

Скейлинговые свойства спектров π^\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⁺, И.А. Васильев⁺, В. А. Викторов⁺, В. А. Гапиенко⁺,
Г. С. Гапиенко⁺, Ф.Н. Новоскольцев⁺, А. Ф. Прудкогляд⁺,
И. П. Солодовников⁺, В. И. Терехов⁺,
М. Н. Уханов⁺, С.С.Шиманский****

⁺ *Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”,
142281 Протвино, Россия*

^{*} *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° (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

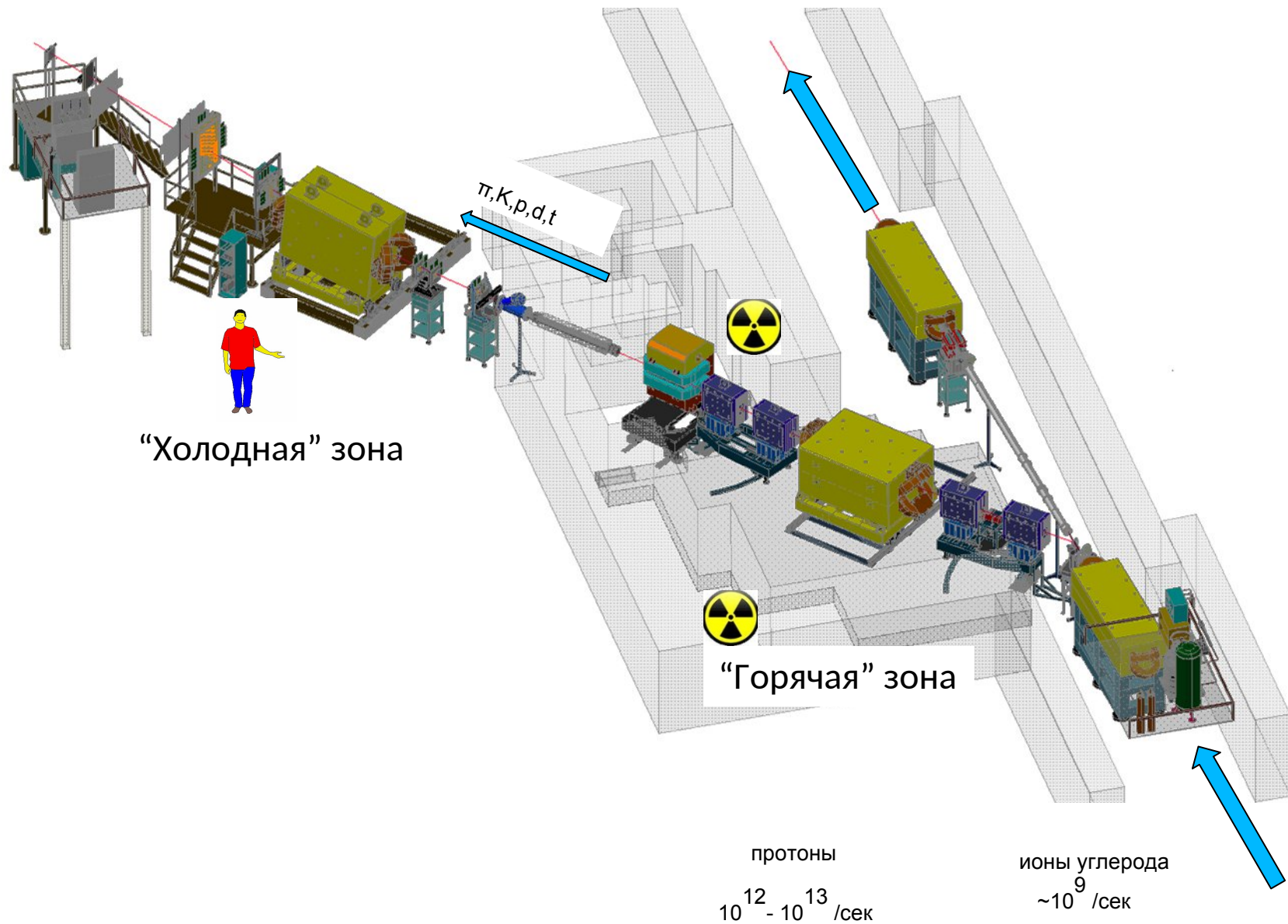
Общая задача эксперимента состоит в том, чтобы изучая спектры и состав вторичных частиц, рожденных с большими поперечными импульсами ($P_T > 1$ ГэВ/с) в так называемой кумулятивной области, получить информацию как о механизме образования таких частиц, так и о структуре барионной материи ядра.

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.

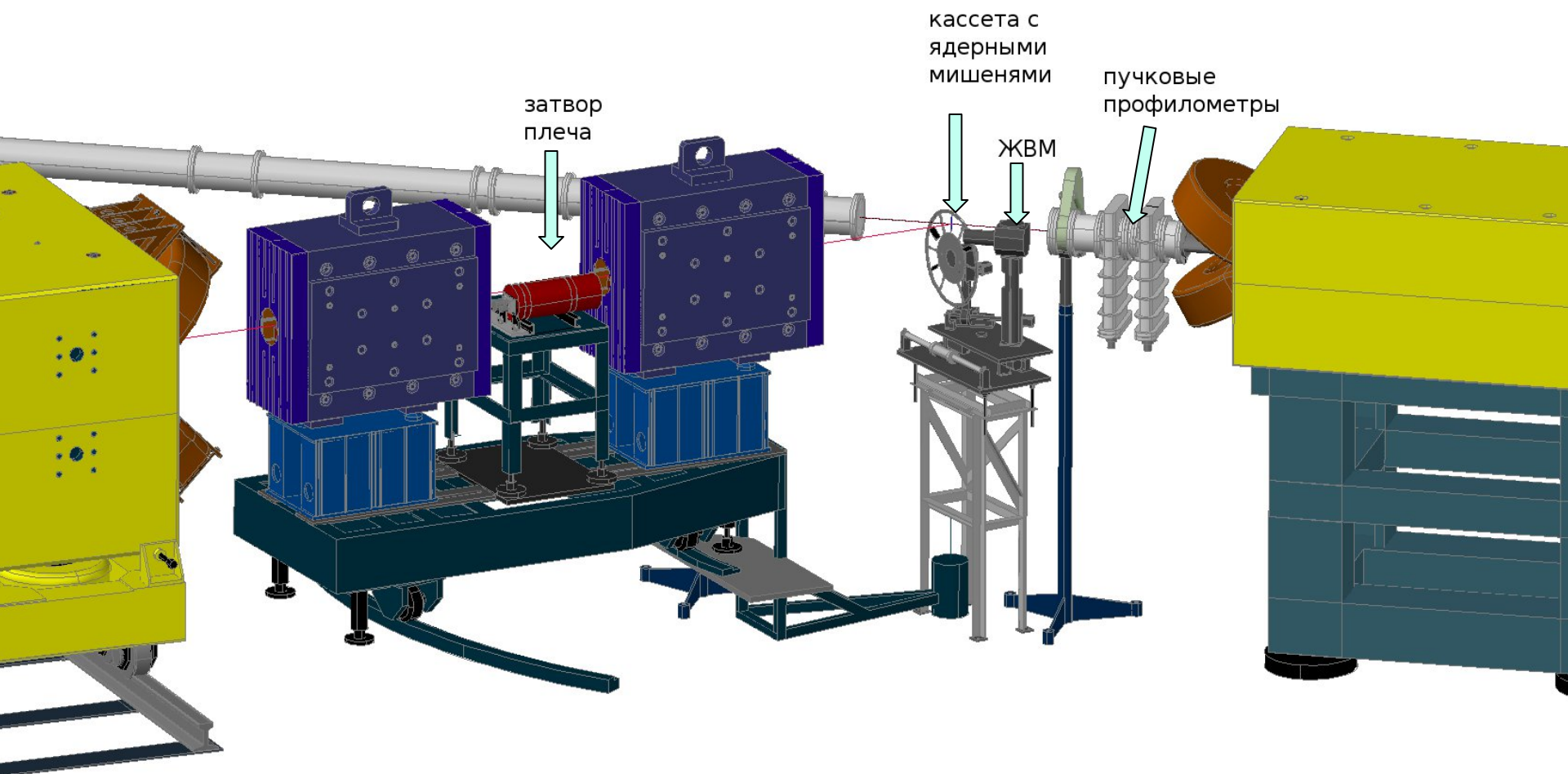
Узкоапертурный одноплечевой магнитный спектрометр

