

**Скейлинговые свойства спектров  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и  $\bar{p}$ , рожденных с поперечным импульсом  $p_T > 1$  ГэВ/с в  $p+A$  взаимодействиях при энергии пучка 50 ГэВ.**

***Н. Н. Антонов<sup>+</sup>, И.А. Васильев<sup>+</sup>, В. А. Викторов<sup>+</sup>, В. А. Гапиенко<sup>+</sup>,  
Г. С. Гапиенко<sup>+</sup>, Ф.Н. Новоскольцев<sup>+</sup>, А. Ф. Прудкогляд<sup>+</sup>,  
И. П. Солодовников<sup>+</sup>, В. И. Терехов<sup>+</sup>,  
М. Н. Уханов<sup>+</sup>, С.С.Шиманский\****

<sup>+</sup> *Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”,  
142281 Протвино, Россия*

<sup>\*</sup> *Объединенный Институт Ядерных Исследований, 141980 Дубна, Россия*

**Аннотация.** В диапазоне поперечных импульсов от 1 до 2.7 ГэВ/с были измерены спектры кумулятивных  $p$ ,  $\pi^{(\pm)}$ ,  $K^{(\pm)}$  и  $(p)$ , рожденных под углом  $40^\circ$  (лаб.сист.) в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 50 ГэВ. Поведение спектров в зависимости от кинетической энергии и от степени кумулятивности процесса, выглядит похожим для всех четырех использованных в эксперименте мишеней, С, Al, Cu и W. Наличие эффекта ядерного суперскейлинга не нашло подтверждения.

Результаты получены в эксперименте СПИН на ускорителе У70 (ИФВЭ Протвино).

## План доклада

- Цель эксперимента СПИИ. Описание спектрометра.
- Предыдущие результаты измерений
- Последние данные

## SPIN: Search for Peculiarities Inside Nuclei

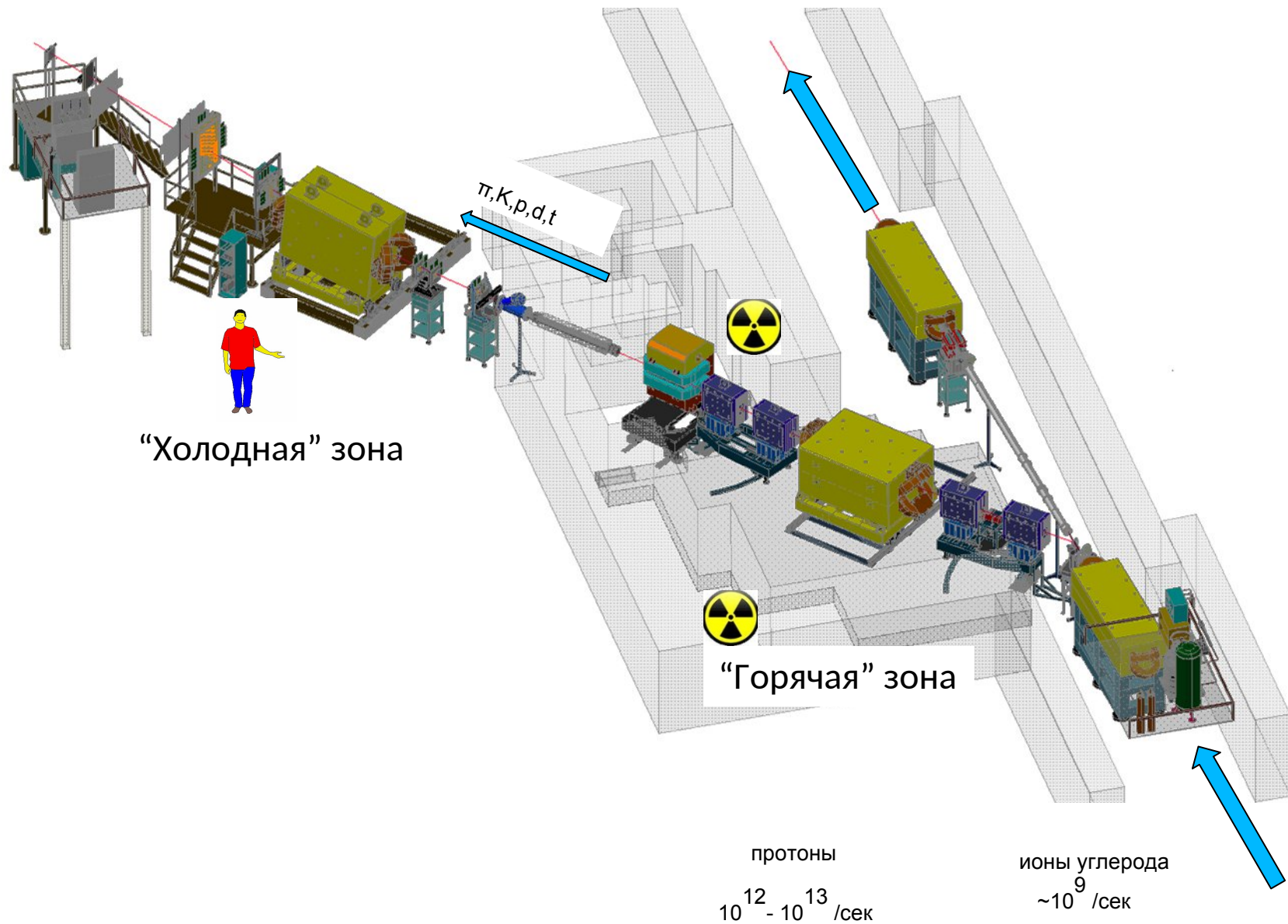
Общая задача эксперимента состоит в том, чтобы изучая спектры и состав вторичных частиц, рожденных с большими поперечными импульсами ( $P_T > 1$  ГэВ/с) в так называемой кумулятивной области, получить информацию как о механизме образования таких частиц, так и о структуре барионной материи ядра.

Кумулятивной областью называется область импульсов запрещенных по кинематике для взаимодействий на свободных нуклонах. При большом объеме накопленных за десятилетия данных по кумулятивным процессам вопрос о механизме кумулятивного эффекта остается до сих пор предметом спора.

**СПИН изучает кумулятивные процессы в области больших поперечных импульсов,  $P_T > 1$  ГэВ/с, где данные практически отсутствуют. Теоретический анализ [А.В. Ефремов, В.Т. Ким, Г.И. Лыкасов, ЯФ 44 (1986) 241-249] показывает, что в жестких рассеяниях основной вклад при  $X_T \sim 1$  должны давать взаимодействия с многонуклонными (многокварковыми) конфигурациями при малом вкладе фоновых процессов внутриядерного перерассеяния.**

