

# О теоретической интерпретации данных RHC.

А.Б. Кайдалов

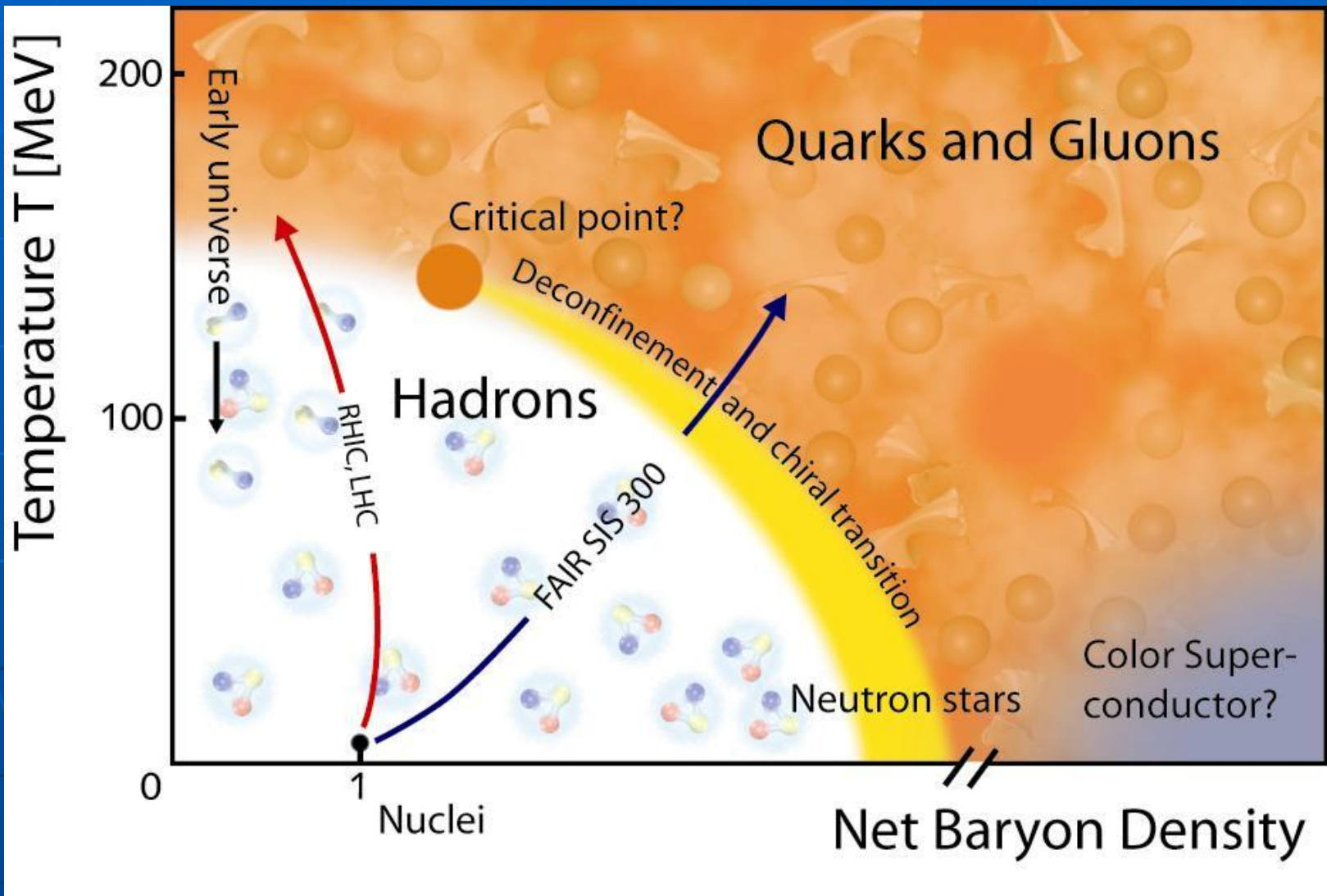
# Содержание:

- Введение.
- Ядерное экранирование кварков и глюонов.
- Инклюзивные спектры в ядерных взаимодействиях.
- Анизотропные потоки.
- Рождение  $J/\psi$ -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<sub>s</sub>).  
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.

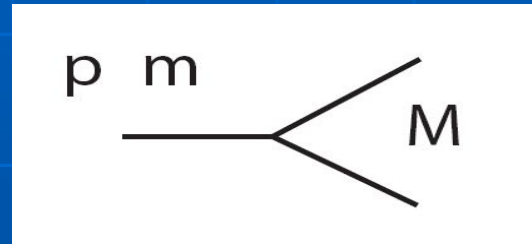
При исследовании ядро-ядерных взаимодействий возникает ряд важных вопросов:

- 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».

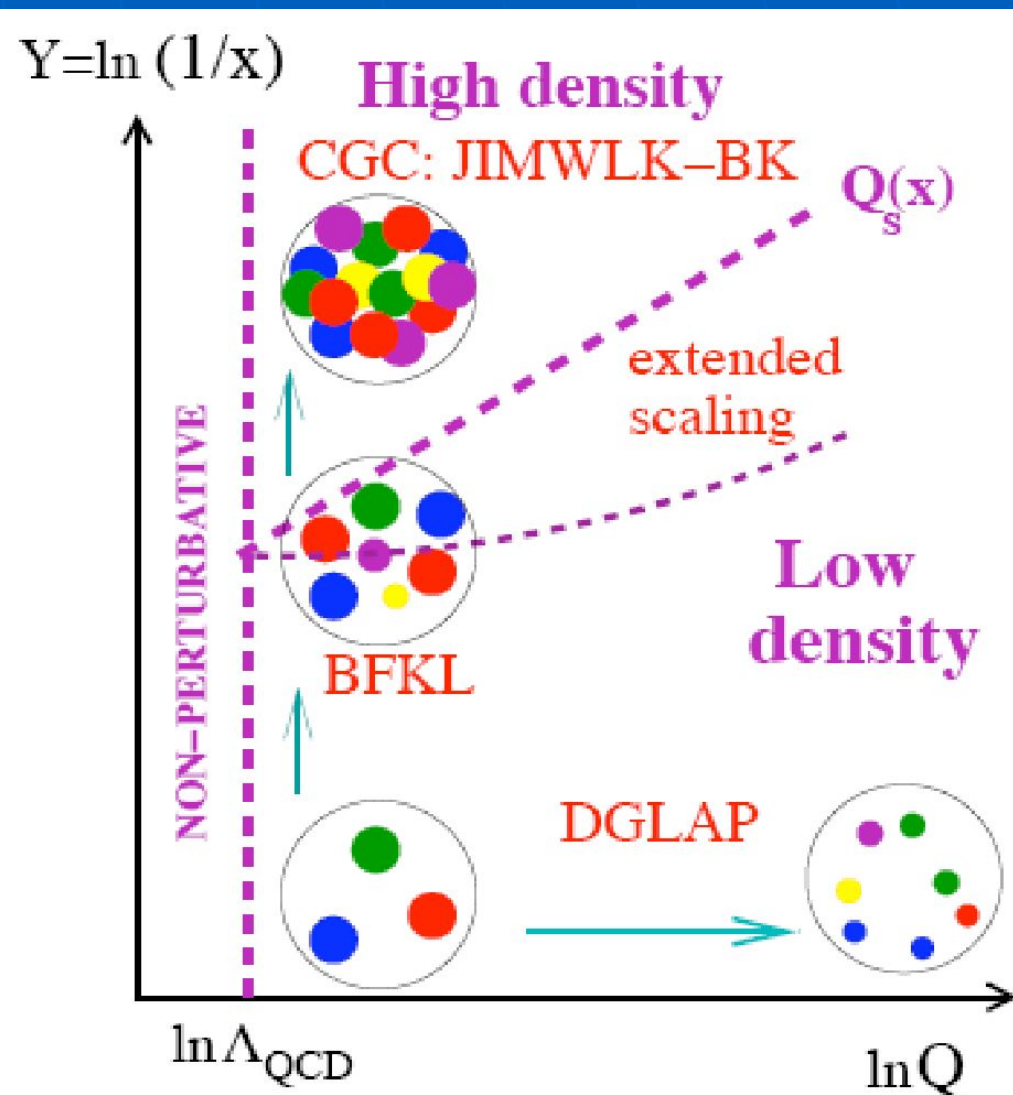
Расчеты глюонной компоненты ядер в пределе «насыщения» проводились на основе теории возмущений КХД.

“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.

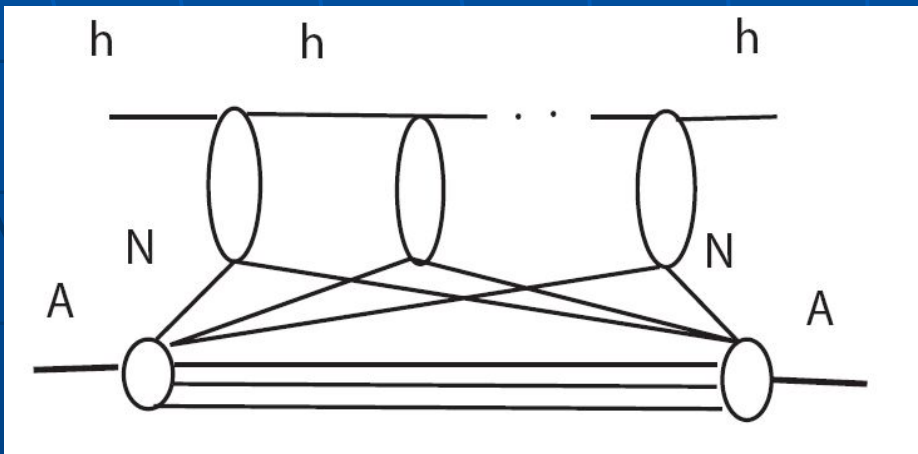
- Пространственно-временная картина  $hA$  (AB) – взаимодействий изменяется при энергии  $E_c$  когда  $l_{coh} \sim \Delta t \sim R_A$ .

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

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

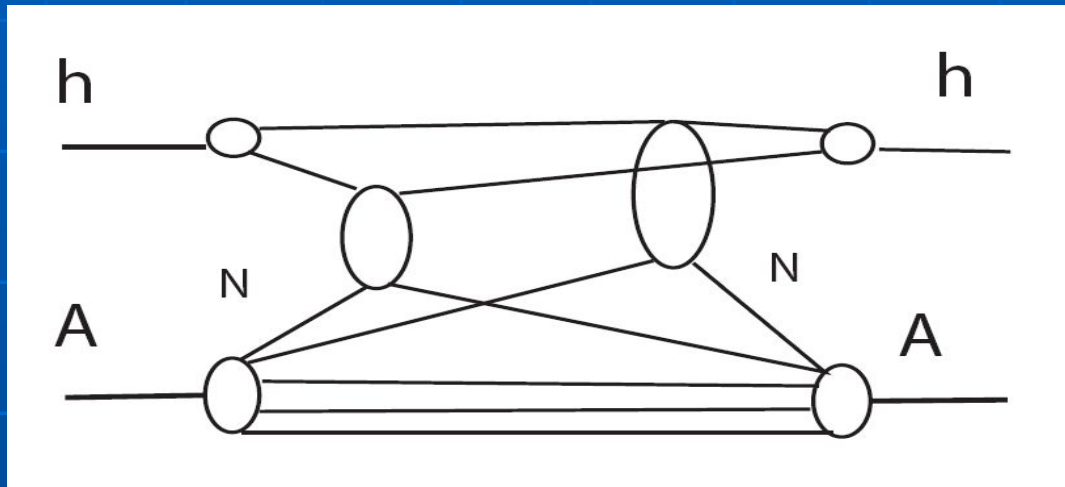
**последовательных** перерассеяний

начального адрона на нуклонах ядра (модель Глаубера).