Spin



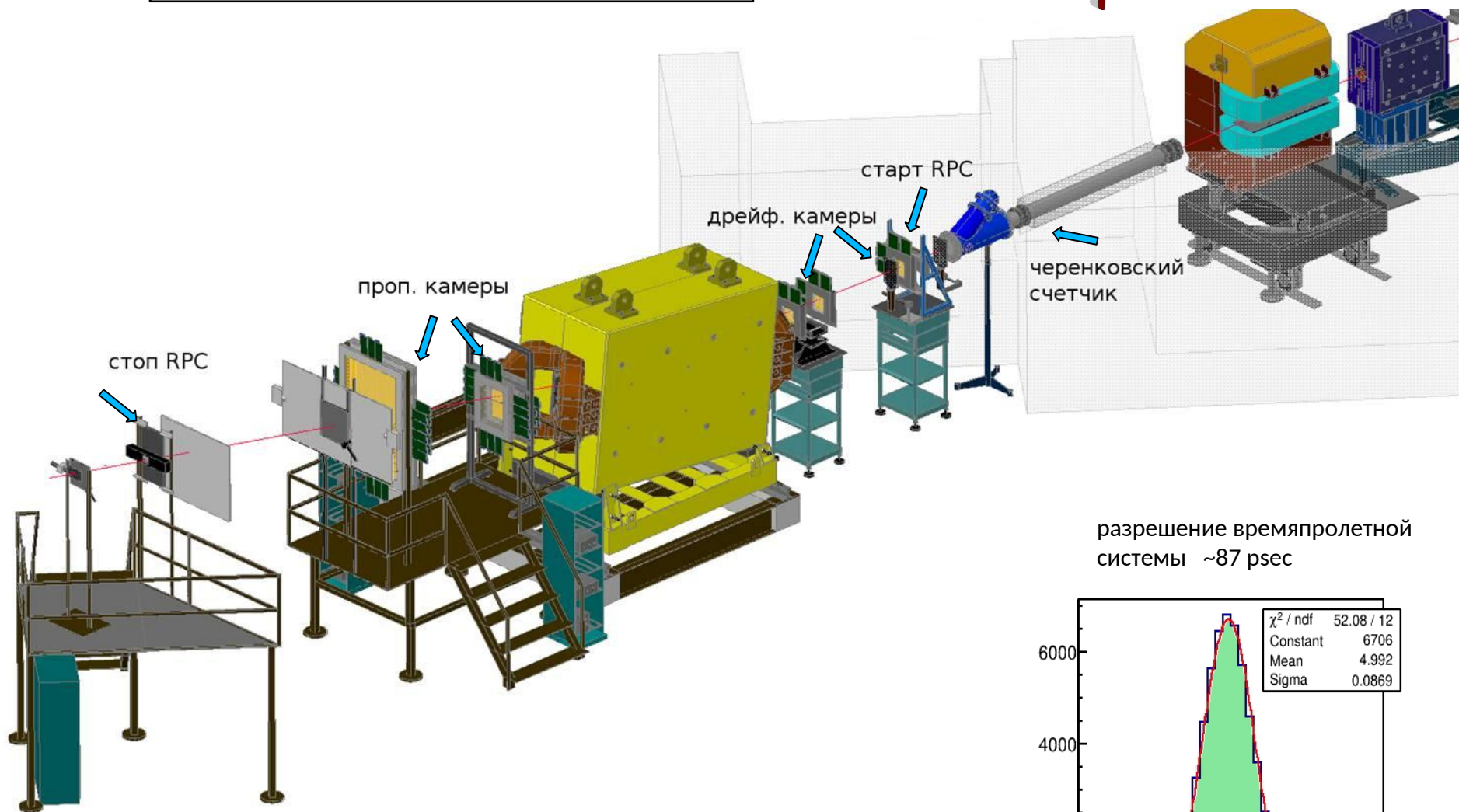
Оборудование в “горячей” зоне

Spin

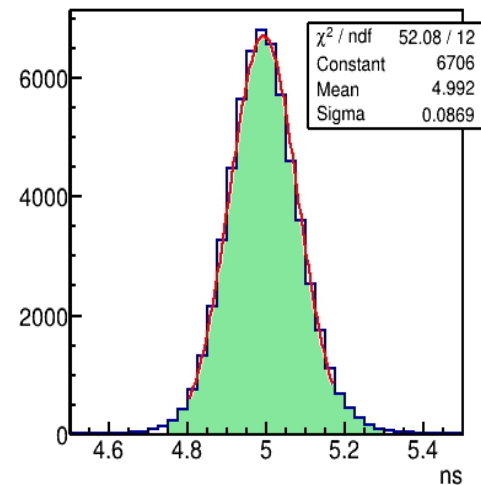


Оборудование в “холодной” зоне

Spin



разрешение времяпролетной системы ~87 псес





Преимущества спектрометра СПИН



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° - 55°



Недостатки эксперимента, ограничивающие рамки исследований.

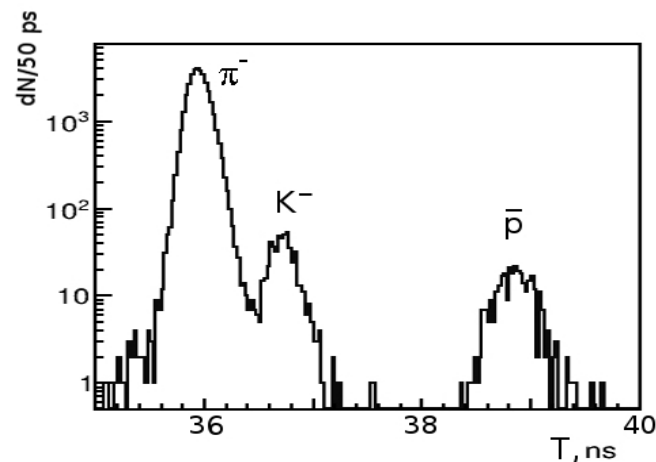
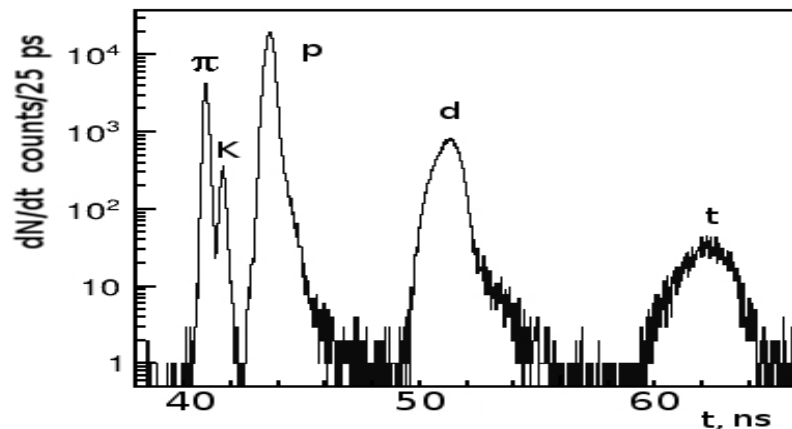
1. По своему изначальному расположению эксперимент фактически является фоновым к основному (ОКА), что ограничивает возможность глубокой модернизации.
2. Из-за высокого радиационного фона в горячей зоне, измерение импульса и состава частиц проходит в холодной зоне на короткой базе.