# Узкоапертурный одноплечевой магнитный спектрометр

*Spin*



“Холодная” зона

п, К, р, d, t

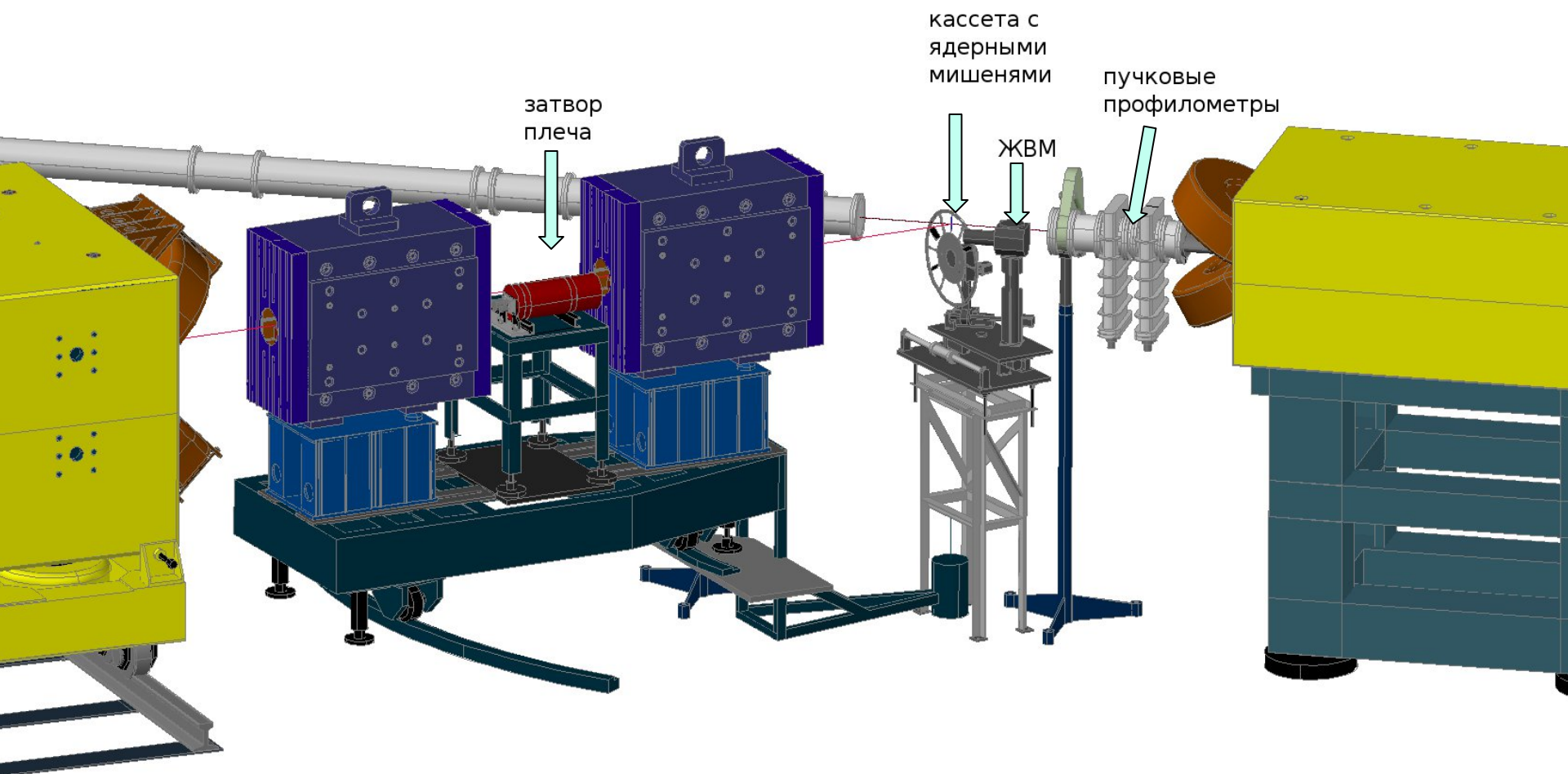
“Горячая” зона

протоны  
 $10^{12} - 10^{13}$  /сек

ионы углерода  
 $\sim 10^9$  /сек

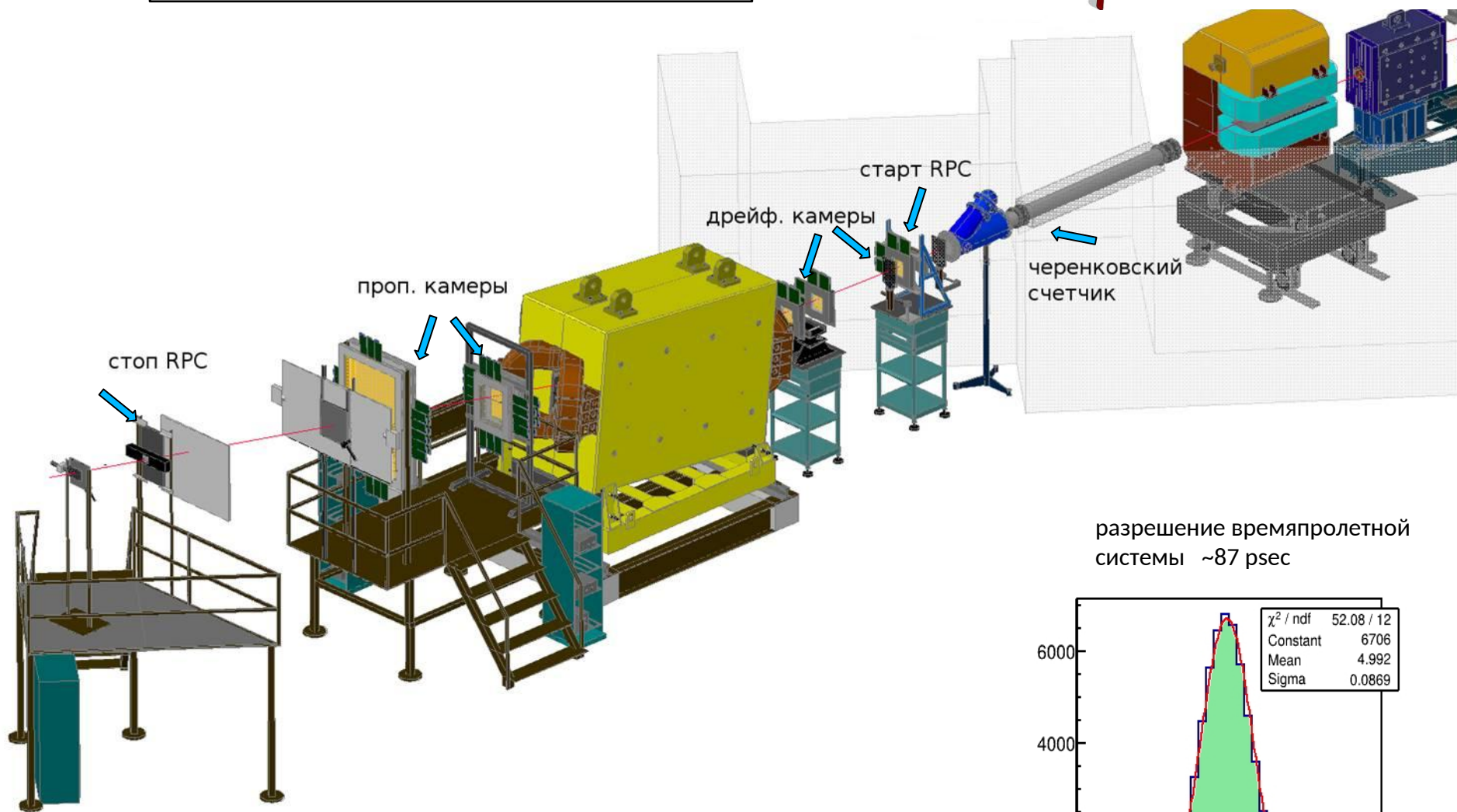
# Оборудование в “горячей” зоне

*Spin*

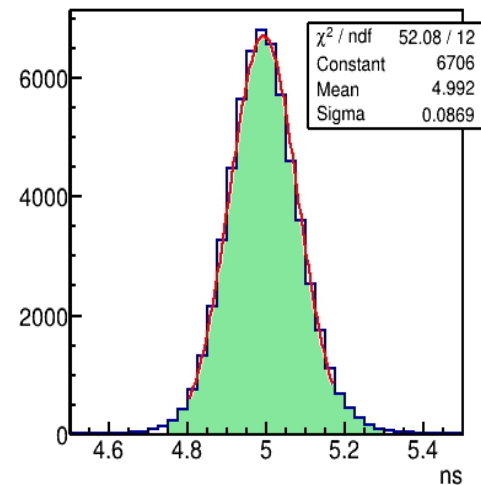


# Оборудование в “холодной” зоне

*Spin*



разрешение времяпролетной системы ~87 псес





## Преимущества спектрометра СПИН

*Spin*

1. Используется канал с высокоинтенсивными пучками протонов и ядер углерода. Это дает возможность даже при тонких мишенях исследовать редкие процессы за разумное время.
2. Управление и контроль за подсистемами установки полностью автоматизированы, что позволяет эффективно использовать время “на пучке “ и избегать систематических ошибок
3. Можно менять угол плеча спектрометра в диапазоне  $22^{\circ}$ - $55^{\circ}$



## Недостатки эксперимента, ограничивающие рамки исследований.

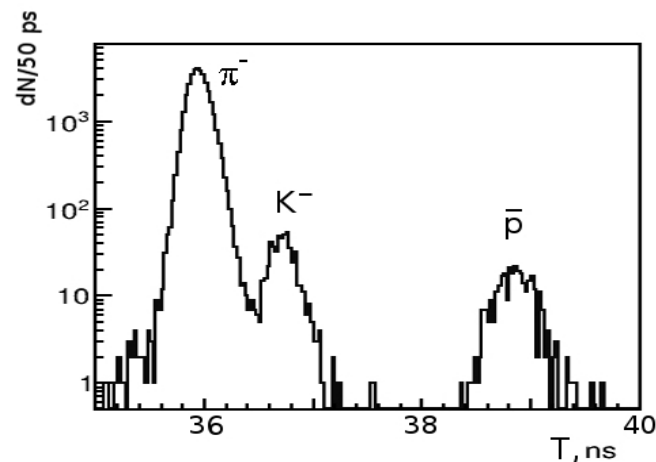
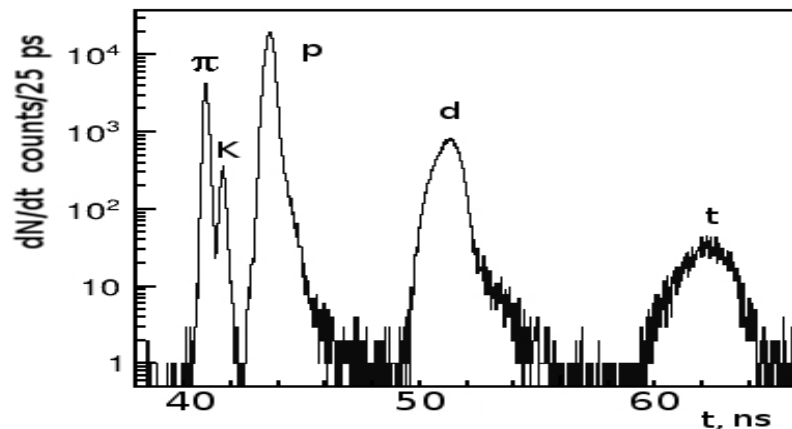
1. По своему изначальному расположению эксперимент фактически является фоновым к основному (ОКА), что ограничивает возможность глубокой модернизации.
2. Из-за высокого радиационного фона в горячей зоне, измерение импульса и состава частиц проходит в холодной зоне на короткой базе.

