

**Образование адронов в лептон-ядерных
соударениях при высоких энергиях: эффекты
длины формирования, энергетических потерь
и перерассеяний**

**А.Е. Иванов
ПИАФ&СПБГПУ**

**Семинар ОФВЭ ПИАФ
15 мая 2012**

План

- ✔ Введение: жесткие соударения адронов и лептонов с ядрами
- ✔ HARDPING1.0: процесс Дрелла-Яна в рА соударениях [Я.Бердников, В.Ким, В.Космач, М.Рыжинский, В.Самсонов и М.Завацкий 2005 – 06]
- ✔ HARDPING 2.0: моделирование образования адронов в лептон- ядерных столкновениях

Доклад основан на работах:

✔ Ya. Berdnikov, A. Ivanov, V. Kim, V. Murzin - Nucl. Phys. B Proc. Suppl. - 2011

✔ Ya. Berdnikov, A. Ivanov, V. Kim, V.A. Murzin
<http://arxiv.org/abs/1204.4595>

[работа направлена в письма в ЖЭТФ]

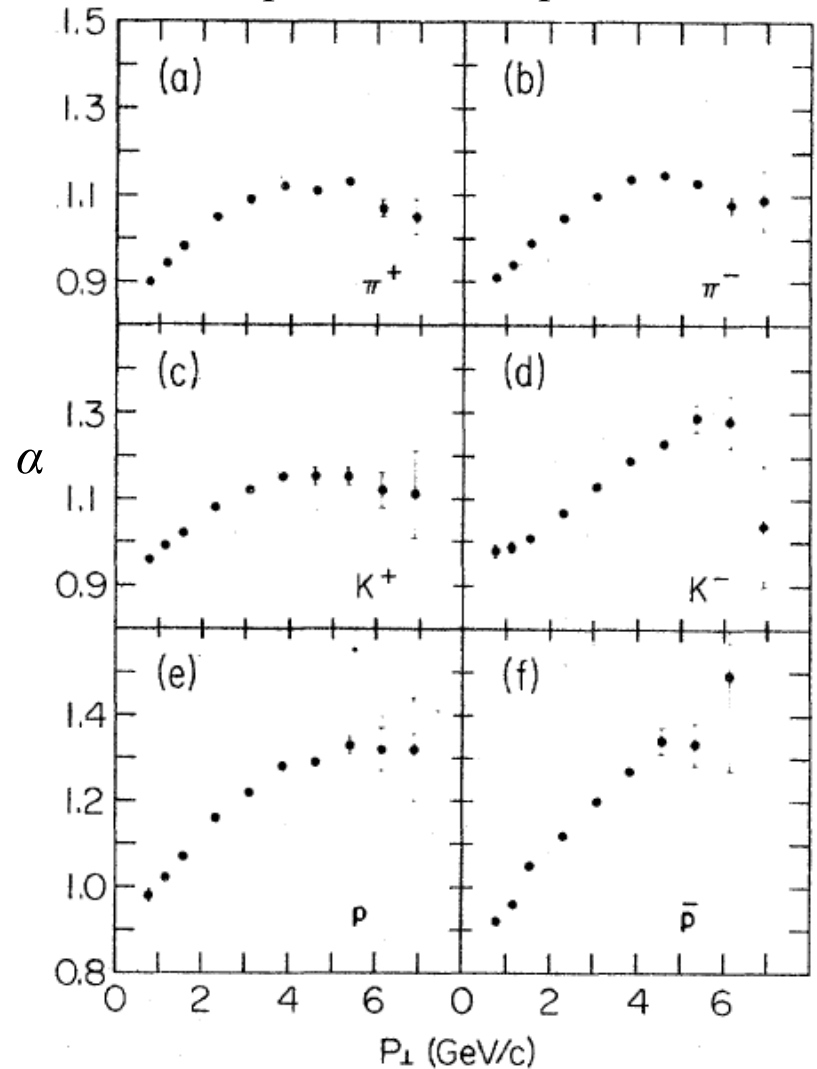
Введение

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p}(pA) = E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p}(pp) A^{\alpha(p_t)}$$

Эффект Кронины: жесткие рА соударения нельзя представить как простую суперпозицию рр взаимодействий. Эффект объясняется многократными мягкими перерассеяниями перед жестким соударением. Интерпретация аналогичного эффекта для АА столкновений неоднозначна.

Имеющиеся Монте-Карло модели не описывают наблюдаемый эффект Кронины

Для описания жестких рА взаимодействий, в частности наблюдаемого эффекта Кронины, разрабатывается Монте-Карло генератор HARDPING (HARD Probe INteraction Generator) совместно ПИЯФ и СПБГПУ



Жесткие адрон-ядерные соударения

Жесткие pA соударения (передача импульса > 1 ГэВ/С):

[Николаев 80-81]: вероятность вторичных жестких взаимодействий в pA соударениях мала в следствии эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала (большая длина формирования адронов).

[Левин, Рыскин, 1981]: для описания наблюдаемой A-зависимости (эффект Кронины) все равно не будет достаточно рассматривать только жесткие партонные перерассеяния.

Мягкие взаимодействия в начальном и конечном состоянии:

[Волошин, Никитин, 1982], [Ефремов, Ким, Лыкасов, 1986

[Ефремов, Кайдалов, Ким, Лыкасов, Славин, 1988]:

- Мягкие многократные перерассеяния налетающих кварков и образовавшихся адронов.

[Копелиович, Немчик, 1993], [Пирнер 2003]:

- Энергетические потери налетающих и рассеянных кварков.
- Эффекты связанные с длиной формирования адронов.

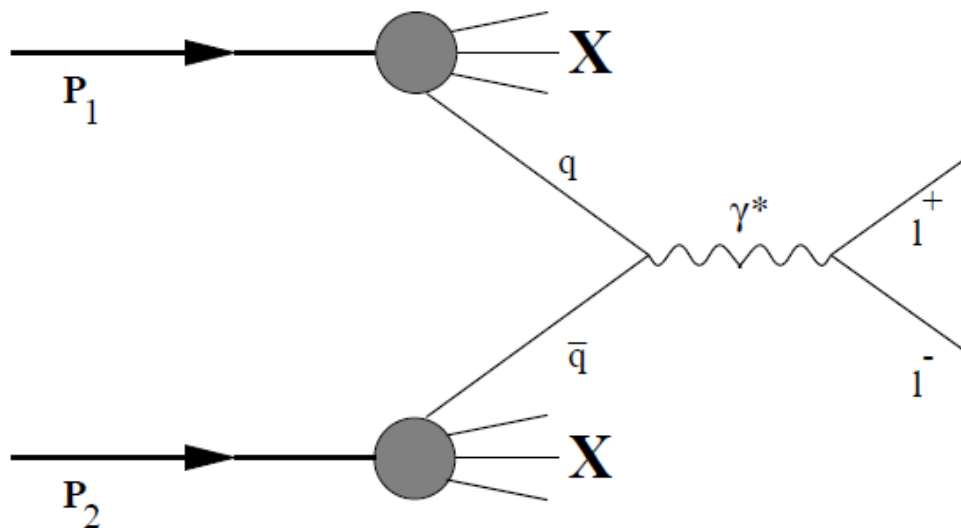
[Копелиович, Ким, 1989], [Копелиович, Немчик, 1991]:

- Экранировка ядерных структурных функций.

HARDPING 1.0

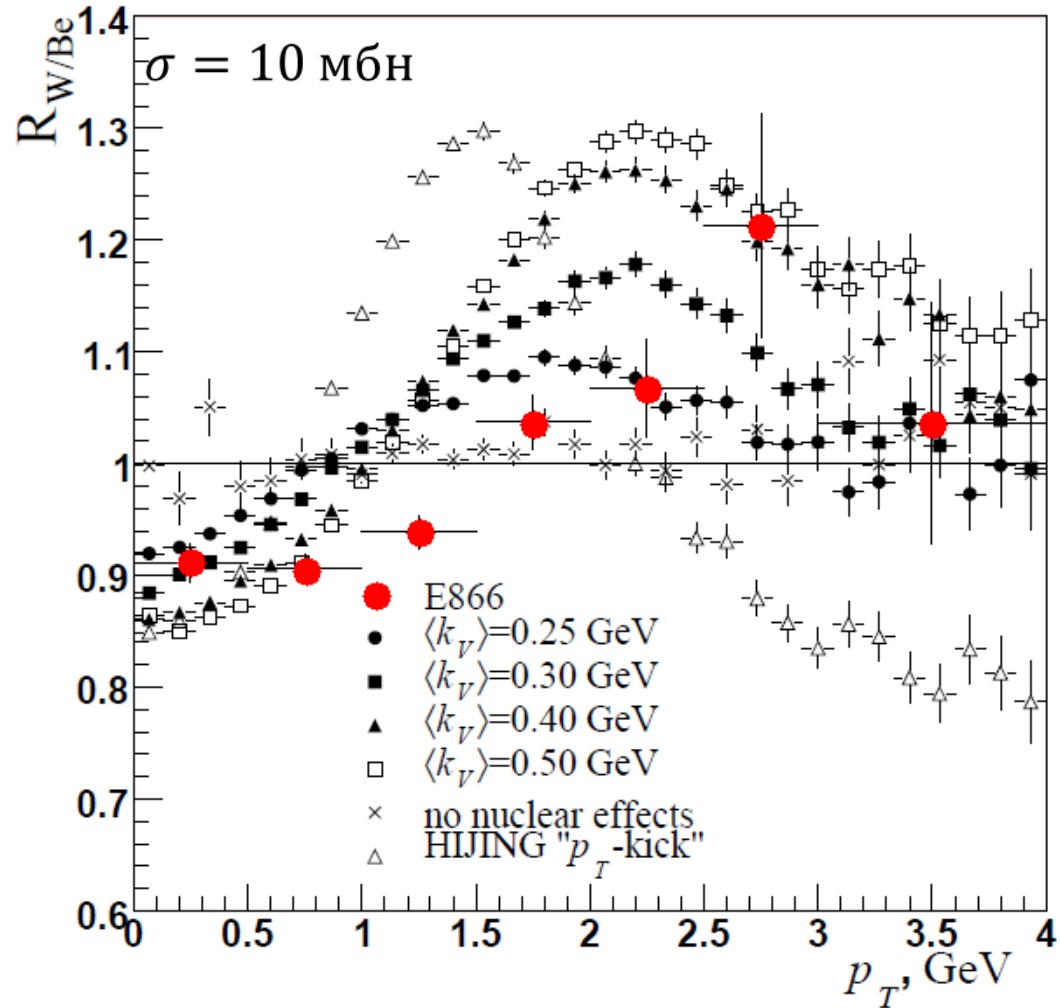
Взаимодействие в начальном состоянии: Процесс Дрелла-Яна на ядрах

- ✓ Многократные мягкие перерассеяния кварка налетающего адрона дают основной вклад в наблюдаемую A -зависимость образовавшихся лептонов
- ✓ Жесткое взаимодействие моделируется MC генератором PYTHIA
- ✓ Мягкие перерассеяния, потери энергии кварков в ядре