Все приводимые далее данные получены для угла 40° (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 (~ 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

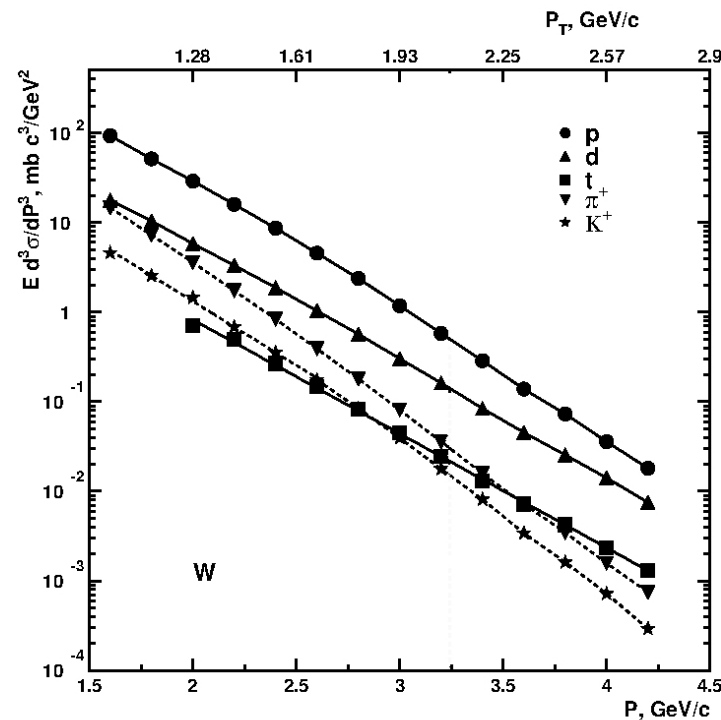
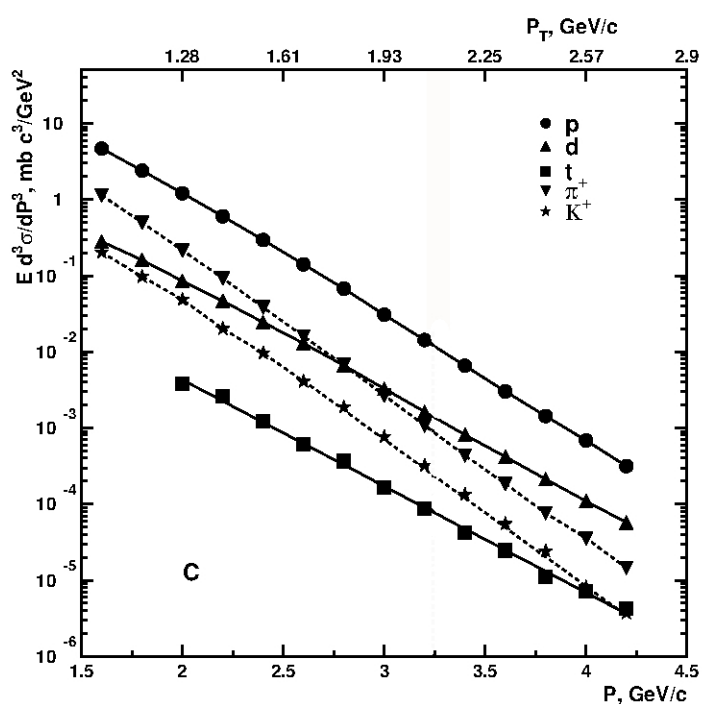
Н.Н. Антонов и др., ЭЧАЯ том.48, вып.6, (2017), с. 885-889

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

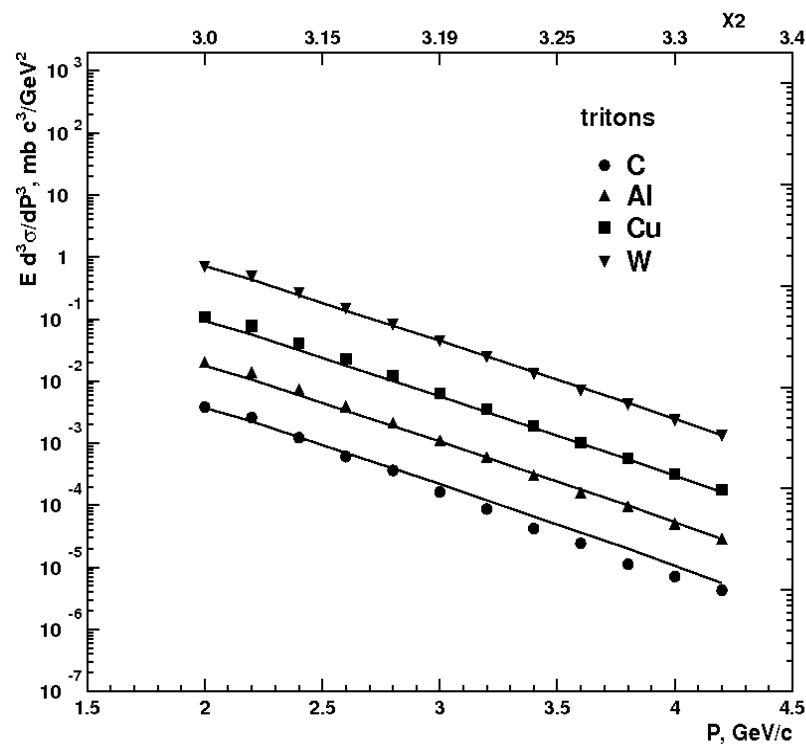
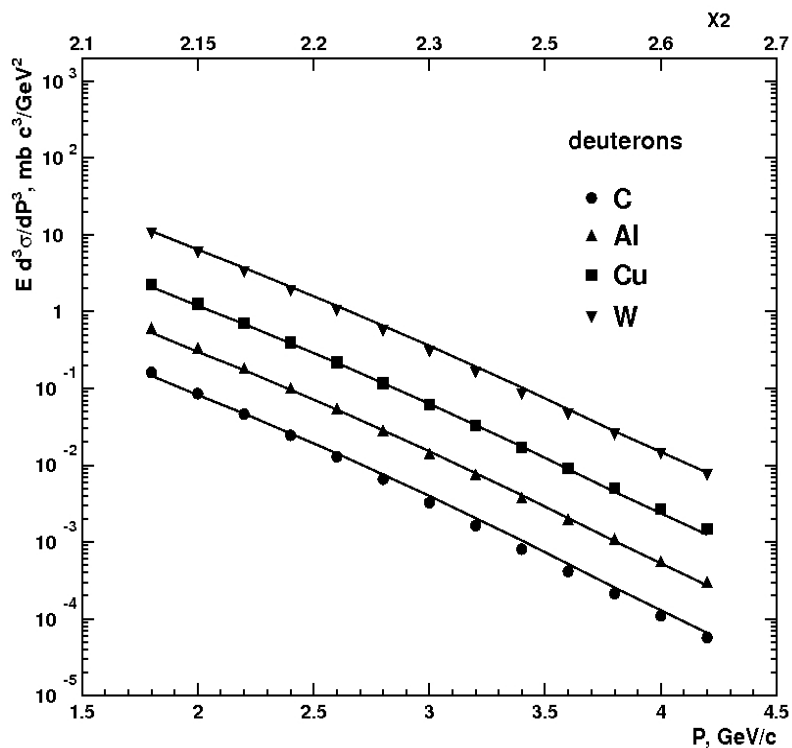
Н.Н. Антонов и др., Письма в ЖЭТФ,(2020) том 111, вып. 5, с. 291 – 294

