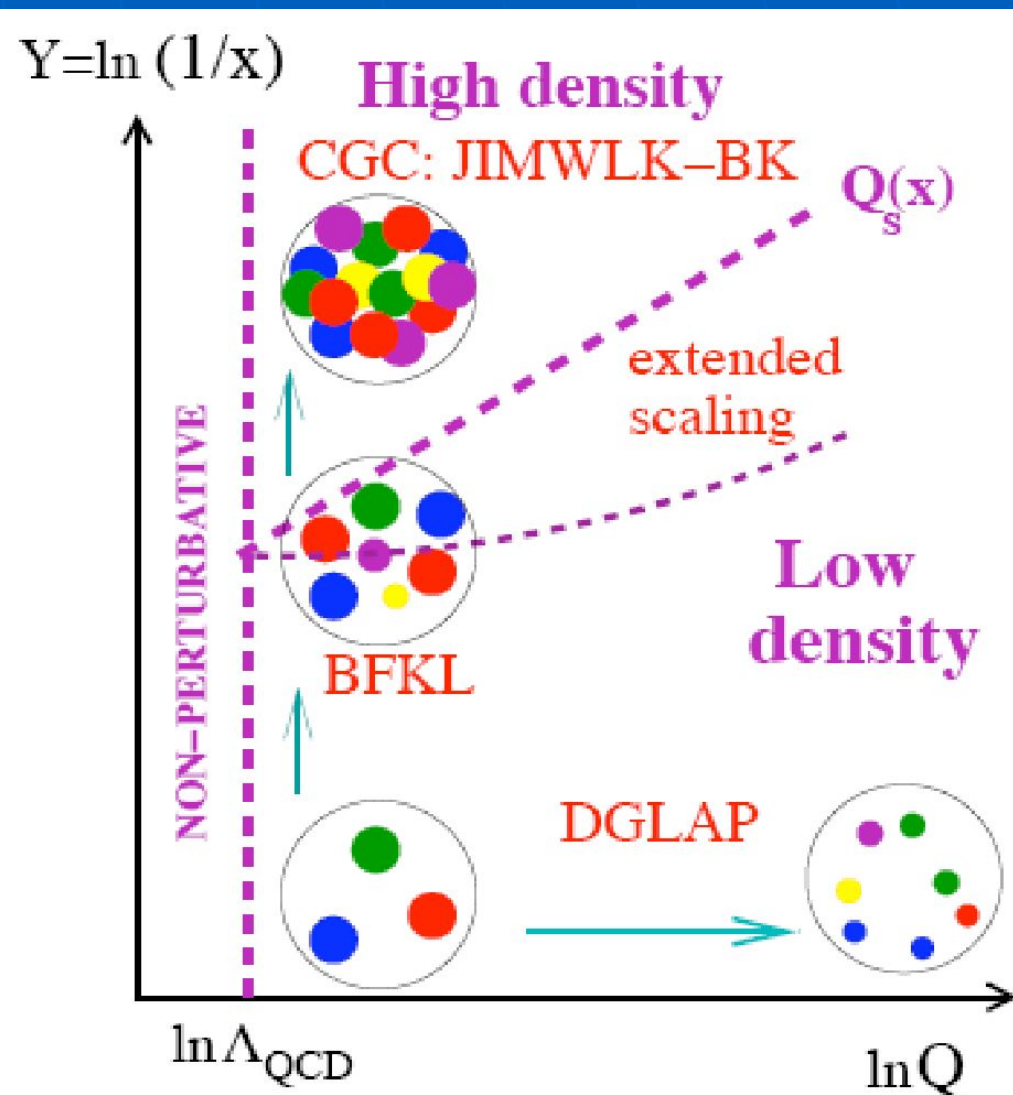
В результате их плотность уменьшается и в пределе сверхвысоких энергий (или при $A \rightarrow \infty$) возникает «насыщение».

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

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

«Насыщение» партонов при $x \ll 0$

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



Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

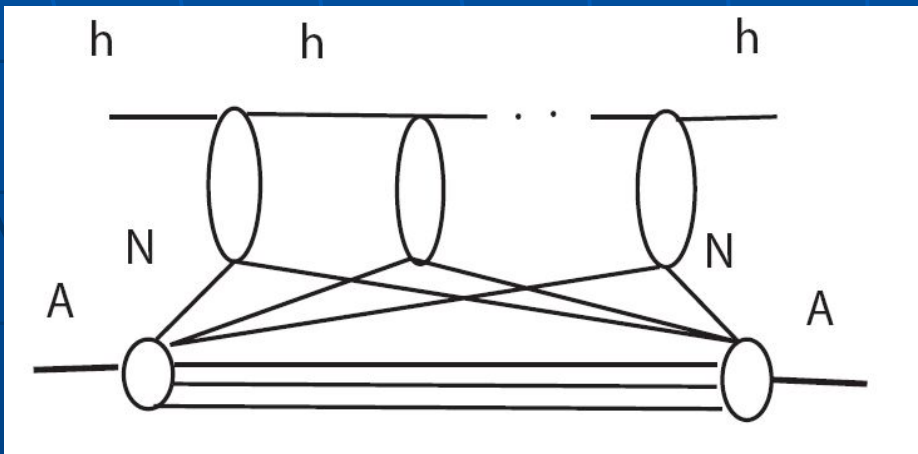
- Пространственно-временная картина hA (AB) – взаимодействий изменяется при энергии E_c когда $l_{coh} \sim \Delta t \sim R_A$.

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

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

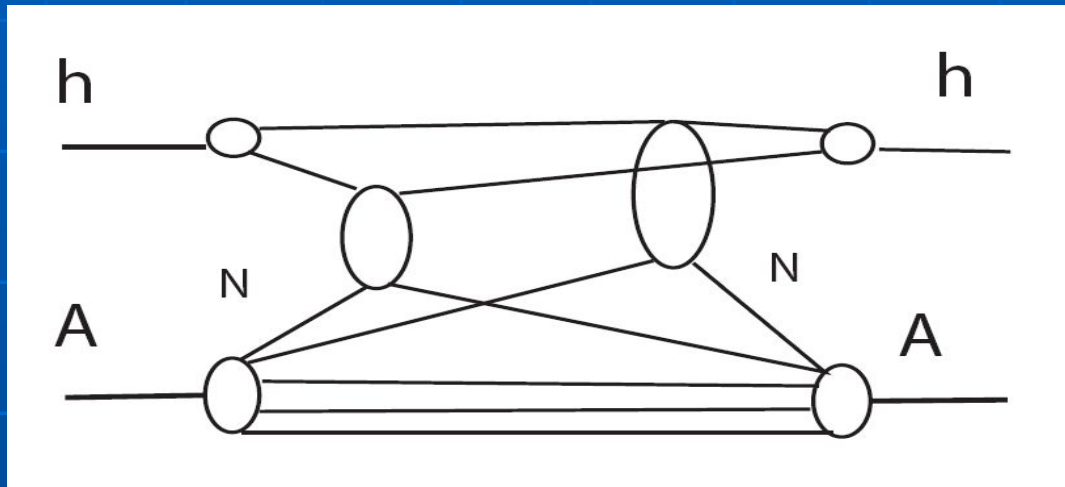
последовательных перерассеяний

начального адрона на нуклонах ядра (модель Глаубера).



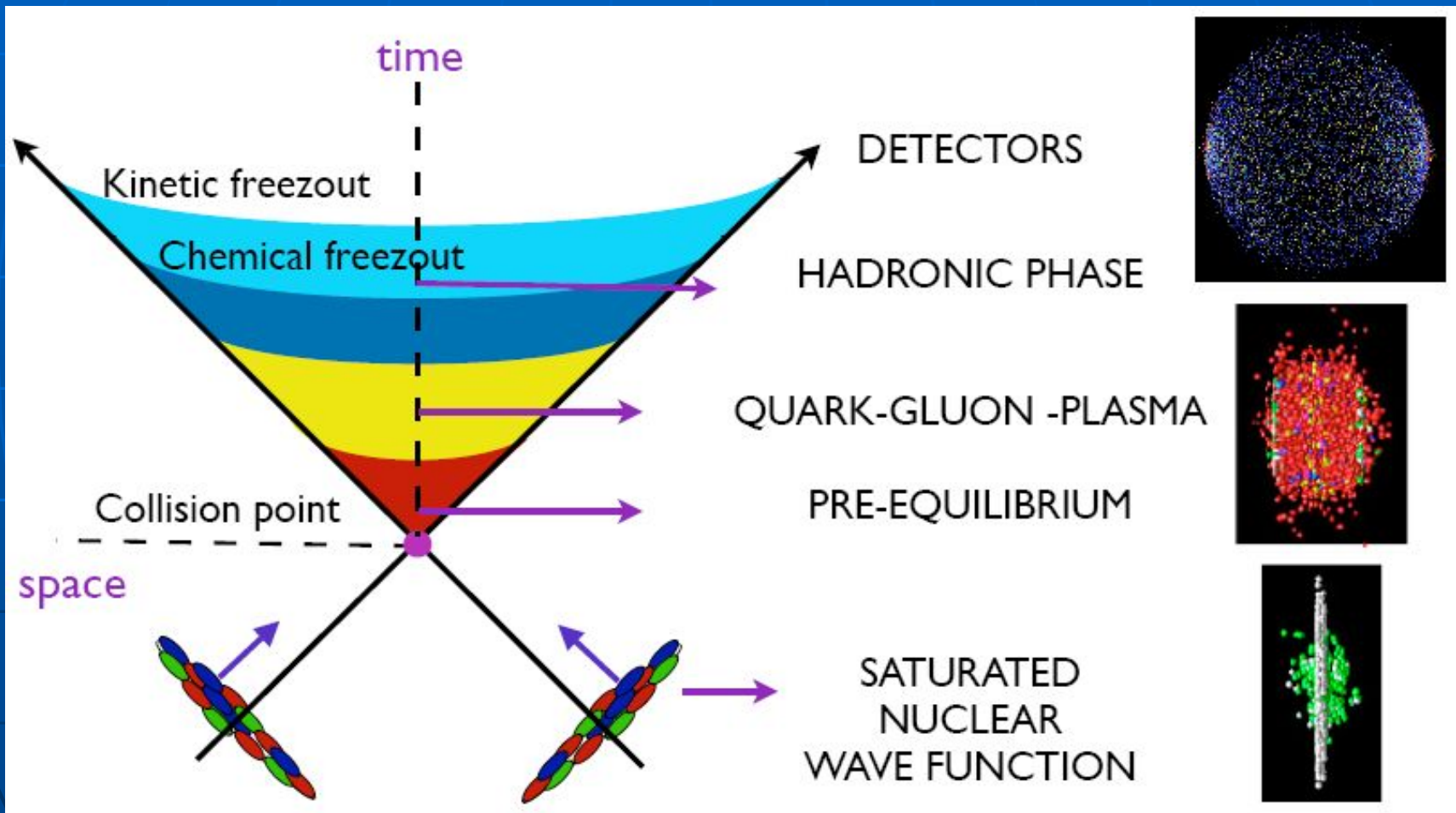
Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

- 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.