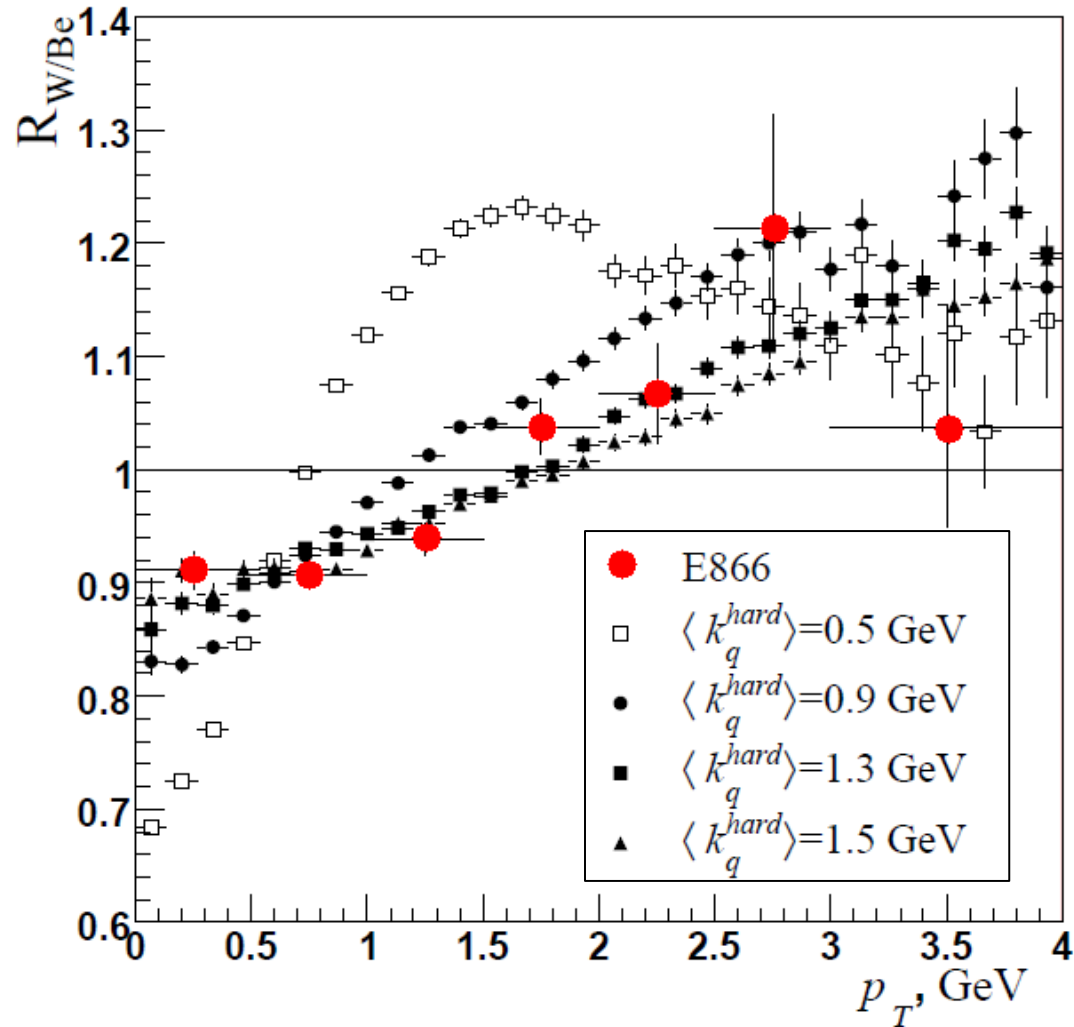
Процесс Дрелла-Яна на ядрах

Бердников Я.А., Ким В.Т., Рыжинский М.М. и др., ЯФ, 2006



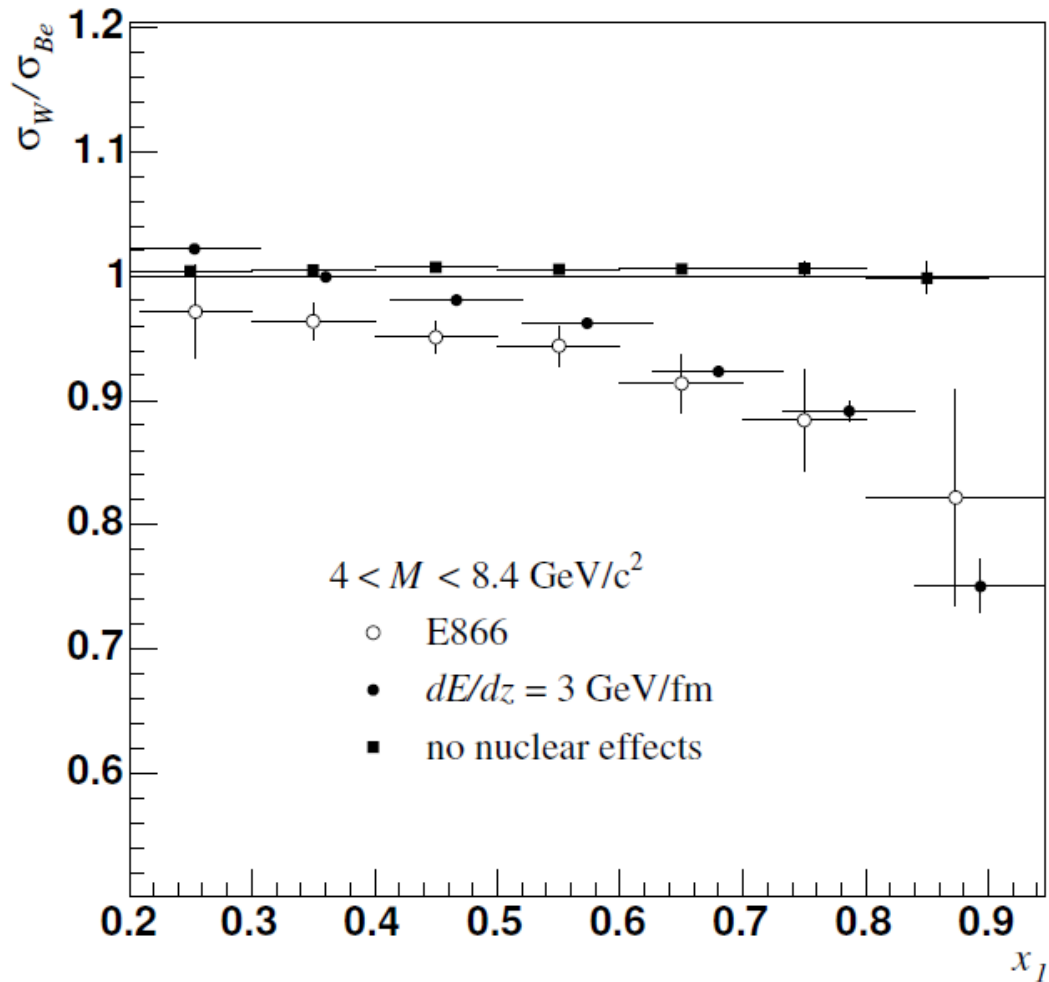
Процесс Дрелла-Яна на ядрах

Бердников Я.А., Ким В.Т., Рыжинский М.М. и др., ЯФ, 2006



Процесс Дрелла-Яна на ядрах

Ya.A. Berdnikov, V.T. Kim, V.F. Kosmach, et al., EPJ, 2006



HARDPING 1.0 для процесса Дрелла-Яна:

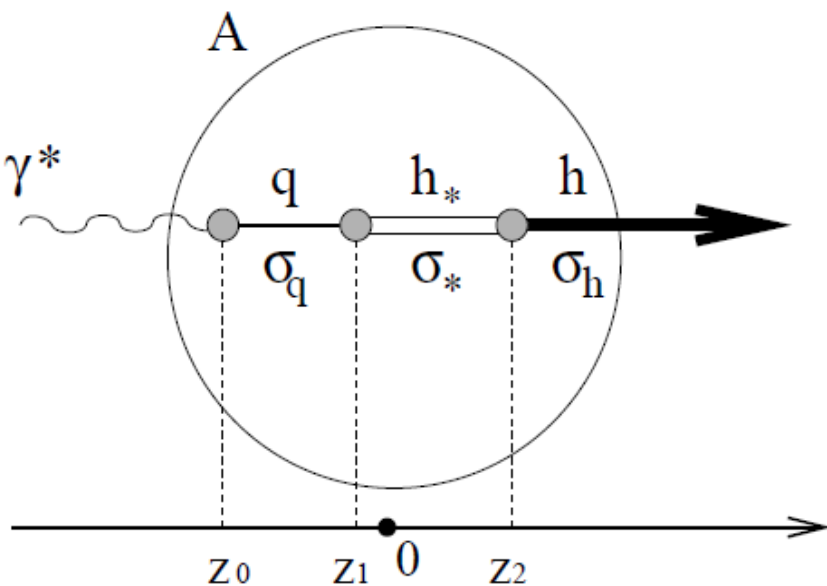
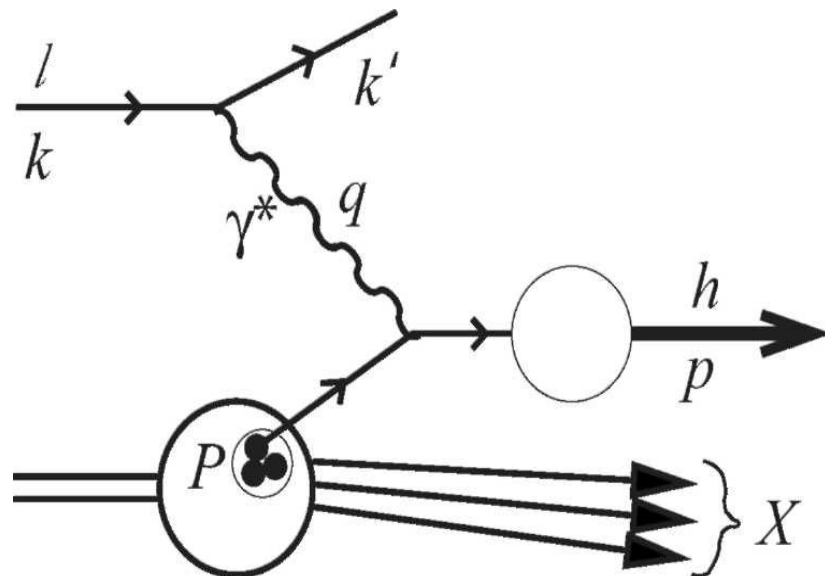
- Получено удовлетворительное описание эффекта Кронины**
- Получено удовлетворительное описание энергетических потерь налетающего адрона и его составляющих**

т.о. зафиксированы основные параметры взаимодействия в начальном состоянии: сечения мягкого взаимодействия кварка с нуклонами и коэффициент натяжения струны.