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 40^0 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 взаимодействиях под углом 40^0 .

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 4π 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

- **Процесс рождения локальный.** Модель коалесценции, примененная к рождению дейтронов, показала, что размер области испускания составляющих одинаков для всех использованных мишеней C, Al, Cu, W.
- **Данные не могут быть объяснены в рамках SRC модели.**

- **Возможно, имеем прямое выбивание легких фрагментов из ядер.** 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, Π — 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 [А. А. Балдин, Краткие сообщения ОИЯИ 3(54), 27, (1992)] следует из модели, рассматривающей рождение частиц с большими p_T , как результат жесткого столкновения конstituентов налетающей частицы и конstituентов мишени.

Спектры π^\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 γ -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. Gavrilov, G.A. Leksin, S.M. Shuvalov, "Study of Deep Inelastic Nuclear Reactions", Nucl. Phys A532 (1991) 321c-338c

При фиксированном угле θ , форма спектров кумулятивных частиц казалась независимой ни от сорта и энергии налетающей частицы, ни от массы ядра-мишени. Самым общим свойством спектров в кумулятивной области является экспоненциальная зависимость от кинетической энергии **$f = C \cdot \exp(-T/T_0)$**

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. Параметр наклона T_0 оказывается связанным с начальной энергией (температурой) флуктона

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.

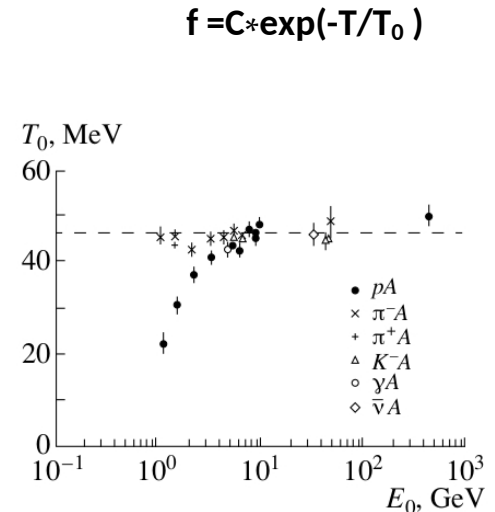
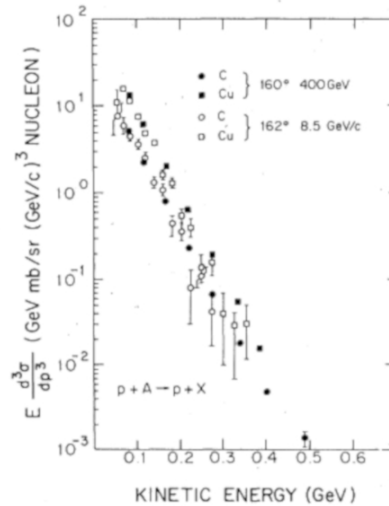
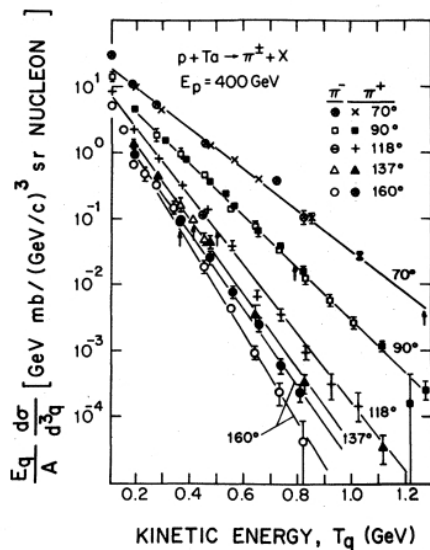
- Примеры
- N. A. Nikiforov et al., Phys.Rev. C22,1980, n.2, p.700-710
 - С. В. Бояринов и др., ЯФ 1994, т.57,№8, с.1452-1461
 - О. Р. Gavrishchuk et al., Nucl.Phys. A523(1991) 589-596
 - Y.D. Bayukov et al.,Phys.Rev. C20,,1979, p.764-772

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



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

[наприм., **С.В.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^{1,2}, G K Matushko¹ and I K Potashnikova³

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

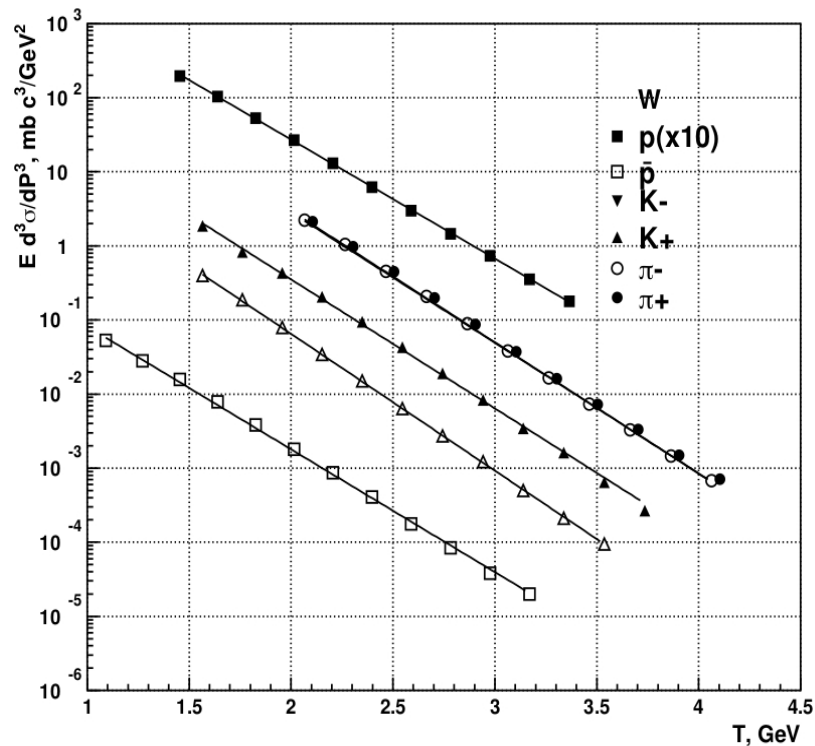
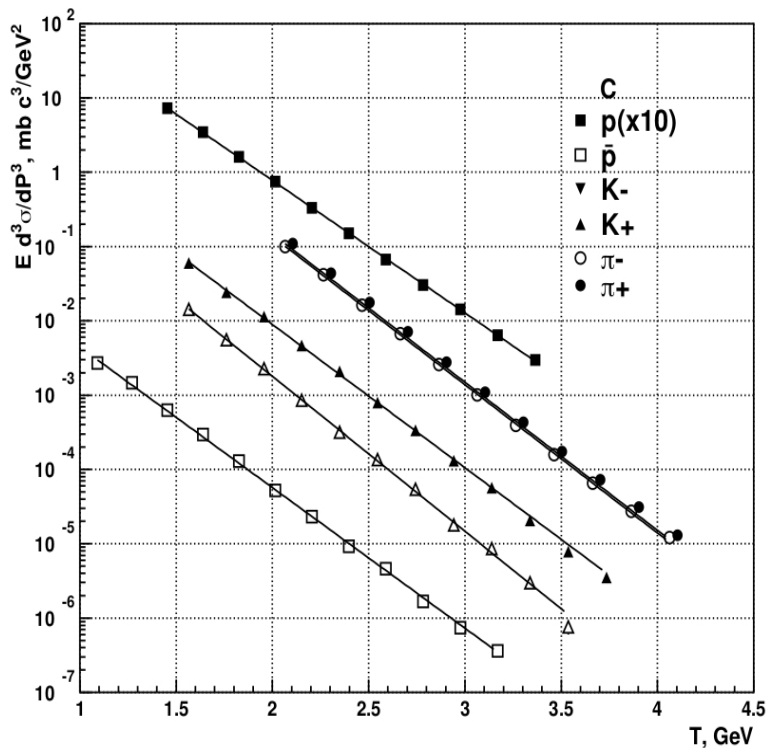