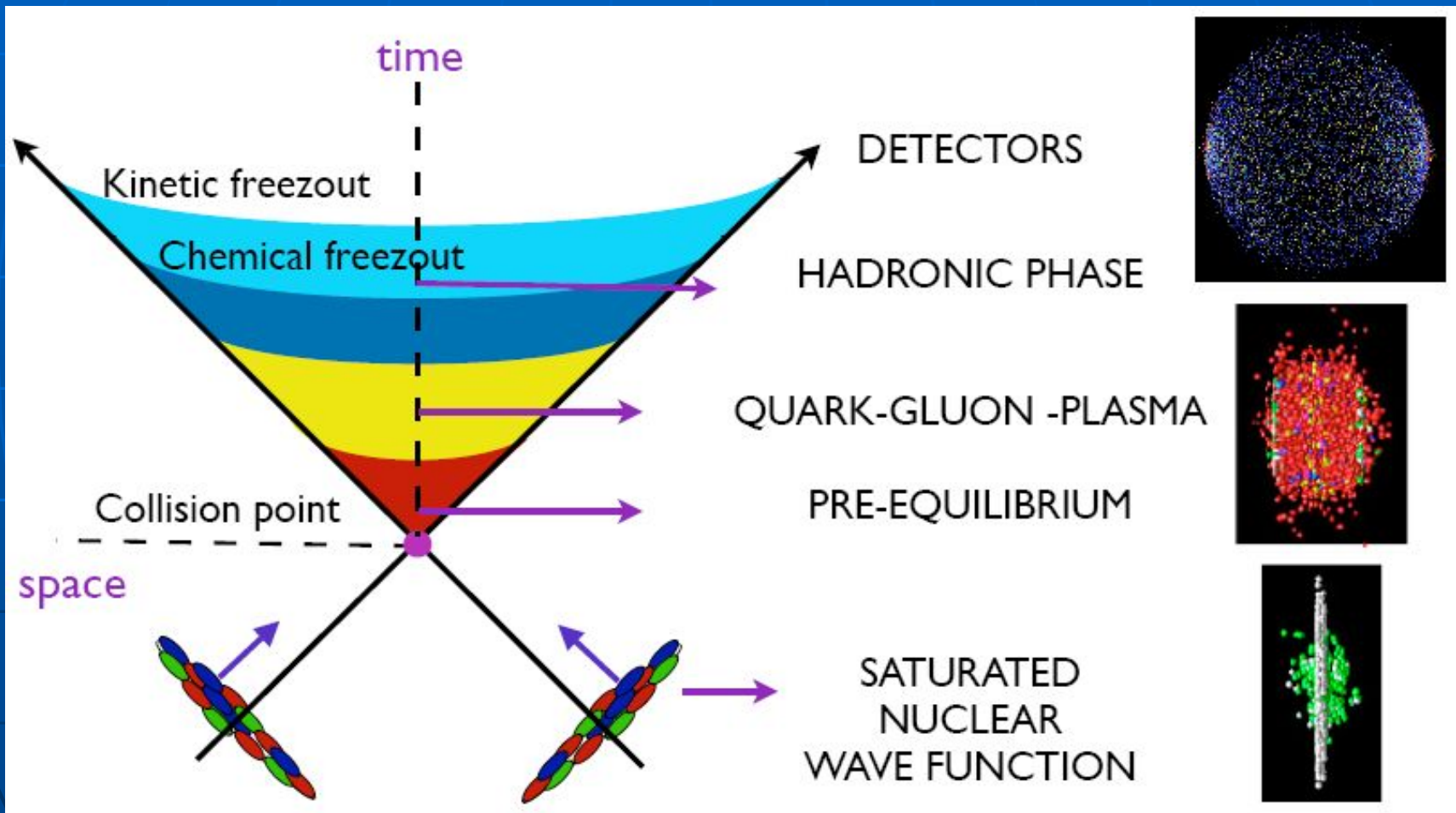
# Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

- 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.

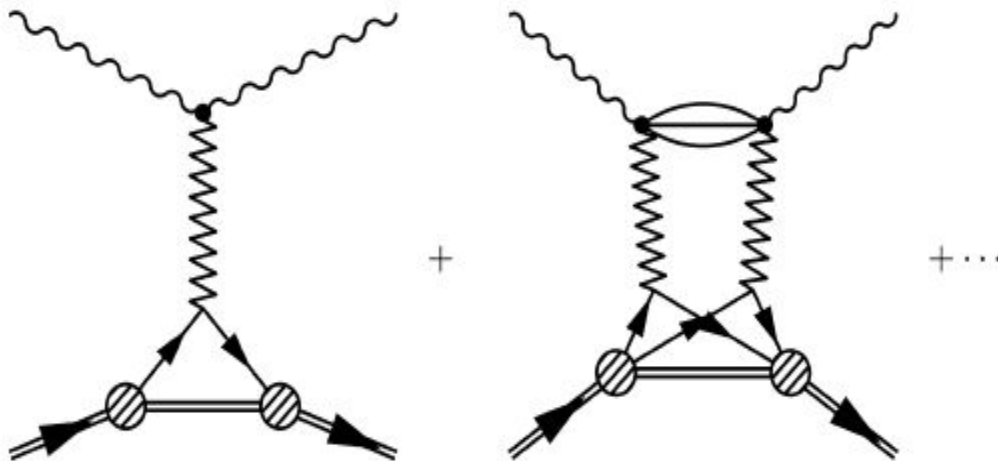
# Пространственно-временная картина взаимодействия ядер.



# Ядерное экранирование кварков И ГЛЮОНОВ.

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

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



# Вклад второго перерассеяния

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

где

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

Продольная часть ядерного форм-фактора

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

$$t_{min} = -m_N^2 x_P^2,$$

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 $\gamma^*$ - СТОЛКНОВЕНИЯХ.

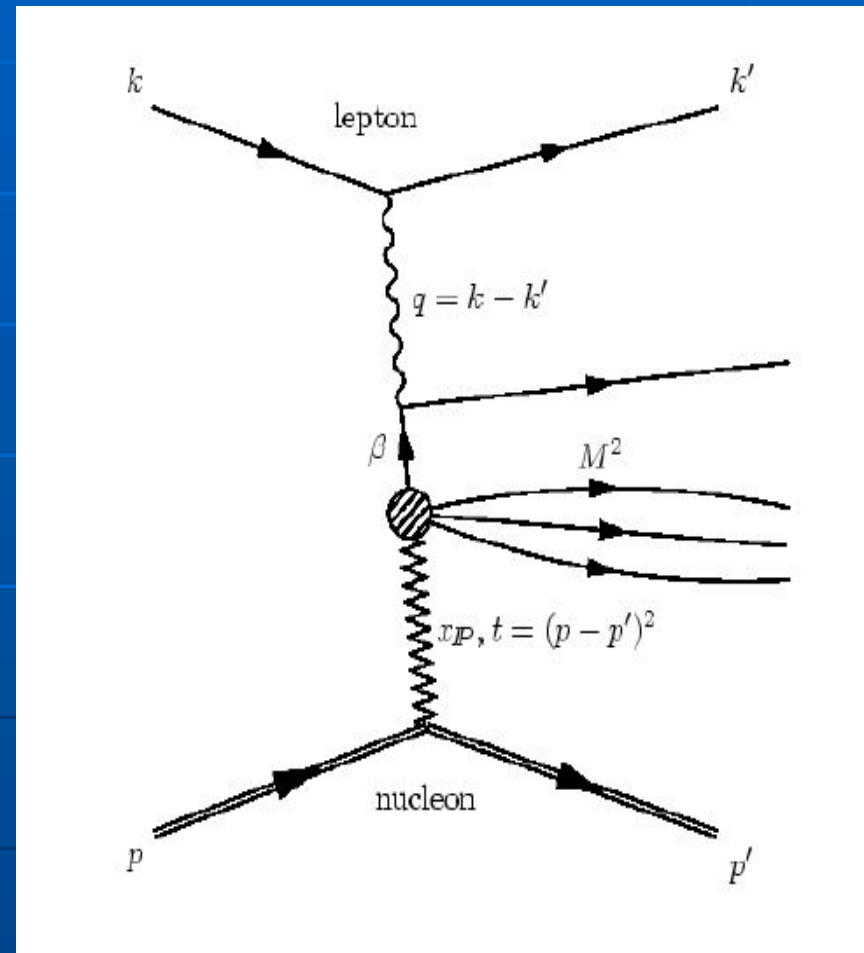
Для вычисления ядерного экранирования в этом подходе необходимо знать соответствующие сечения дифракционной диссоциации на нуклоне.

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 $\gamma^*p$ -столкновениях.

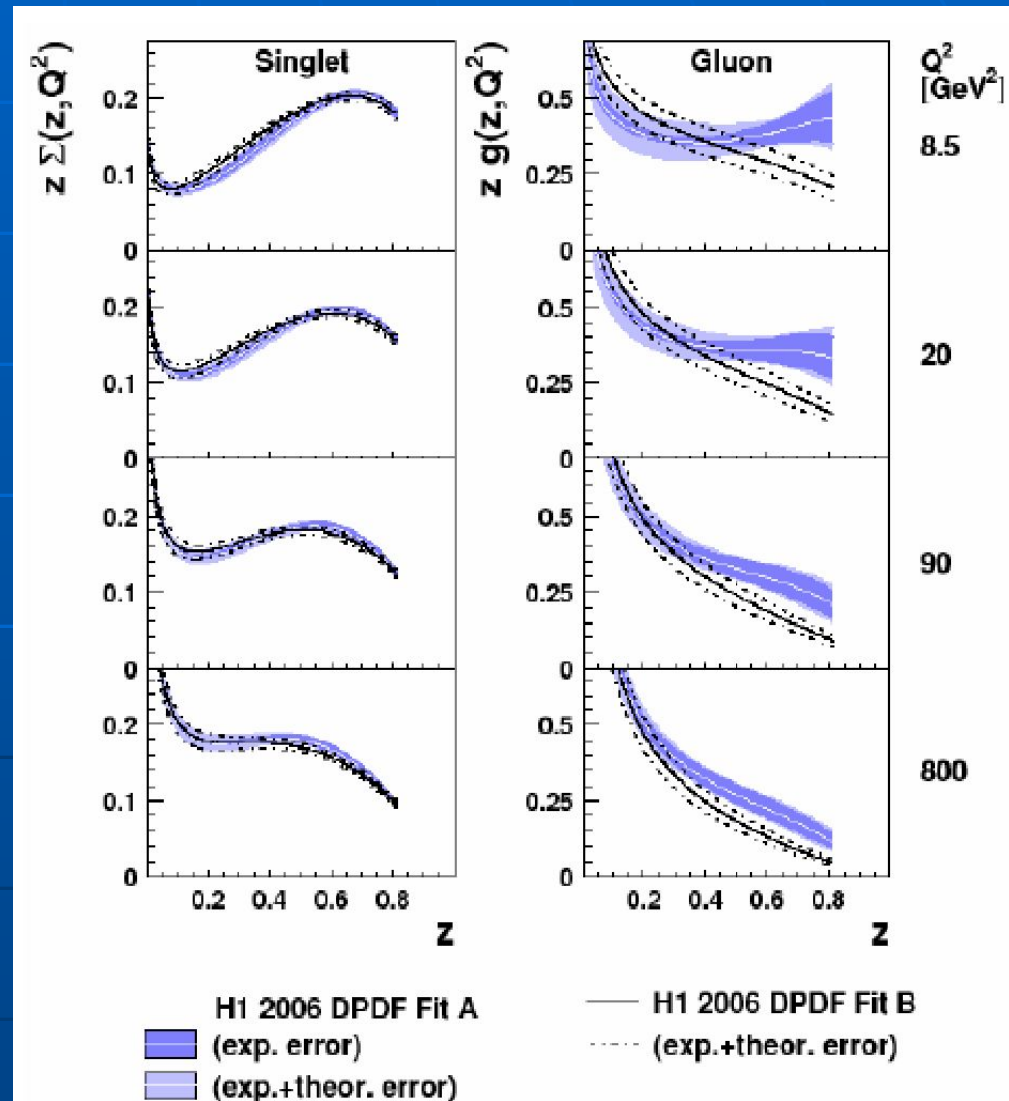
В работе N.Armeo et al использовалась унитарная модель  $\gamma^*p$  – взаимодействий, справедливая в широкой области  $Q^2$ .