HARDPING 2.0

Взаимодействия в конечном состоянии: Лептон - ядерное рассеяние

- ✓ Основной вклад в спектры образовавшихся адронов дают мягкие перерассеяния образовавшихся адронов
- ✓ Использование ядер в качестве мишеней позволяет изучить процесс адронизации



2 стадии образования адрона из рассеянного партонa:

- ✓ Формирование преадронного состояния (формирование составляющих кварков)
- ✓ Формирование конечного адрона из преадронного состояния

Существует несколько подходов к вычислению длины (времени) формирования:

- Подход [Копелиович и др.] включает в себя учет потерь энергии на пертурбативное тормозное излучение, но эффекты непертурбативной КХД сильно упрощены: учитываются только для лидирующего адрона

- Подход [Пирнер и др.] не учитывает потери энергии на жесткое излучение и учитывает эффекты непертурбативной КХД в рамках струнной модели Лунда

Длина формирования: первый подход

B.Z. Kopeliovich, J. Nemchik, E. Predazzi, A. Hayashigaki "Nuclear hadronization: within or without"

$$\Delta E(t) = \nu \int_{\lambda^2}^{Q^2} dk_T^2 \int_0^1 d\alpha \alpha \frac{dn_G}{dk_T^2 d\alpha} \Theta(t - t_c)$$

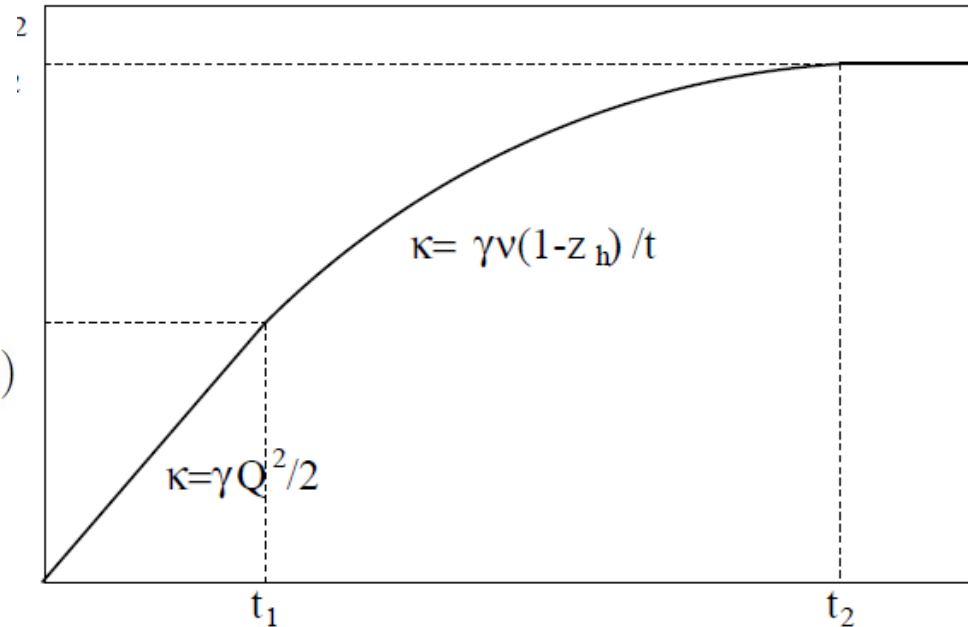


$$\Delta E(t) = \frac{\gamma}{2} t (Q^2 - \lambda^2) \Theta(t_1 - t)$$

$$+ \left\{ \nu \gamma (1 - z_h) \left[1 + \ln \left(\frac{t}{t_1} \right) \right] - \frac{\gamma}{2} \lambda^2 t \right\} \Theta(t - t_1) \Theta(t_2 - t)$$

$$+ \nu \gamma (1 - z_h) \ln \left(\frac{Q^2}{\lambda^2} \right) \Theta(t - t_2)$$

$\Delta E(t)$



t

$$\alpha_s(k_T^2) = \alpha_s(k_0^2) \text{ at } k_T^2 \leq k_0^2$$

$$k_0 \approx 0.7 \text{ GeV}$$

$$t_1 = \frac{2\nu}{Q^2} (1 - z_h) \quad t_2 = \frac{Q^2}{\lambda^2} t_1$$

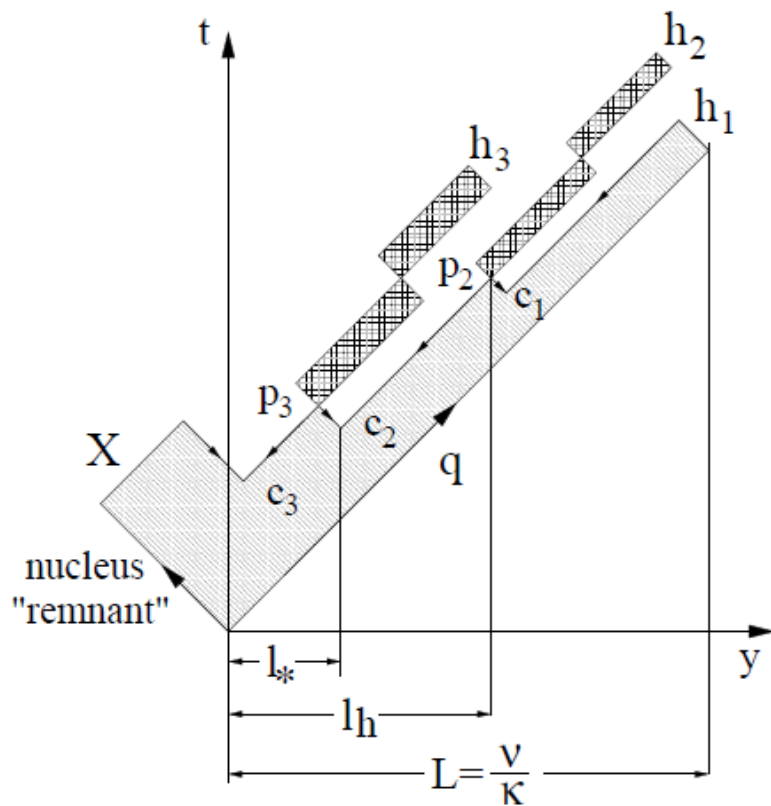
Длина формирования: первый подход

$$\begin{aligned} W(t, z_h, Q^2, \nu) &= N \int_0^1 \frac{d\alpha}{\alpha} \delta \left[z_h - \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \frac{E_q(t)}{\nu} \right] \\ &\times \int_{\Lambda^2}^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} \frac{\exp(-t/t_c)}{t_c} \int dl_t^2 \delta \left[l_T^2 - \frac{9}{16} k_T^2 \right] \\ &\times \int_0^1 d\beta \delta \left[\beta - \frac{\alpha}{2 - \alpha} \right] |\Psi_h(\beta, l_T)|^2 S(z_h, t, Q^2, \nu) . \end{aligned}$$

$$\Psi_h(\beta, l_T^2) \propto \frac{\beta(1 - \beta)}{\beta(1 - \beta) + a_0} \exp \left[-\frac{R_h^2 l_T^2 / 8}{\beta(1 - \beta) + a_0} \right]$$

B.Z. Kopeliovich, J. Nemchik, E. Predazzi, A. Hayashigaki “Nuclear hadronization: within or without”

Длина формирования: второй подход



$$\mathcal{P}_*(y; z, L) = \frac{zL}{y - zL} \left[\frac{y}{(y + zL)(1 - z)} \right]^C \times \left\{ \delta[y - (1 - z)L] + \frac{1 + C}{y - zL} \theta[(1 - z)L - y] \right\} \theta[y]$$

$$\langle l_F \rangle = \left[1 + \frac{1 + C}{2 + C} \frac{1 - z}{z^{2+C}} {}_2F_1 \left(2 + C, 2 + C; 3 + C; \frac{z - 1}{z} \right) \right] (1 - z) z L$$

$$\langle l_F \rangle = \left[\frac{\ln(1/z^2) - 1 + z^2}{1 - z^2} \right] z L$$

A. Accardi, V. Muccifora, H.J. Pirner
 "Hadron production in deep inelastic lepton-nucleus scattering"

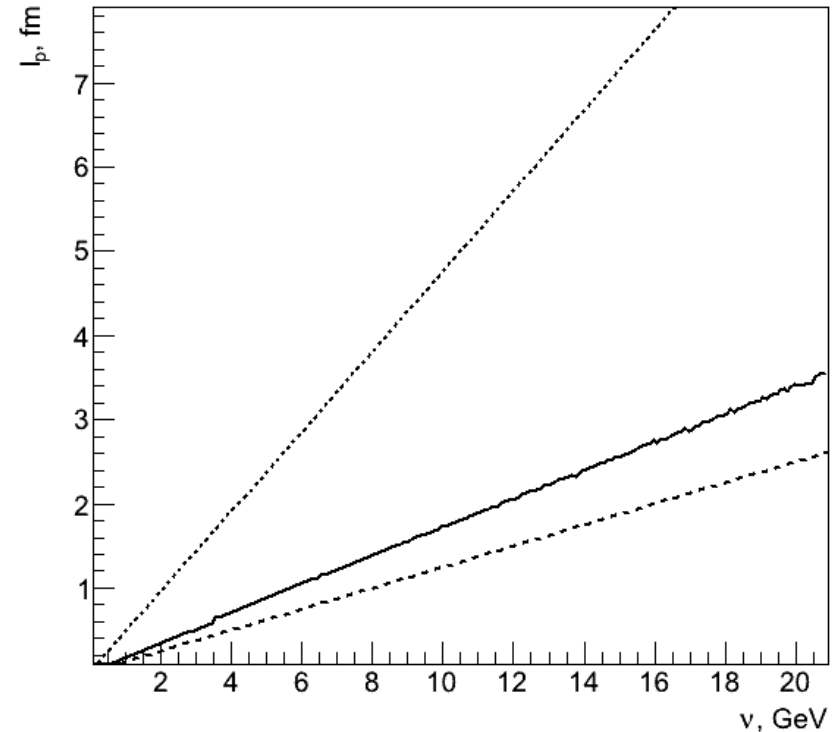
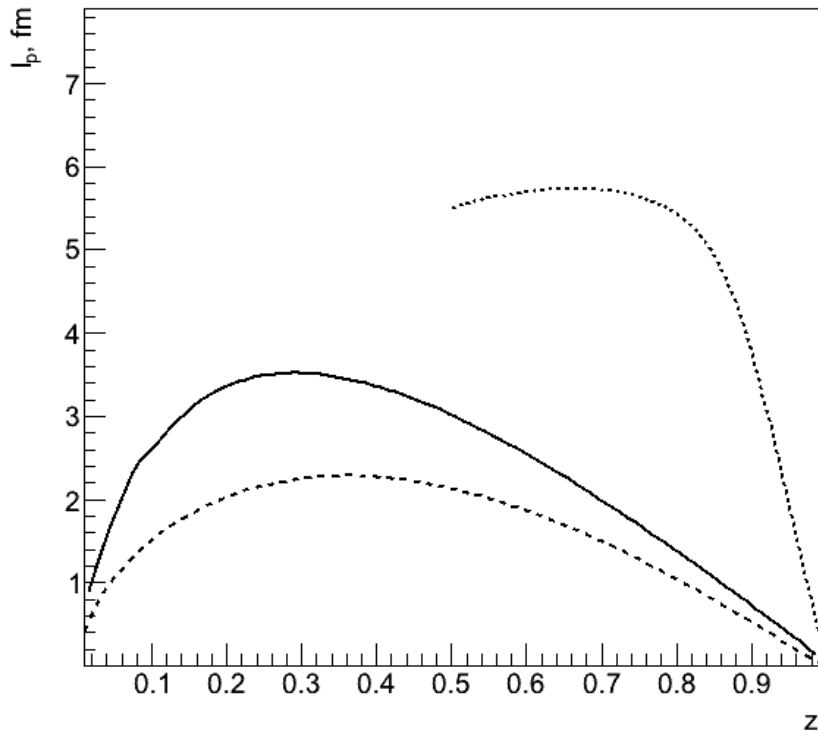
Длина формирования в HARDPING 2.0

В HARDPING 2.0 потеря энергии кварка учитывается использованием партонного каскада Монте-Карло генератора PYTHIA для пертурбативной стадии. Для непертурбативной стадии используется струнная модель Лунда Монте-Карло генератора PYTHIA.

Длина формирования

Зависимость длины формирования от доли энергии виртуального фотона и энергии виртуального фотона в жестком IA взаимодействии.