Distortions of the Spectra of Cumulative Mesons by Multiscattering in Nuclei

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

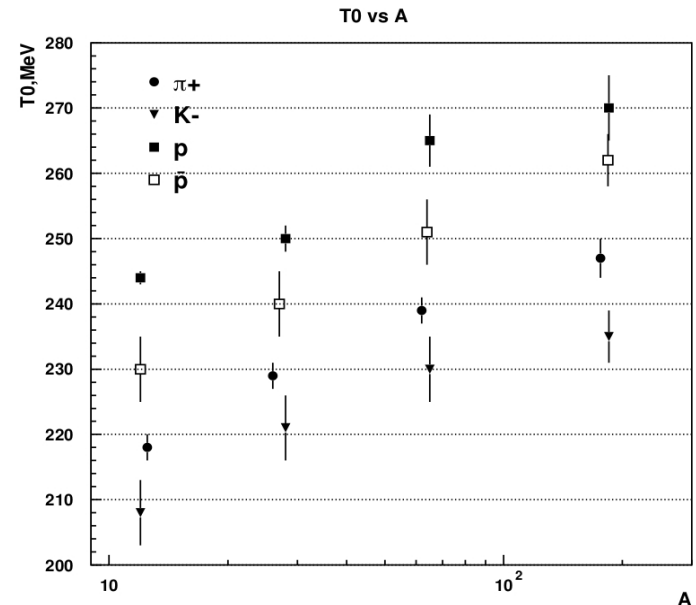
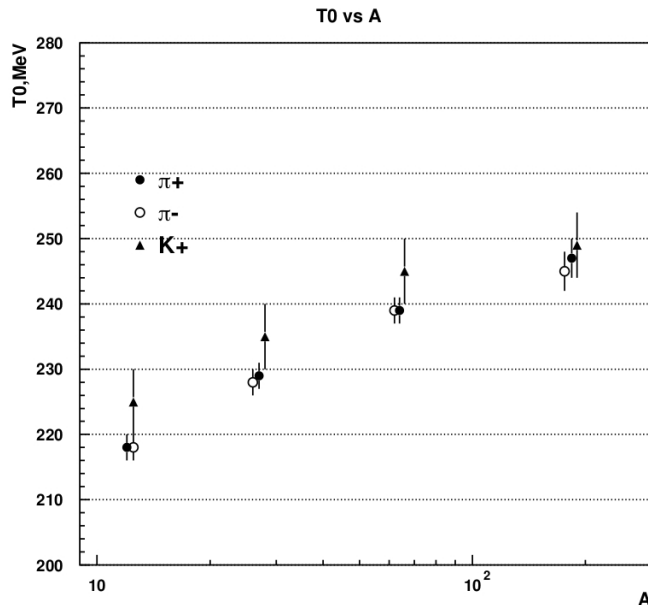
Свойства спектров, измеренных как функция кинетической энергии.



- *Поведение выглядят похожими для всех мишеней (C,Al,Cu,W)
- *Измеренные значения T_0 выше, чем наблюдается при $\vartheta > 90^0$

[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)]

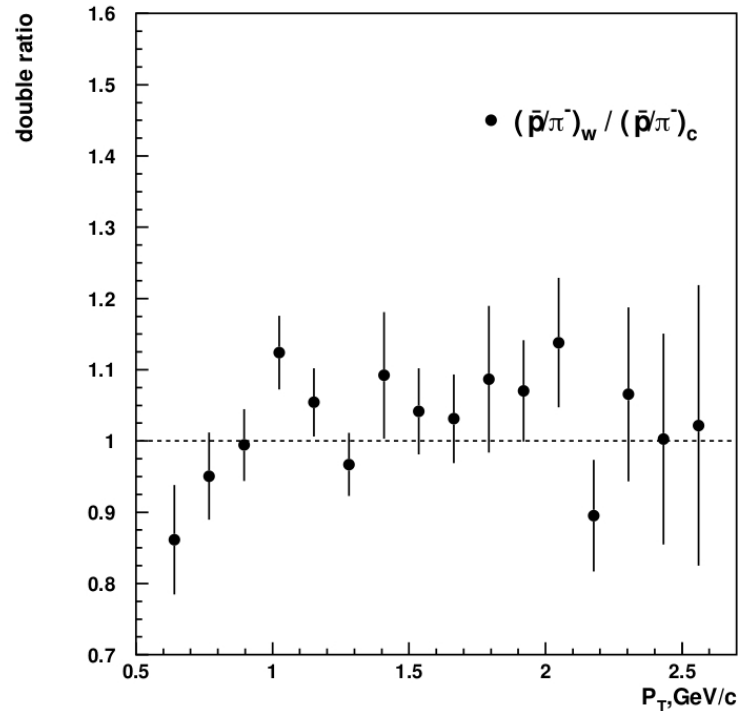
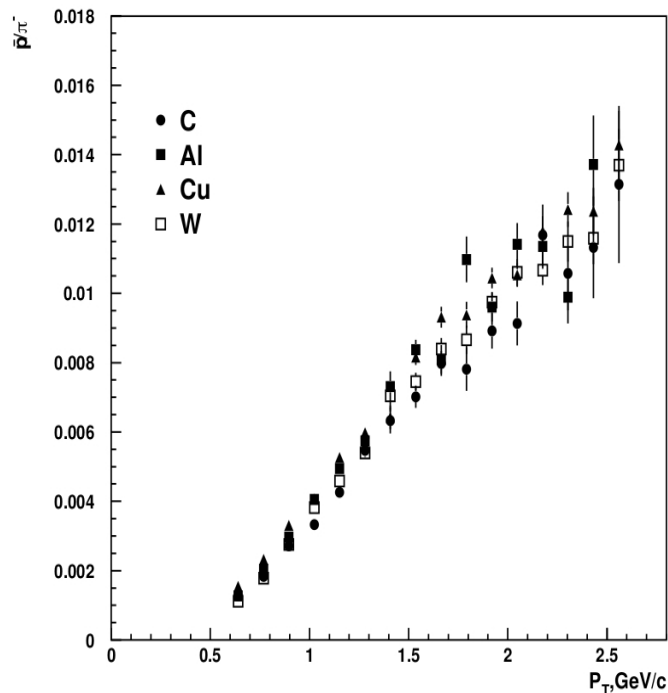
- *Имеется рост T_0 с ростом массы ядра.
- *В пределах точности измерений, сечения $f_{\pi^+} = f_{\pi^-}$
- *Наклоны спектров π^\pm и K^+ близки друг другу.
- *Наклоны спектров протонов, антипротонов и K^- отличаются от наклонов спектров π -мезонов.