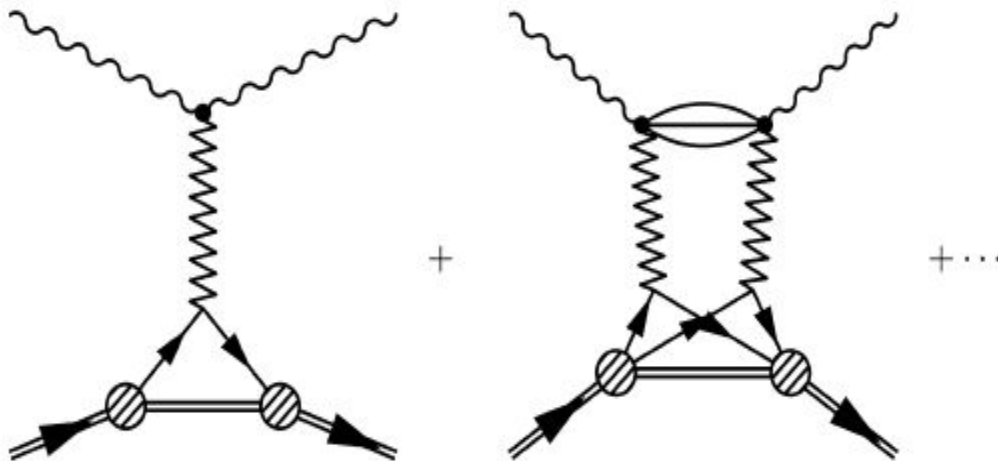
Пространственно-временная картина взаимодействия ядер.



Ядерное экранирование кварков И ГЛЮОНОВ.

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

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



Вклад второго перерассеяния

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

где

$$T_A(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(b, z) \quad \int d^2b T_A(b) = 1.$$

Продольная часть ядерного форм-фактора

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

$$t_{min} = -m_N^2 x_{IP}^2,$$

Учитывает условие когерентности:

$$x \ll 1/m_N R_A$$

Множественные перераспределения.

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

А. Capella et al (1997), N. Armesto et al (2003), К. Tuwoniuk et al (2006) :

а) Модель Швиммера

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

где

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

Множественные перерассеяния.

б) Модель квази-эйконала

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

Отношение сечений на нуклон для различных ядер

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

В модели Швиммера

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

Дифракционное рождение в γ^* - СТОЛКНОВЕНИЯХ.

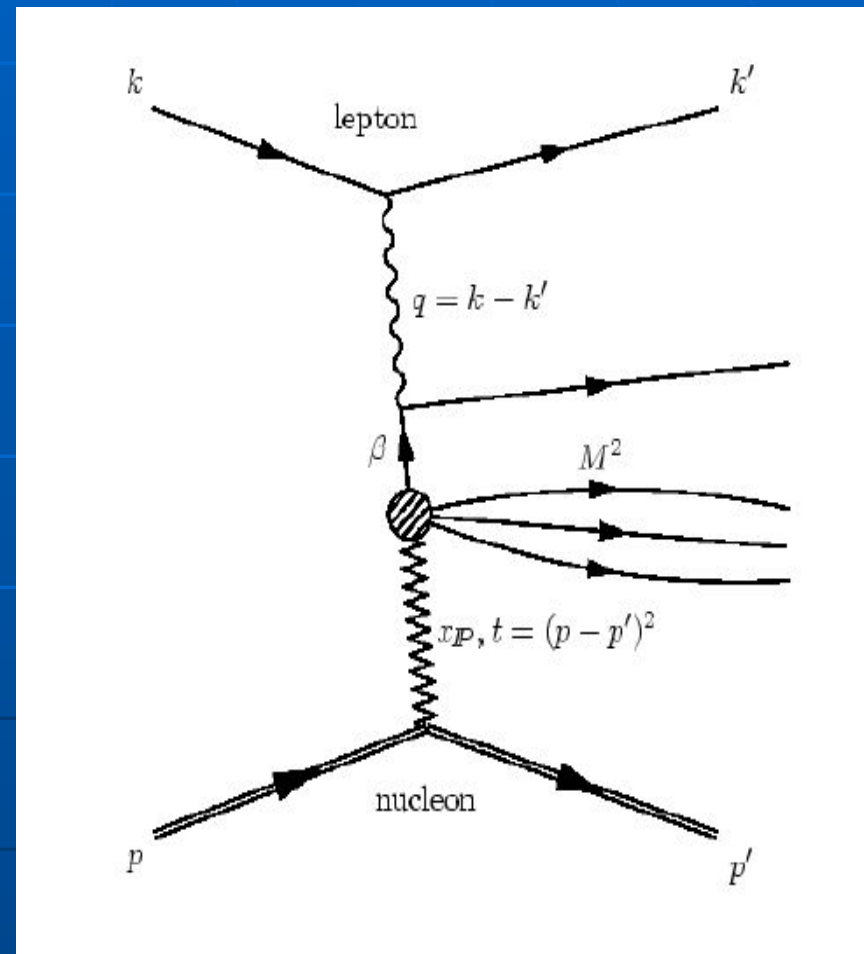
Для вычисления ядерного экранирования в этом подходе необходимо знать соответствующие сечения дифракционной диссоциации на нуклоне.

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.

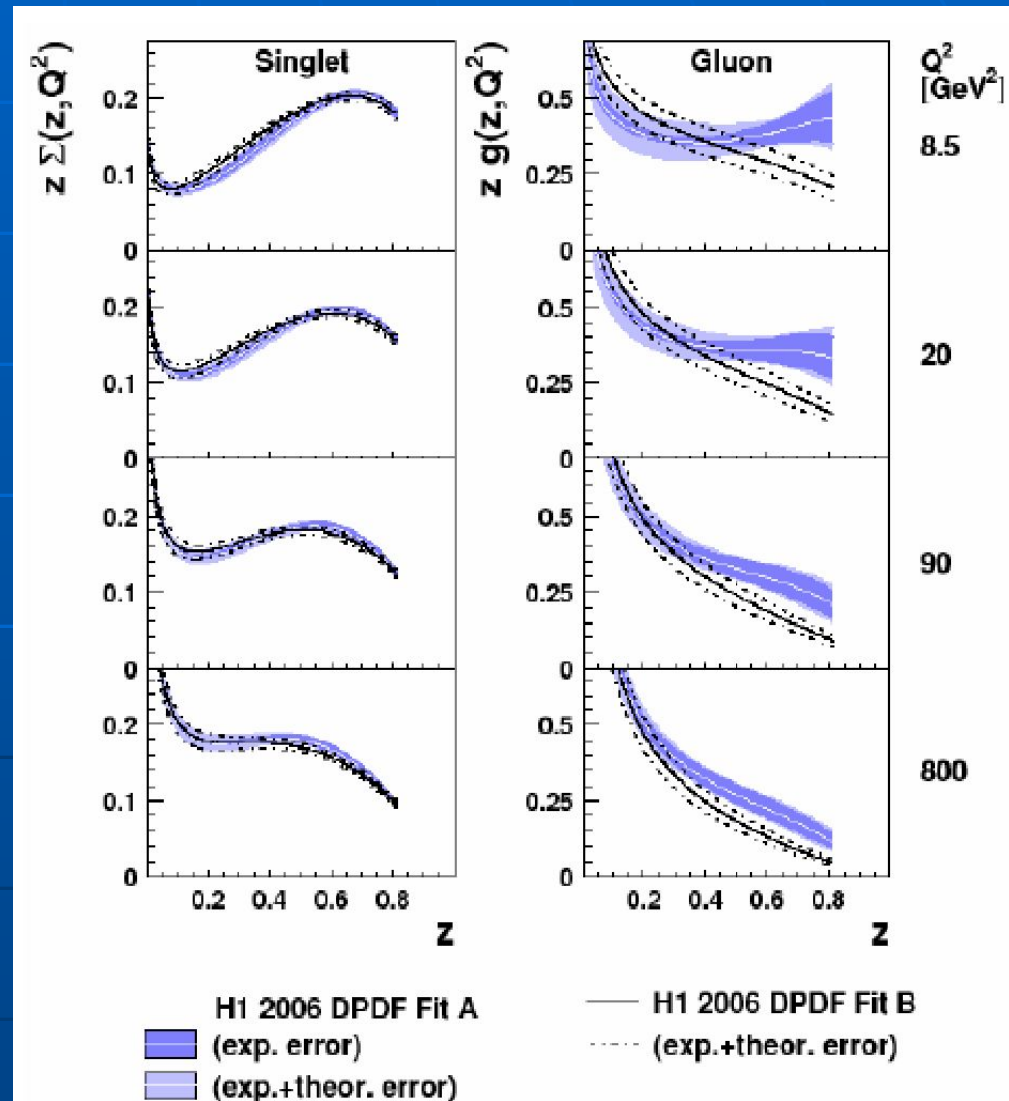
В работе N.Armento et al использовалась унитарная модель γ^*p – взаимодействий, справедливая в широкой области Q^2 .

К.Тувопиук et al вычисляли ядерное экранирование глюонов, используя результаты последнего анализа H1.



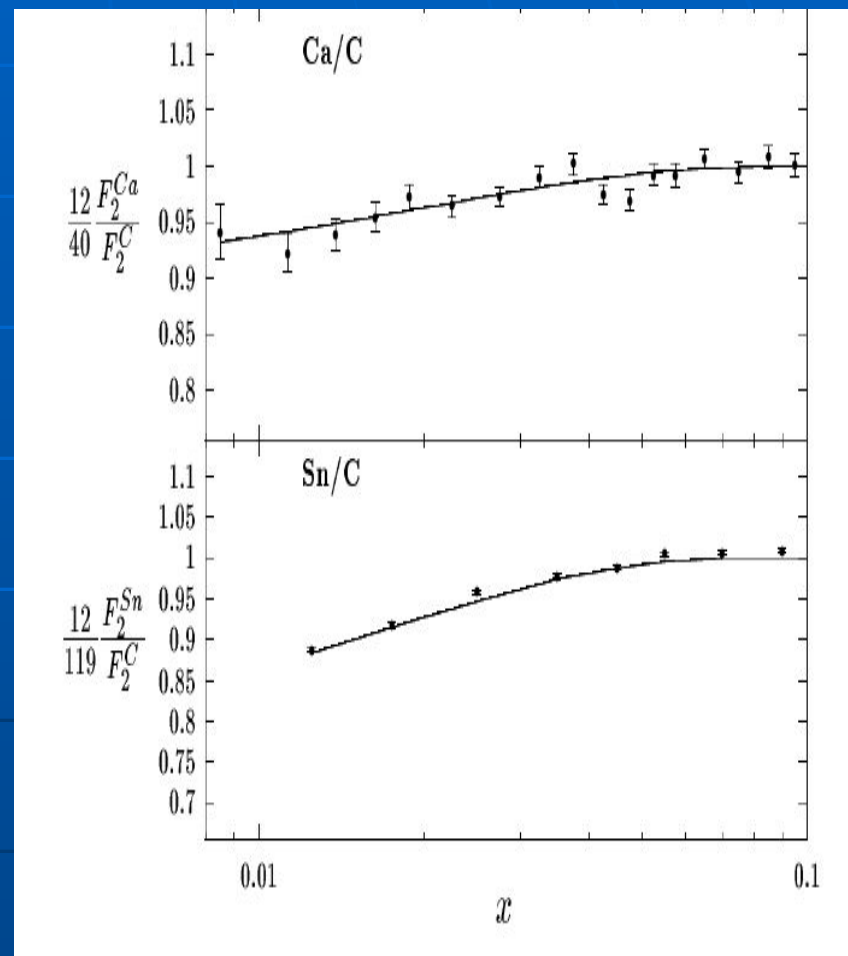
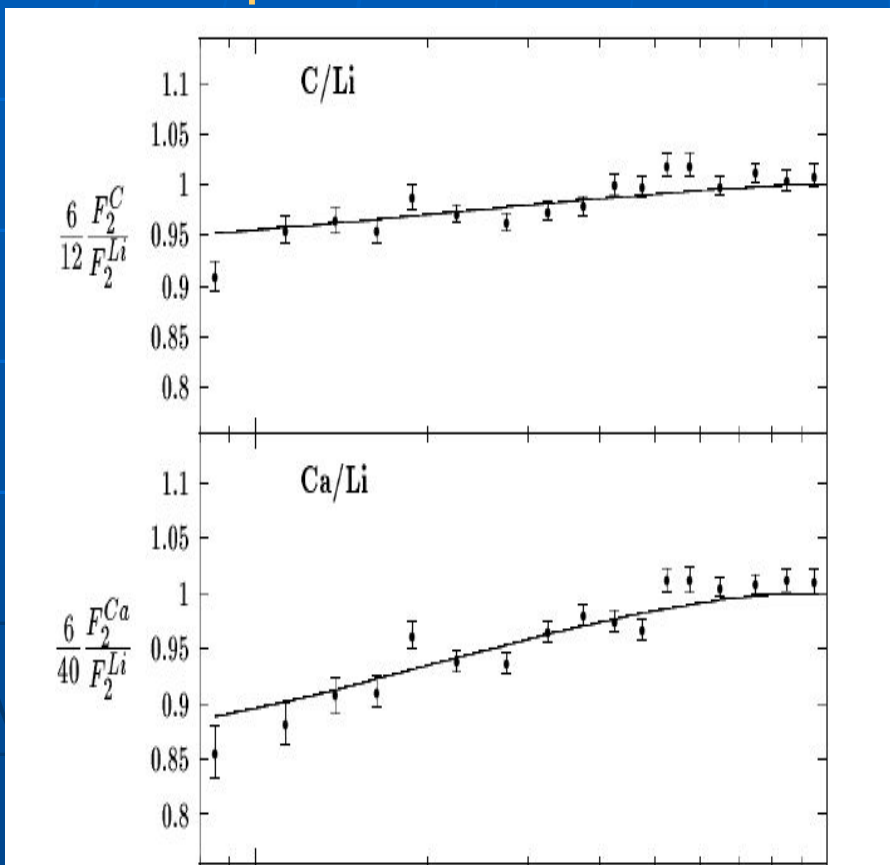
Распределения кварков и глюонов в помероне.