..... Копелиович и др.
- - - - - Пирнер и др.
————— HARDPING 2.0



Множественные мягкие перераспределения составляющих кварков на второй стадии адронизации

$$f_p(\vec{p}_{t_i}) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dp_{t_i}^2} \quad f_p(\vec{p}_t) = \frac{B^2}{2\pi} e^{-Bp_t} \quad B = 2/\langle k_q \rangle$$

$$T(\vec{b}, z) = (A - 1) \int_z^{+\infty} \rho(\vec{b}, z') dz'$$

$$P(\lambda) = e^{-\sigma T(\vec{b}, z, \lambda)}$$

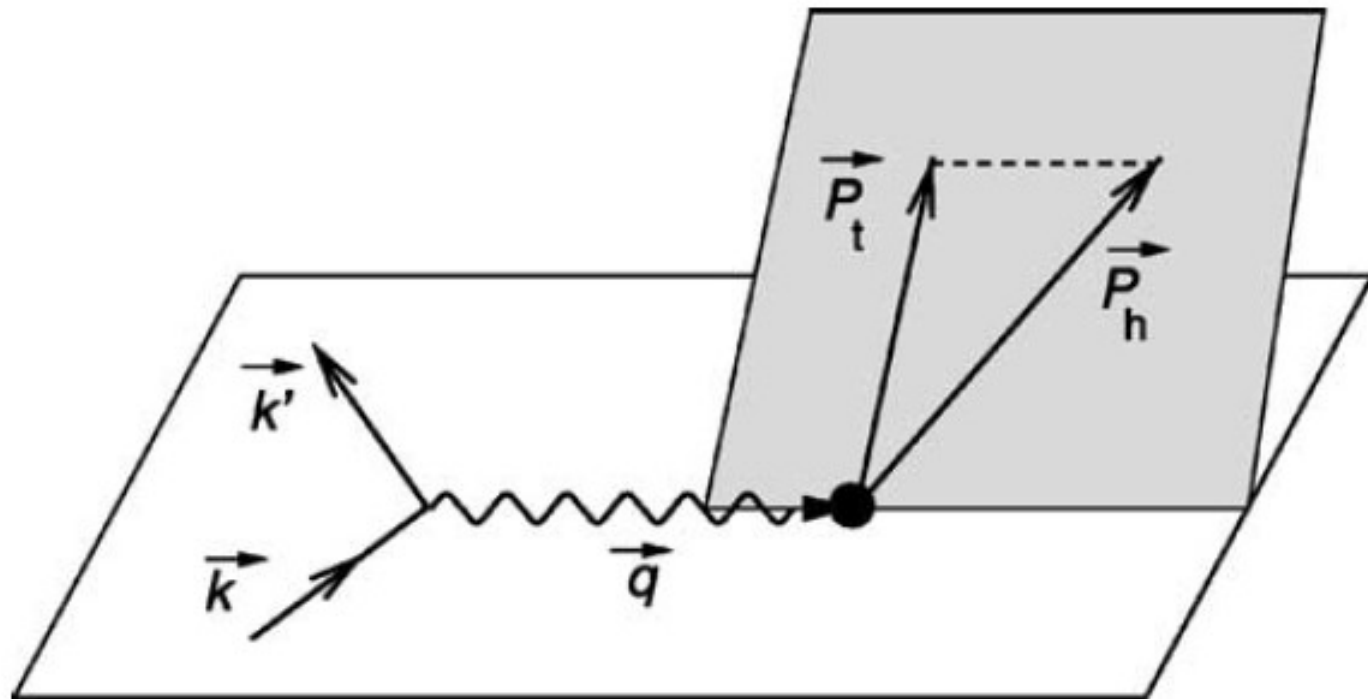
$$T(\vec{b}, z, \lambda) = (A - 1) \int_z^{z+\lambda} \rho(\vec{b}, z') dz'$$

Сравнение с экспериментом: Эксперимент HERMES

- ✓ e^+ пучок с энергией 27,6 ГэВ
- ✓ Фиксированная мишень (D, N, Ne, Kr, Xe)

Кинематические
ограничения на
параметры
образовавшихся
адронов:

- ✓ $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$
- ✓ $W > 2 \text{ ГэВ}$
- ✓ $y < 0.85$
- ✓ $x_B > 0.02$
- ✓ $z > 0.2$
- ✓ $v > 7 \text{ ГэВ}$

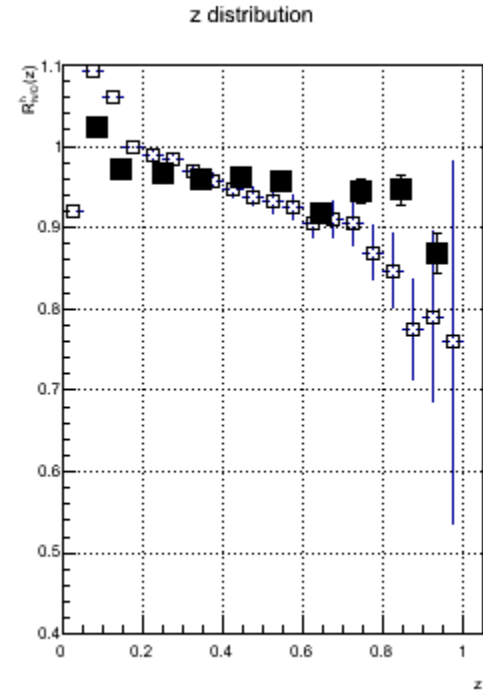
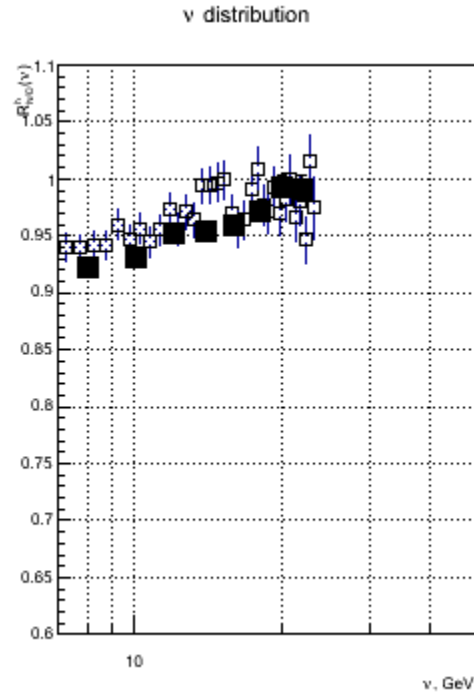
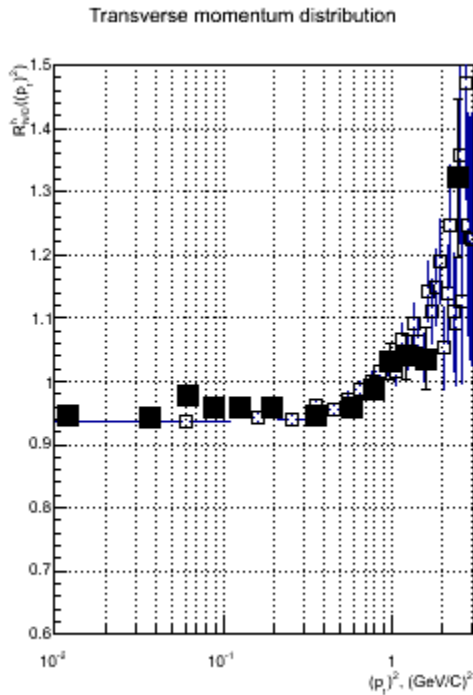


Сравнение с экспериментом

Распределения по p_t^2 , ν и z для ядра-мишени N

$$R_M^h(z, \nu, p_t^2, Q^2) = \frac{\left. \frac{N_h(z, \nu, p_t^2, Q^2)}{N_e(\nu, Q^2)} \right|_A}{\left. \frac{N_h(z, \nu, p_t^2, Q^2)}{N_e(\nu, Q^2)} \right|_D}$$

HERMES
 HARDPING

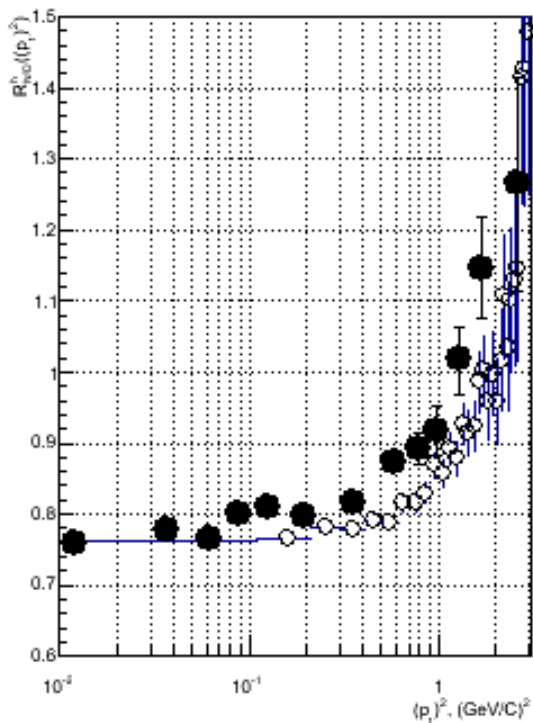


Сравнение с экспериментом

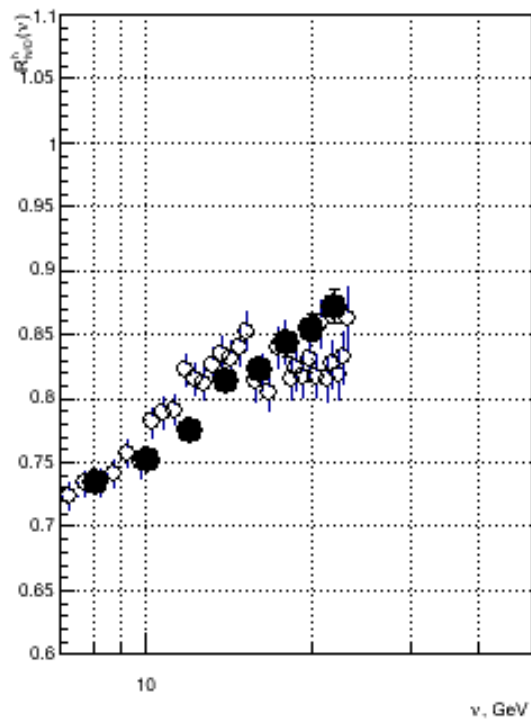
Распределения по p_t^2 , v и z для ядра-мишени Кр

- HERMES
- HARDPING

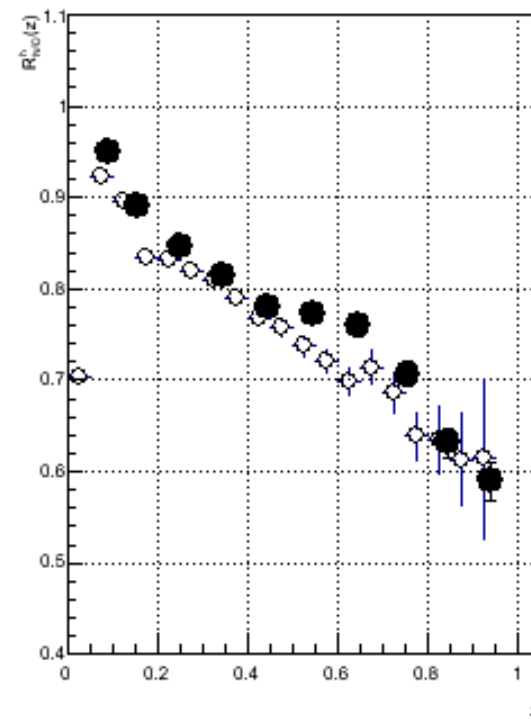
Transverse momentum distribution



v distribution



z distribution



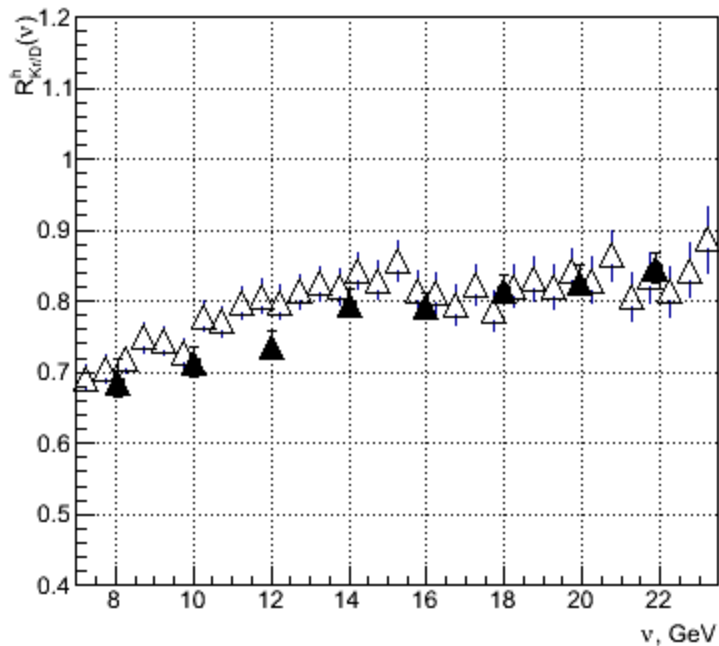
Сравнение с экспериментом отношения спектров π^+ мезонов

