

225

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

на правах рукописи

Жамкочян Ваган Михайлович

Эффекты многократных взаимодействий адронов
в процессах на ядрах при высоких энергиях

Специальность U.04.02 - теоретическая физика

Технический редактор Абрамян А.С.

Подписано в печать 30.11.95.

Офсетная печать.
Заказ тип. № 187

Формат 60x84/16
Тираж 80 экз.

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул. Братьев Аветисян, 2

ДИССЕРТАЦИЯ

в виде научного доклада
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Ереван - 1995

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Официальные оппоненты:

академик НАН РА Г.А. Вартапетян (ЕрФИ)

доктор физ.-мат.наук Ю.П. Малакян (ИФИ НАН РА)

доктор физ.-мат.наук М.Г. Щепкин (ИТЭФ, Москва)

Ведущая организация -

Ереванский государственный университет

Защита состоится "22" 12. 1995 г. на заседании Специализированного Совета 0.24 ("Физика ядра и элементарных частиц") по присуждению ученых степеней по адресу: 375036, Ереван, ул. Бр. Аликян, 2, ЕрФИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ

Диссертация разослана "16" 11 1995 г.

Ученый секретарь

специализированного совета

кандидат физ.-мат. наук

А.Т. Маргарян

Содержание

1	Введение	4
2	Неупругое рассеяние на ядрах с большими поперечными импульсами	9
2.1	Инклюзивные процессы в теории многократного рассеяния	9
2.2	Модель Глаубера и ее противоречие наблюдаемым эффектам при высоких энергиях	14
2.3	Процессы на ядрах в модели с промежуточными лидирующими состояниями	15
2.4	Описание эффекта Кронина для лидирующих адронов	18
2.5	Подписи к рисункам к разделу 2	20
2.6	Рисунки к разделу 2	21
3	Инклюзивные спектры адронов в области фрагментации в адрон-ядерных взаимодействиях	23
3.1	Процессы адророждения $h_1 A \rightarrow h_2 X$, обусловленные распадом лидирующих кластеров, при фиксированных поперечных импульсах	23
3.2	Спектры лидирующих адронов $hA \rightarrow hX$ с малыми p_T : теория и эксперимент	24
3.3	О рождении Λ^0 -гиперонов и K^+ -мезонов в pA - и π^+A -соударениях	27
3.4	К описанию спектров пионов в процессах $\pi^+A \rightarrow \pi^-X$ и $pA \rightarrow \pi^\pm X$	28
3.5	Подписи к рисункам к разделу 3	31
3.6	Рисунки к разделу 3	31
4	Ядерные эффекты в процессах адророждения чармония и очарованных адронов	41
4.1	Образование J/ψ -частиц в пион-ядерных соударениях	41
4.2	Процессы $pA \rightarrow J/\psi X$. Учет промежуточных мезонных каналов	44
4.3	Заключительные выводы о процессах $hA \rightarrow J/\psi X$ и $hA \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	48
4.4	Об A -зависимости в адророждении очарованных частиц	50
4.5	Подписи к рисункам к разделу 4	53
4.6	Рисунки к разделу 4	53

225

Ереванский Физический Институт
научно-техническая

5 Адрон-ядерные взаимодействия при сверхвысоких энергиях	61
5.1 Об извлечении сечений нуклон-нуклонных взаимодействий из экспериментов на ядрах	61
5.2 Неупругие сечения и парциальные коэффициенты неупругости в NA и πA -взаимодействиях	63
5.3 Зависимость сечений σ_{prod}^{hA} от наклонов дифракционных конусов адрон-нуклонных взаимодействий при сверхвысоких энергиях	66
5.4 Описание экспериментальных данных по σ_{prod}^{pN} . Определение полных сечений и наклонов в pN -взаимодействиях из данных по σ_{prod}^{pN} и космических лучах	67
5.5 Подписи к рисункам к разделу 5	70
5.6 Рисунки к разделу 5	71
6 Основные результаты	73
7 Благодарности	74
8 Приложение. Список работ соискателя, которые легли в основу настоящего доклада	74
9 Литература	76

1 Введение

Изучение процессов взаимодействия адронов высокой энергии с атомными ядрами является в настоящее время одним из актуальных направлений физики высоких энергий.