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



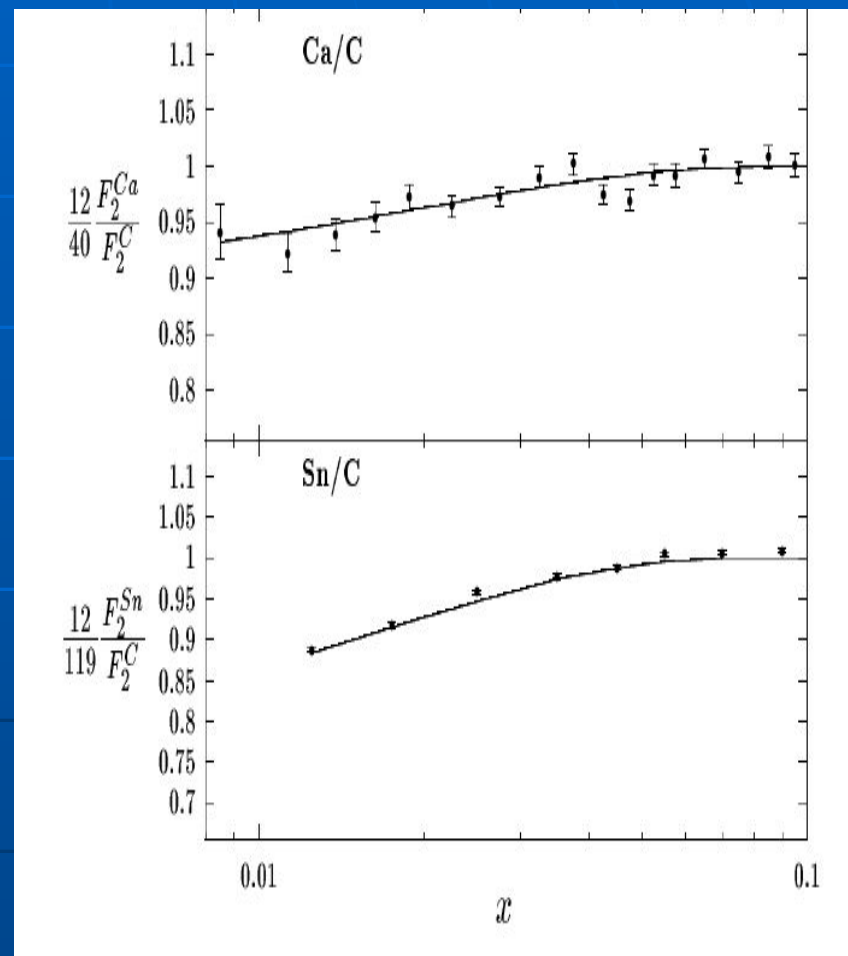
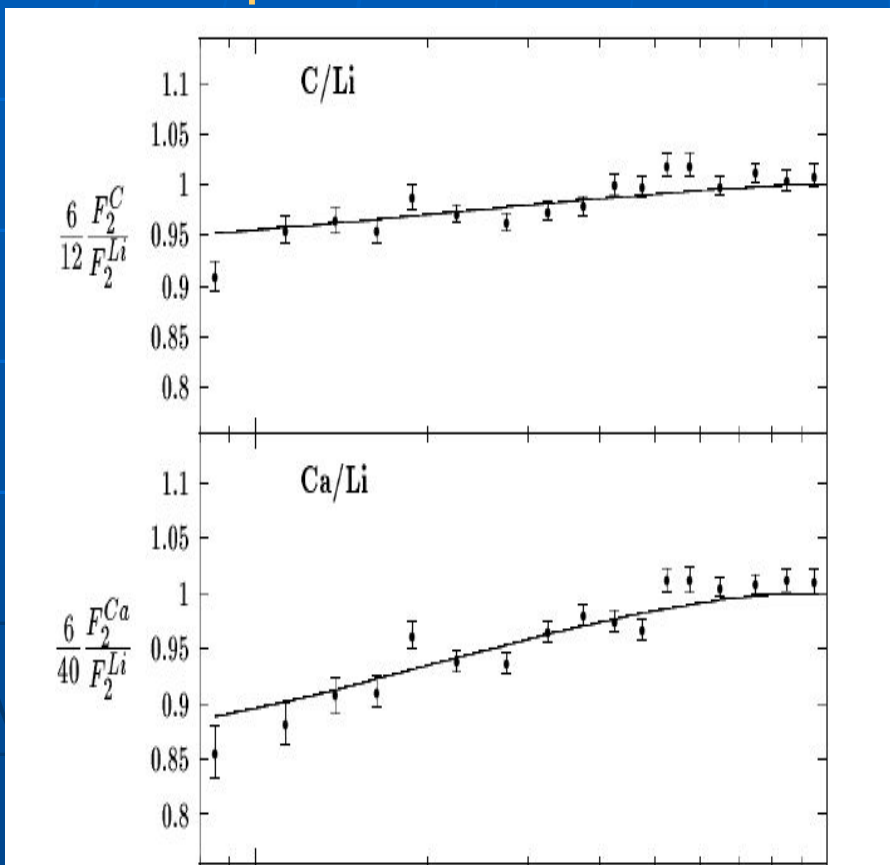
# Распределения кварков и глюонов в помероне.

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



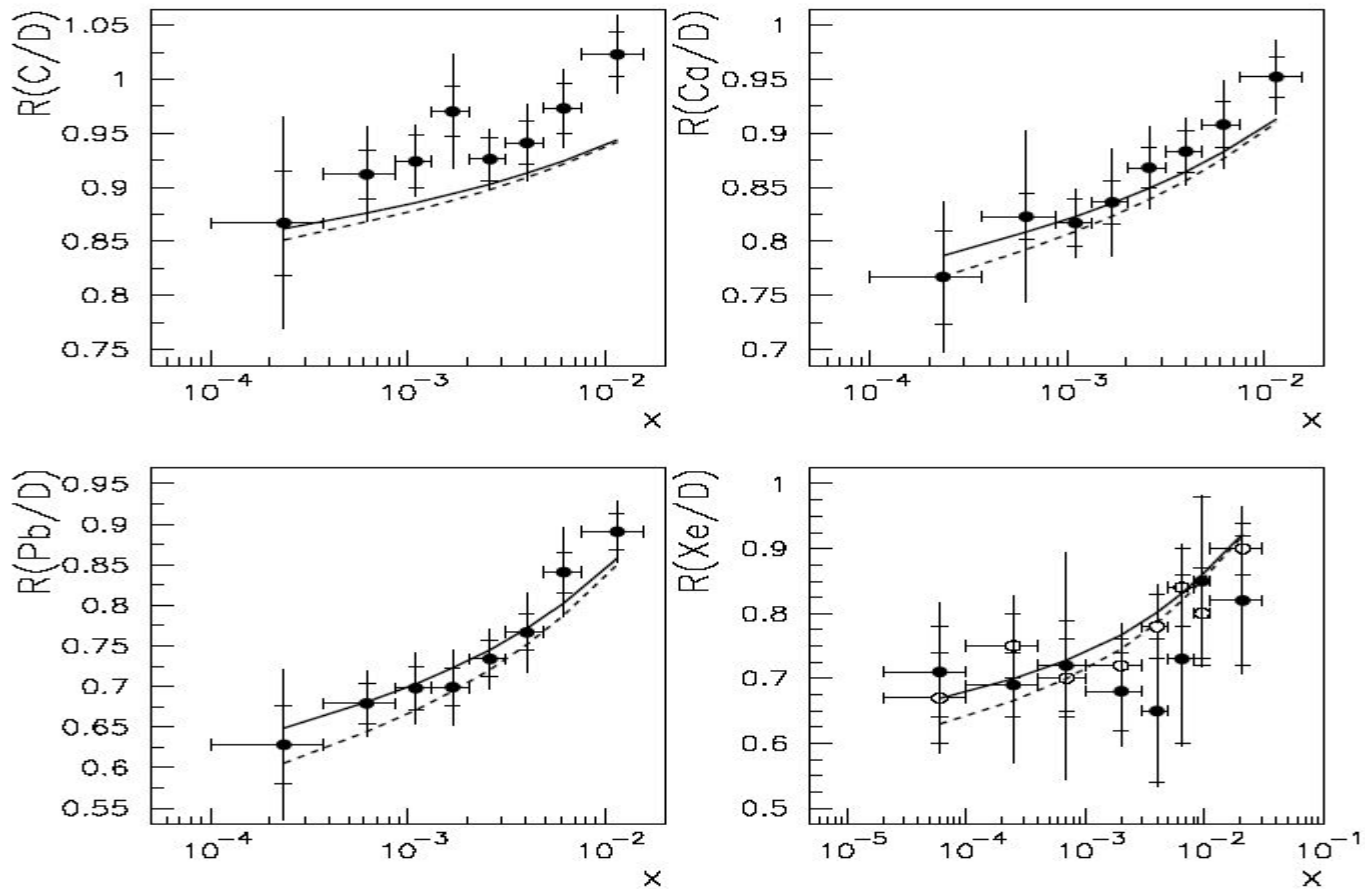
# Сравнение с экспериментом (NMC)

A. Capella et al



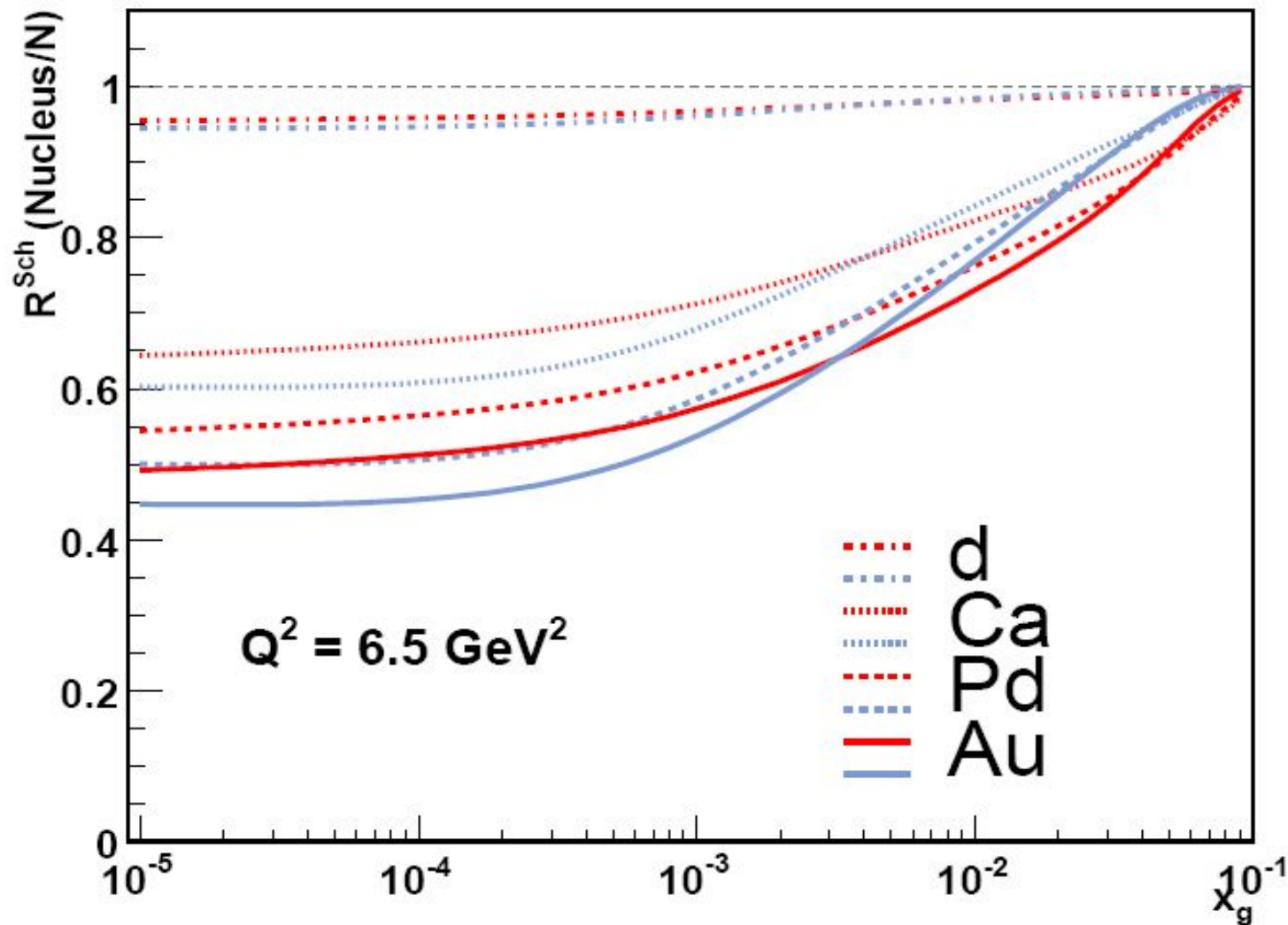
# Сравнение с экспериментом (E665)

N.Armeo et al



# Экранирование для глюонов

Красные кривые – фит А, синие – фит В



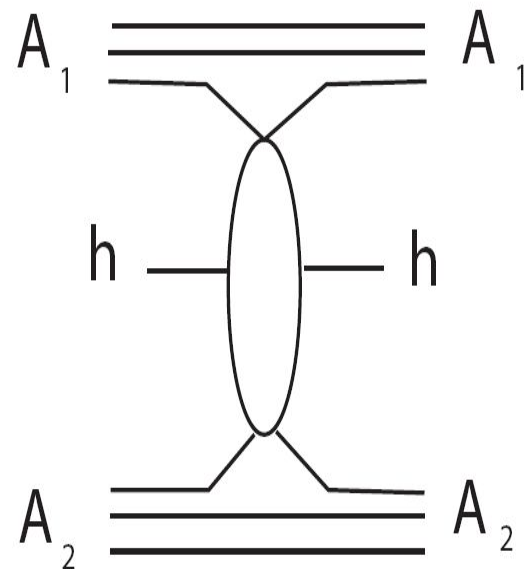
# Инклюзивные спектры и плотности частиц.