## Все приводимые далее данные получены для угла $40^\circ$ (лаб.с.)

*Spin*

- Облучались тонкие мишени **C,Al,Cu,W** протонным пучком с интенсивностью  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  /сек и с энергией 50 ГэВ.
- Рабочий диапазон импульсов частиц, доступный для анализа составляет  **$p=1-4.2$  ГэВ/с**. Захват по импульсу составлял  $\Delta p/p \approx 2\%$ , сам импульс измерялся с точностью  $\sigma_p \sim 0.0025 \cdot p$ . Диапазон поперечных импульсов до  **$p_T=2.7$  GeV/с**.
- Идентификация частиц по времени пролета ( $\sim 12$  м) + пороговый черенковский детектор.

Примеры сырых данных с TOF системы



Первые усилия эксперимента СПИН были направлены на измерение инклюзивных спектров легких ядерных фрагментов с поперечными импульсами  $p_T > 1$  ГэВ/с в  $p+A$  и  $A+A$  взаимодействиях

Н.Н. Антонов и др., Письма в ЖЭТФ, (2016) том 104, вып. 10, с. 678 – 681

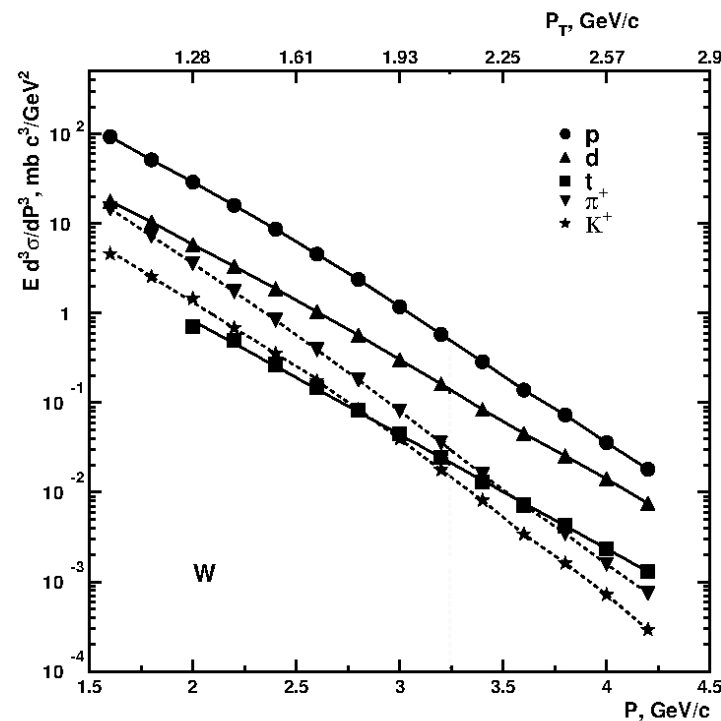
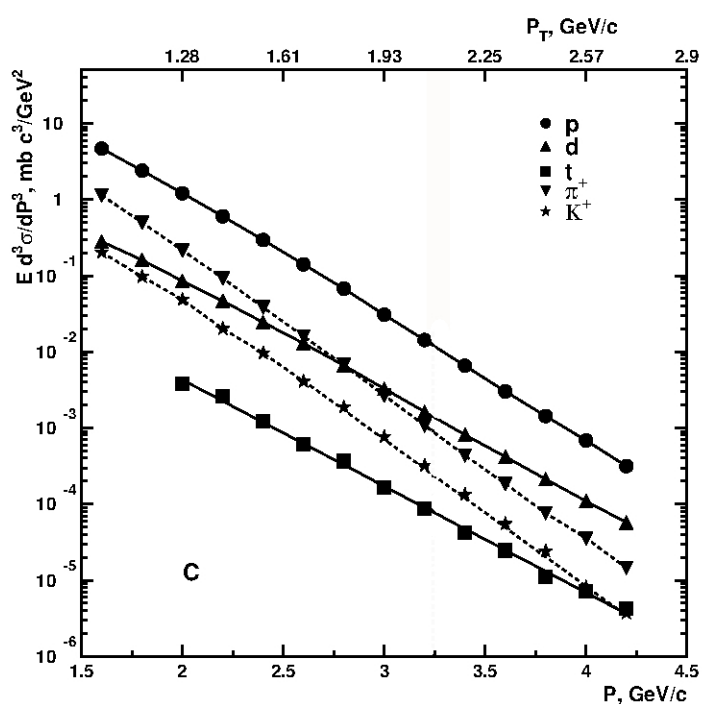
Н.Н. Антонов и др., ЭЧАЯ том.48, вып.6, (2017), с. 885-889

Н.Н. Антонов и др., Письма в ЖЭТФ, (2018) том 108, вып. 12, с. 799 – 802

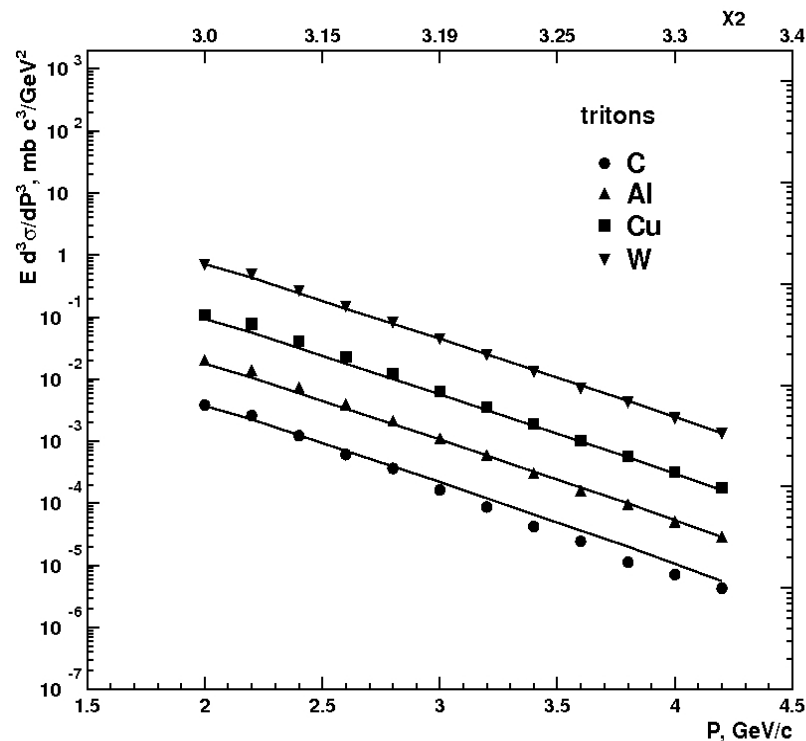
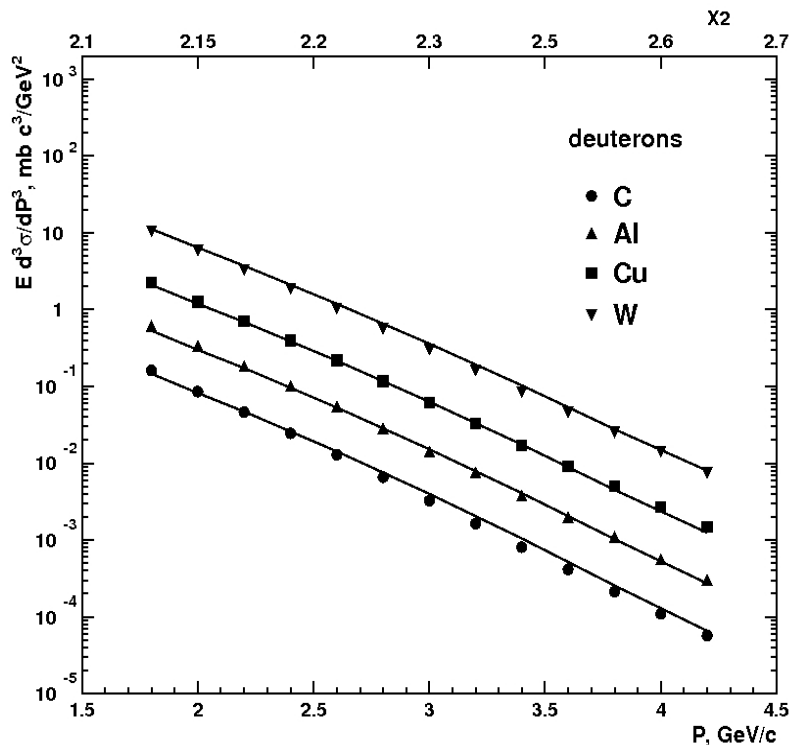
Н.Н. Антонов и др., Письма в ЖЭТФ,(2020) том 111, вып. 5, с. 291 – 294

Н.Н. Антонов и др., ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, (2022), том 85, No 3, с. 1–7

Типичные импульсные спектры положительно заряженных частиц



Н.Н. Антонов и др., "Рождение дейтронов и тритонов с большими поперечными импульсами под углом  $40^\circ$  в рА взаимодействиях при энергии пучка 50 ГэВ." ЯФ, (2022), том 85, No 3, с. 1–7



Инвариантные сечения рождения дейтронов и тритонов в зависимости от импульса. Получены при облучении 4х мишеней. На верхних шкалах показано кумулятивное число ("переменная Ставинского" X2), рассчитанное для рождения d и t частиц для р+А взаимодействии под углом  $40^\circ$ .