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



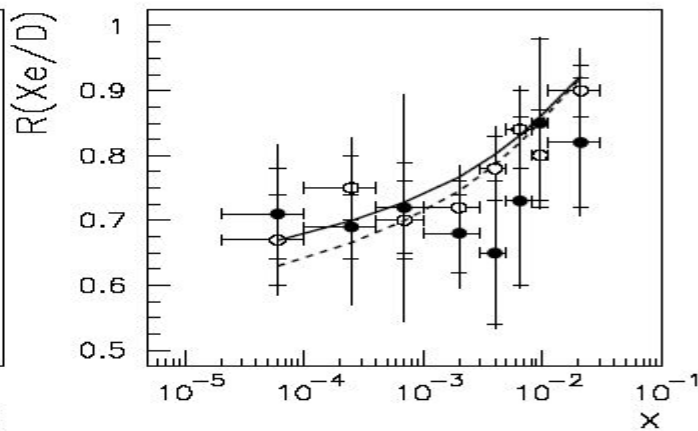
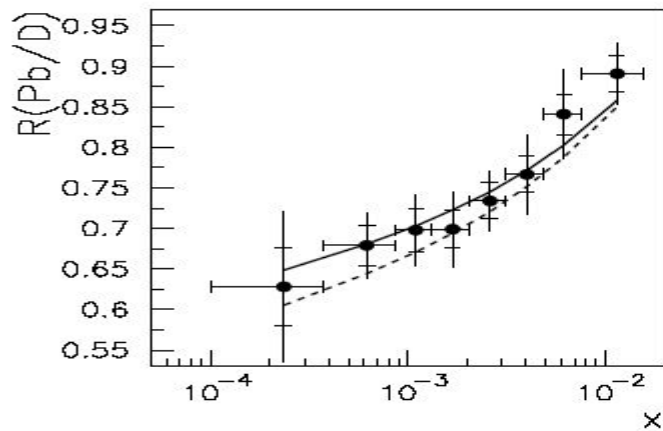
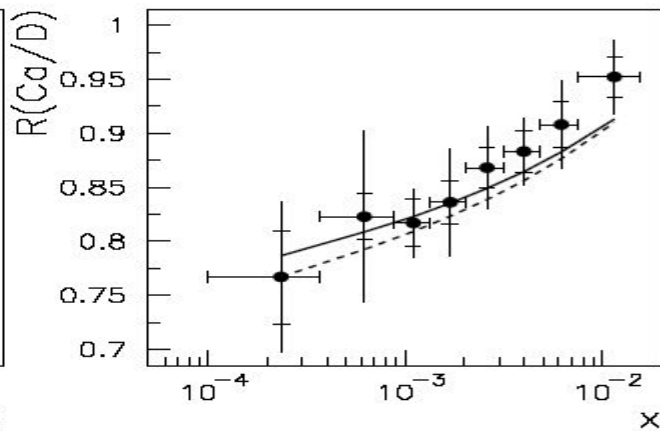
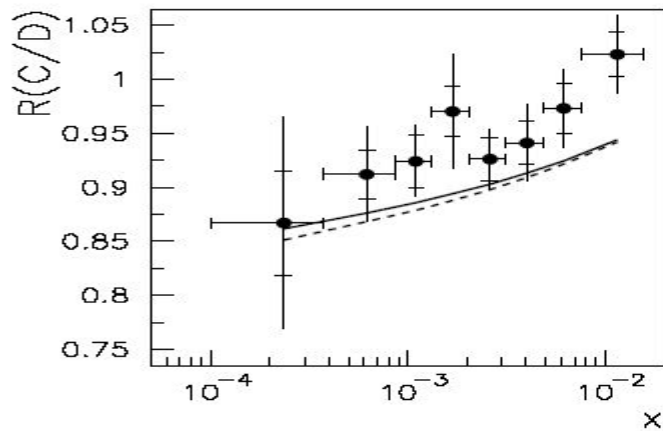
Сравнение с экспериментом (NMC)

A. Capella et al



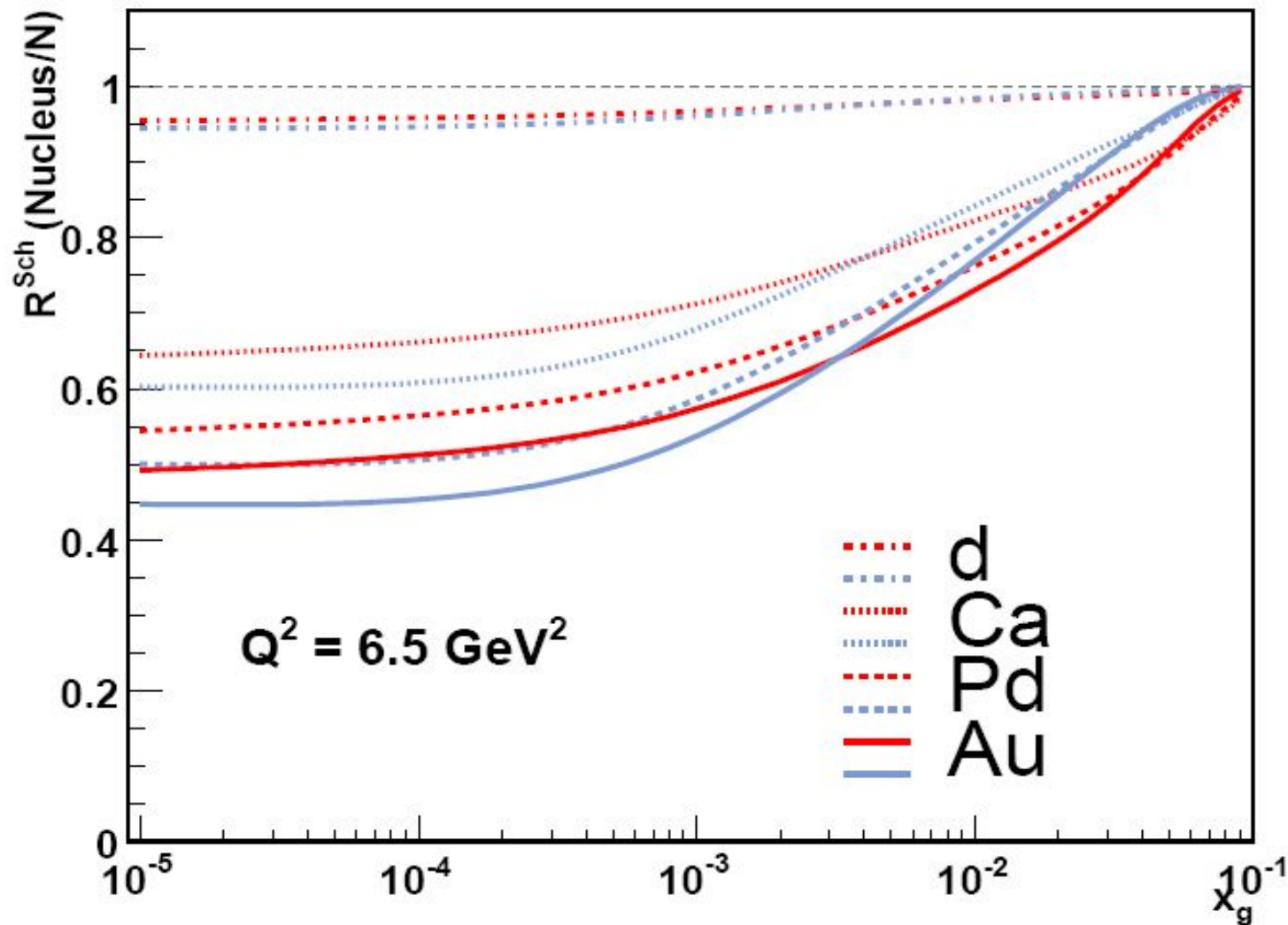
Сравнение с экспериментом (E665)

N.Armeστο et al



Экранирование для глюонов

Красные кривые – фит А, синие – фит В



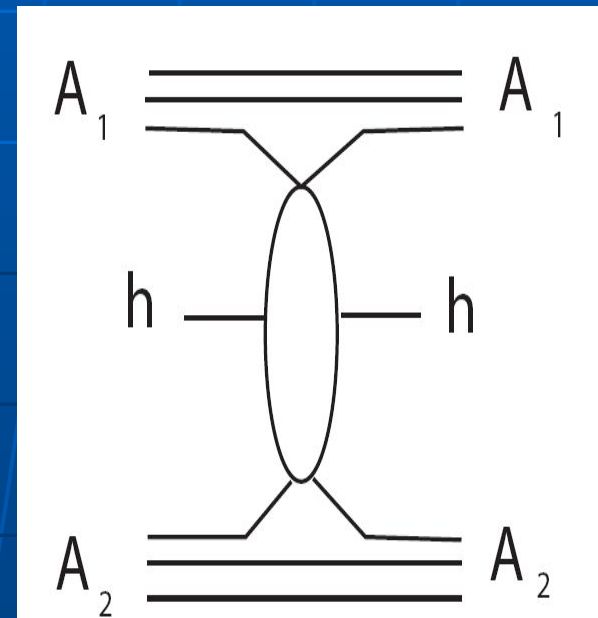
Инклюзивные спектры и плотности частиц.