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

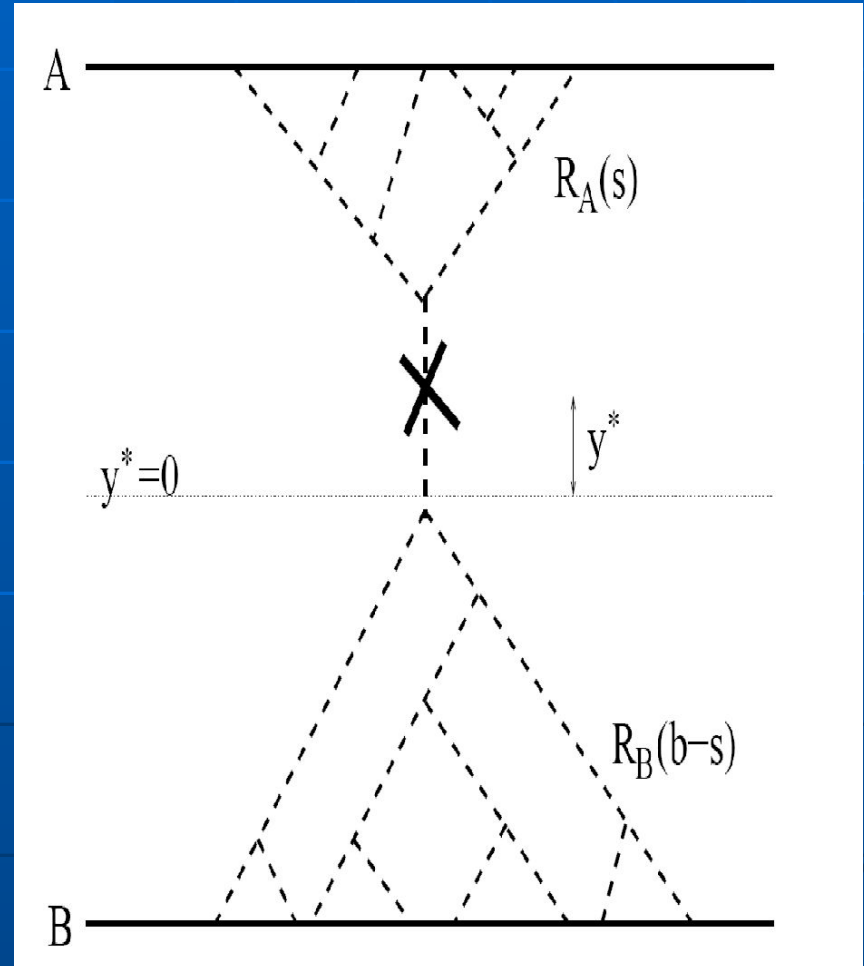
столкновений (тоже, что и в модели Глаубера). Обычно ядерные эффекты  $R_{A_1A_2}$  определяются по отношению к формуле (\*).



# Вычисление эффектов, связанных с экранированием мягких партонов.

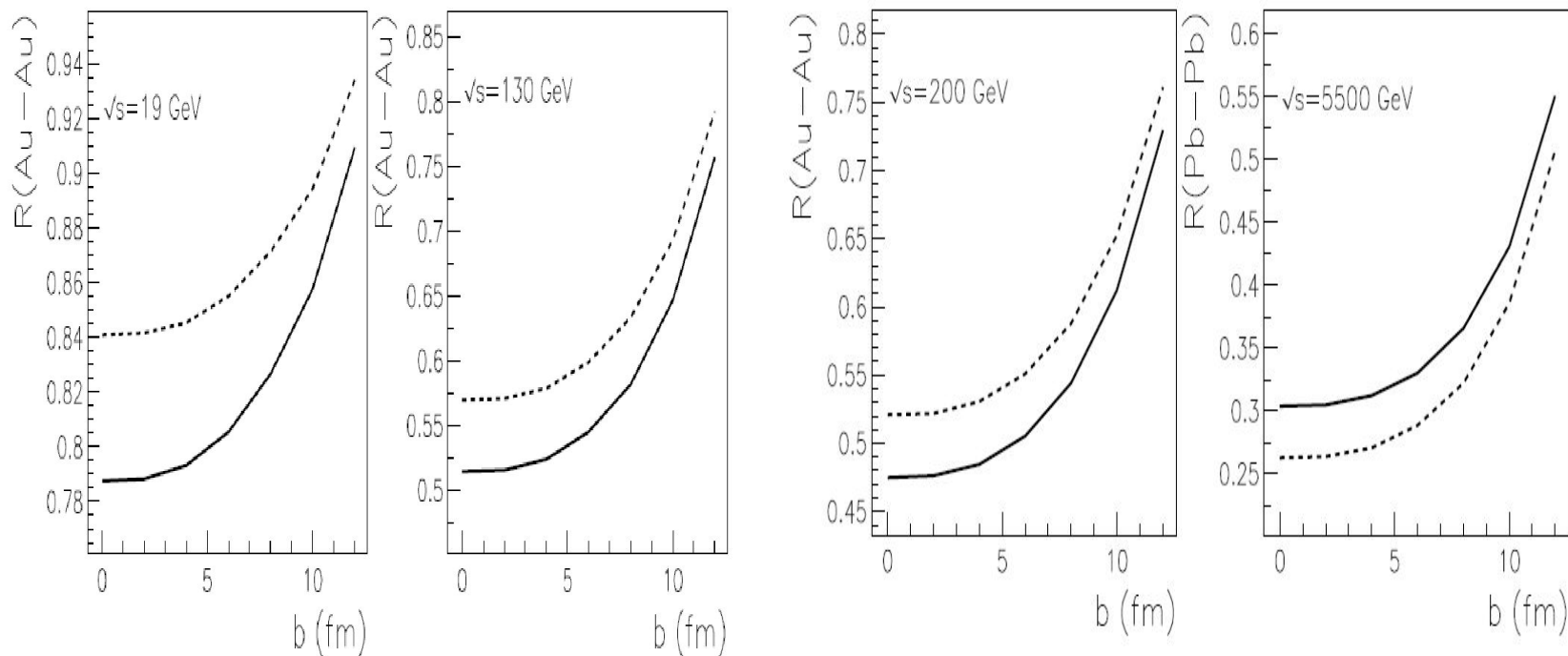
В модели Швиммера подавление инклюзивных спектров описывается простой формулой

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



# Зависимость подавления от энергии и прицельного параметра.

N.Armeo 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	$630 \pm 120$	$555 \pm 12 \pm 35$
$\pm 100$		$622 \pm 1 \pm 41$

# Ядерные эффекты при больших $p_T$ .

В простейшей кинематике столкновения партонов

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

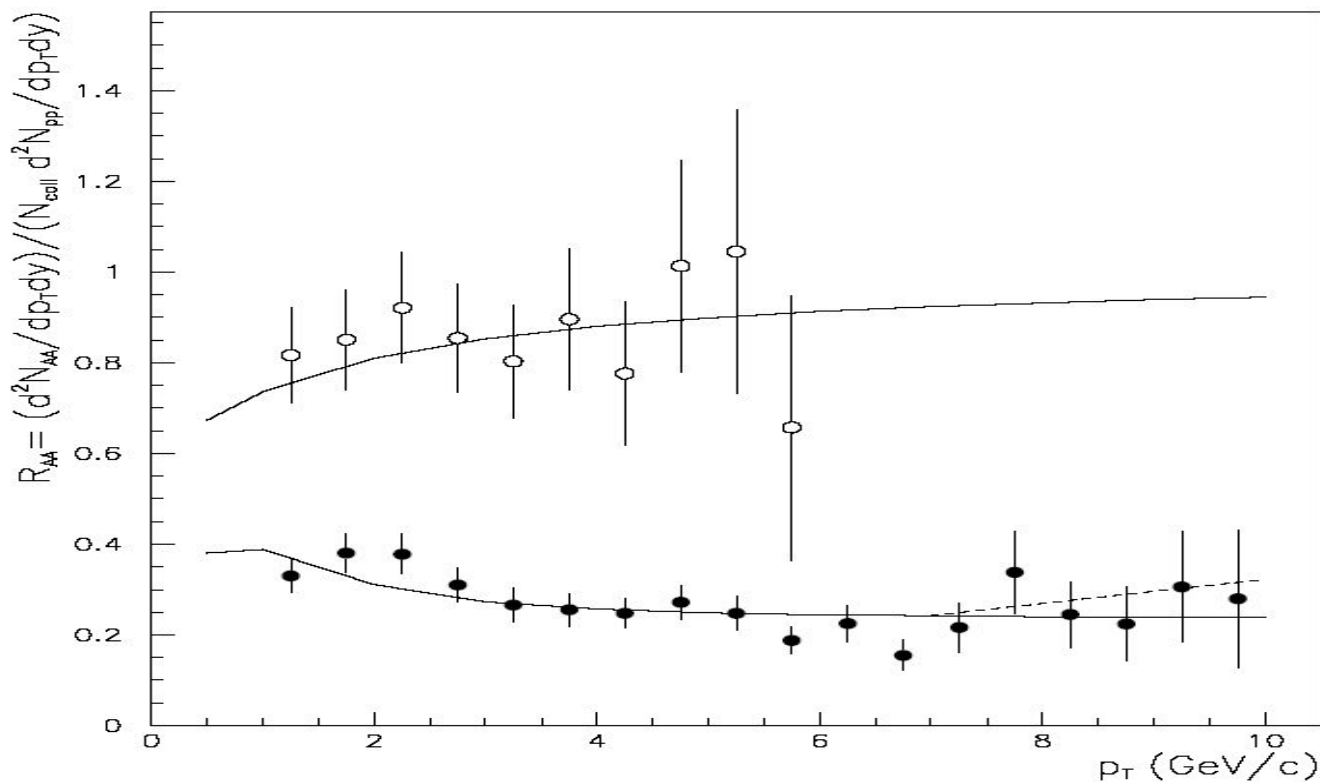
Условие  $x \ll 1/m_N R_A$  накладывает при заданной энергии ограничения на величину  $m_T$ .