## Определение степени кумулятивности процесса

Для определения "степени кумулятивности" использовали идею работы [В. С. Ставинский, "Единый алгоритм вычисления инклюзивных сечений рождения частиц с большими поперечными импульсами и адронов кумулятивного типа", Краткие сообщения ОИЯИ 18, стр. 5-17 (1986)], согласно которой рождение частицы происходит через жесткое столкновение конstituента налетающей частицы и части мишени.

Ставинский ввел переменные  $X_1$  и  $X_2$ , описывающие участвующие в квазибинарной реакции доли от первоначальных 4-импульсов налетающей частицы и мишени соответственно. Для однозначного определения величин  $X_1$  и  $X_2$  кроме требования сохранения барионного числа, имеется дополнительное ***условие: инвариантная энергия квазибинарной реакции была бы минимальной.***

Примеры использования переменных Ставинского  $X_1$  и  $X_2$  для описания инклюзивных сечений в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях можно найти в работах

А. А. Балдин, "Возможен ли единый подход к подпороговым и кумулятивным процессам в релятивистских ядерных столкновениях?", Краткие сообщения ОИЯИ 3(54), 27, (1992).

А. А. Балдин, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский, "Анализ данных, полученных на пучках релятивистских ядер синхрофазатрона в экспериментах с  $4\pi$  геометрией, на основе автомодельного подхода", Краткие сообщения ОИЯИ 2(94), 20 (1999).

## Основные выводы из анализа спектров дейтронов и тритонов с поперечным импульсом > 1 ГэВ/с

- Модель коалесценции, примененная к рождению дейтронов, показала, что размер области испускающих составляющих одинаков (в пределах ошибок измерений) для всех использованных мишеней C,Al,Cu,W. Процесс рождения локальный.
- Наши данные не могут быть объяснены в рамках SRC модели.

- Спектры d и t хорошо описываются выражением с одной и той же формой зависимости от массы ядра и с одним и тем же параметром наклона.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 \cdot A_1^{\alpha(X_1)} \cdot A_2^{\alpha(X_2)} \cdot \exp(-\Pi/C_2),$$
 где  $A_1$  и  $A_2$  атомные массы сталкивающихся ядер,  $C_1$

и  $C_2$  — константы,  $\Pi$ -безразмерная переменная,  $\Pi = \sqrt{S_{min}}/2m_N$ ,  $m_N$ —масса нуклона,  $\alpha(X)$  - функция от  $X_1$  или  $X_2$ .  $\alpha(X) = (2.45 + X)/3$ .

Выражение основано [А. А. Балдин, Краткие сообщения ОИЯИ 3(54), 27, (1992)] на модели, рассматривающей рождение частиц с большими  $p_T$ , как результат жесткого столкновения конstituентов налетающей частицы и конstituентов мишени. Это свидетельствует в пользу того, что эксперимент СПИН наблюдает *прямое выбивание легких фрагментов из ядер*.

## Спектры $\pi^\pm$ , $K^\pm$ и $\bar{p}$ , рожденных с поперечным импульсом $p_T > 1$ ГэВ/с

Интересным свойством спектров кумулятивных частиц, регистрируемых в области фрагментации ядра-мишени ( $\theta > 90^\circ$ , лаб. сист.), оказалось проявление эффекта ядерного скейлинга.

Понятие **ядерный скейлинг** ввел Г.А. Лексин при попытке описать единообразным способом спектры протонов, испущенных в диапазоне углов  $120^\circ - 150^\circ$  из разных ядер под воздействием протонов, пионов и  $\gamma$ -квантов с разными энергиями.

**Г. А. Лексин, «Ядерный скейлинг», Proc. of XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1 (1976) A6-3; V.B. Gavrilo, G.A. Leksin, S.M. Shuvalov, "Study of Deep Inelastic Nuclear Reactions", Nucl. Phys A532 (1991) 321c-338c**

Эффект заключался в том, что форма спектров кумулятивных частиц, рожденных под фиксированным углом, казалась независимой ни от сорта и энергии налетающей частицы, ни от массы ядра-мишени. Самым общим свойством спектров в кумулятивной области является экспоненциальная зависимость инклюзивных спектров от кинетической энергии.

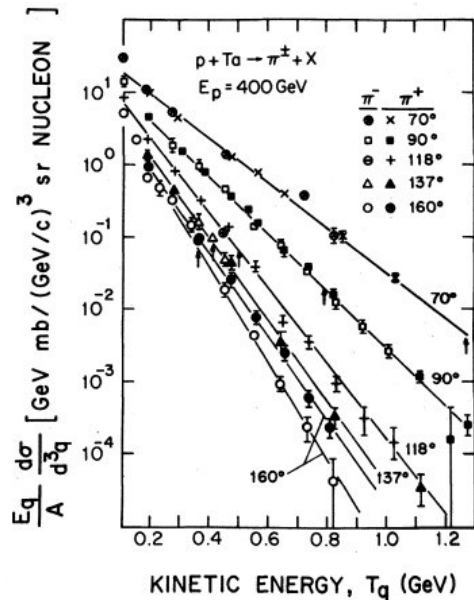
Согласно Г.А.Лексину, [**Г. А. Лексин, ЯФ, 2002, т.65, ном.11, с. 2042-2051**] эффект ядерного скейлинга объясняется наличием в ядрах сверхплотных сгустков материи (флуктонов). Взаимодействие налетающей частицы с флуктоном создаёт возбуждённый многокварковый объект, фрагментация которого порождает частицы не присутствовавшие ранее в ядре.

Имеется достаточно данных по кумулятивным протонам, мезонам и антипротонам во взаимодействиях самых разных пучков с ядерными мишенями. Регистрация кумулятивных частиц проводилась, в основном, для углов вылета  $\theta > 90^\circ$  (лаб.сист.), при  $P_T \lesssim 1$  ГэВ/с.

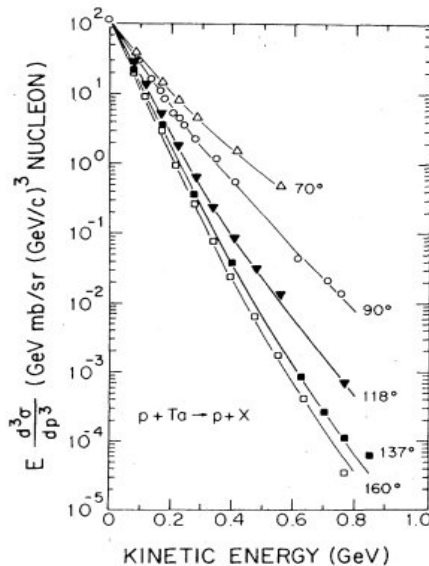
- Примеры
- N. A. Nikiforov et al., Phys.Rev. C22,1980, n.2, p.700-710
  - С. В. Бояринов и др., ЯФ 1994, т.57,№8, с.1452-1461
  - О. Р. Gavrishchuk et al., Nucl.Phys. A523(1991) 589-596
  - Y.D. Bayukov et al.,Phys.Rev. C20,,1979, p.764-772

Экспоненциальная зависимость от кинетической энергии,  $T \leq 1$  ГэВ

N. A. Nikiforov et al.,  
Phys.Rev. C22,1980, n.2, p.700-710



Y.D. Bayukov et al.,  
Phys.Rev. C20,,1979, p.764-772



Г. А. Лексин, ЯФ, 2002,  
т.65, ном.11, с. 2042-2051

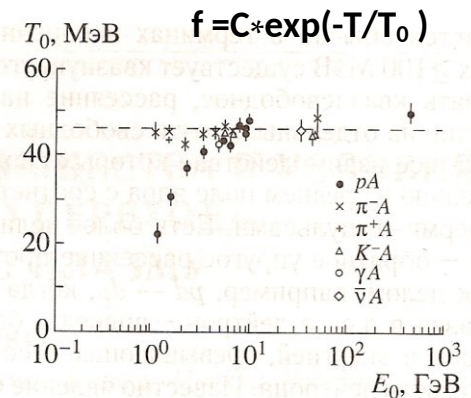


Рис. 5. Зависимость параметров наклона  $T_0$  инвариантной функции протонов, вылетающих под действием  $p, \pi^\pm, K^-, \gamma, \bar{\nu}$  с различными энергиями  $E_0$ ; угол вылета  $120^\circ$  в л.с.

В области фрагментации мишени ( $\theta > 90^0$ ) ядерный скейлинг выполняется лишь приблизительно.