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

$$\frac{d\sigma_{A_1 A_2}}{dy} = T_{A_1 A_2}(b) \frac{d\sigma_{NN}}{dy},$$

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

где



Плотности частиц, рождённых в ядро - ядерных столкновениях

Для плотности числа частиц имеем

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

где

$$n_{A_1A_2}(b) = \frac{T_{A_1A_2}(b) \sigma_{NN}^{(tot)}}{\sigma_{A_1A_2}^{(tot)}}$$

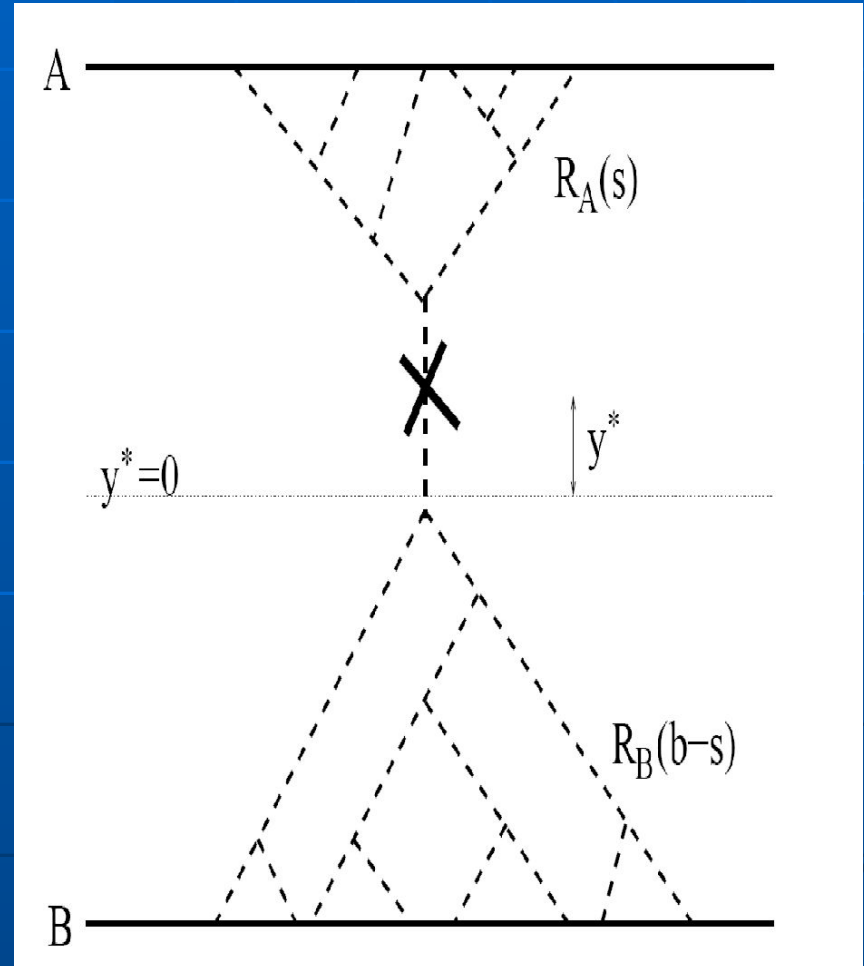
число NN

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.

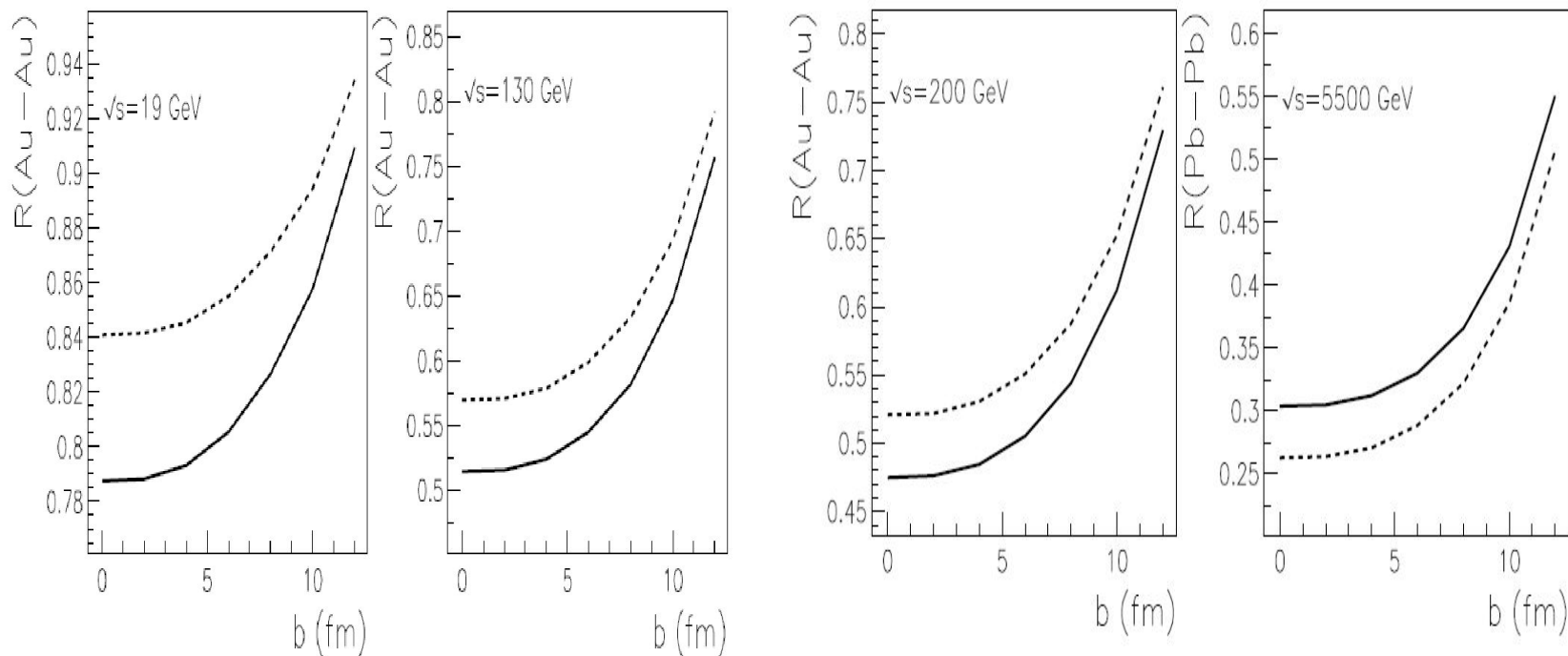
В модели Швиммера подавление инклюзивных спектров описывается простой формулой

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



Зависимость подавления от энергии и прицельного параметра.

N.Armeστο 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 экранирования	Эксперимент $\sqrt{s}=130$ ГэВ
1200	630 ± 120	$555 \pm 12 \pm 35$
± 100		$622 \pm 1 \pm 41$

Ядерные эффекты при больших p_T .

В простейшей кинематике столкновения партонов

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

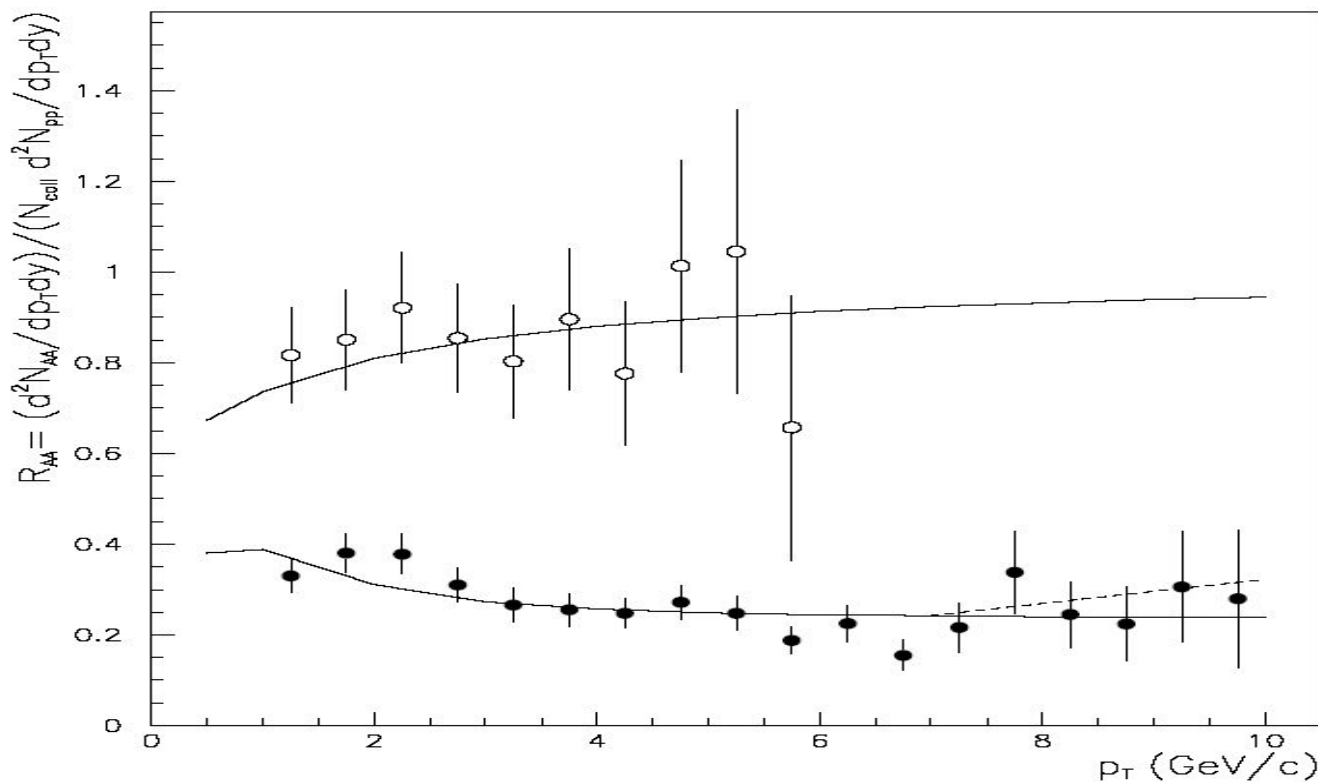
Условие $x \ll 1/m_N R_A$ накладывает при заданной энергии ограничения на величину m_T .

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^0 -мезонов при больших p_T .

Данные - Phenix , Кривые - CFKS



Теоретические модели для описания ядерных эффектов при больших q_T .

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

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

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

Учитывается также эффект Кронины (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 ($y \gg 1$) могут быть выполнены условия когерентности

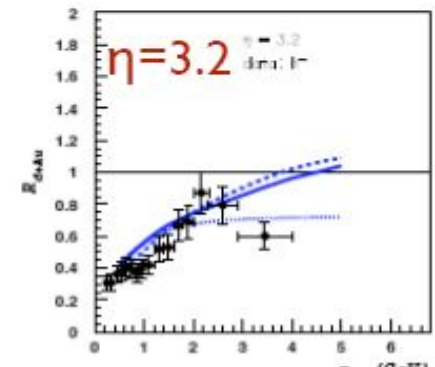
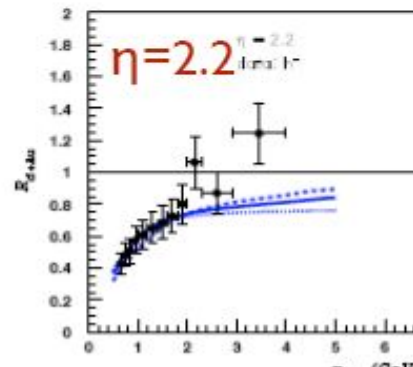
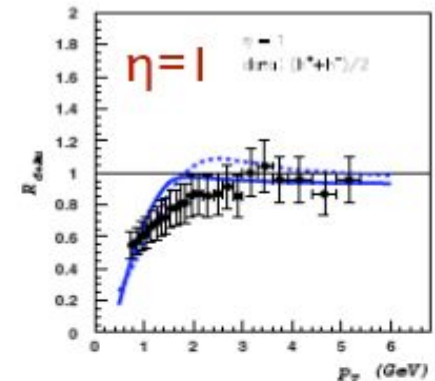
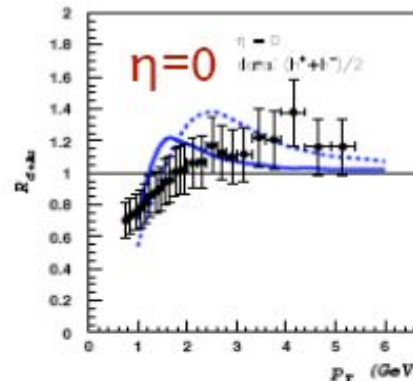
$x \ll 1/m_T R_A$ даже при больших p_T .