▲ HERMES Kr
△ HARDPING Kr

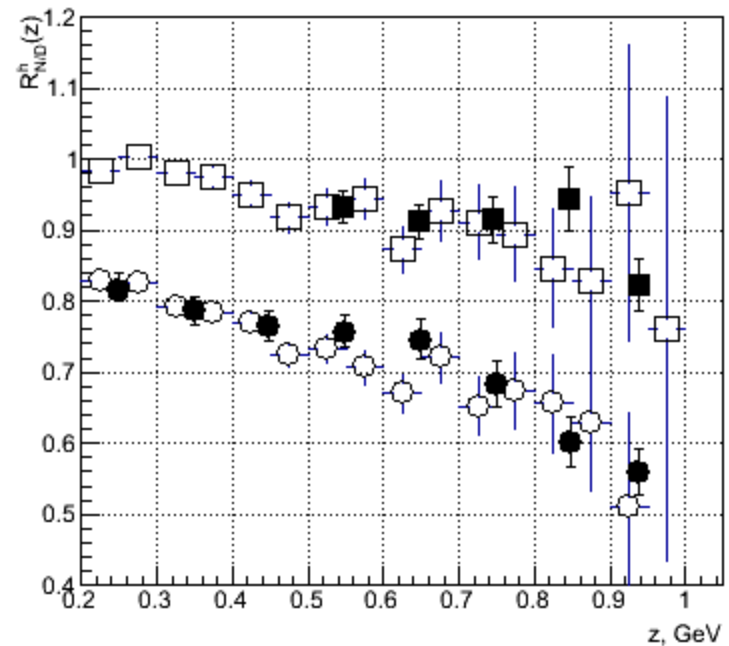
● HERMES Kr
○ HARDPING Kr

■ HERMES N
□ HARDPING N

ν distribution



z distribution

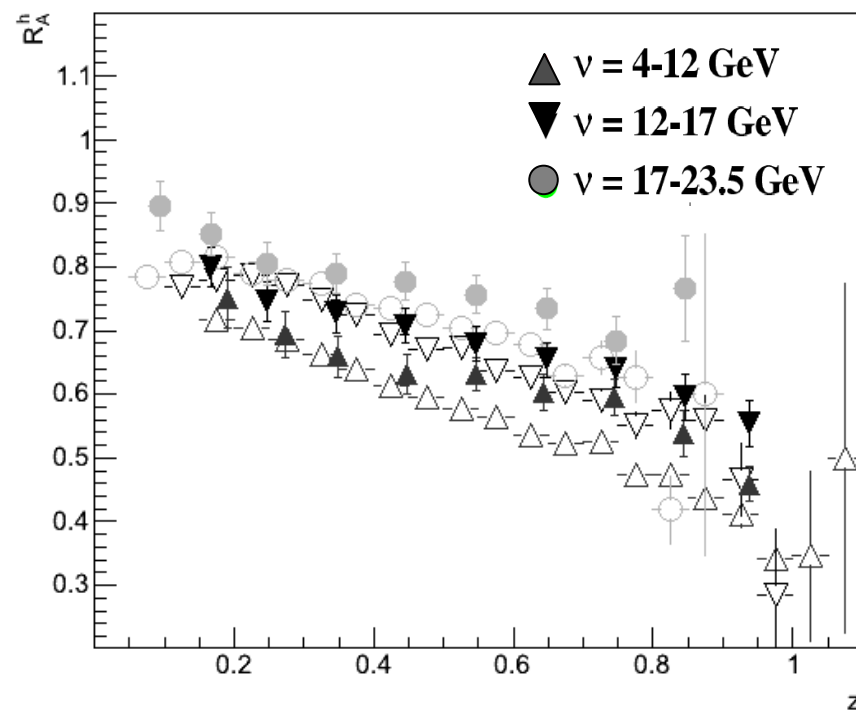
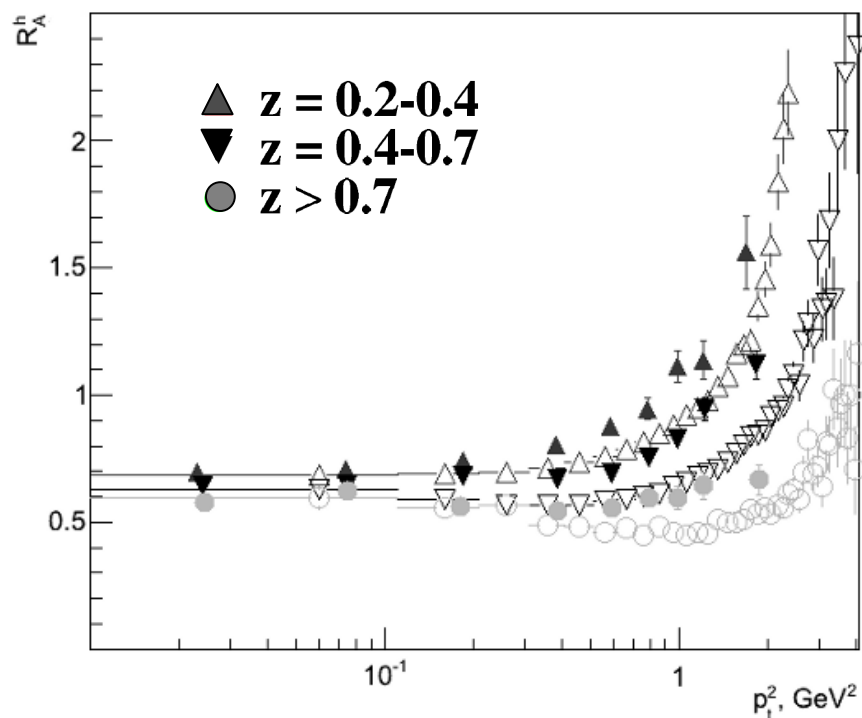


Сравнение с экспериментом Распределения π^+ мезонов

▲ HERMES
△ HARDPING

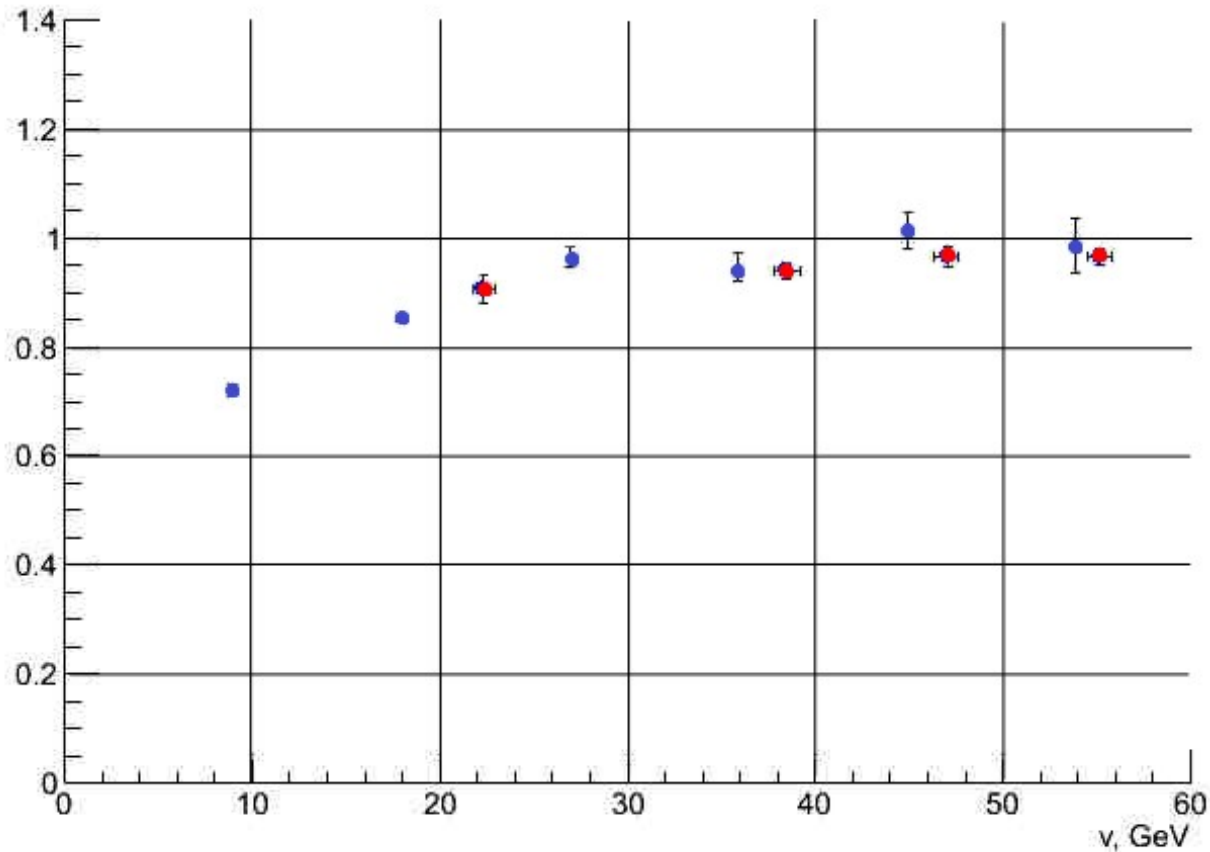
▼ HERMES
▽ HARDPING

● HERMES
○ HARDPING



Сравнение с экспериментом ЕМС

Зависимость отношения сечений образования заряженных адронов на ядре Си и D в зависимости от энергии виртуального фотона (анализ выполнен совместно с Савдеровой Н.В.)



Заключение

✔ В HARDPING 2.0 были включены лептон - ядерные взаимодействия. Это позволило зафиксировать параметры мягких взаимодействий образовавшихся адронов и их составляющих с ядерной средой такие как сечение мягкого кварк-нуклонного взаимодействия, средний поперечный импульс составляющего кварка в нуклоне и средний поперечный импульс нуклона в ядре. Были учтены эффекты многократных мягких перерассеяний, энергетические потери образовавшихся адронов и эффекты связанные с длиной формирования.

✔ HARDPING 2.0 описывает экспериментальные данные коллабораций HERMES и EMC по образованию адронов в лептон - ядерном рассеянии.