[наприм., **С.Б.Бояринов и др., ЯФ(1994) т.57,№8,1452**]

Но, возможно, спектры частиц в задней полусфере искажены внутриядерными взаимодействиями? Есть, по крайней мере, две публикации, указывающих на это:

IOP Publishing

Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics

J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 125107 (24pp)

doi:10.1088/0954-3899/41/12/125107



### **‘Buddha’s light’ of cumulative particles\***

V B Kopeliovich<sup>1,2</sup>, G K Matushko<sup>1</sup> and I K Potashnikova<sup>3</sup>

#### **Abstract**

We show analytically that in the cumulative particles production off nuclei multiple interactions leads to a glory-like backward-focusing effect. Employing the small phase space method, we arrived at a characteristic angular dependence of the production cross section  $d\sigma \sim 1/\sqrt{\pi - \theta}$  near the strictly backward direction.

Physica Scripta. Vol. 48, 210–213, 1993

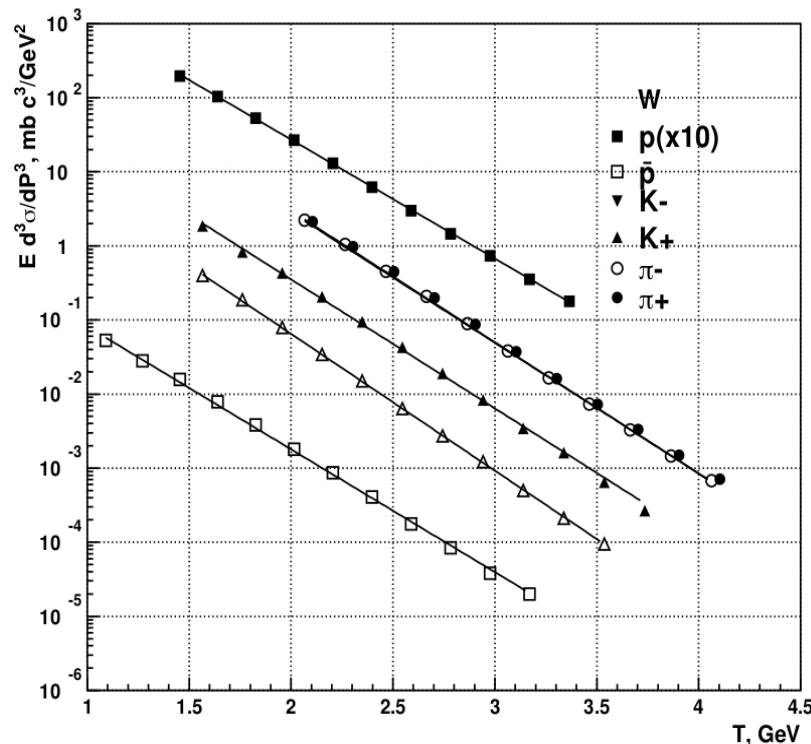
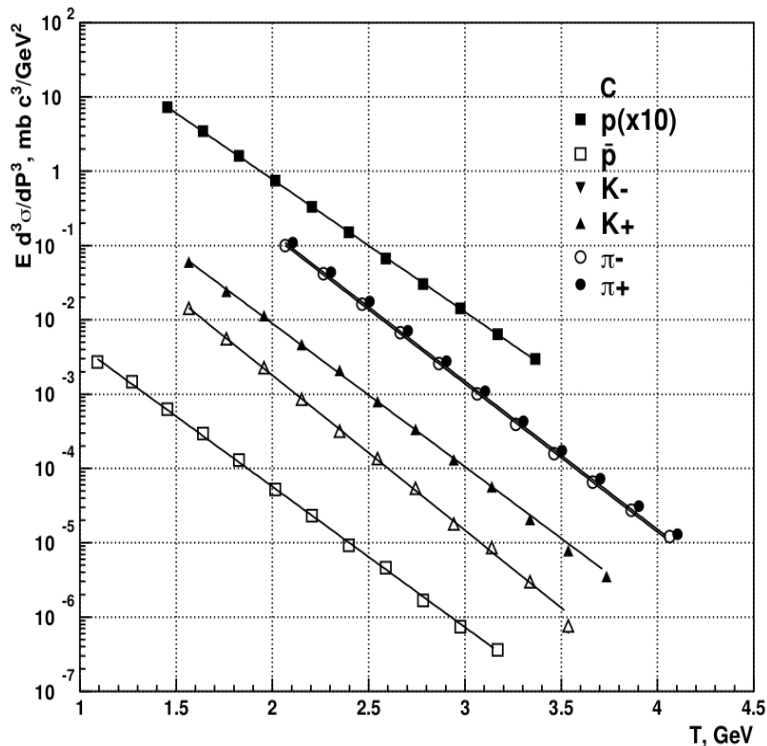


### **Distortions of the Spectra of Cumulative Mesons by Multiscattering in Nuclei**

V. F. Peresedov and L. S. Zolin

Имеет смысл взглянуть на свойства спектров в области больших поперечных импульсов, где основной вклад дают жесткие взаимодействия первичной частицы с многонуклонными (многокварковыми) конфигурациями внутри ядра при минимальном искажающем влиянии ядра. **[А.В. Ефремов, В.Т. Ким, Г.И. Лыкасов, ЯФ 44 (1986) 241-249]**

“Энергетические характеристики спектров кумулятивных  $p$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $\bar{p}$ , рожденных с поперечным импульсом  $p_T > 1$  ГэВ/с в протон-ядерных взаимодействиях при энергии пучка 50 ГэВ .”



Спектры  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , протонов и антипротонов как функции кинетической энергии. Кривые на рисунке – результат аппроксимации выражением  $f=C*\exp(-T/T_0)$

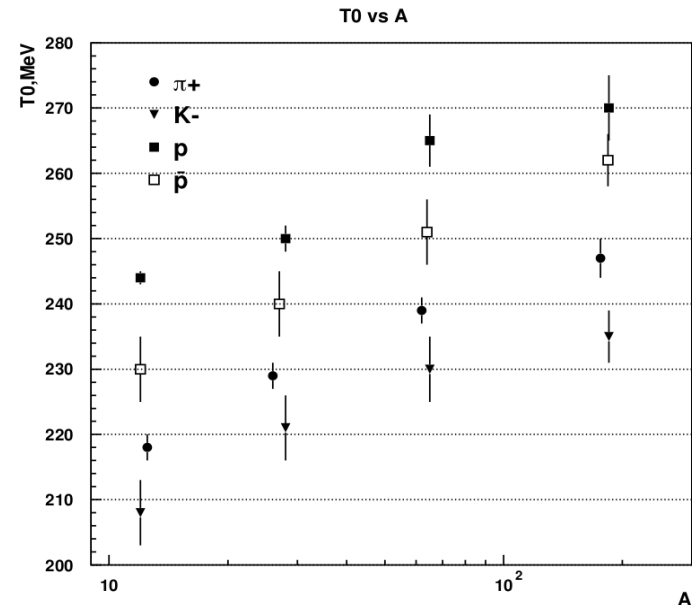
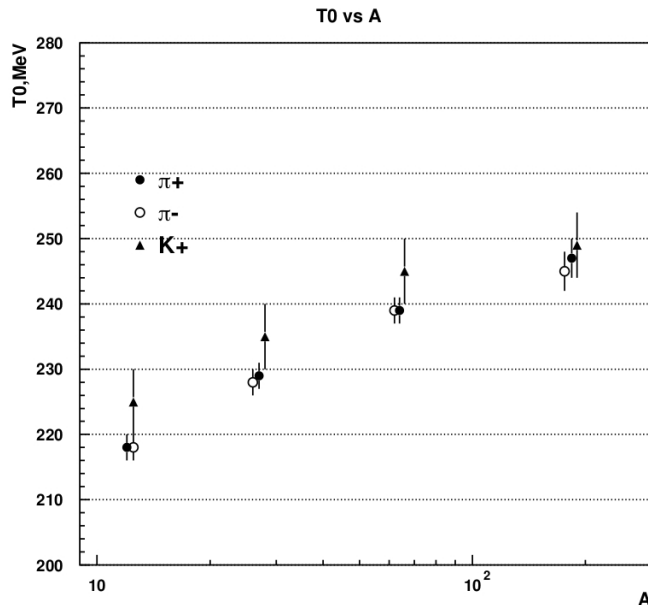
# Свойства спектров, измеренных как функция кинетической энергии.