Экспериментальные данные о D-Au

(Brhams)

указывают на уменьшение R с ростом y . (кривые – Kovchegov et al)

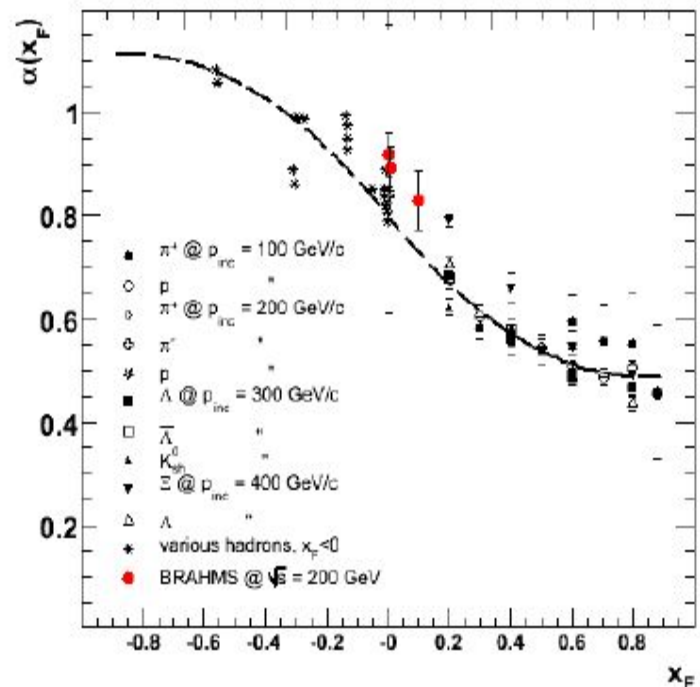
$$x_{A(B)} = \frac{m_T}{\sqrt{s}} e^{\pm y^*},$$



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

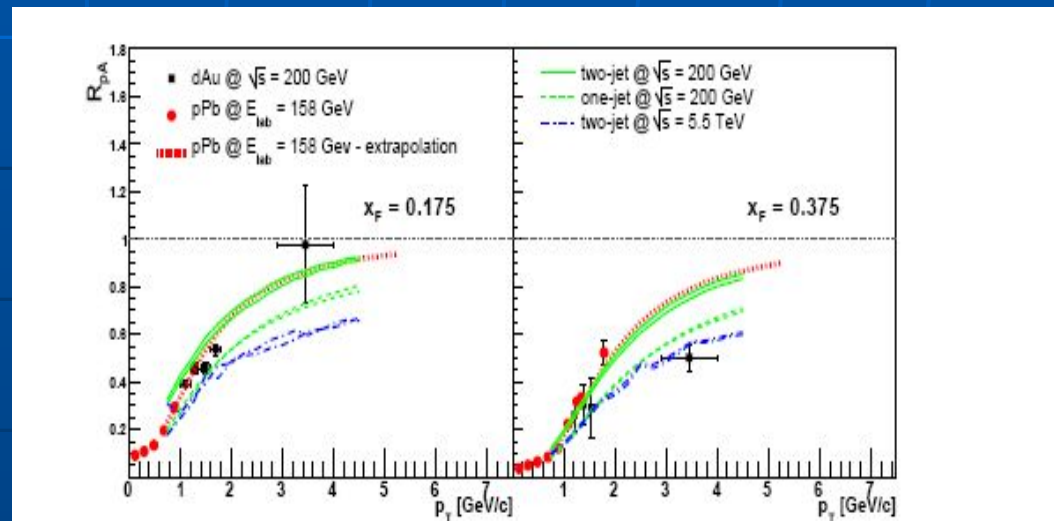
Скейлинг по переменной X_F – эффекты связанные сохранением энергии-импульса.

Сравнение данных RHIC и SPS указывает на приближённый

X_F –скейлинг.

Эффект экранировки глюонов мал.

К. Tuwoniuk et al.



Анизотропные потоки.

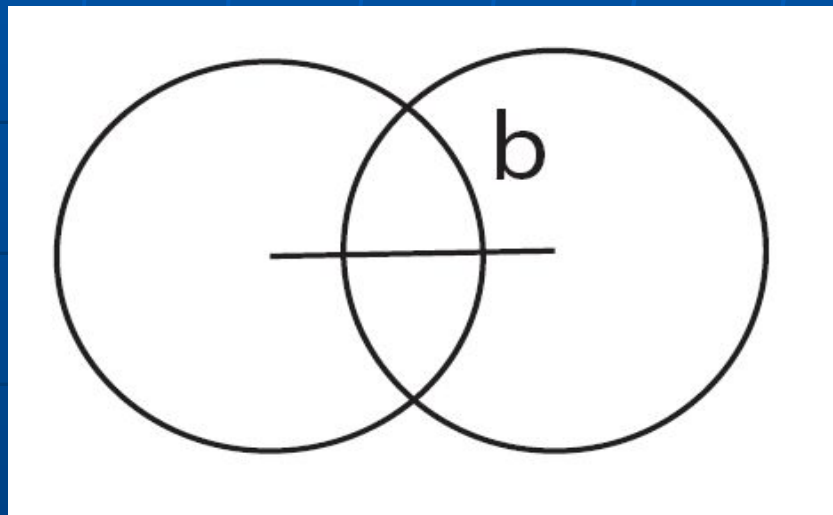
Анизотропия области перекрытия ядер проявляется в угловых распределениях образующихся частиц.

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

v_2 – эллиптический поток.

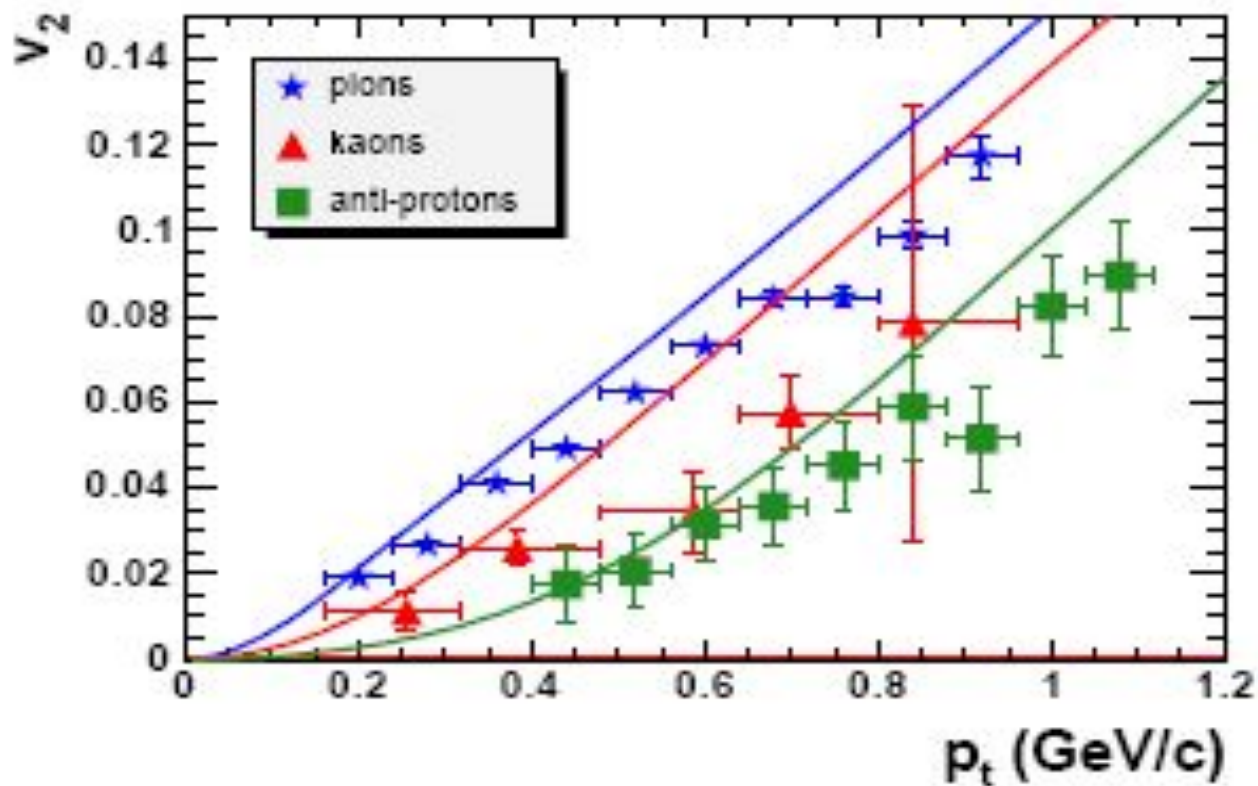
$$v_2(b, p_T, y, s)$$

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



Эллиптический поток.

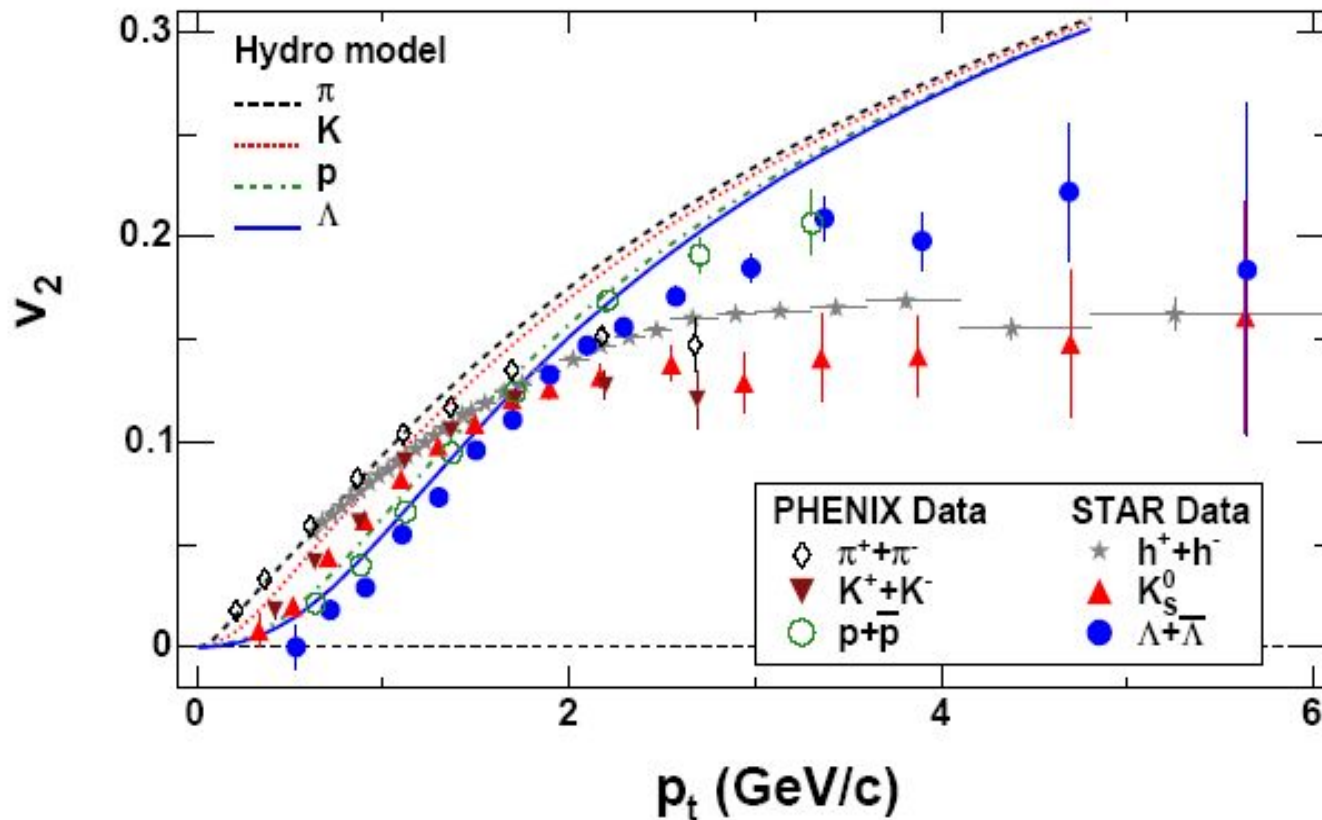
ГМ описывает зависимость от p_t (до 2 ГэВ) и от типа частиц.