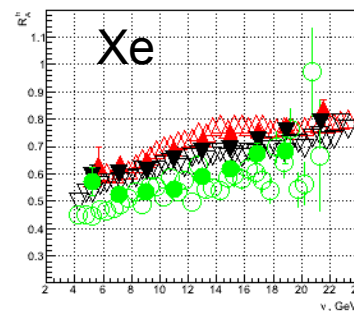
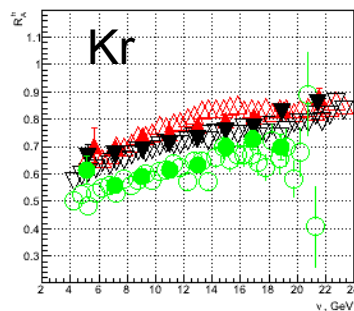
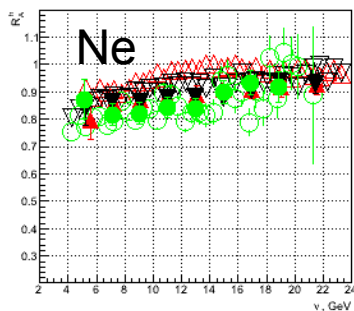
Дальнейшие планы по развитию HARDPING:

- ✔ Создание МК модели образования адронов в адрон - ядерном рассеянии
- ✔ Создание МК модели ядро - ядерных соударений

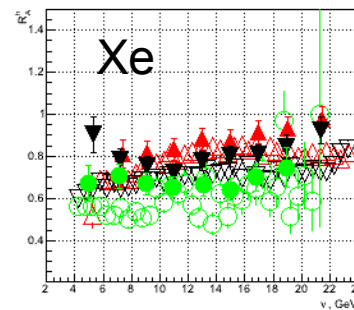
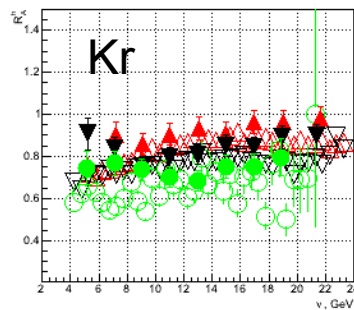
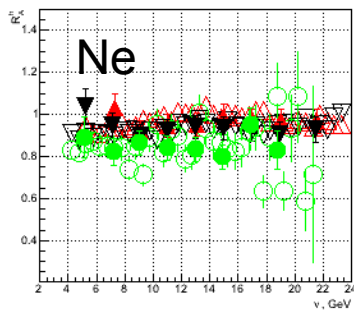
Запасные слайды

Сравнение с экспериментом

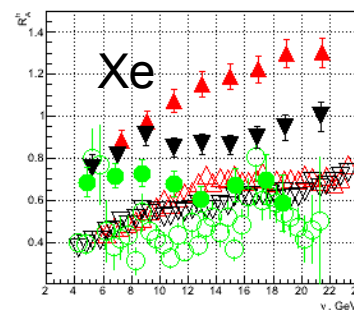
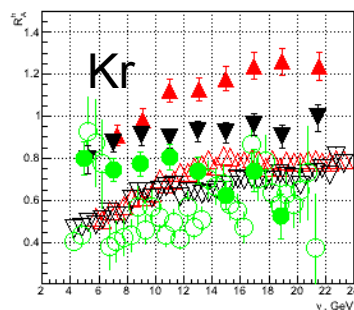
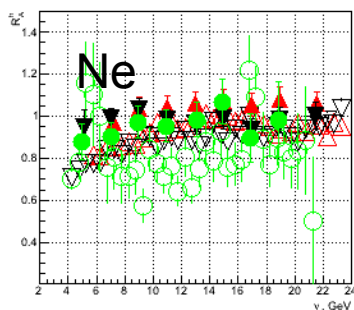
π^+