- \*Поведение выглядят похожими для всех мишеней (C,Al,Cu,W)
- \*Измеренные значения  $T_0$  выше, чем наблюдается при  $\vartheta > 90^\circ$

[излучение движущегося источника: Mark I. Gorenstein and G.M. Zinovev, " Proc . of V International Seminar on Problems in High Energy Physics, page 438, JINR, Dubna (1978)]

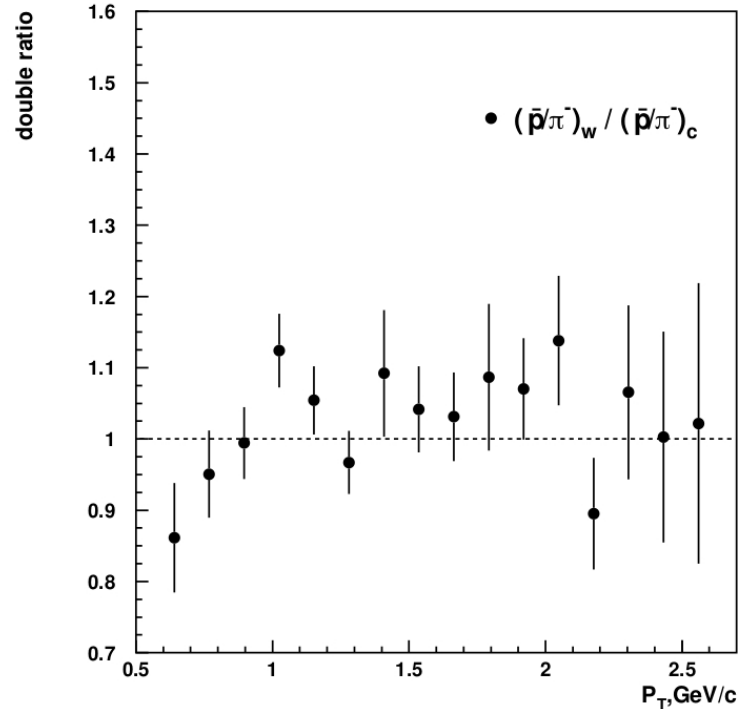
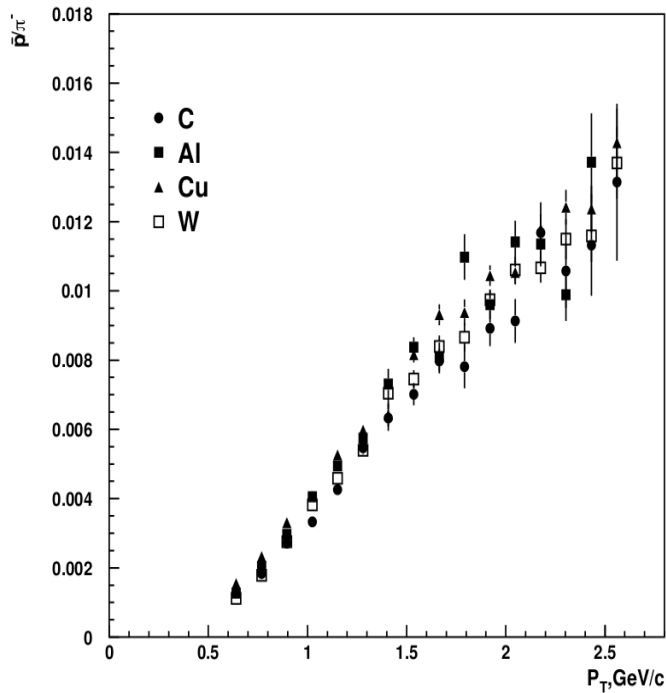
- \*Имеется рост  $T_0$  с ростом массы ядра.
- \*В пределах точности измерений, сечения  $f_{\pi^+} = f_{\pi^-}$
- \*Наклоны спектров  $\pi^\pm$  и  $K^+$  близки друг другу.
- \*Наклоны спектров протонов, антипротонов и  $K^-$  отличаются от наклонов спектров  $\pi$ -мезонов.



Какое влияние FSI на конечные спектры мезонов и антипротонов?



Н. Н. Антонов и др., Письма в ЖЭТФ, (2024) том 119, вып. 1, с. 3 – 6

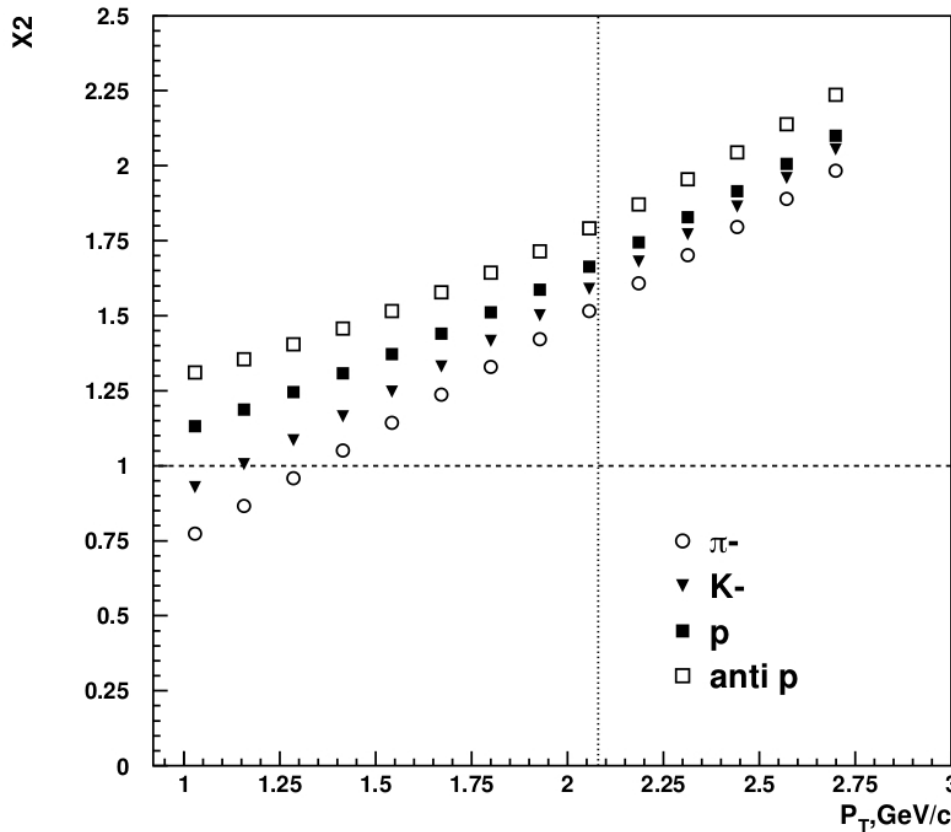


Независимость (слабая зависимость?) отношения выхода антипротонов к выходу мезонов, наблюдаемая во всем интервале доступных импульсов, свидетельствует о малом влиянии ядра на конечные спектры

**Если кумулятивные мезоны и антипротон являются продуктом адронизации возбужденного флуктона/файербола, было бы разумно взглянуть на зависимость инвариантных спектров от массы фрагментирующего объекта.**

*Краткие сообщения ОИЯИ №18-86*  
УДК 539.12.01

*JINR Rapid Communications No.18-86*



ЕДИНЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ И АДРОНОВ КУМУЛЯТИВНОГО ТИПА

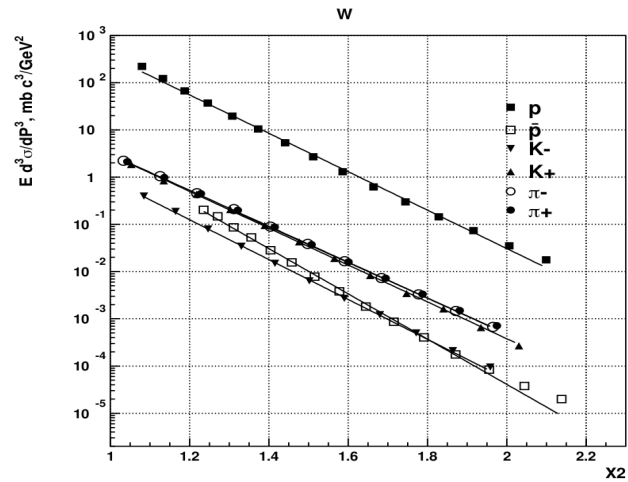
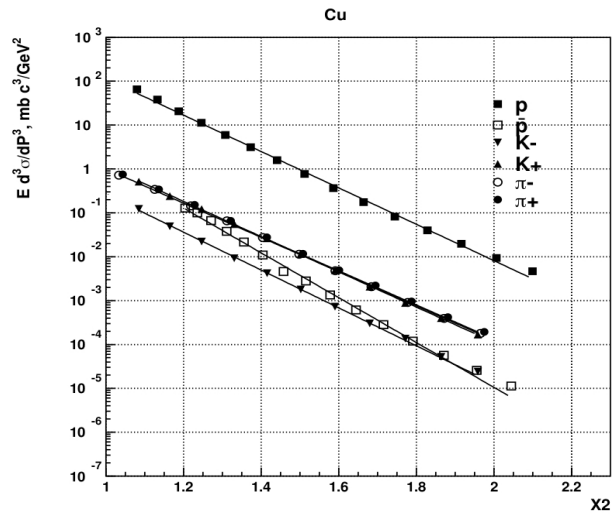
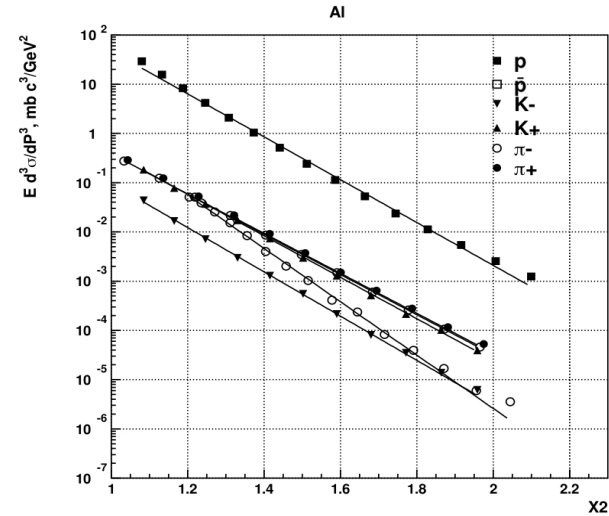
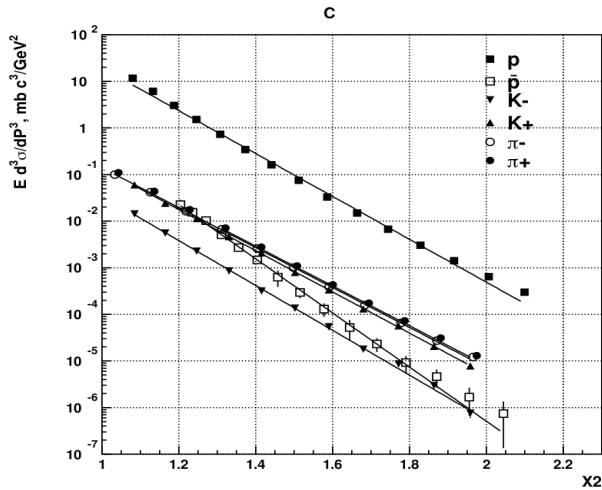
В.С. Ставинский