Как известно, в экспериментах с космическими лучами лишь использование ядерных мишеней позволяет регистрировать достаточное число событий. (Типичными мишенями являются ядра атомов воздуха и ядра фотозумьсли). В ускорительной области энергий, в основном, именно в столкновениях с ядрами экспериментально определяются сечения редких процессов, как, например, сечения рождения тяжелых кваркониев. Теоретическое исследование процессов на ядрах является, следовательно, необходимым условием корректного извлечения информации об аналогичных процессах на нуклоне и проверка соответствующих феноменологических моделей.

Необходимо особо подчеркнуть уникальность экспериментов на ядерных мишенях для анализа пространственно-временной картины адрон-нуклонных взаимодействий. В качестве примера можно сослаться на результаты экспериментального изучения инклюзивных спектров $h_1 A \rightarrow h_2 X$ [1-5], которые привели к существенному пересмотру стандартных представлений о характерных временах и стадиях развития процессов множественного рождения. Так, слабая зависимость показателей α в аппроксимации

$$Ed\sigma^{h_1 A \rightarrow h_2 X} / d^3p \sim A^\alpha \quad (1.1)$$

от типа регистрируемых легких адронов h_2 [1,3], так называемая "A-универсальность" инклюзивных спектров, находилась в явном противоречии с идеологией Глаубера [6,7] и стимулировала развитие новых феноменологических подходов [8-15].

Заметим, что использование новых гипотез о механизмах процессов на ядрах должно быть основано на детальном анализе результатов в уже известных моделях и, строго говоря, оправдано лишь при невозможности описания в них существующих экспериментальных данных. Примером, где подобное условие не выполняется, является, на наш взгляд, серия работ [16-20], посвященных теоретическому описанию процессов адророждения $e\bar{e}$ -состояний на ядрах. При этом источником не вполне корректных выводов о противоречии между теорией и экспериментом может быть использование упрощенных подходов в рамках моделей многократного рассеяния, причем вне областей их допустимого применения. (Примером здесь может служить работа [21]). Вообще, что касается объяснения A-зависимости спектров $hA \rightarrow e\bar{e}X$, то большинство моделей [17-20], предложенных в последние годы, исходили из предположения о малости в этих процессах эффектов, связанных с неупругим взаимодействием начальных адронов h в ядерной среде вплоть до момента образования пары $e\bar{e}$. По-видимому, единственным объективным доводом в пользу такого предположения являлась аналогия с процессами типа Дрелла-Яна, $hA \rightarrow \mu^+\mu^-X$ ($M_{\mu^+\mu^-} > 4G\beta V$), для которых подобная малость представлялась вполне очевидной [22-24].

Следует, однако, отметить, что основным механизмом в процессах типа Дрелла-Яна при $x_F > 0$ является аннигиляция одной из валентных компонент налетающего адрона с морским партеном мишени, в отличие от адророждения чармония, где доминируют диаграммы, соответствующие слиянию жестких глюонов [19]. Столь существенное различие в механизмах

двух процессов делает указанную аналогию не вполне обоснованной.

На взгляд автора, большая часть экспериментального материала по адрон-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях, накопленного к началу 90-х годов, может быть объяснена и количественно описана без привлечения каких-либо "экзотических" гипотез, с использованием единого теоретического подхода, корректно учитывающего эффекты многократных взаимодействий адронных систем в ядерной среде.

Настоящая диссертация основана на работах, выполненных в рамках такого подхода.

Раздел 2 посвящен выводу общих выражений для инклюзивных спектров на ядрах и их расчету при больших поперечных импульсах регистрируемых лидирующих состояний.

С использованием нековариантного формализма Ватсона [25,26] дано строгое квантово-механическое обоснование выражений, описывающих инклюзивные процессы в теории многократного рассеяния (ТМР). Доказана совместимость применяемых методов в рамках ТМР с условием унитарности S -матрицы рассеяния на ядре. Показано, что использовавшиеся ранее [27,28] формулы для инклюзивных спектров процессов $pA \rightarrow pX$ в модели Глаубера содержат неточность, приводящую к значительным ошибкам при расчетах спектров с большими p_{\perp} . Существенно, что стандартное глауберовское приближение оказывается в противоречии практически со всей совокупностью данных [1-5] по процессам $h_1 A \rightarrow h_2 X$. Далее вводятся основные предположения модели с промежуточными лидирующими состояниями. Приведены результаты расчетов в данной модели инклюзивных спектров $hA \rightarrow hX$ ($h \equiv p, \pi^-$) при больших поперечных импульсах ($p_{\perp} \leq 6 - 7$ ГэВ/с), которые находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [4,5]. Представленное объяснение и детальное количественное описание эффекта Кронцина - "аномальной" ($\alpha > 1$) A -зависимости при больших p_{\perp} , по-видимому, не имеет аналогов.