Эллиптический поток.

Недостатки ГМ:

а) Не описывается поведение при $p_t > 2$



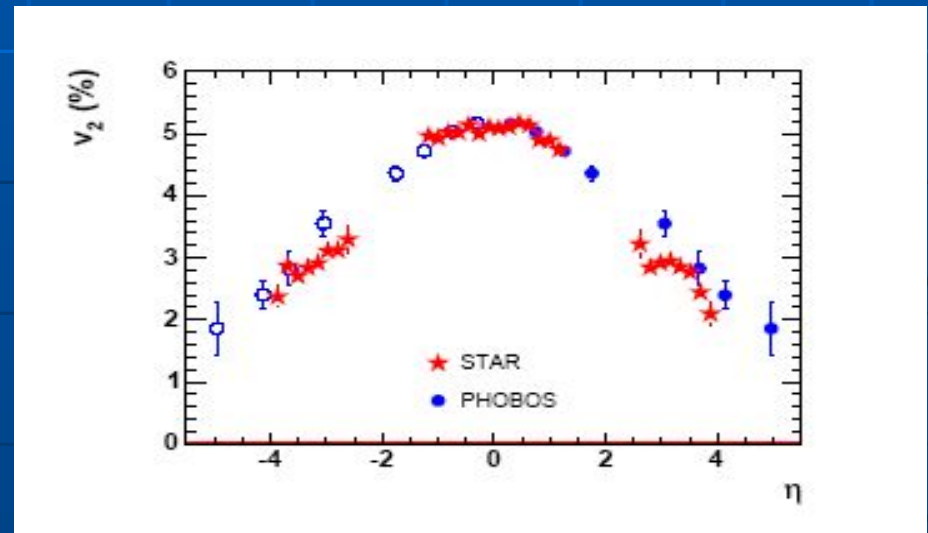
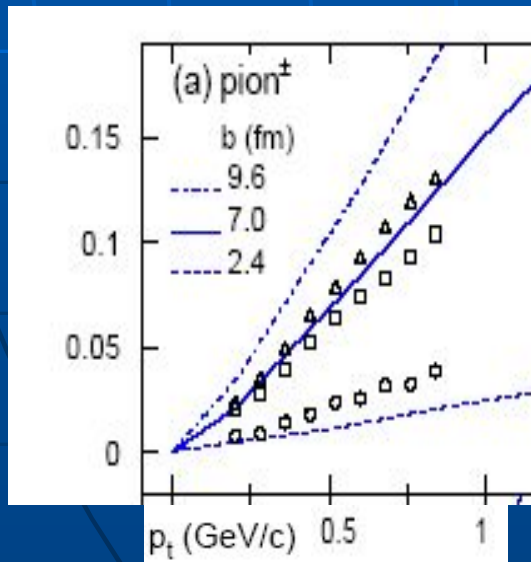
Проблемы ГМ.

б) Слишком быстрый рост с увеличением b .

в) Отсутствие зависимости от y .

г) Малые v_4 . $(v_4)^2 / v_2 = 1/2$; exp: 1.17 ± 0.01

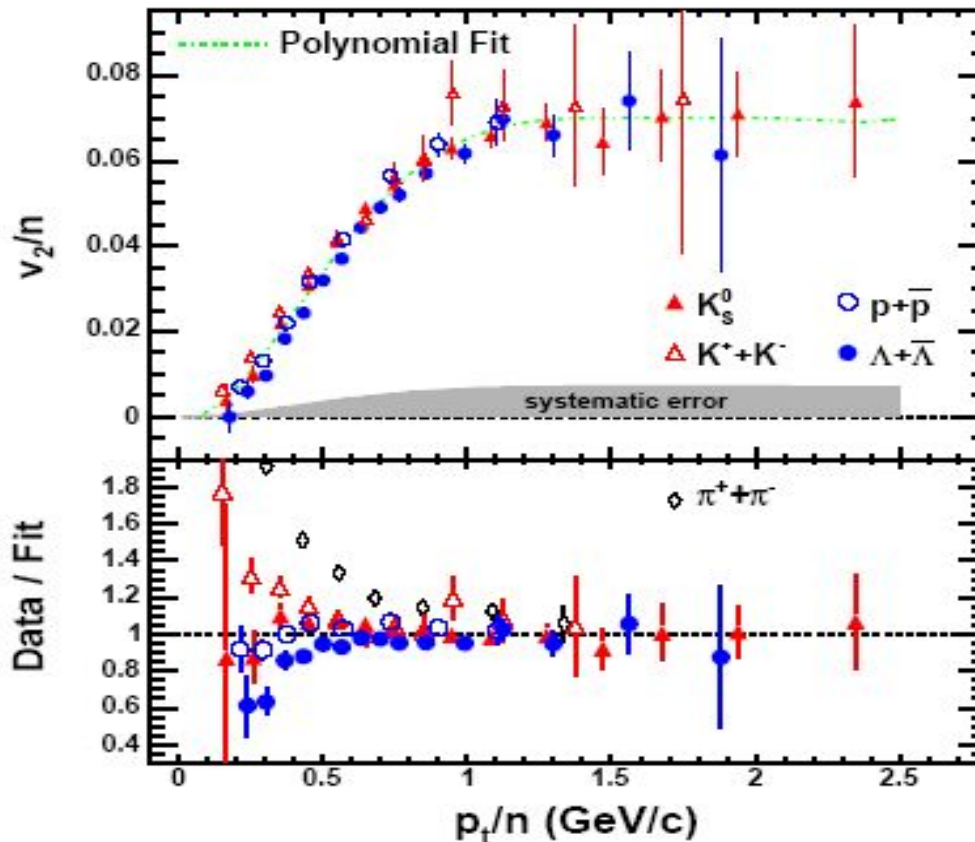
Малое число перерассеяний и отсутствие локального равновесия. **Blaizot et al.**



Модели эллиптического потока

Скейлинг для v_2/n , p_T/n ,

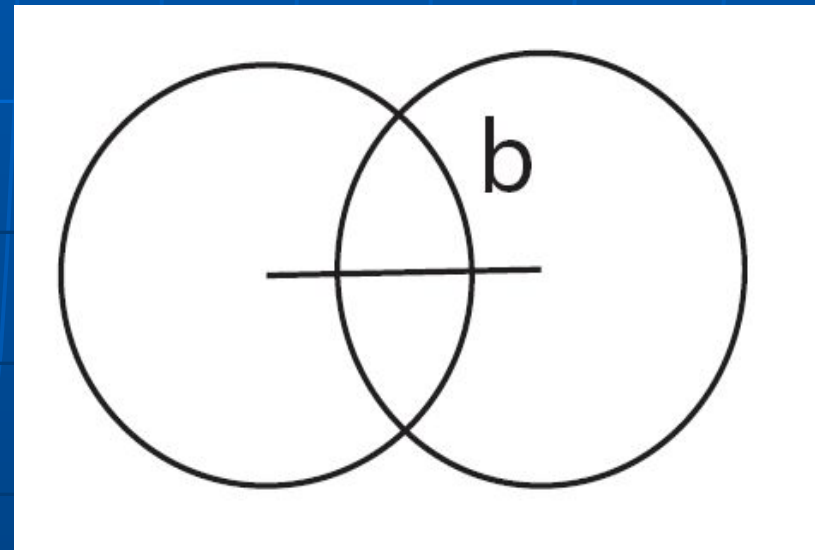
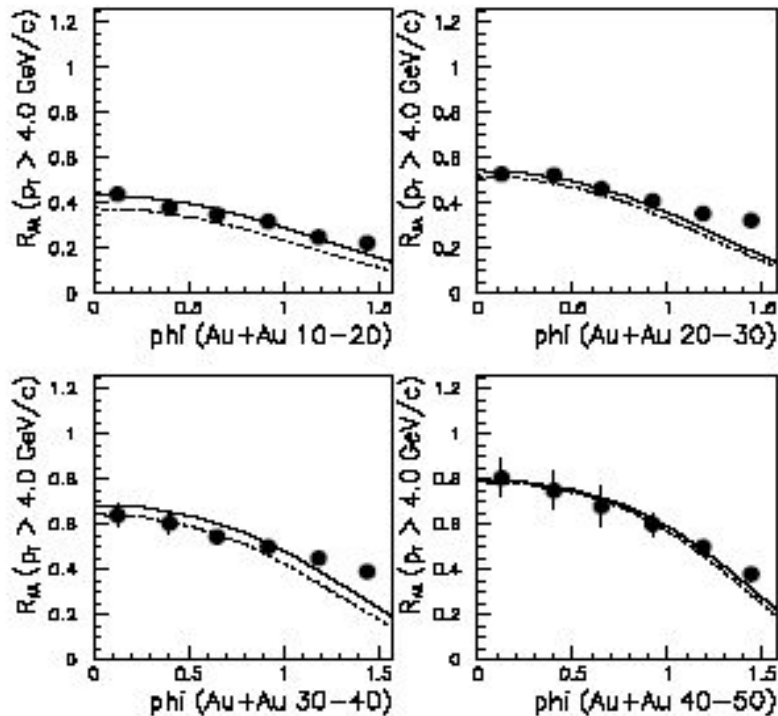
n – число составляющих кварков.



Модели эллиптического потока

В модели с взаимодействием в конечном состоянии V_2 возникает естественным образом.

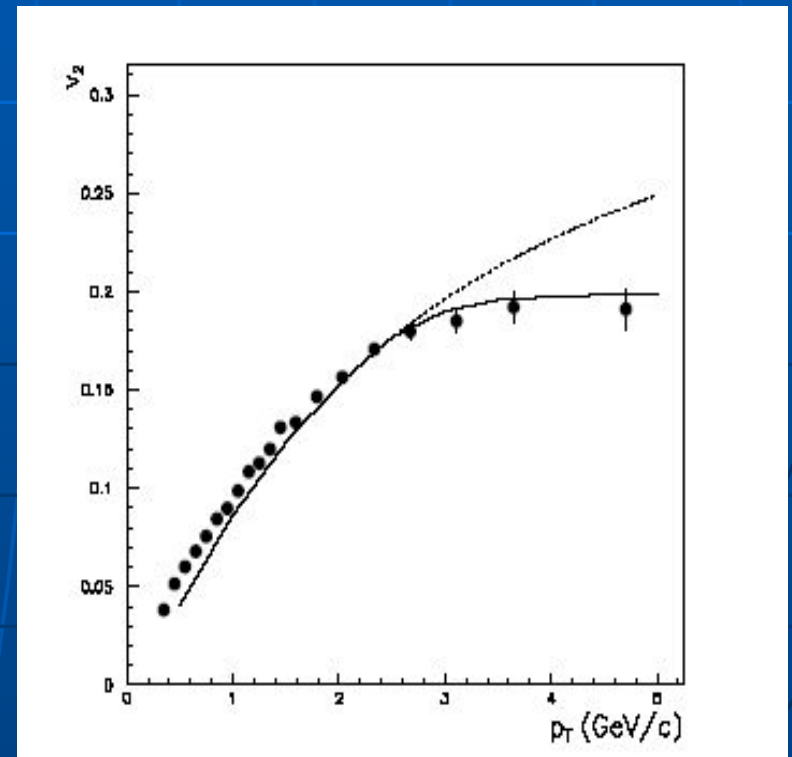
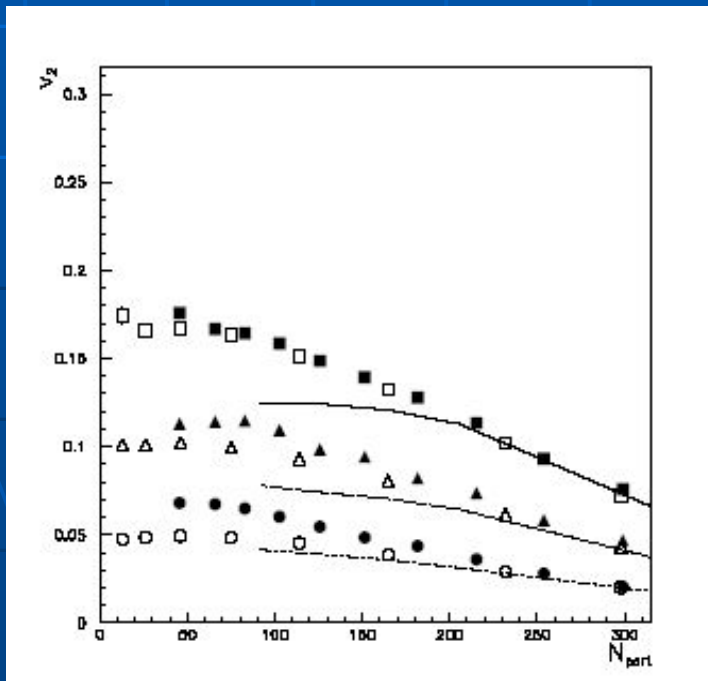
F.Capella, E.G.Ferreiro



Модели эллиптического потока

Модель воспроизводит зависимость V_2 от p_T (при всех p_T).