X<sub>2</sub> минимальная масса мишени (в единицах массы нуклона), необходимая для рождения частицы с поперечным импульсом p<sub>T</sub> под углом 40°

Далее, для анализа использовались только данные из кумулятивной области, т.е. X<sub>2</sub> > 1

Спектры частиц с поперечным импульсом  $p_T > 1 \text{ GeV/c}$   
в зависимости от минимальной массы мишени,  $X_2$ .

*Spin*



Кривые - результат аппроксимации выражением  $f = C_2 * \exp(-X_2/X_0)$

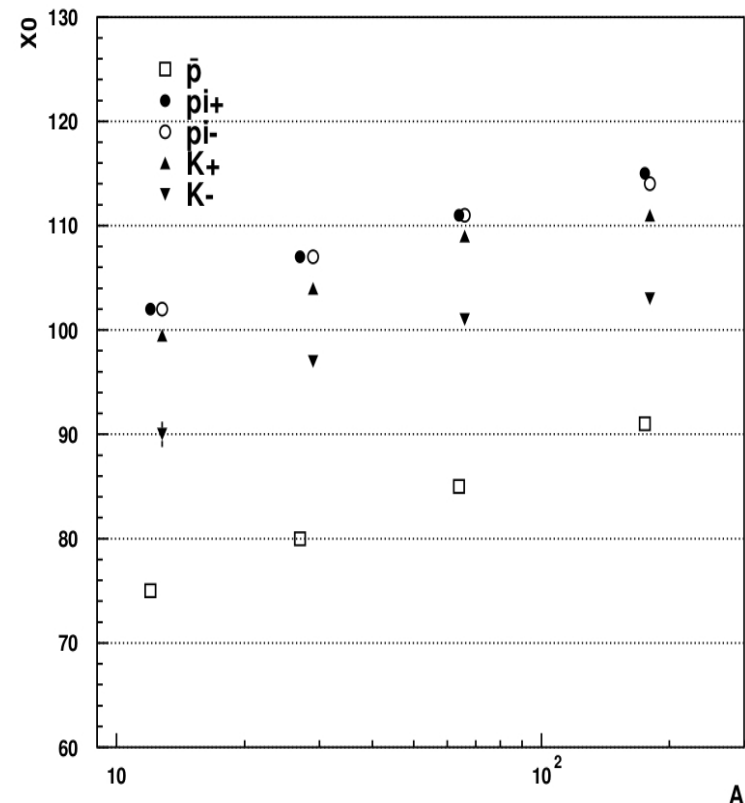
Качественно, инвариантные спектры выглядят  
похожим для разных (C,Al,Cu,W) мишеней

Spin

$$f = C_2 * \exp(-X_2/X_0)$$

- ❑ Спектры всех частицы **КРОМЕ ПРОТОНОВ** хорошо фитируются экспоненциальной зависимостью от кумулятивного числа.
- ❑ Для всех ядер наклоны спектров  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$  мезонов близки друг к другу
- ❑ Для всех рассмотренных частиц имеется явная зависимость наклонов спектров от массы ядра
- ❑ Для всех ядер наклоны спектров антипротонов заметно отличаются от наклонов спектров, измеренных для мезонной компоненты

A-зависимость наклонов



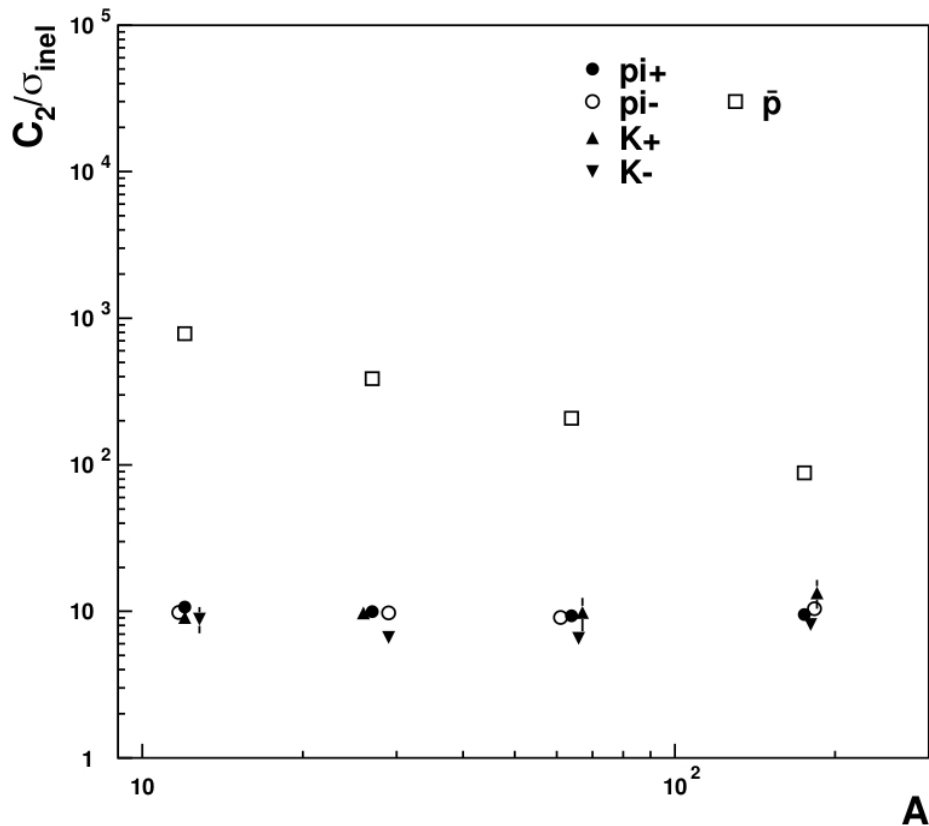
# Нормировка константы на сечение неупругого $p+A$ взаимодействия



$$f = C_2 \cdot \exp(-X_2/X_0)$$

Константа  $C^* = C_2 / \sigma^{inel}$  после нормировки на сечение неупругой реакции.

$\sigma^{inel}(A)$  взяты из **[J. Curvalho, Nucl.Phys. A 725 (2003) 269–275]**



В пределах точности измерений:  
константа  $C^*$  одинакова для всех  
мезонов

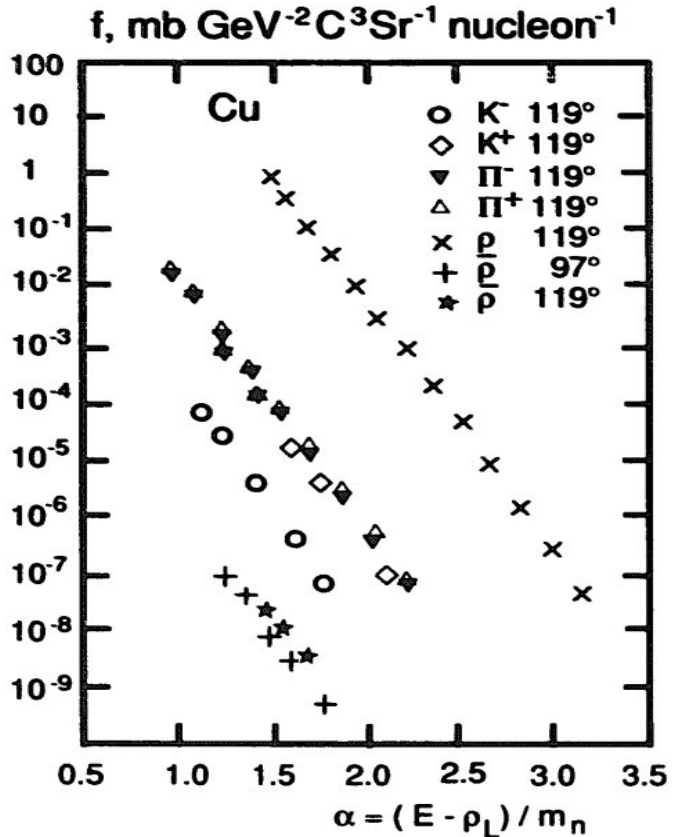
для мезонов константа  $C^*$  не  
зависит (слабо зависит) от ядра-  
мишени.