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 $\pi^0$ -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

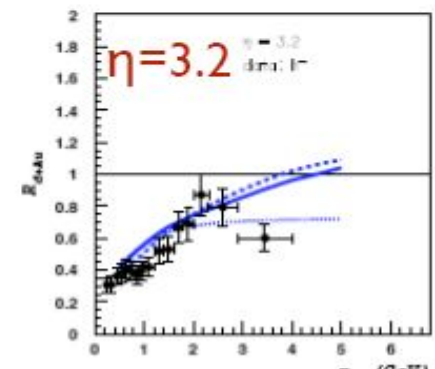
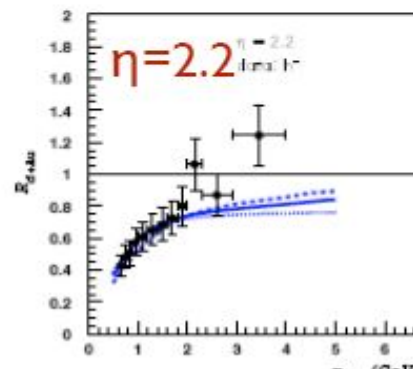
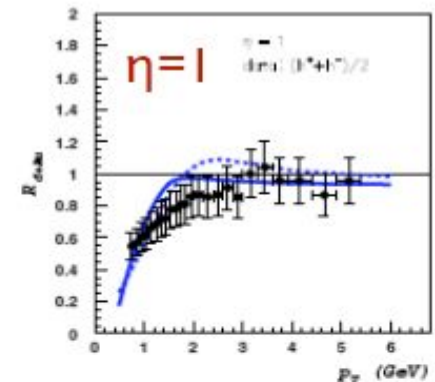
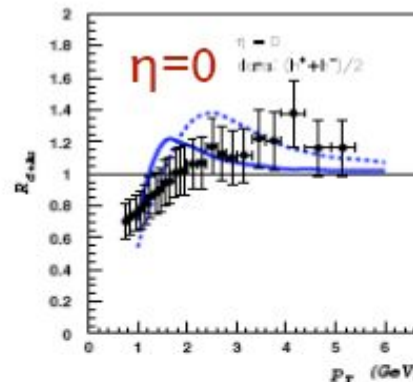
$x \ll 1/m_T R_A$  даже при больших  $p_T$ .

Экспериментальные данные о D-Au

(Brhams)

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

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

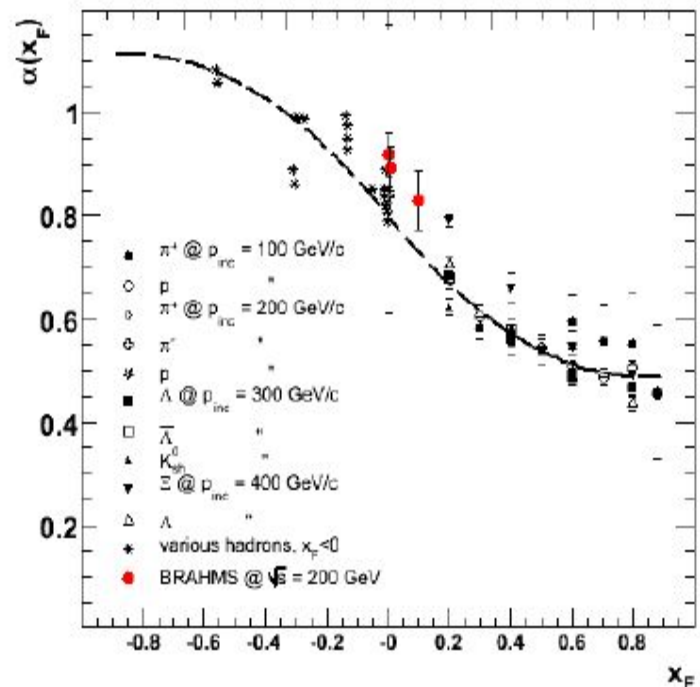




# Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

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

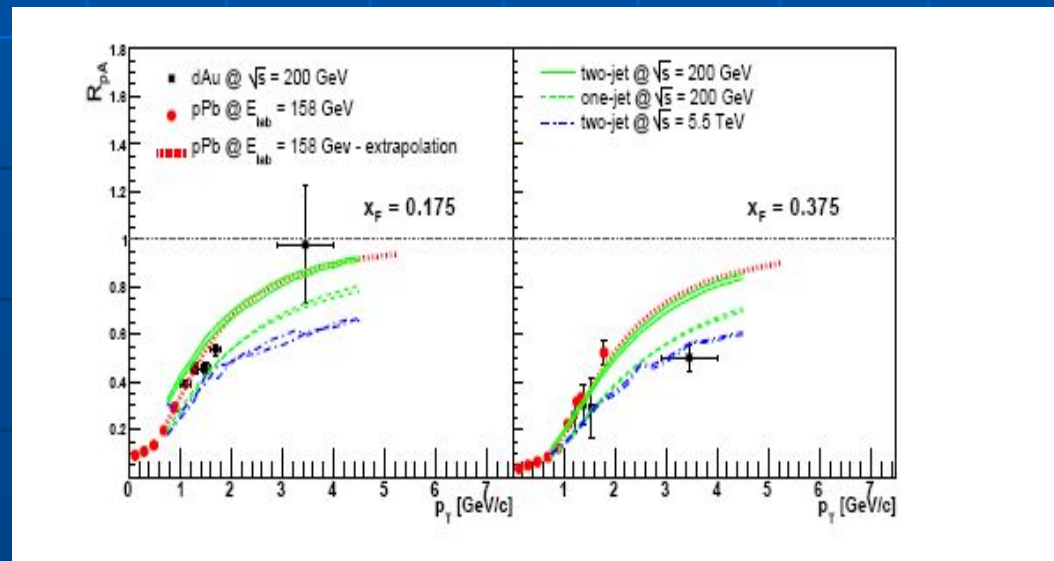
Скейлинг по переменной  $x_F$  – эффекты связанные сохранением энергии-импульса.

Сравнение данных RHIC и SPS указывает на приближённый

$x_F$  –скейлинг.

Эффект экранировки глюонов мал.

К. Tuwonik et al.



# Анизотропные потоки.

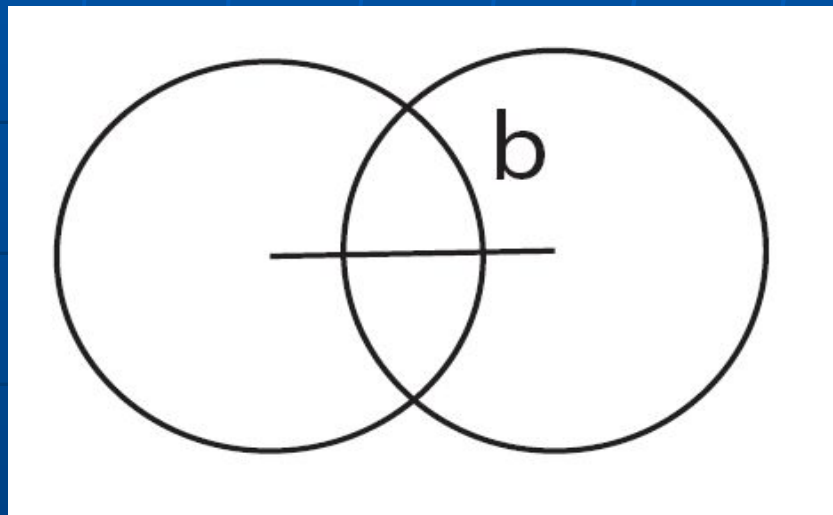
Анизотропия области перекрытия ядер проявляется в угловых распределениях образующихся частиц.

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

$v_2$  – эллиптический поток.