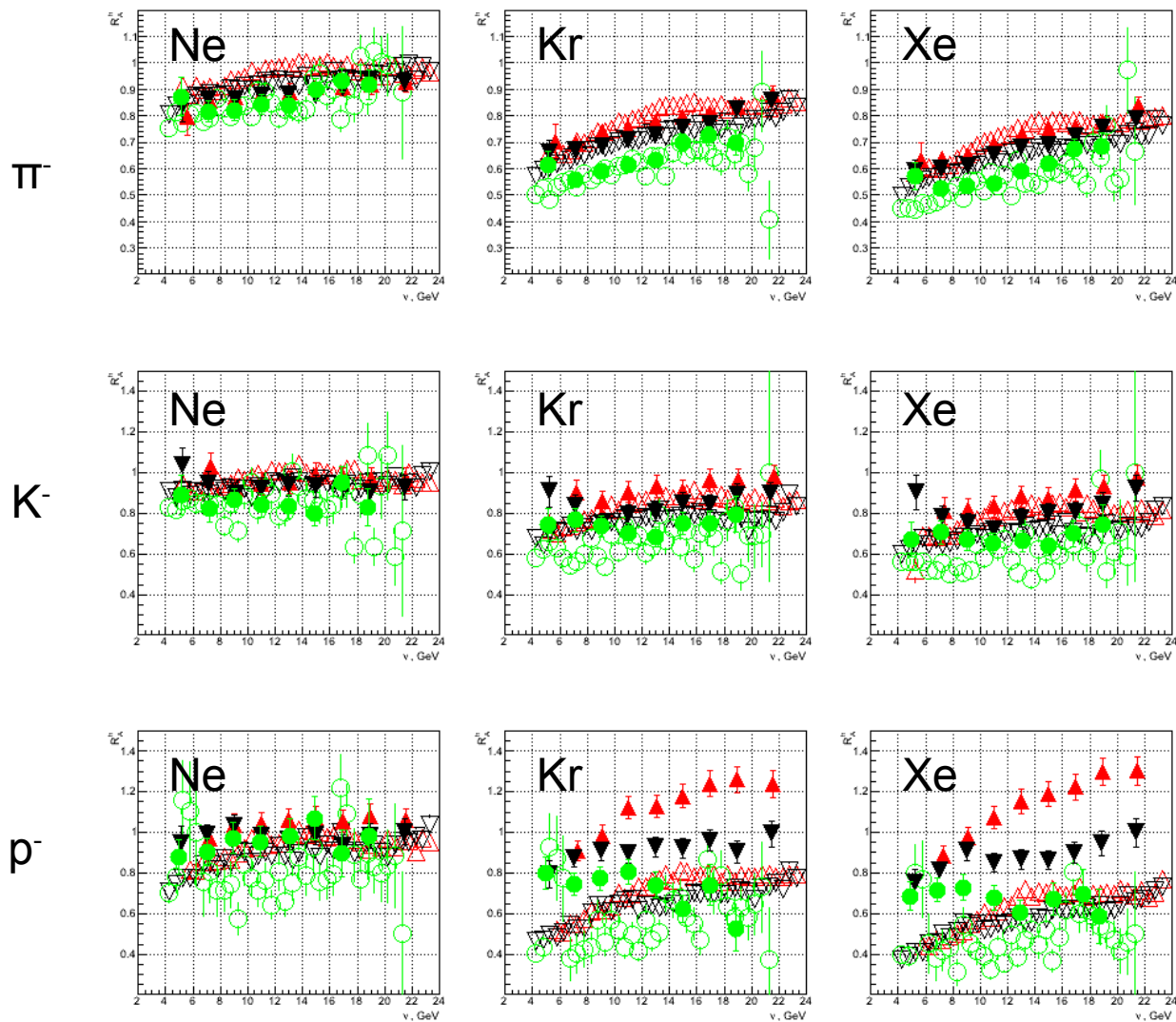
K^+



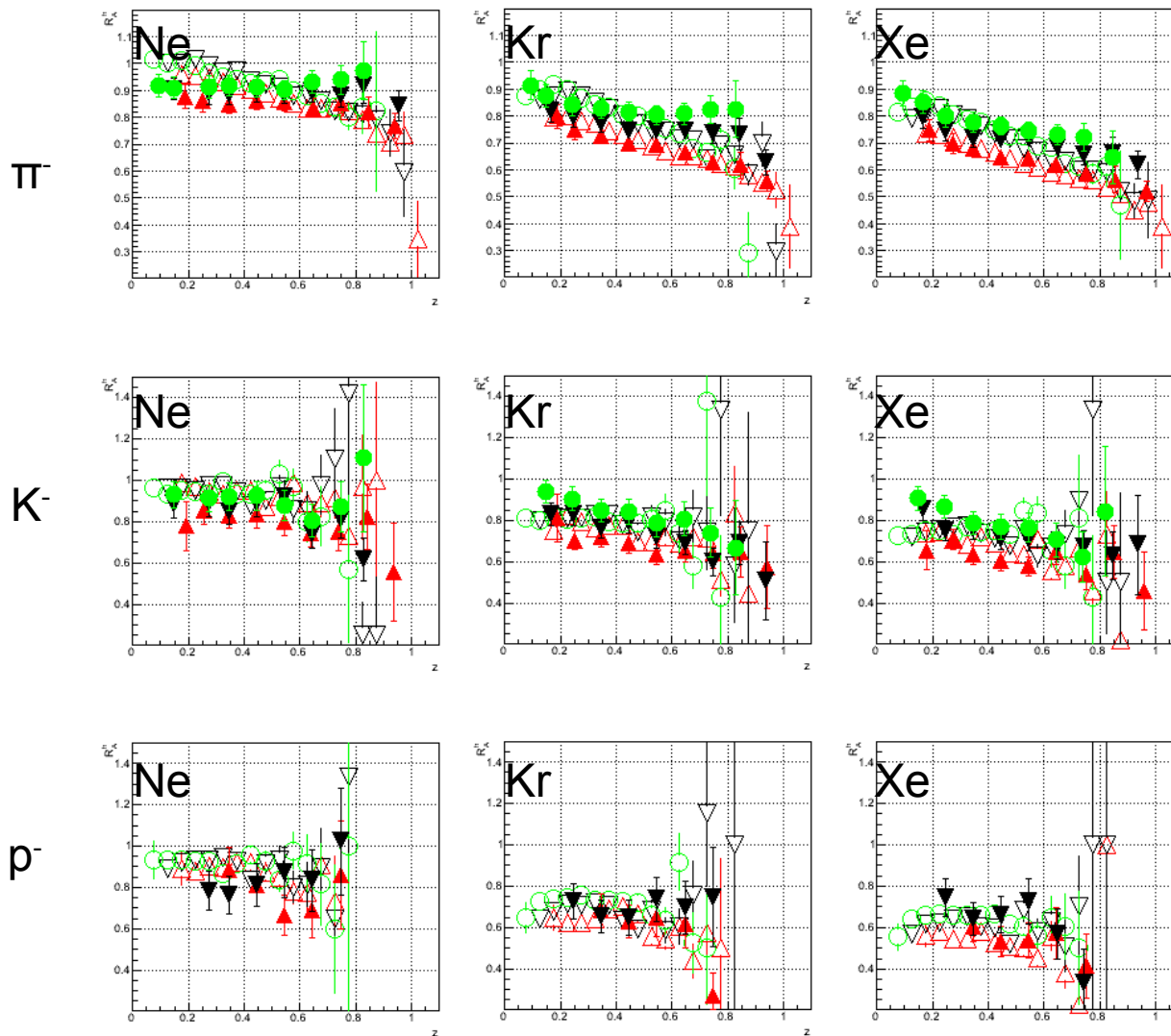
p



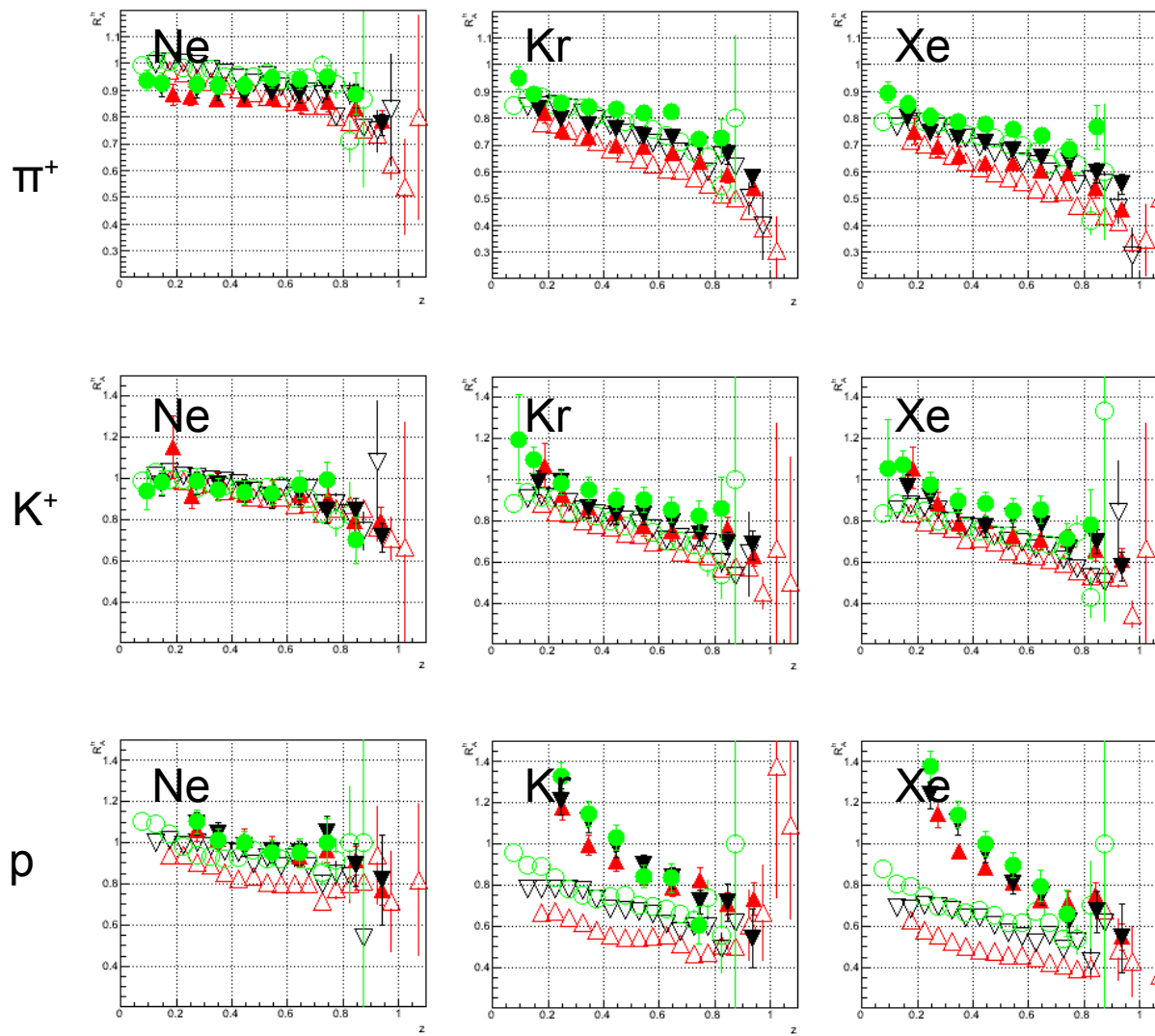
Сравнение с экспериментом



Сравнение с экспериментом

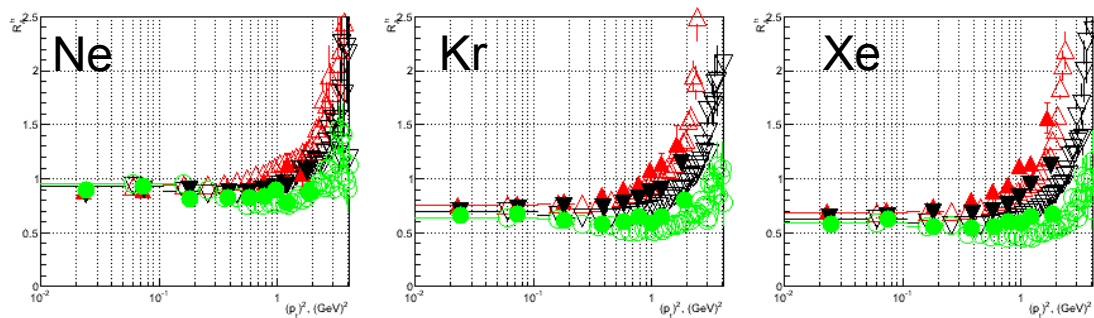


Сравнение с экспериментом

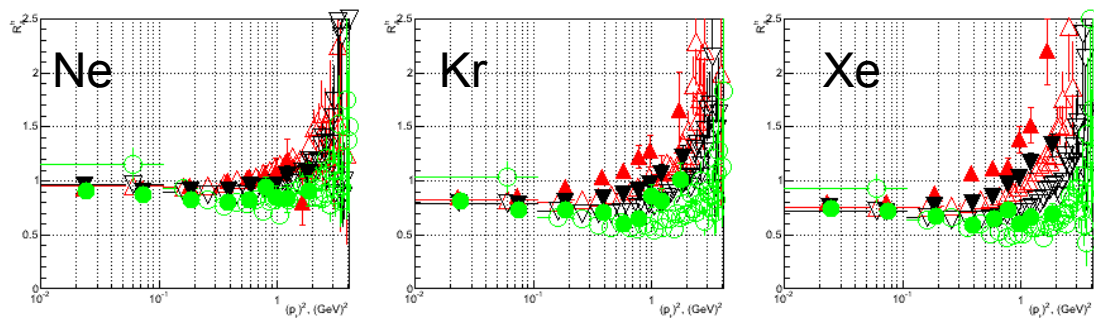


Сравнение с экспериментом

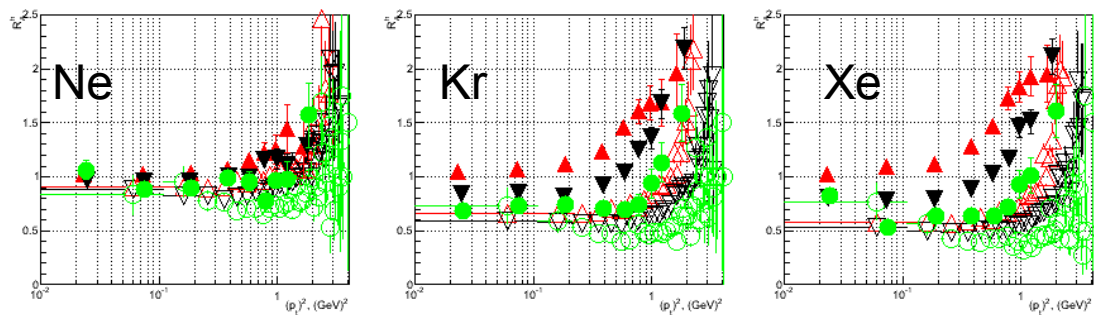
π^-



K^-



p^-



Монте-Карло генераторы жестких адрон-ядерных столкновений:

UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics):

- pp, pA, AA столкновения при высоких энергиях
- Используется распределение Вудса – Саксона для ядерной плотности

Hijing (Heavy Ion Jet INteraction Generator)

- pp, pA, AA

Множественные мягкие перераспределения

- ✓ Левин и Рыскин показали, что учитывая вклад только от жестких соударений, невозможно описать наблюдаемую A -зависимость
- ✓ Для её описания необходимо учитывать вклад множественных мягких взаимодействий в конечном состоянии

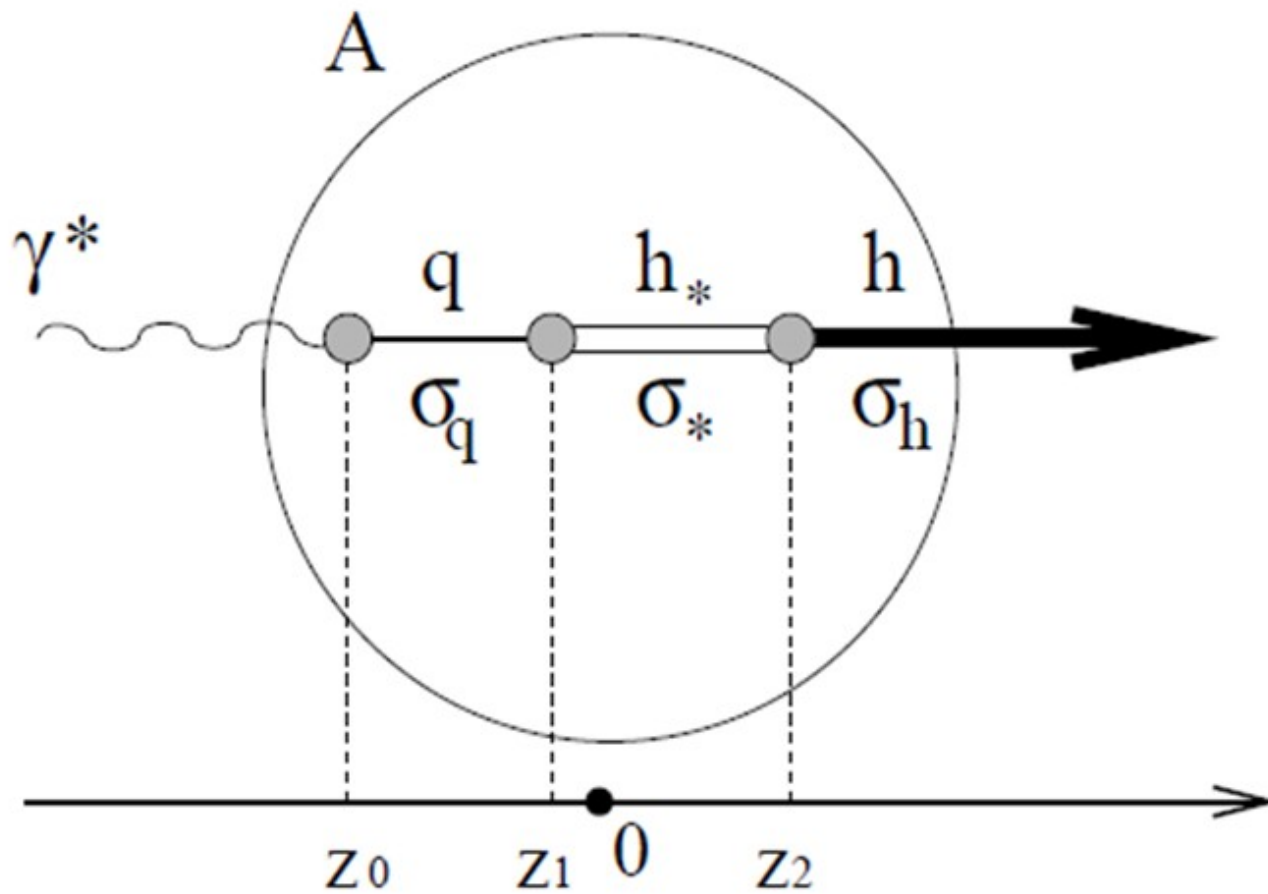
$$P_n = \frac{1}{n!} \left[\sigma T(\vec{b}, z) \right]^n \exp^{-\sigma T(\vec{b}, z)}$$

$$T(\vec{b}, z) = (A - 1) \int_z^{+\infty} \rho(\vec{b}, z') dz'$$

$$F_v(\vec{k}_T) = \frac{B^2}{2\pi} \exp^{-Bk_T}$$

$$G_q^{n-1}(\vec{k}_T) = \frac{B^2}{2\pi\Gamma[1 + (3m + 1)/2]} \left(\frac{Bk_T}{2} \right)^{\frac{3m+1}{2}} K_{(3m+1)/2}(Bk_T)$$

Формирование адронов



Эффекты связанные с длиной формирования

2 длины (времени) формирования

Необходимо время (время когерентности) для того чтобы сформировать глюон или фотон, некогерентный с источником.

Партон образованный в DIS будет испытывать дополнительные энергетические потери в виде тормозного излучения. В результате сильного удара, протон стряхивает с себя цветное поле.