константа  $C^*$  **разная** для  
антипротонов и для мезонов

ПУТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА В УСЛОВИЯХ,  
ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ЕГО ПЕРЕХОДА  
В КВАРК-ГЛЮОННУЮ ПЛАЗМУ

© 2002 г. Г. А. Лексин

pCu, 10 GeV, 119°



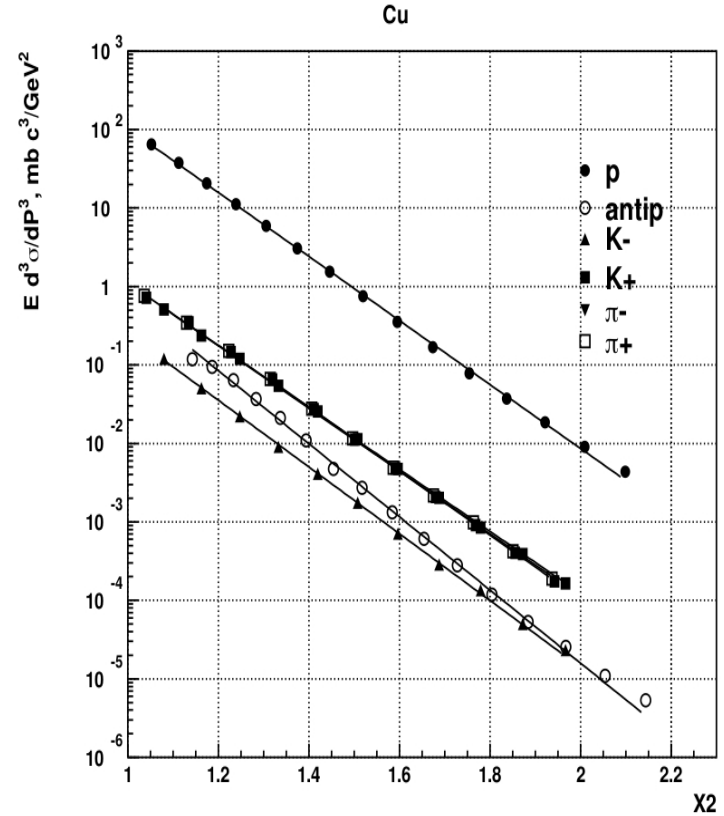
$$f_{\pi^+} = f_{\pi^-} = f_{K^+}$$

Иерархия  $f_{K^-} \gg f_{\bar{p}}$

Наклон не зависит от сорта частицы!

**ЯДЕРНЫЙ СУПЕРСКЕЙЛИНГ**

pCu, 50 GeV, 40°



$$f_{\pi^+} = f_{\pi^-} \approx f_{K^+}$$

Нет иерархии  $f_{K^-} \gg f_{\bar{p}}$

Наклон зависит от сорта частицы

**Суперскейлинг не выполняется**

where  $P_1, P_{11}, P_1$  are 4-momenta of projectile particle, target nucleon and detected hadron, respectively;  $A$  stands for target atomic mass number;  $m_2=0$  for pions,  $m_2=m_K$  for  $K^-$ -mesons and so on. With the condition of minimal missing mass in the reaction, corresponding to the equality of the left- and right-hand sides of Eq. (1), one find the result that

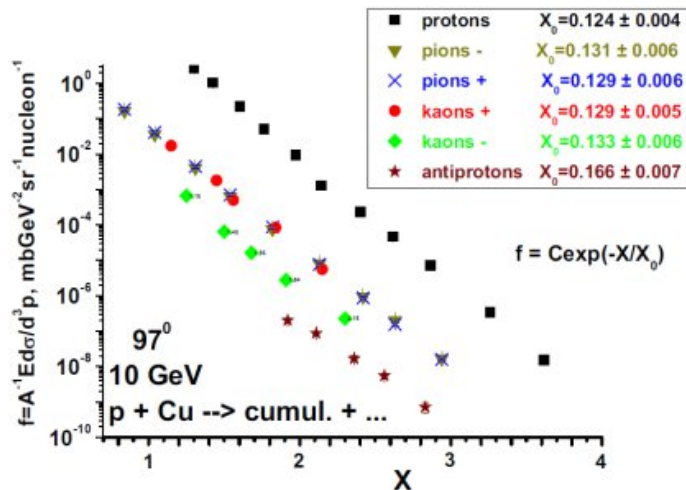
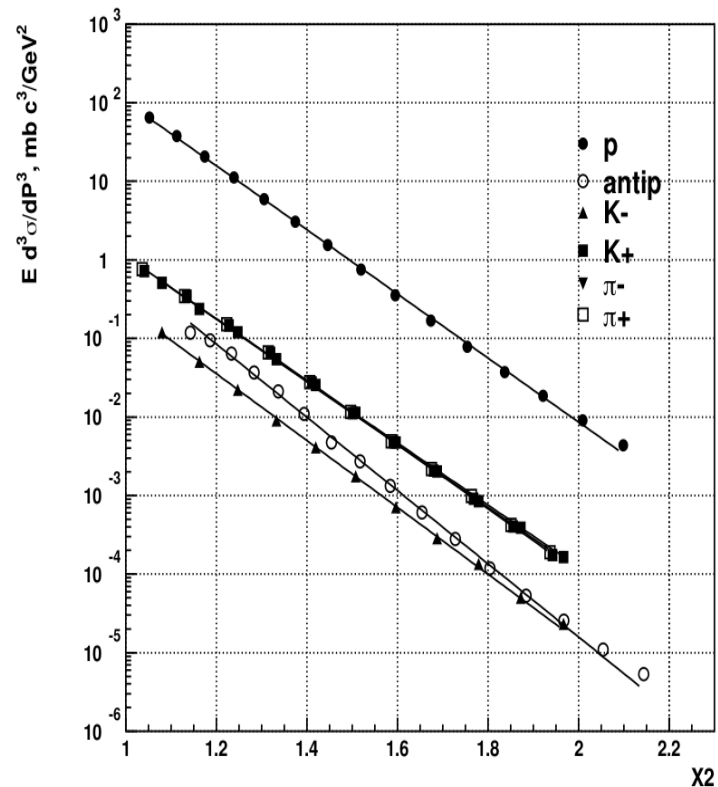
$$X = \frac{(P_1 \cdot P_1) + M_1 \cdot m_2 + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2}}{(P_1 \cdot P_{11}) - M_1 \cdot M_{11} - (P_{11} \cdot P_1) - M_{11} \cdot m_2} \quad (2)$$

The value  $X = 1$  corresponds to the kinematical limit of hadron creation on a nucleon at rest, while in the cumulative region  $X > 1$ .

The example of per-nucleon invariant cross sections of cumulative hadron production by 10-GeV protons on copper target as functions of  $X$  is shown in Fig.1.

pCu, 50 GeV, 40°

Cu



Источник данных: pCu, 10 GeV, 97°

С.Б.Бояринов и др., ЯФ(1994) т.57, №8, 1452-1461

# Основные выводы из анализа спектров кумулятивных мезонов и антипротонов, рожденных в $p+A$ с $p_T > 1$ ГэВ/с



- ❖ Как и в области фрагментации мишени, измеренные спектры  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $\bar{p}$  имеют экспоненциальную зависимость от кинетической энергии и от кумулятивного числа.
- ❖ Качественно, поведение спектров выглядит похожим для всех использованных мишеней (C, Al, Cu и W)
- ❖ Сечения, рассмотренные в зависимости от минимальной массы мишени, оказываются близкими для пионов и  $K^+$ :  $f_{\pi^+} = f_{\pi^-} \approx f_{K^+}$
- ❖ В пределах точности измерений, величина  $C^* = C_2 / \sigma^{inel}$  выглядит одинаковой для всех мезонов ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$  и  $K^-$ ), что, возможно, говорит о едином источнике образования этих частиц.
- ❖ В пределах точности измерений, величина  $C^* = C_2 / \sigma^{inel}$  для мезонной компоненты не зависит от массы ядра, что может быть, если рождение кумулятивной частицы идет в первичном  $p+A$  взаимодействии
- ❖ Поведение спектров кумулятивных антипротонов и мезонов сильно отличаются друг от друга, что говорит о разных механизмах рождения этих частиц. Ядерный суперскейлинг не наблюдается.

# BACKUP

## РОЖДЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ И ТРИТОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОД УГЛОМ 40° В $pA$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА 50 ГэВ

© 2022 г. Н. Н. Антонов<sup>1)</sup>, В. А. Викторов<sup>1)</sup>, В. А. Гапиенко<sup>1)\*</sup>, Г. С. Гапиенко<sup>1)</sup>,  
В. Н. Гресь<sup>1)</sup>, А. Ф. Прудкогляд<sup>1)</sup>, В. А. Романовский<sup>1)</sup>, А. А. Семак<sup>1)</sup>,  
И. П. Солодовников<sup>1)</sup>, В. И. Терехов<sup>1)</sup>, М. Н. Уханов<sup>1)</sup>, С. С. Шиманский<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 27.12.2021 г.; после доработки 27.12.2021 г.; принята к публикации 05.01.2022 г.