В разделе 3 диссертации в модели с промежуточными лидирующими состояниями рассмотрены процессы $h_1 A \rightarrow h_2 X$ в области фрагментации налетающего адрона; дано описание большого набора экспериментальных данных [2,3] по инвариантным сечениям $E d\sigma^{h_1 A \rightarrow h_2 X} / d^3p$.

Преимуществом предложенного подхода является возможность корректного расчета инклюзивных спектров на ядрах при фиксированных поперечных импульсах регистрируемых состояний, в отличие, например, от феноменологических версий [8-11,14,15], пригодных, вообще говоря, лишь для описаний спектров, проинтегрированных по p_{\perp} .

Приведены методика расчета и кривые для спектров лидирующих адронов $pA \rightarrow pX$, $\pi^+ A \rightarrow \pi^+ X$ и $K^+ A \rightarrow K^+ X$, полученные при $E_0 = 100$ ГэВ, $p_{\perp} = 0,3$ и $0,5$ ГэВ/с в сравнении с данными [2].

Как следует из основных предположений модели [29-31], пространственно-временная картина взаимодействия с ядром должна быть единой для всех процессов $hA \rightarrow h'X$, где регистрируемое состояние h' содержит хотя бы один из валентных кварков адрона h . В качестве критерия для аналогичных процессов на нуклоне были использованы предсказания в модели кваркового счета [32,33] и их сравнение с экспериментально наблюдаемым поведением спектров. Приведены найденные зависимости для инвариантных сечений соответствующих процессов $pA \rightarrow \Lambda^0 X$, $pA \rightarrow K^+ X$ и $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$, по которым на сегодня существуют достаточно точные опытные данные [2,3].

Далее в разделе рассмотрены процессы адоророждения пионов на ядрах, для которых механизм образования, связанный с фрагментацией промежуточных лидирующих кластеров, не является доминирующим. Приводится общее выражение для спектров $h_1 A \rightarrow h_2 X$ с учетом конечной длины образования адронов h_2 на одном из нуклонов ядра. Показано, что наименьшие расхождения с экспериментом [2] для процессов $\pi^+ A \rightarrow \pi^- X$ соответствуют малым (в масштабах ядра) временам формирования π^- -мезонов.

При расчете сечений процессов $pA \rightarrow \pi^{\pm} X$ был выбран метод, связанный с анализом спектров $pN \rightarrow \pi^{\pm} X$ в модели кварк-глюонных струн (МКГС) [34-36]. Отметим, что структура выражений для элементарных спектров, получаемых в МКГС, позволяет отделить друг от друга вклады, обусловленные различными механизмами образования π -мезонов. Каждому такому вкладу в модели [29-31] соответствует определенная пространственно-временная картина процесса на ядре, что должно учитываться при выводе формул для спектров $pA \rightarrow \pi X$. Приведены расчетные кривые, описывающие инвариантные сечения процессов $pA \rightarrow \pi^{\pm} X$ при $p_{\perp} = 0,3$ и $0,5$ ГэВ/с совместно с данными [2]. Несмотря на фактическое отсутствие в задаче свободных параметров, достигнуто хорошее согласие с экспериментом для обоих процессов и, что весьма существенно, для всего набора ядер C, Al, Cu, Ag, Pb .

Раздел 4 посвящен проблеме описания процессов адоророждения на ядрах частиц, содержащих очарованные валентные кварки.

Как отмечалось выше, в большинстве современных подходов при исследовании процессов $hA \rightarrow c\bar{c}X$ предполагается пренебрежимая малость сечений неупругого взаимодействия начальных адронов с нуклонами ядра.¹ Оставив в стороне вопрос об обоснованности такого предположения, заметим следующее. Даже если допустить, что в процессах $hA \rightarrow c\bar{c}X$ существенны начальные состояния с эффективными сечениями hN -взаимодействия, меньшими, чем типично адронные ($20 - 30$ мб), то малы ли они настолько, чтобы можно было их вообще не учитывать при описании A -зависимости? Очевидно, что даже относительно малые, но ненулевые значения сечений чармония в ядерной среде. (Общая ссылка на сокращения типа ЛГК [37], которая была дана лишь в работе [16], выглядит не вполне убедительно, поскольку эти сокращения существенны лишь при $x_F \sim 0$ и, в принципе, должны детально рассчитываться для каждого отдельного эксперимента). Что касается описания ряда экспериментальных данных по сечениям $hA \rightarrow J/\psi X$, то при наличии как минимум двух свободных параметров, σ_{ψ}^{ψ} и τ_{ψ} , оно не может служить серьезным доводом в пользу подобных подходов.