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

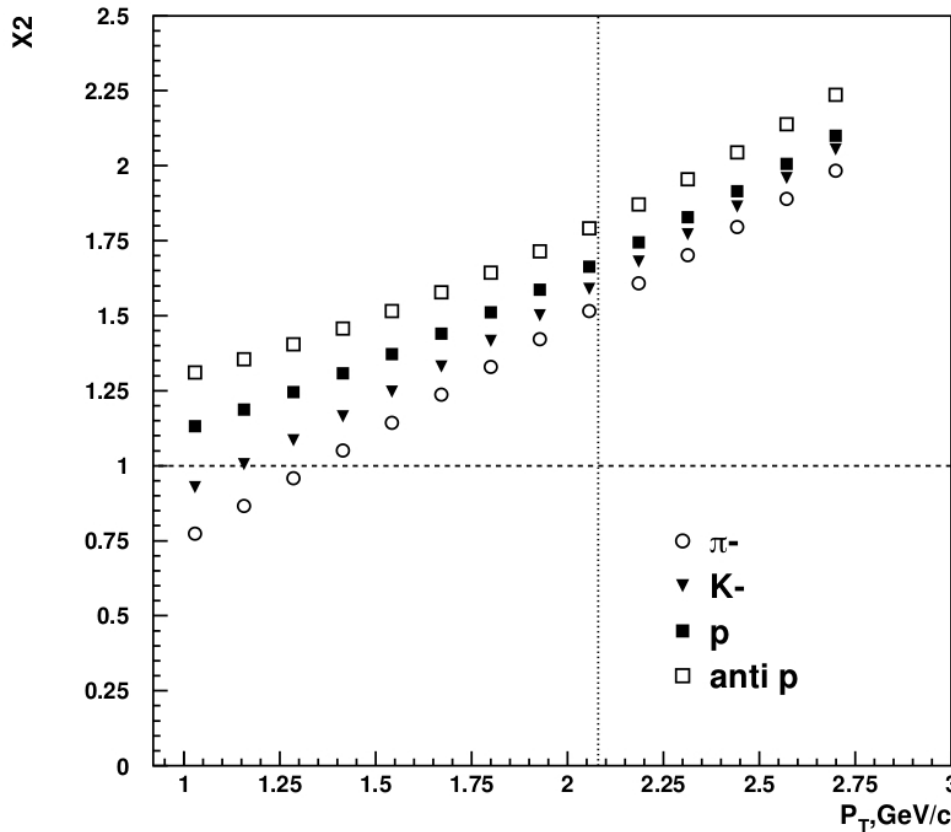


Независимость (слабая зависимость?) отношения выхода антипротонов к выходу мезонов, наблюдаемая во всем интервале доступных импульсов, свидетельствует о малом влиянии ядра на конечные спектры

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



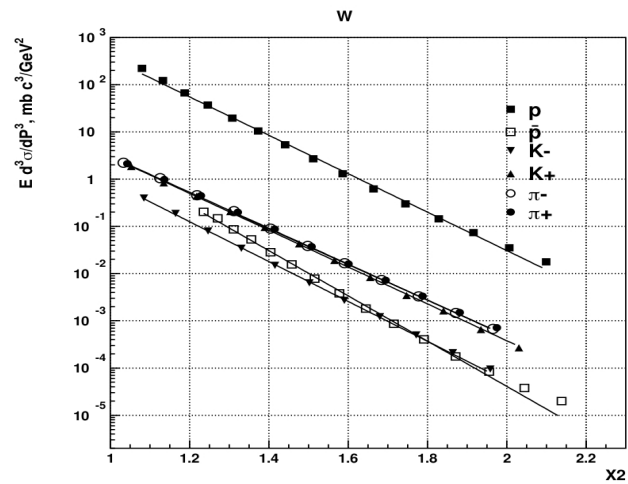
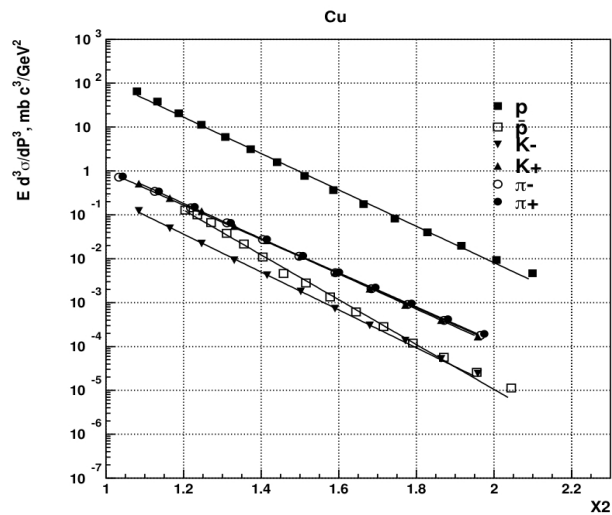
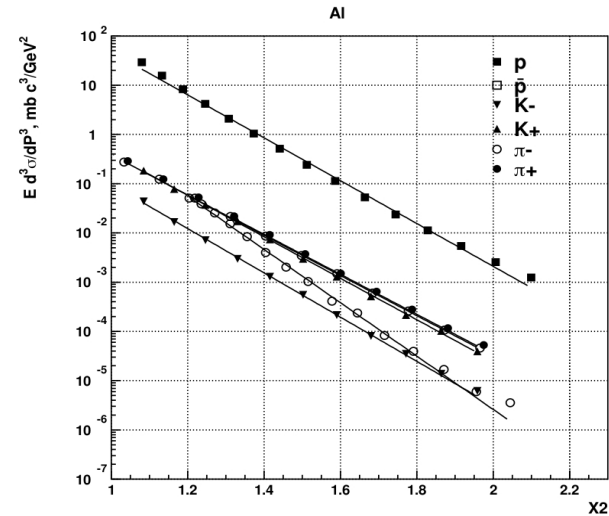
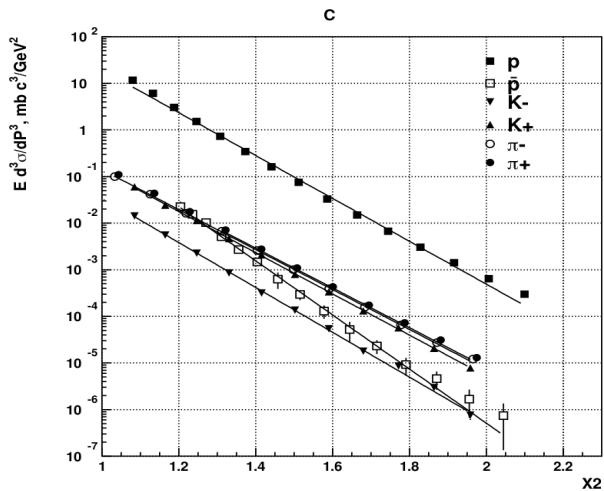
ЕДИНЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ И АДРОНОВ КУМУЛЯТИВНОГО ТИПА