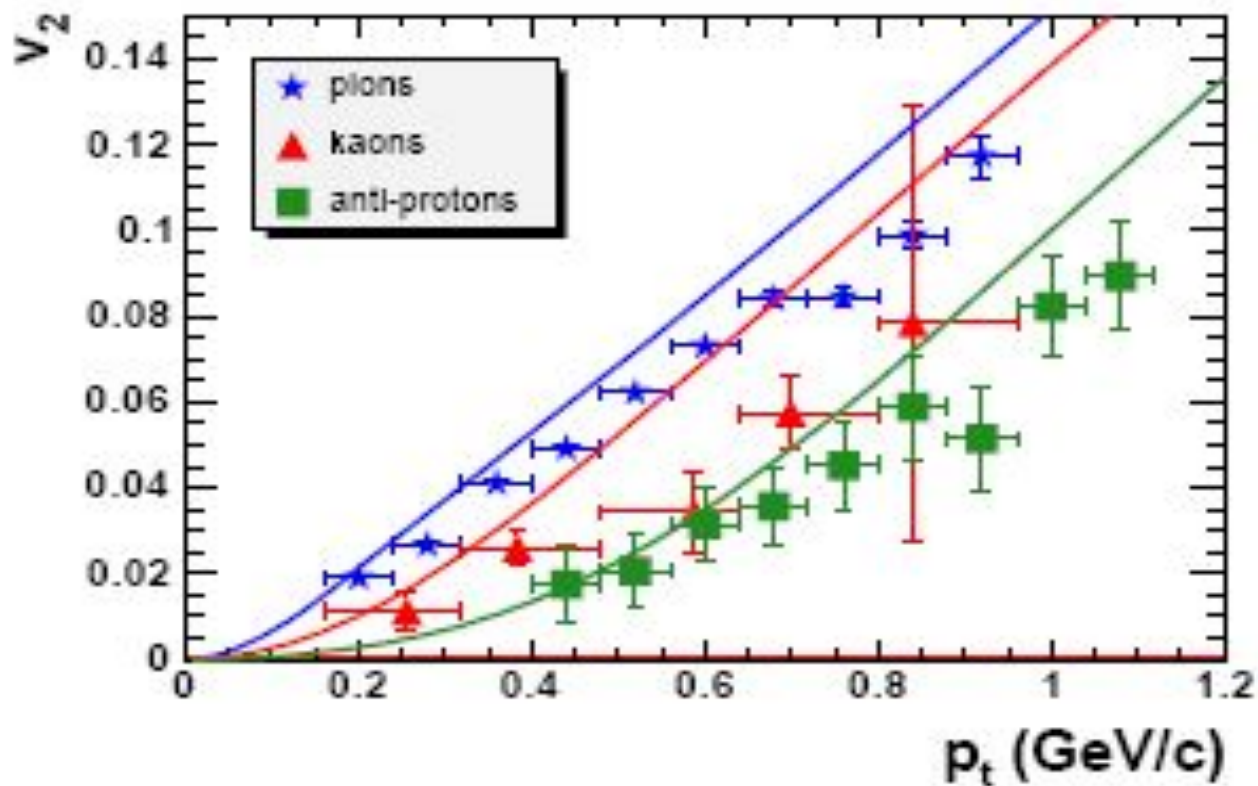
$$v_2(b, p_T, y, s)$$

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



# Эллиптический поток.

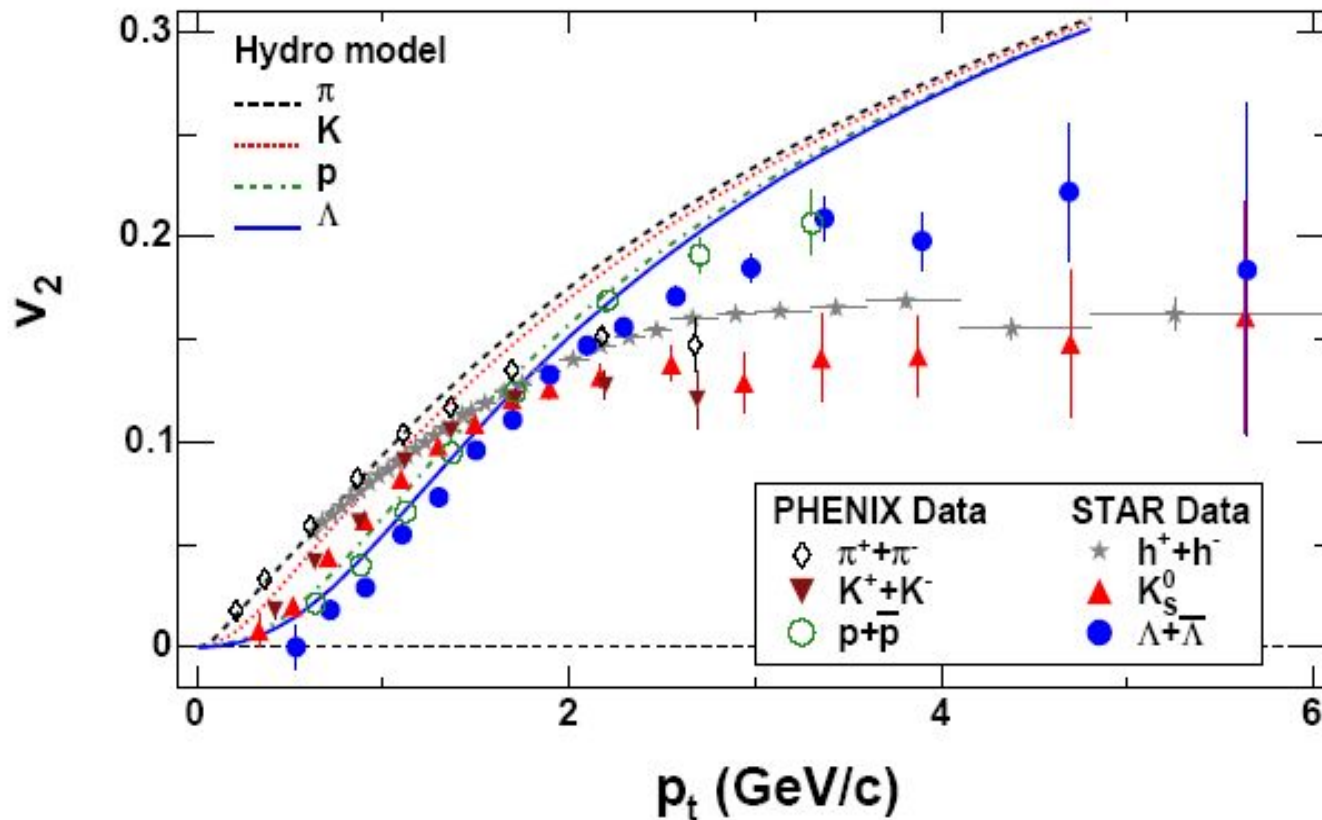
ГМ описывает зависимость от  $p_t$  (до 2 ГэВ) и от типа частиц.



# Эллиптический поток.

Недостатки ГМ:

а) Не описывается поведение при  $p_t > 2$



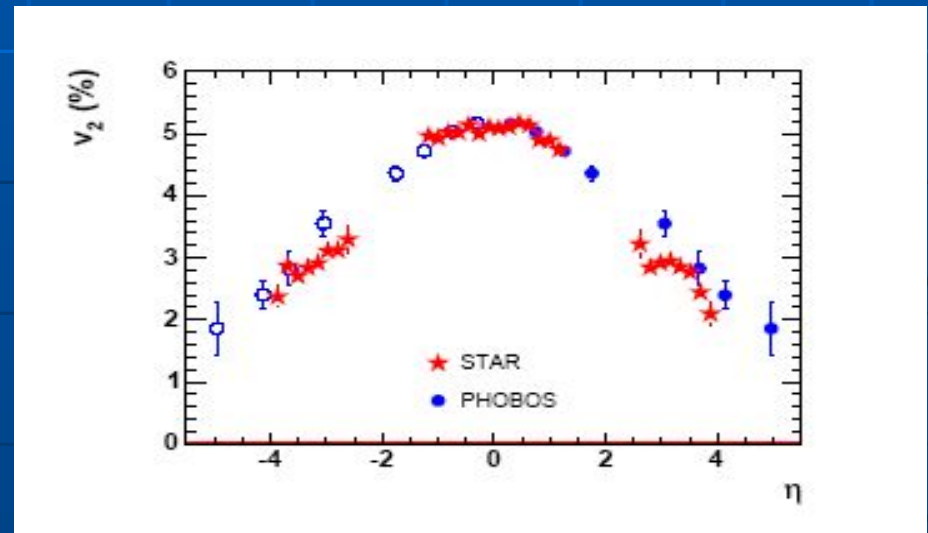
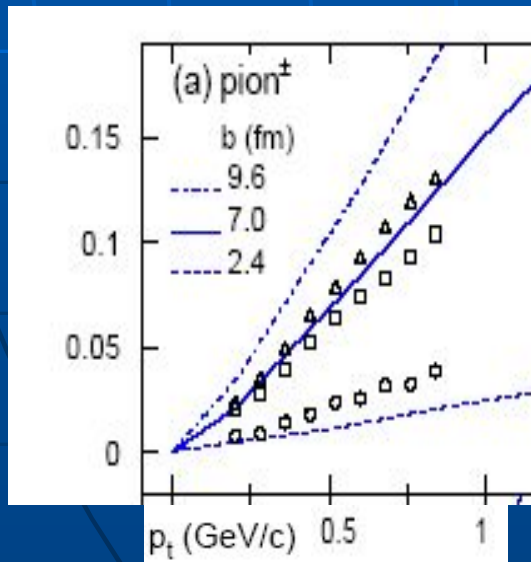
# Проблемы ГМ.

б) Слишком быстрый рост с увеличением  $b$ .

в) Отсутствие зависимости от  $y$ .

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

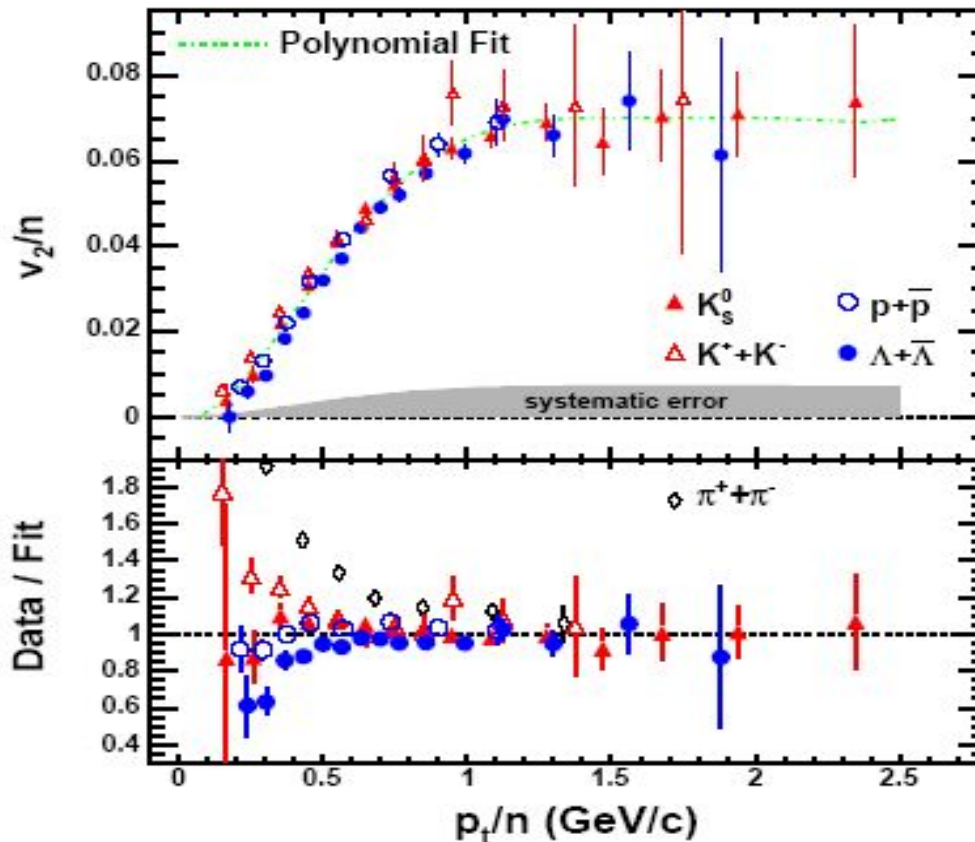
Малое число перерассеяний и отсутствие локального равновесия. **Blaizot et al.**



# Модели эллиптического потока

Скейлинг для  $v_2/n$  ,  $p_T/n$  ,

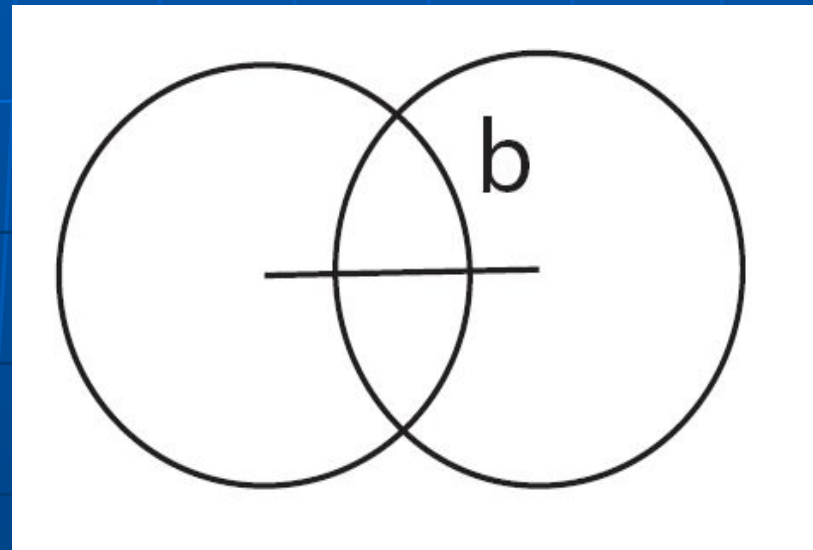
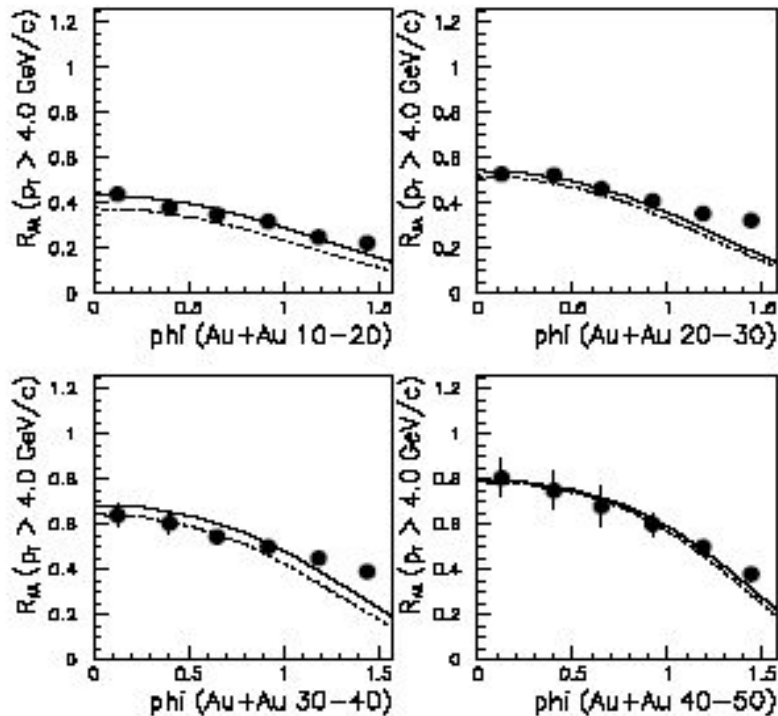
$n$  – число составляющих кварков.