Фрагментация кварков и глюонов в адроны изучена недостаточно полно. На конечной стадии происходят эффекты непертурбативной КХД. Использование ядер позволяет изучить процесс адронизации на близких дистанциях

Множественные мягкие перераспределения кварков

$$P_n = \frac{1}{(n-1)!} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int d^2b [\sigma T_-(b, z)]^{n-1} \rho(b, z) e^{-\sigma T_-(b, z)}$$

$$G_q^m(k_T) = \frac{B^2}{2\pi \Gamma[(3m+1)/2 + 1]} \times \\ \times \left(\frac{Bk_T}{2} \right)^{(3m+1)/2} K_{(3m+1)/2}(Bk_T)$$

$$f_q(p_{Ti}) = \frac{B^2}{2\pi} e^{-Bp_{Ti}}$$

$$B = 2/\langle k_V \rangle$$

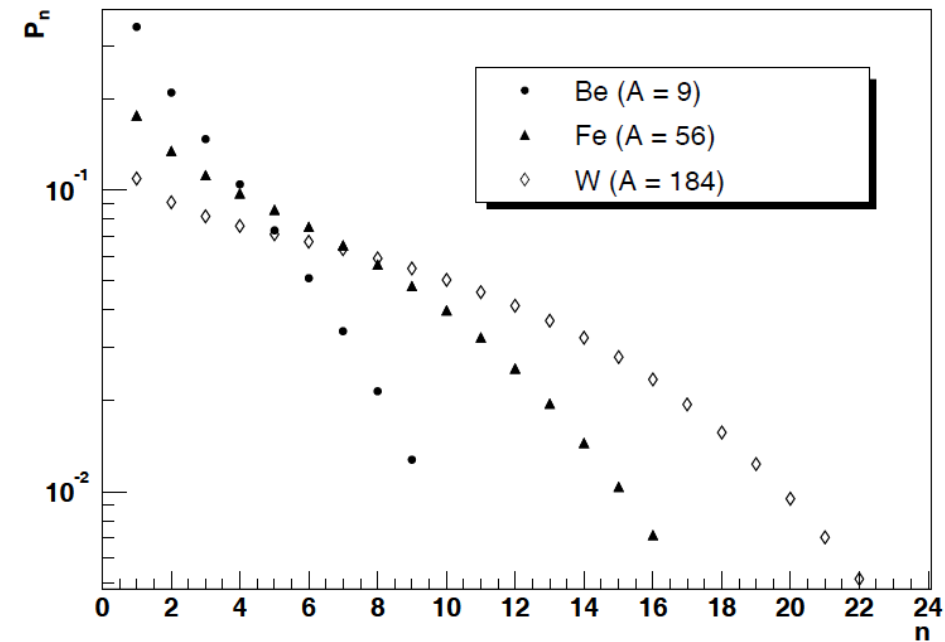
$$F_N(k_T) = G_q^{n-1} \otimes F_V(k_T) = \\ = \int d^2p_{1T} d^2p_{2T} G_q^{n-1}(p_{1T}) F_V(p_{2T}) \times \\ \times \delta^2(k_T - p_{1T} - p_{2T}).$$

$$f_q(p_{Ti}) = \frac{B^2}{2\pi} e^{-Bp_{Ti}}$$

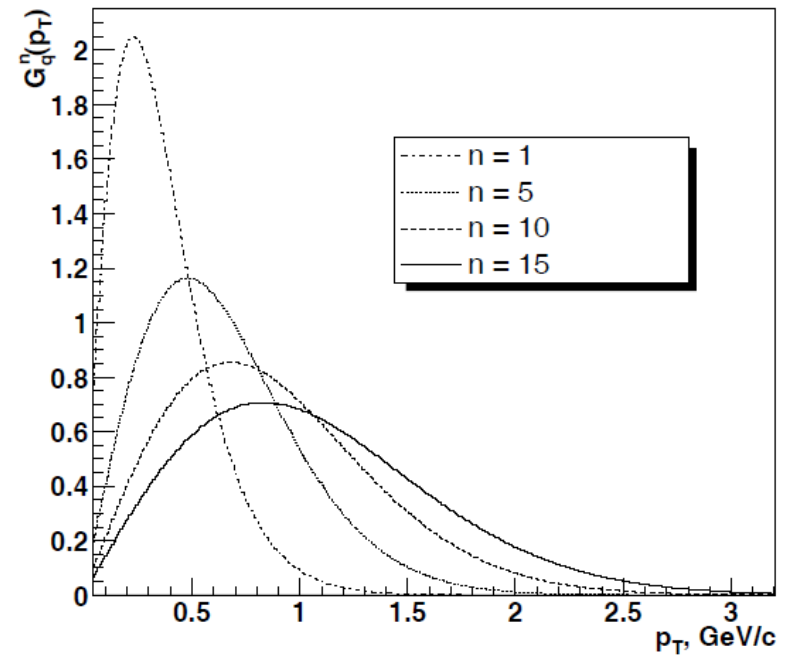
$$B = 2/\langle k_q^{\text{hard}} \rangle$$

Множественные перерасеяния

Вероятность испытать n мягких взаимодействий для различных ядер



Распределение по поперечному импульсу после n мягких взаимодействий

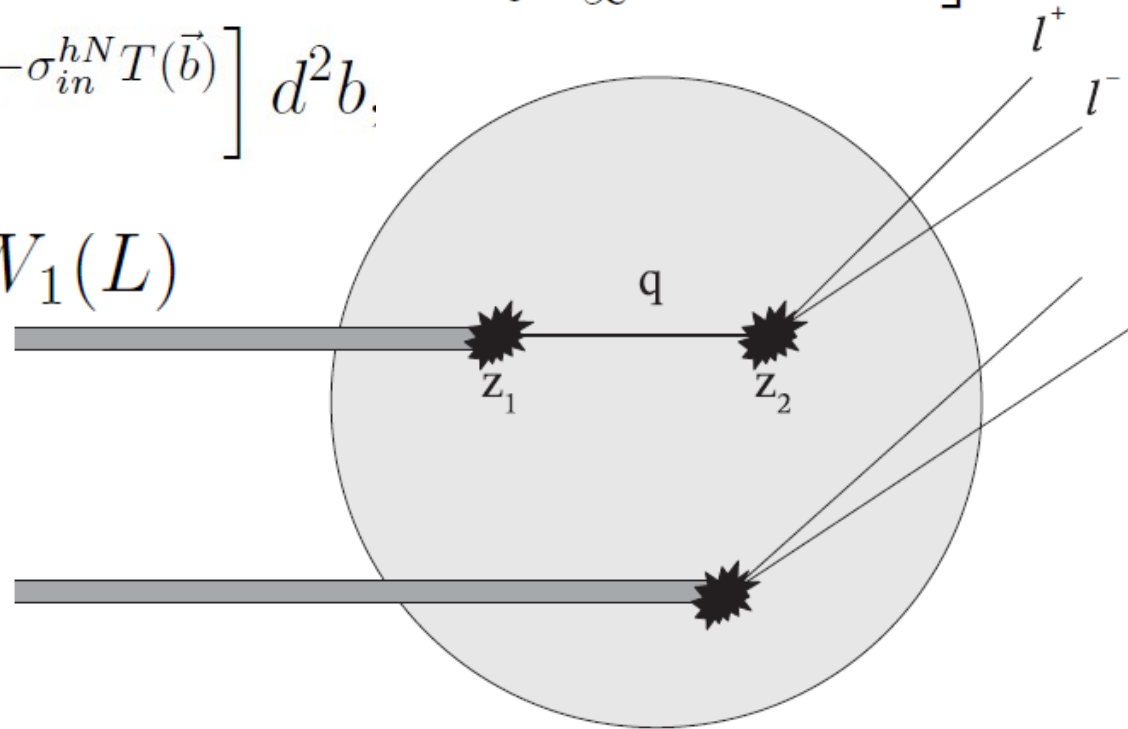


Энергетические потери налетающего кварка

$$W_1(L) = \frac{\sigma_{in}^{hN}}{A} \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_2) \int_{-\infty}^{z_2} dz_1 \rho_A(\vec{b}, z_1) \times \delta(z_2 - z_1 - L) \exp \left[-\sigma_{in}^{hN} \int_{-\infty}^{z_1} dz \rho_A(\vec{b}, z) \right]$$

$$W_0 = \frac{1}{A \sigma_{in}^{hN}} \int \left[1 - e^{-\sigma_{in}^{hN} T(\vec{b})} \right] d^2b,$$

$$W(L) = W_0 \delta(L) + W_1(L)$$



$$dE = -Lk$$

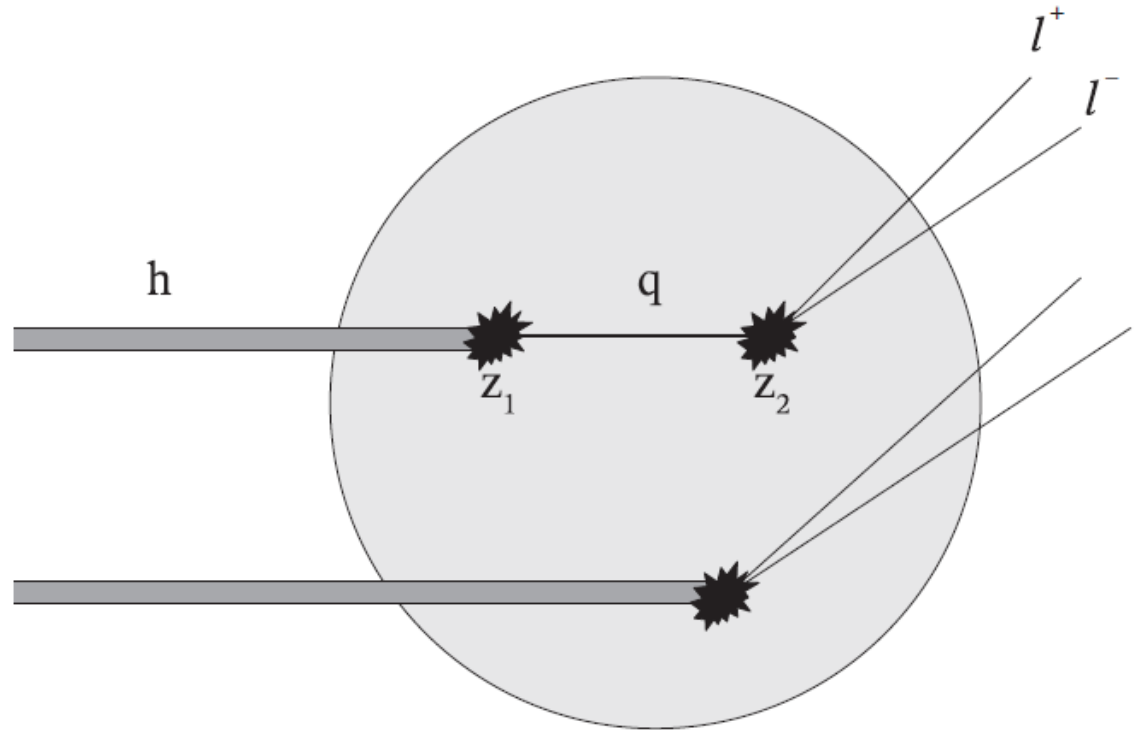
$$k = 2.7 \text{ ГэВ}/\phi_m$$

Энергетические потери налетающего кварка

$$\langle L \rangle = (1 - W_0) \frac{\sigma_{in}^{hN}}{A} \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \rho_A(\vec{b}, z_2) \int_{-\infty}^{z_2} dz_1 \rho_A(\vec{b}, z_1) \times (z_2 - z_1) \exp \left[-\sigma_{in}^{hN} \int_{-\infty}^{z_1} dz \rho_A(\vec{b}, z) \right].$$

$$dE = - (z_2 - z_1) k$$

$$k = 2.7 \text{ ГэВ}/\phi_m$$



Реакция Дрелла-Яна на ядрах