В.С. Ставинский

X_2 минимальная масса мишени (в единицах массы нуклона), необходимая для рождения частицы с поперечным импульсом p_T под углом 40°

Далее, для анализа использовались только данные из кумулятивной области, т.е. $X_2 > 1$

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



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

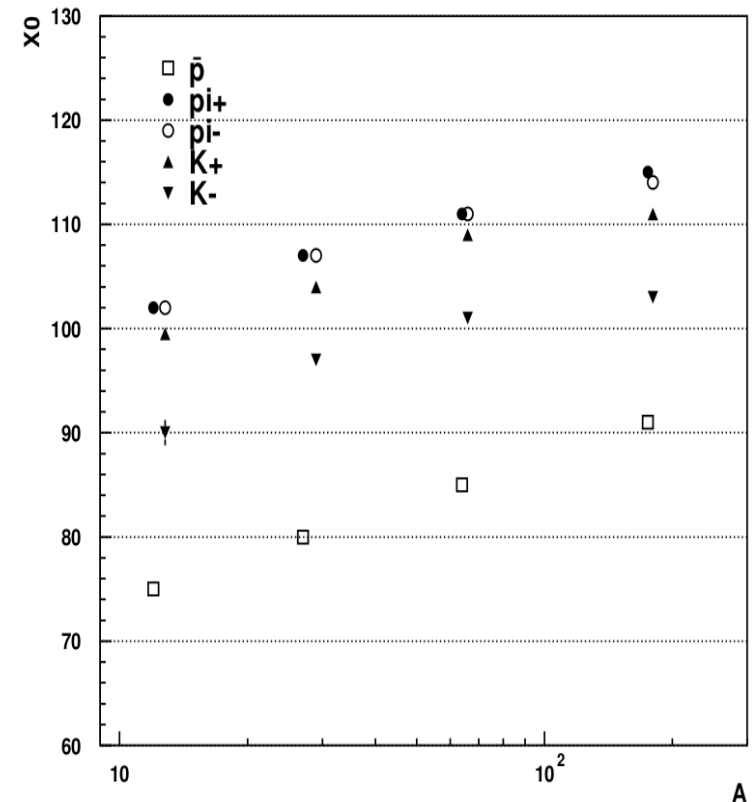
Качественно, инвариантные спектры выглядят
похожим для разных (C,Al,Cu,W) мишеней

Spin

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

- ❑ Спектры всех частицы **КРОМЕ ПРОТОНОВ** хорошо фитуруются экспоненциальной зависимостью от кумулятивного числа.
- ❑ Для всех ядер наклоны спектров π^\pm и K^+ 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



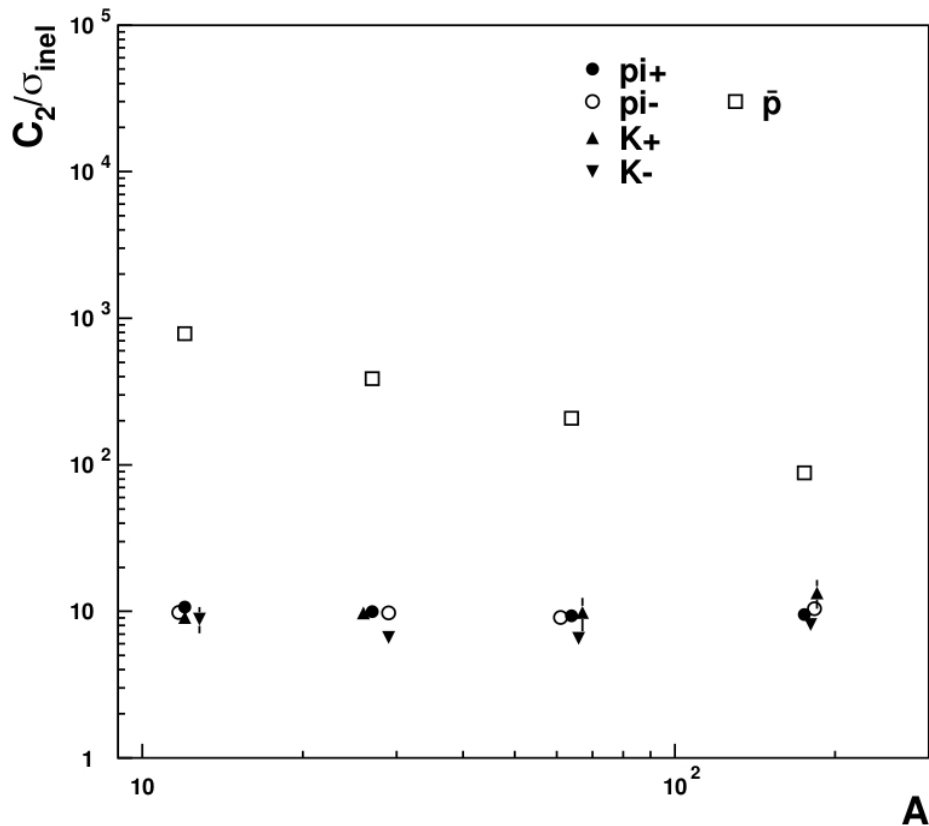
Нормировка константы на сечение неупругого $p+A$ взаимодействия



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

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]**



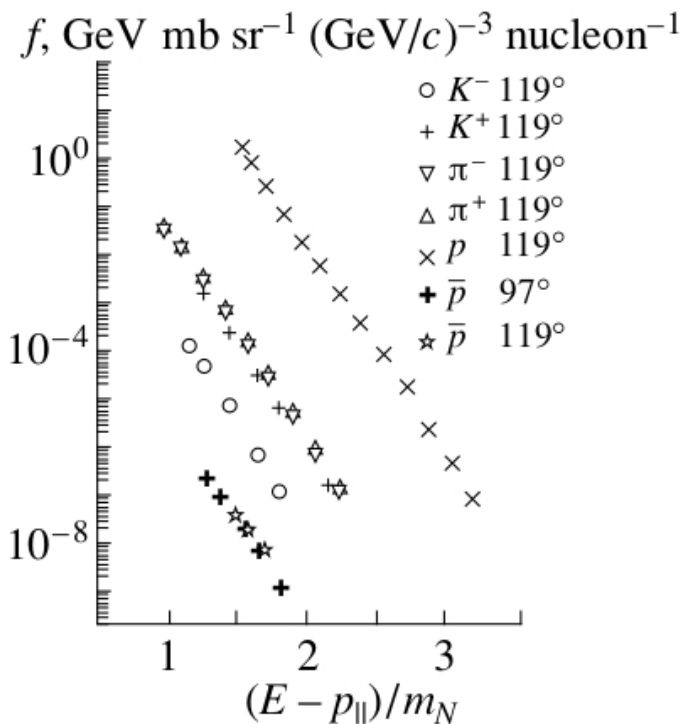
В пределах точности измерений: C^* одинакова для всех мезонов
Единый источник рождения.