# Модели эллиптического потока

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

F.Capella, E.G.Ferreiro

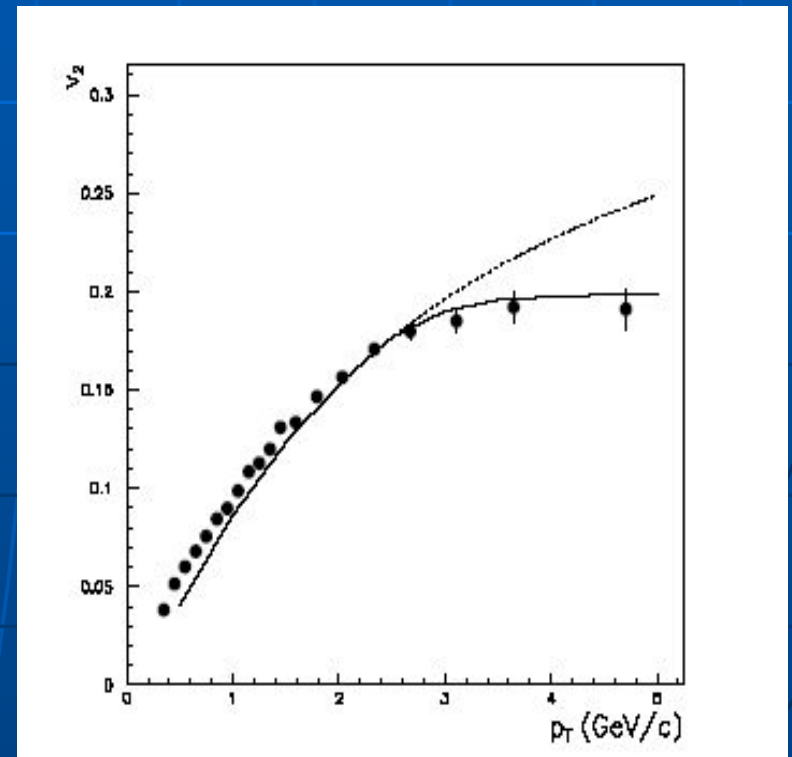
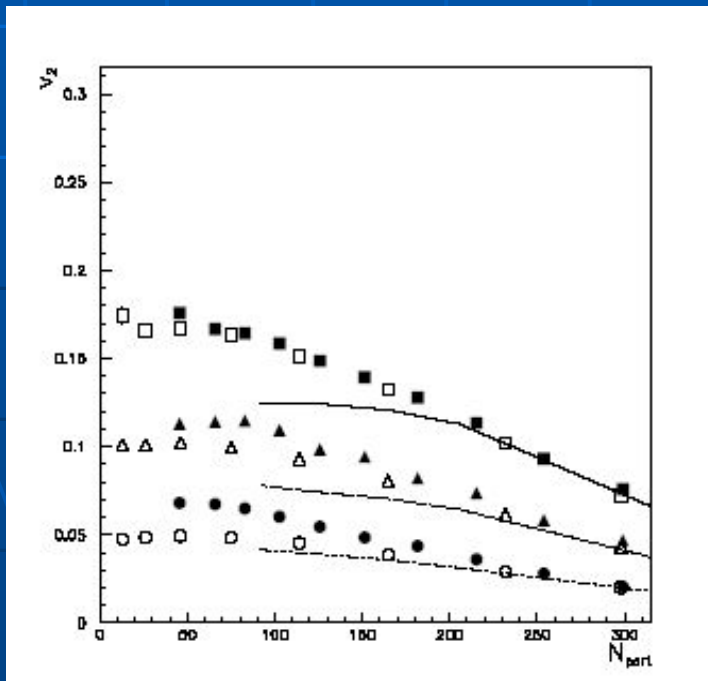




# Модели эллиптического потока

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

Недостаток- слишком слабая зависимость от  $b$ .



# Модели эллиптического потока

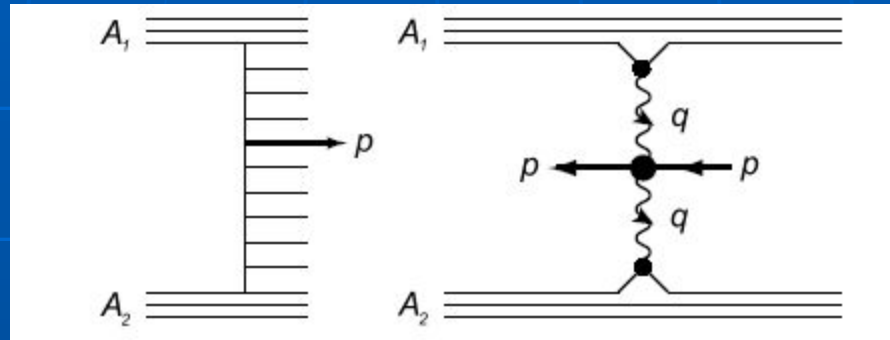
Большинство моделей основано на классическом подходе. Роль квантовых эффектов?

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 $J/\psi$ -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.

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

# Изменение картины взаимодействия при рождении $J/\psi$ -мезонов на RHIC.

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

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

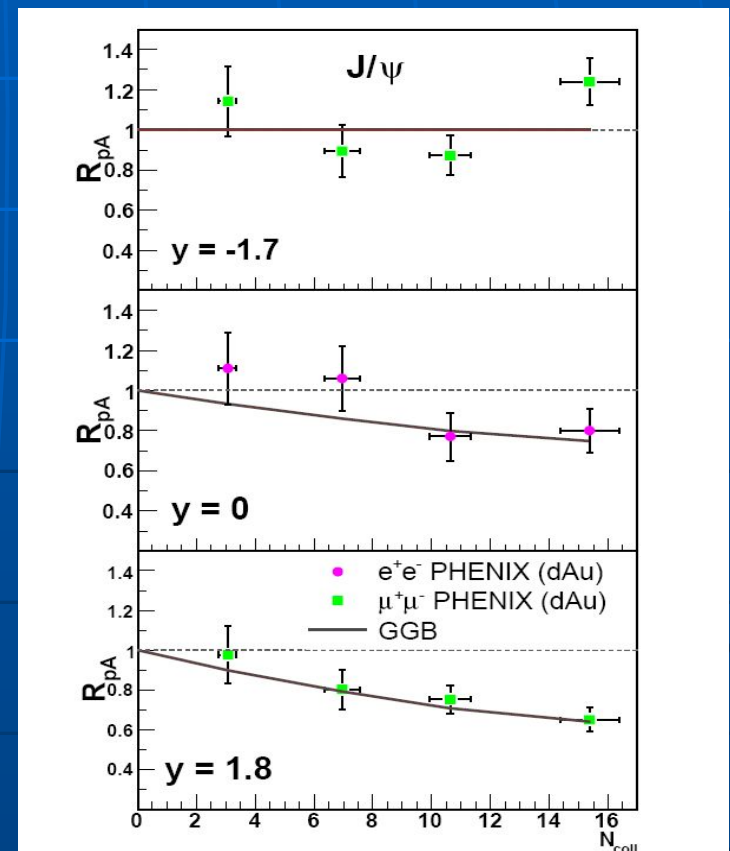
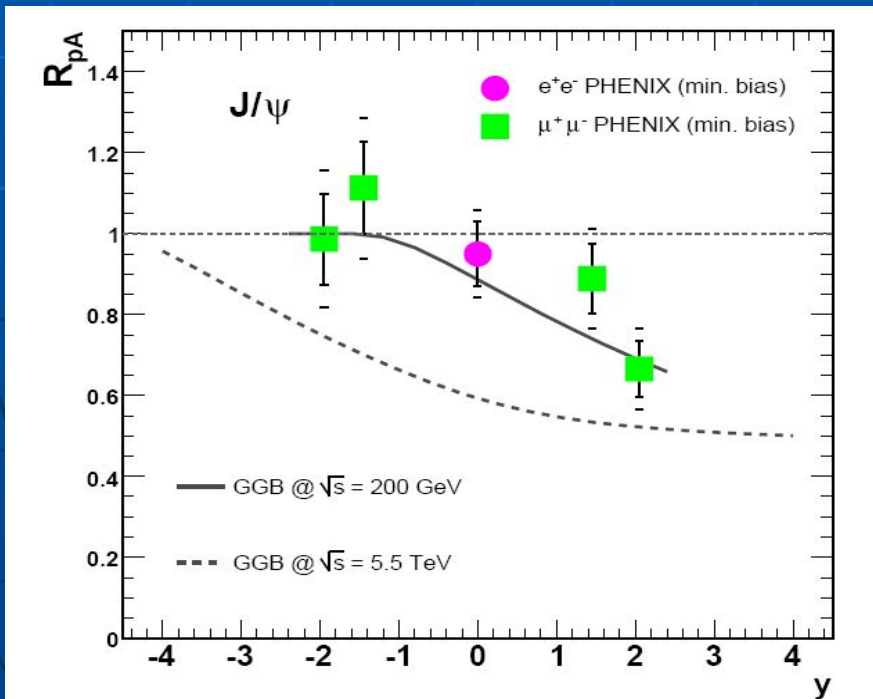
Формулы простейшей модели Глаубера не применимы,

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 $J/\psi$ -мезонов.

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

К.Туwониuk et al.



# Ядерные эффекты для $J/\psi$ в НА.

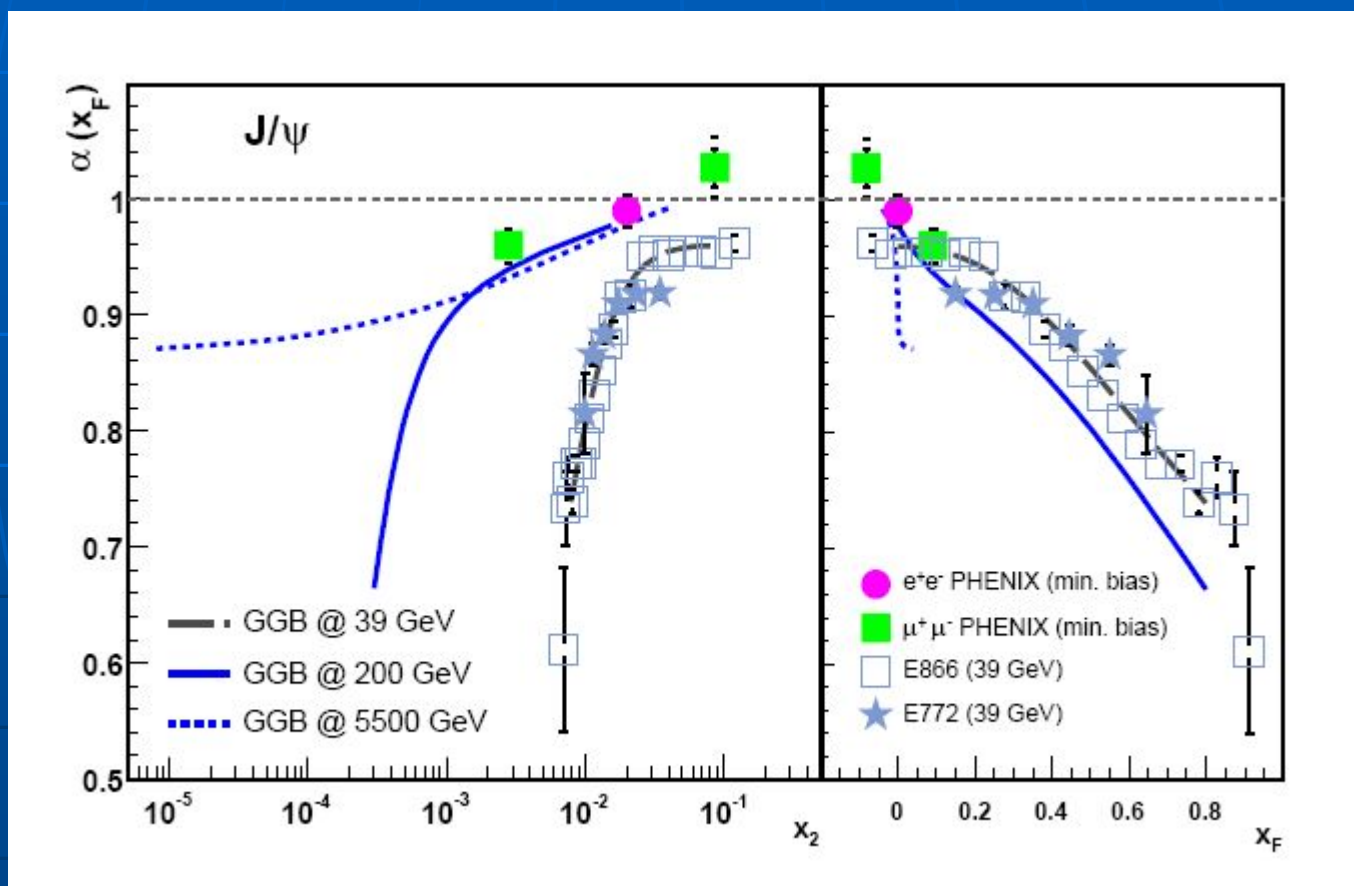
Параметризация инклюзивных сечений

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

Учёт изменения пространственно-временной картины позволяет описать данные о рождении  $J/\psi$  в НА – взаимодействиях при всех энергиях и получить предсказания для ЛНС (переход от  $X_F$  к  $X_A$  –скейлингу).