Недостаток- слишком слабая зависимость от b .



Модели эллиптического потока

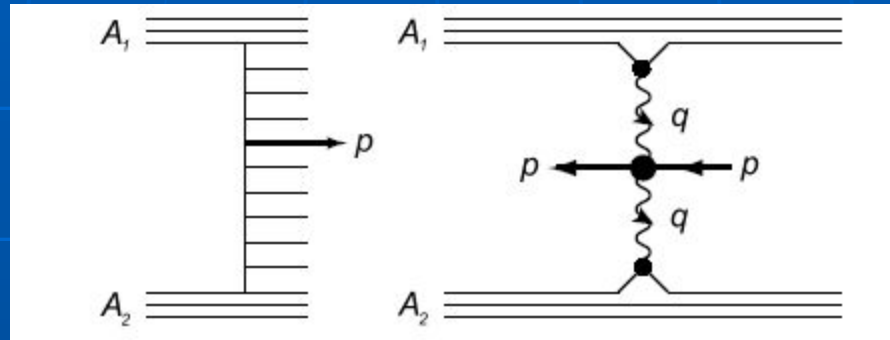
Большинство моделей основано на классическом подходе. Роль квантовых эффектов?

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

К.Г. Боресков, А.Б.К., О.В. Канчели

Вклад в V_2 даёт взаимодействие не только в конечном, но и начальном состоянии!

Модели эллиптического потока



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

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

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

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

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

$$\sigma \sim 1 \text{ mb} \quad (\sigma \sim 5 \text{ mb} \text{ при } \sqrt{s} \sim 20 \text{ ГэВ})$$

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

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

$$E_c = \frac{M_{c\bar{c}}^2}{2x_+} \frac{R_A}{\sqrt{3}}$$

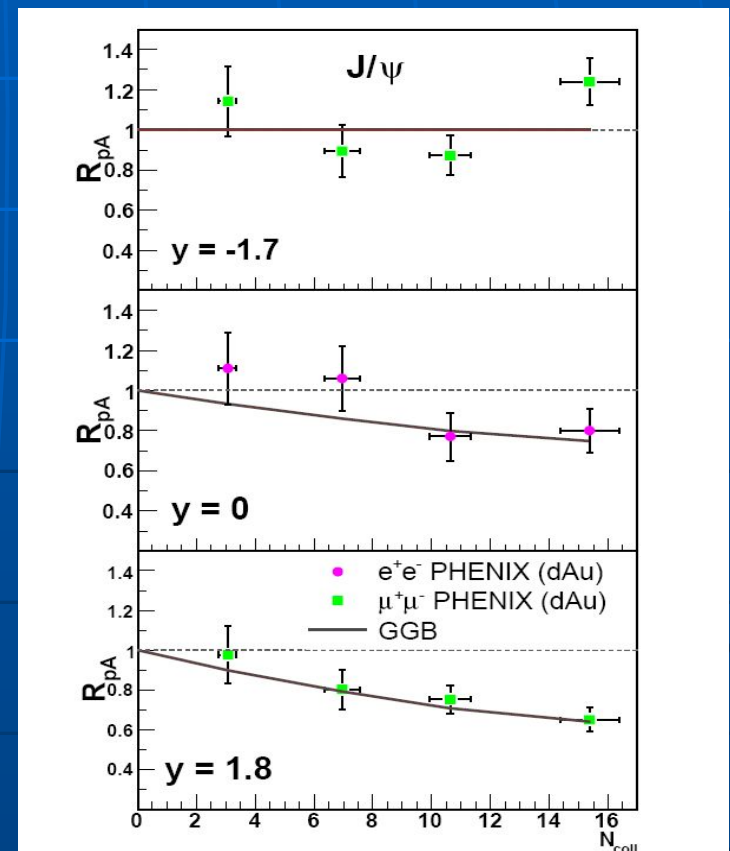
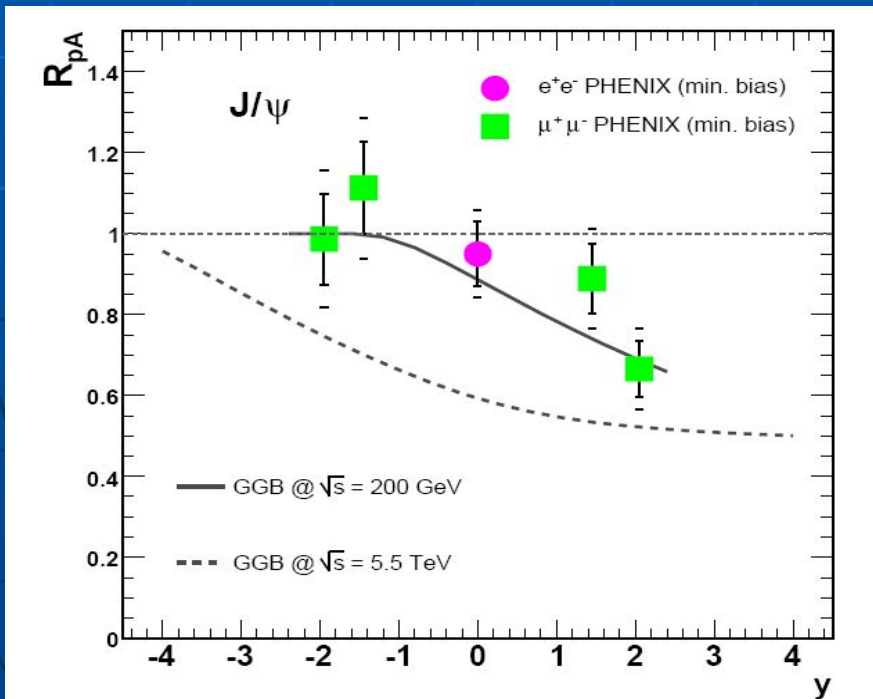
Формулы простейшей модели Глаубера не применимы,

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.

К.Туwониuk et al.



Ядерные эффекты для J/ψ в NA.

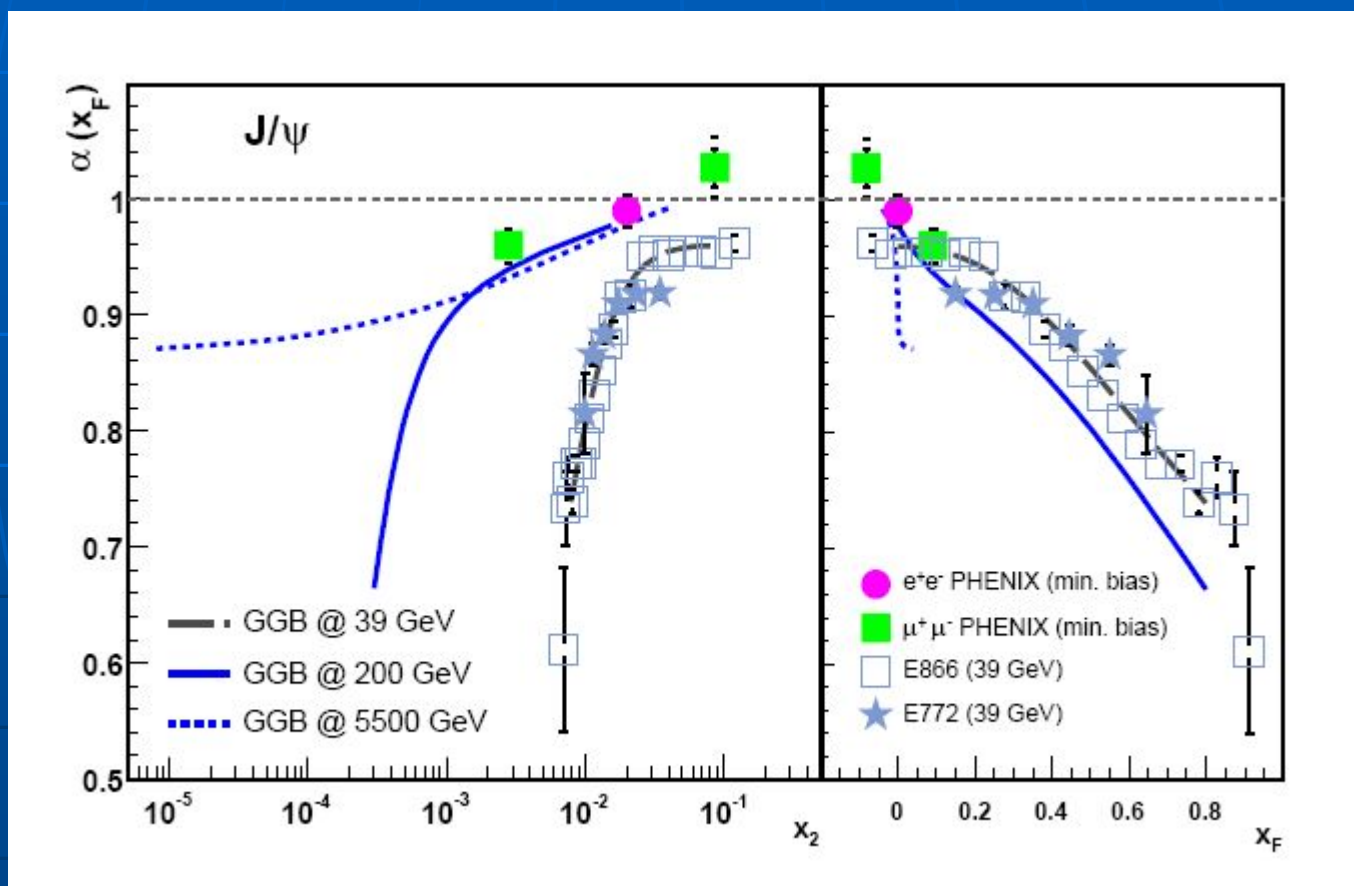
Параметризация инклюзивных сечений

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

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).