Для мезонов константа C^* не зависит от ядра-мишени.
Рождение в первичном взаимодействии.

константа C^* разная для антипротонов и для мезонов
Механизм образования мезонов и антипротонов разный.

Г. А. Лексин, "Пути исследования ядерного вещества в условиях, характерных для его перехода в кварк-глюонную плазму" ЯФ, 2002, т.65, ном.11, с. 2042-2051

pCu, 10 GeV, 119°



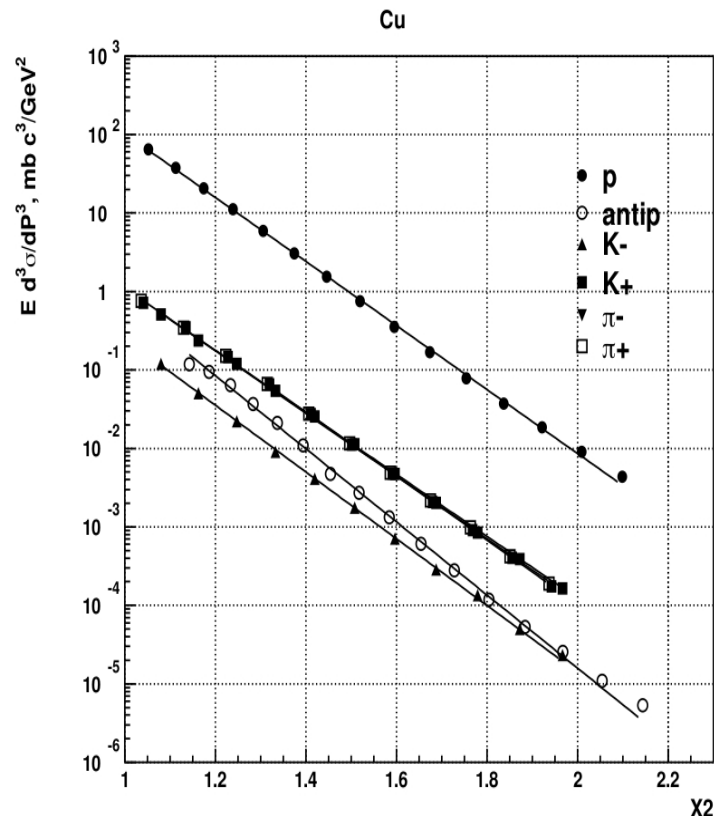
$$f_{\pi^+} = f_{\pi^-} = f_{K^+}$$

Иерархия $f_{K^-} \gg f_{\bar{p}}$

Наклон не зависит от сорта частицы!

ЯДЕРНЫЙ СУПЕРСЕЙЛИНГ

pCu, 50 GeV, 40°



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

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

Наклон зависит от сорта частицы

Суперсейлинг не выполняется

Источник данных:

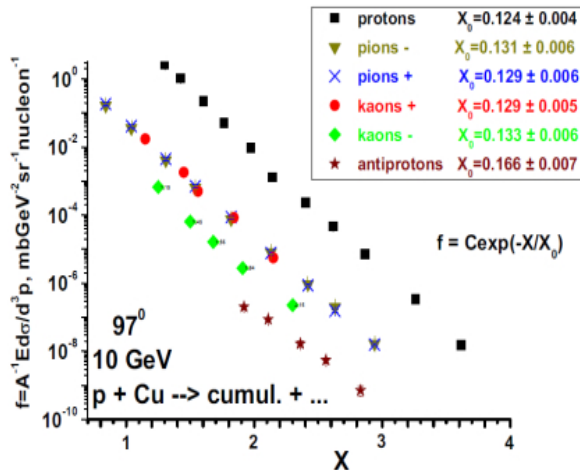
С.В. Бояринов и др., ЯФ(1994) т.57, №8,1452-1461

where P_i, P_{ii}, 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

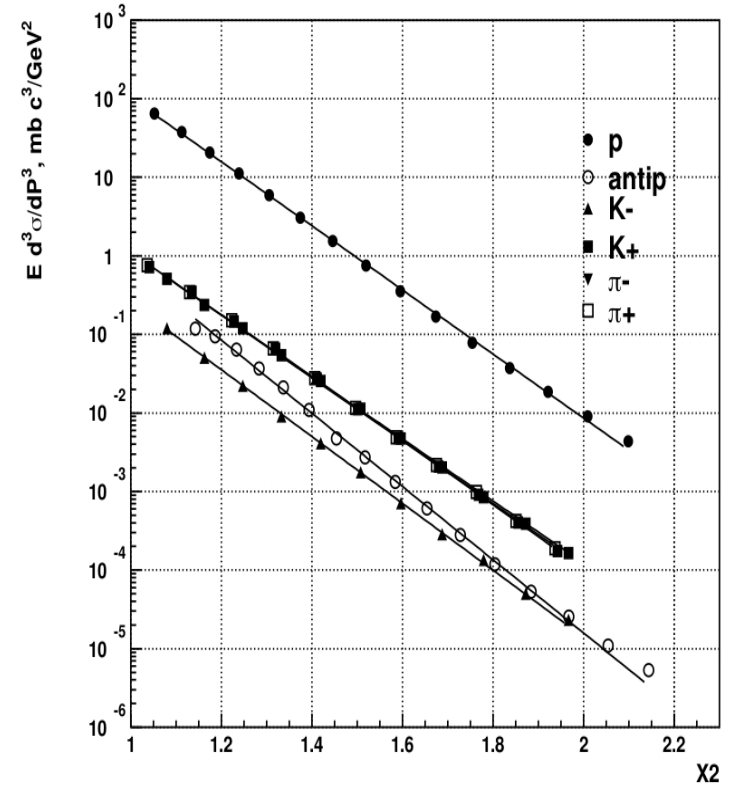
$$X = \frac{(P_i \cdot P_1) + M_i \cdot m_2 + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2}}{(P_i \cdot P_{ii}) - M_i \cdot M_{ii} - (P_{ii} \cdot P_1) - M_{ii} \cdot m_2} \quad (2)$$

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.



Здесь также наклоны сильно разные для антипротонов и мезонов



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



- ❖ Качественно, поведение спектров выглядит похожим для всех использованных мишеней (C, Al, Cu и W)
- ❖ Спектр всех частиц, *кроме протонов*, имеют экспоненциальную зависимость от кумулятивного числа. $f = C_2 * \exp(-X_2/X_0)$
- ❖ Сечения, рассмотренные в зависимости от кумулятивного числа, оказываются близкими для пионов и K^+ : $f_{\pi^+} = f_{\pi^-} \approx f_{K^+}$
- ❖ В пределах точности измерений, константа $C^* = C_2 / \sigma^{inel}$ одинакова для всех мезонов (π^+ , π^- , K^+ и K^-),
Единый источник образования этих частиц.
- ❖ В пределах точности измерений, величина $C^* = C_2 / \sigma^{inel}$ для мезонов не зависит от массы ядра:
Рождение 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. Антонов¹⁾, В. А. Викторов¹⁾, В. А. Гапиенко^{1)*}, Г. С. Гапиенко¹⁾, В. Н. Гресь¹⁾, А. Ф. Прудкогляд¹⁾, В. А. Романовский¹⁾, А. А. Семак¹⁾, И. П. Солодовников¹⁾, В. И. Терехов¹⁾, М. Н. Уханов¹⁾, С. С. Шиманский²⁾

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