# Ядерные эффекты для $J/\psi$ в NA.

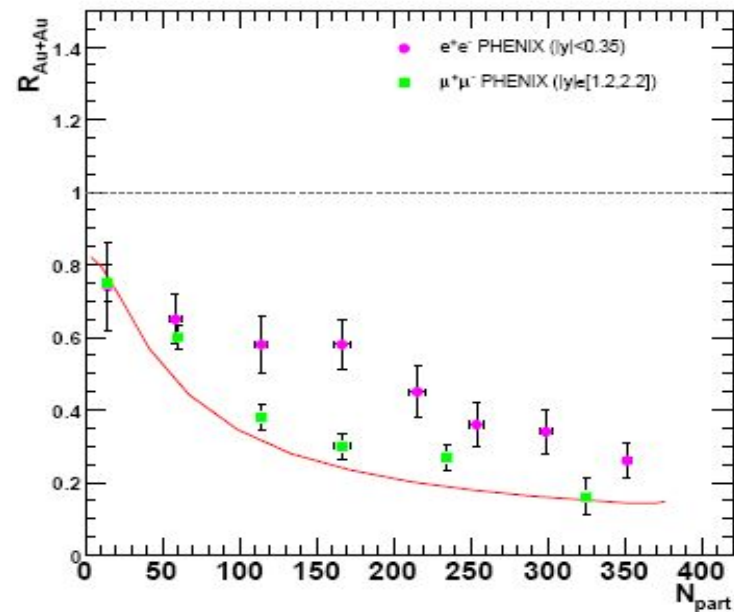
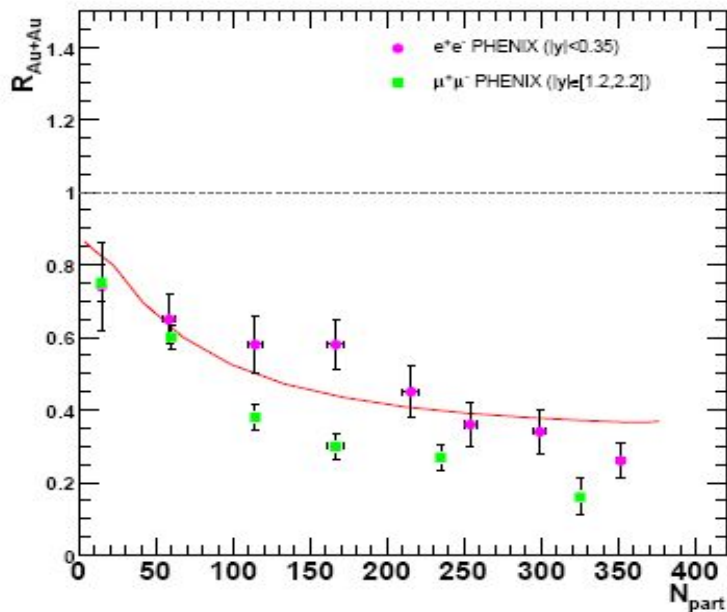
К. Tywoniuk et al.





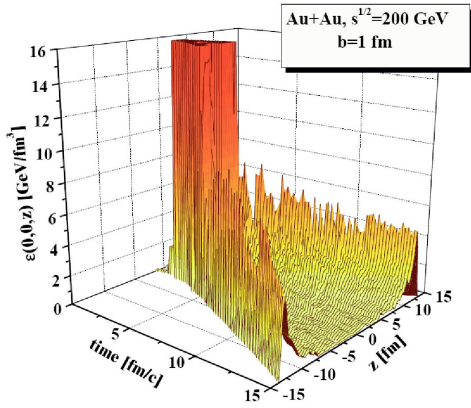
# Рождение $J/\psi$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

Данные RHIC о рождении  $J/\psi$ -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  $\varepsilon$   
( $x=0, y=0, z; t$ )



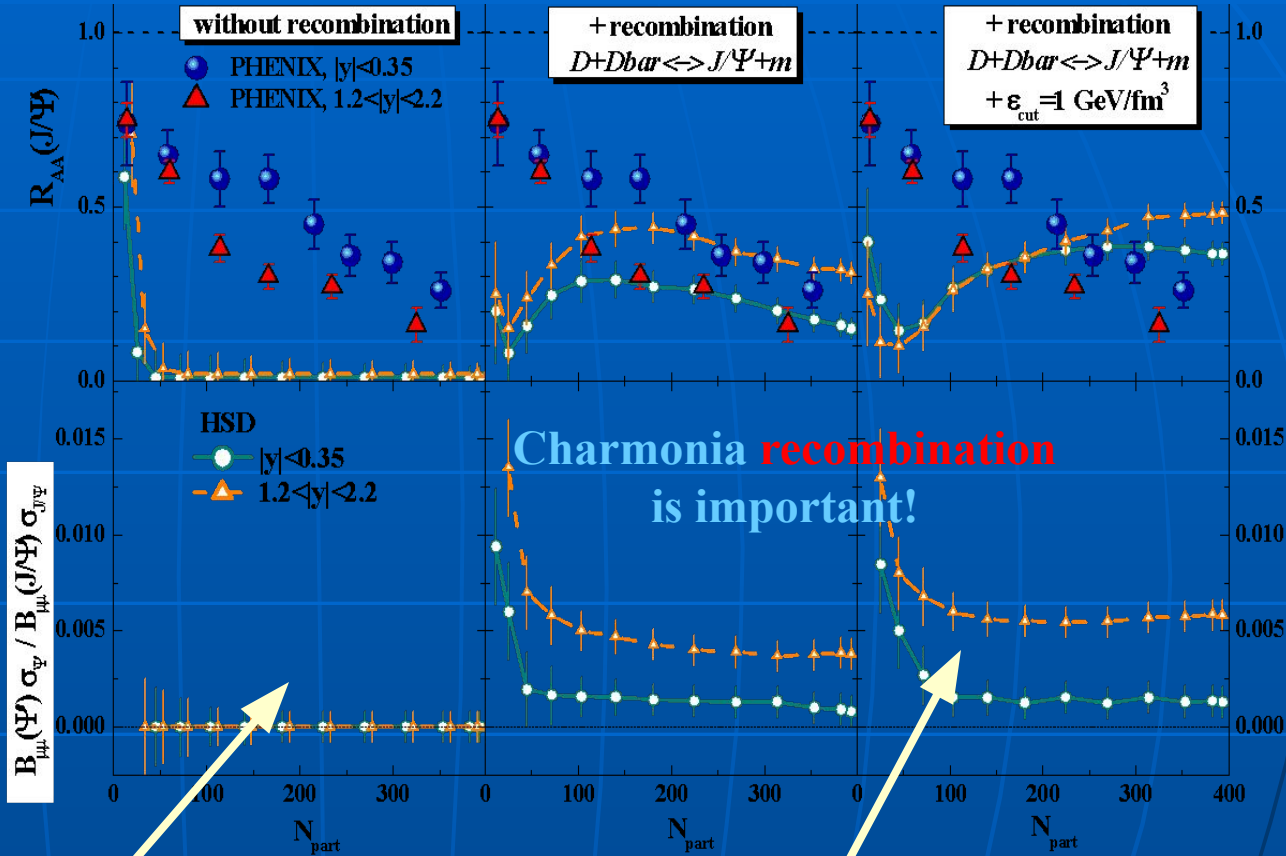
Threshold energy densities:

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

$\chi_c$  melting:  $\varepsilon(\chi_c)=2$  GeV/fm<sup>3</sup>

Ψ' melting:  $\varepsilon(\Psi')=2$  GeV/fm<sup>3</sup>

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



**QGP threshold melting scenario is ruled out by PHENIX data!**

# Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения $J/\psi$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

«Аномальное» подавление  $J/\psi$ -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  $J/\psi$  на нуклонах (см. выше) и наличие рекомбинации  $\psi$ -мезонов в  $J/\psi$ .

# Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения $J/\psi$ -мезонов в ядро - ядерных взаимодействиях.

При учёте рекомбинации

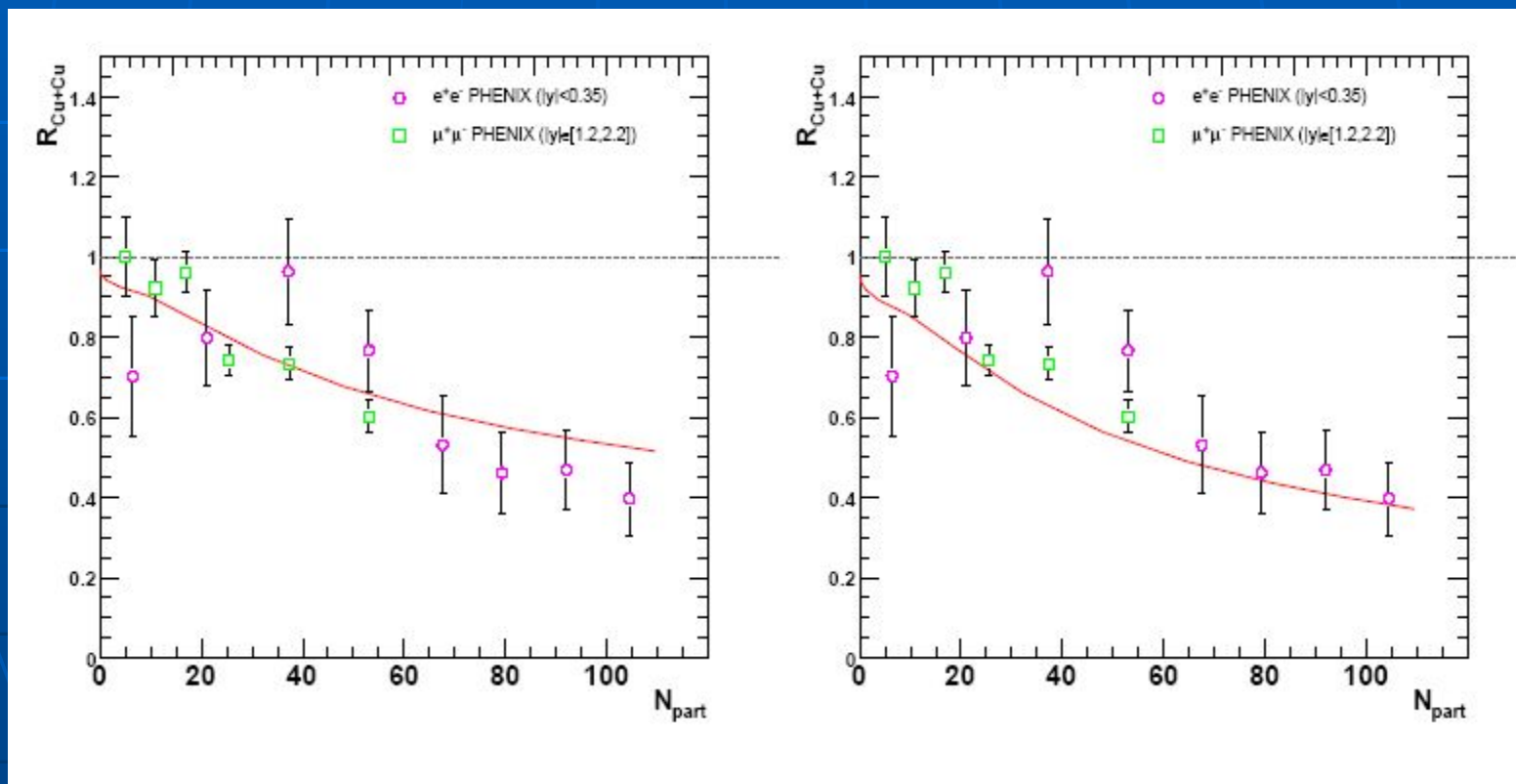
$$S^{CR}(b, s, y) = \exp \left\{ -\sigma [N^{co} - C n(b, s)] \ln \left[ \frac{N^{co}}{N_{pp}(0)} \right] \right\}$$
$$C = \frac{(dN_{pp}^D/dy)^2}{dN_{pp}^{J/\psi}/dy}$$

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  $J/\psi$ -мезонов в ядерных взаимодействиях .

# Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения $J/\psi$ -мезонов в ядро - ядерных взаимодействиях.

## Си+Си-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.