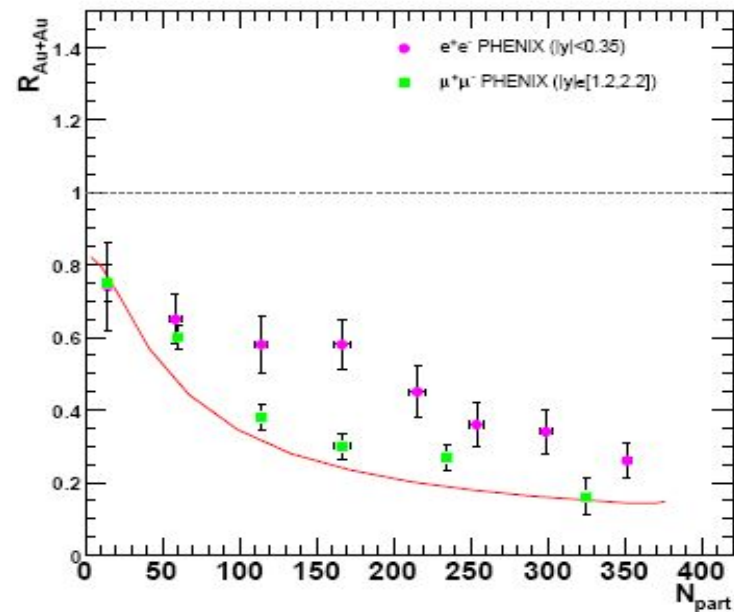
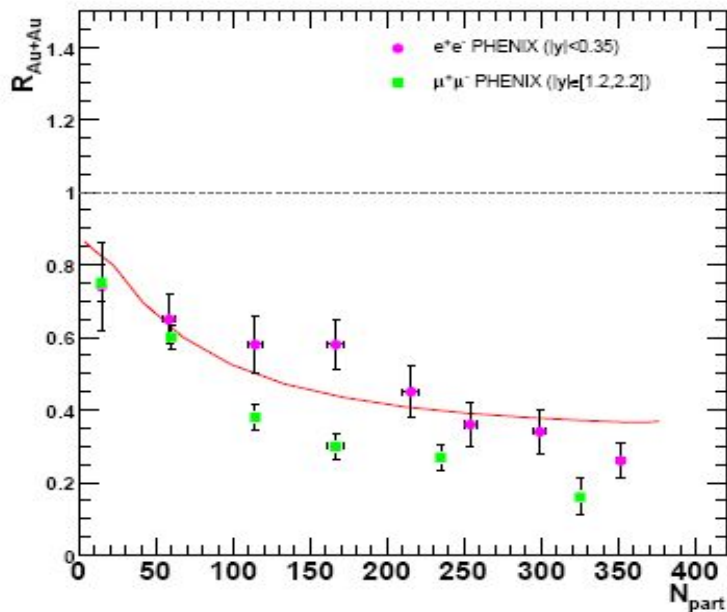
Ядерные эффекты для J/ψ в NA.

К. Tywoniuk et al.



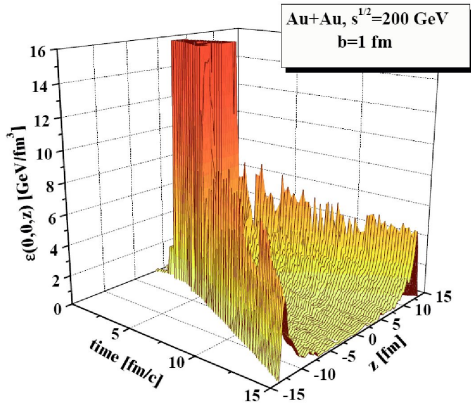
Рождение J/ψ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

Данные RHIC о рождении J/ψ -мезонов в столкновениях существенны для понимания процесса (представляют трудность для большинства



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

Energy density ε
($x=0, y=0, z; t$)



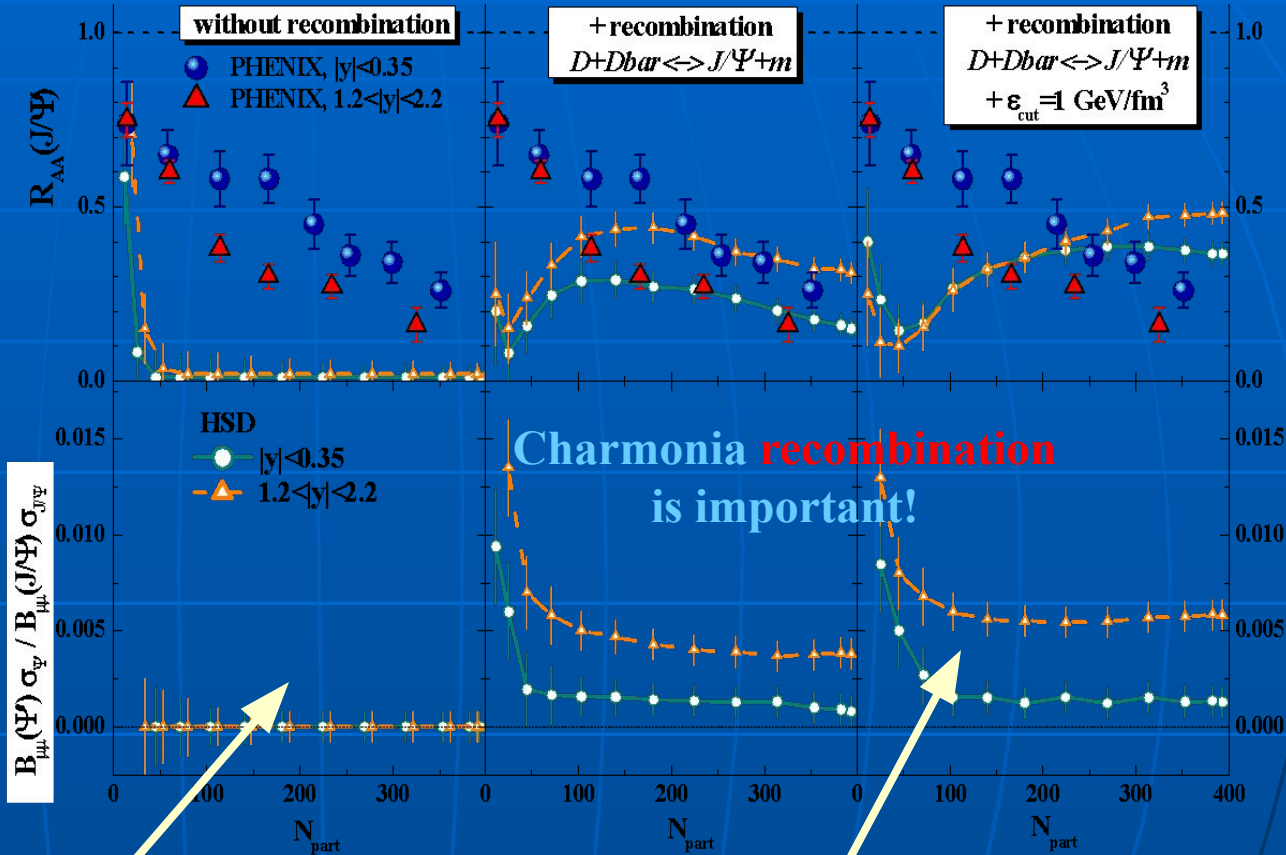
Threshold energy densities:

J/Ψ melting: $\varepsilon(J/\Psi)=16$ GeV/fm³

χ_c melting: $\varepsilon(\chi_c)=2$ GeV/fm³

Ψ' melting: $\varepsilon(\Psi')=2$ GeV/fm³

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



Energy density cut $\varepsilon_{cut} = 1$ GeV/fm³ 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

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

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

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

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

При учёте рекомбинации

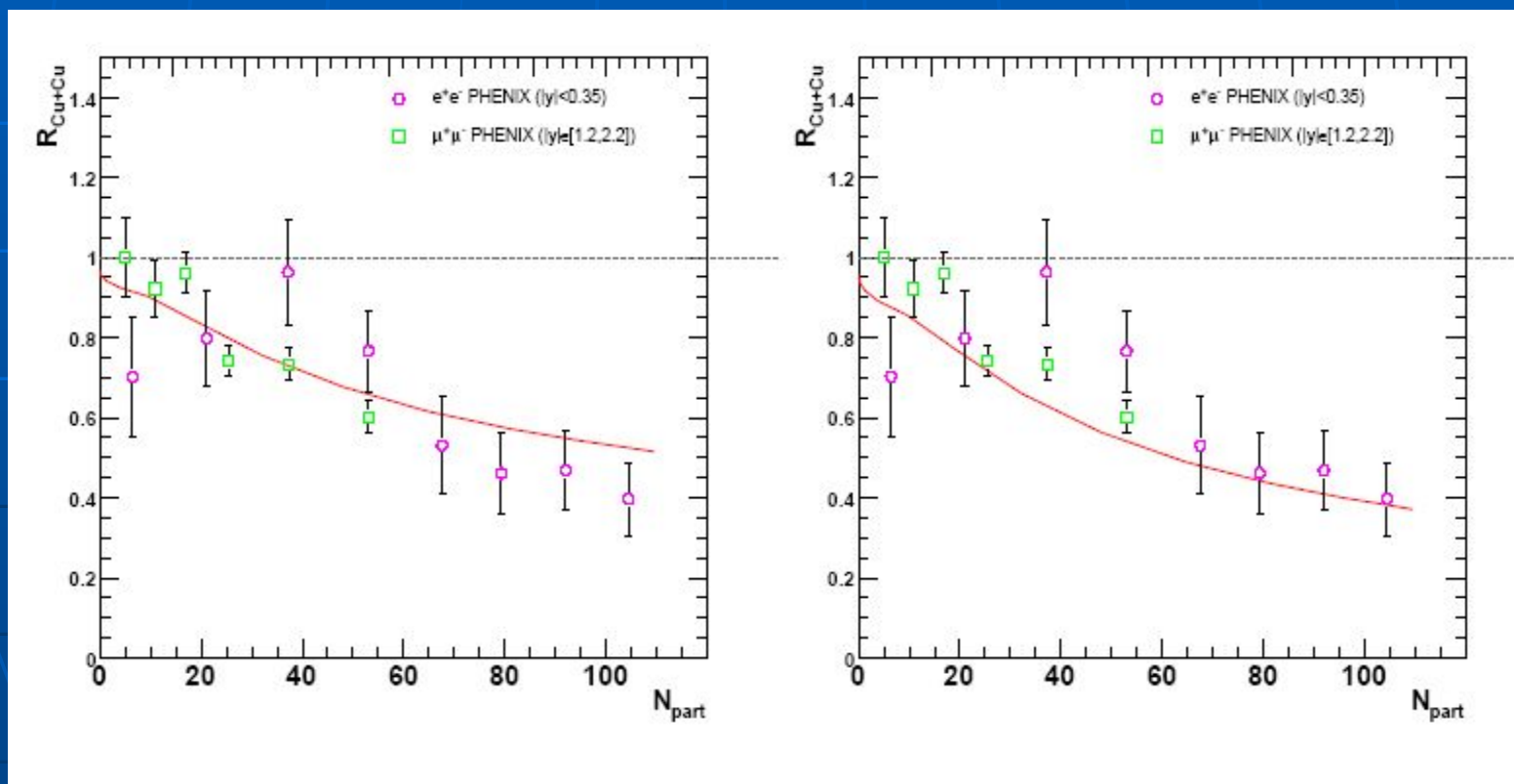
$$S^{CR}(b, s, y) = \exp \left\{ -\sigma [N^{co} - C n(b, s)] \ln \left[\frac{N^{co}}{N_{pp}(0)} \right] \right\}$$
$$C = \frac{(dN_{pp}^D/dy)^2}{dN_{pp}^{J/\psi}/dy}$$

Величина C быстро растёт с увеличением энергии и при энергии $\sqrt{s} = 200$ Гэв $C \sim 1$.

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 $x \rightarrow 0$ могут быть вычислены, используя формализм Грибова.

Заключение.

- Взаимодействия партонных 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 быстрой главной 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 кваркониев происходит смена динамич. режима при энергиях RHIC.