Предложена альтернативная модель образования чармония в адрон-ядерных взаимодействиях, предполагающая пренебрежимую малость величины σ_{ψ}^{ψ} . При этом корректный учет многократных неупругих взаимодействий в ядре до акта образования $c\bar{c}$ -пары позволил количественно описать практически всю совокупность данных [38-40] по спектрам $d\sigma^{\pi^+ A \rightarrow J/\psi X} / dx_F$ и соответствующим интегральным сечениям.

Использованная модель предполагала распространение в ядре промежуточной адронной системы H , сохраняющей основные свойства начального адрона [29-31], причем акту рождения $c\bar{c}$ -пары могло предшествовать любое число неупругих соударений H с нуклонами

¹ В работе [19] эти сечения учитывались (не вполне точно) лишь в случае, определяющем вклад начальных состояний со "скрытым чармом".

ядра.

Представлены результаты расчета интегральных сечений и отношений вида

$$R(A_1/A_2) = A_2 \sigma^{hA_1 \rightarrow J/\psi X} / A_1 \sigma^{hA_2 \rightarrow J/\psi X} \quad (1.2)$$

для дифференциальных и интегральных сечений при различных энергиях падающих пионов. Заметим, что согласие с данными [38-40] достигнуто без единого эмпирического параметра, с использованием для нормировок лишь фиксированных экспериментальных величин.

Расчет сечений процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ существенно более сложен ввиду значительного вклада на ядрах двухступенчатых переходов вида $p \rightarrow M \rightarrow J/\psi X$ (M - прямые мезоны и мезонные резонансы) и необходимостью их учета.

Задача корректного выделения мезонов с малой длиной образования в pN -соударениях была решена с помощью модели кварк-глюонных струн [34-36].

Приведены итоговое выражение для инклюзивных спектров $d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X} / dx d^2p_{\perp}$, учитывающее вклад промежуточных мезонных каналов, и результаты расчетов величин вида (1.2) ($A_2 \equiv 1$) при $E_p \approx 800$ ГэВ в сравнении с данными [41]. Следует особо выделить расчет распределений по поперечному импульсу $R_{A/N}(p_{\perp})$ для ядер C, Ca, Cu, W , выполненный впервые.

Аналогичный подход был использован для определения A -зависимости в процессах адронрождения частиц с "открытым чармом". Показано, что согласие с экспериментом может быть достигнуто лишь в модели с большими длинами формирования очарованных адронов, превышающими размеры ядер. Для сечений процессов $pA \rightarrow h_c(h_c)X$ и $\pi^- A \rightarrow D(\bar{D})X$ приведены расчетные кривые, характеризующие A -зависимость, в том числе с учетом полупертоновых распадов Λ_c, D, \bar{D} , в сравнении с существующими опытными данными.

В разделе 5 излагаются результаты работ по адрон-ядерным взаимодействиям при сверхвысоких энергиях.

Как известно, специфика экспериментов на ядерных мишенях, выполняемых в космических лучах, требует учета некоторых поправок, без которых невозможно извлечение достоверной информации о характеристиках адрон-нуклонных взаимодействий. Так, в большинстве экспериментов частицы, теряющие энергию меньше некоторой заданной, не регистрируются. (Например, в экспериментах на Тянь-Шане установка не регистрирует начальных адронов, которые теряют меньше 5% своей энергии [42]).

Приведены схема и результаты расчета (для различных ядер) соответствующей поправки к измеряемой величине σ_{prod}^{NA} - полному сечению нуклон-ядерного взаимодействия, в результате которого происходит рождение по крайней мере одного мезона. Указано на существование такой поправки даже для легких ядер.

Представлена уточненная формула для вычисления поправок на неупругое экранирование к величинам σ_{prod}^{NA} , откуда следует их относительная малость по сравнению с аналогичными поправками для σ_{tot}^{NA} .

С учетом изложенного определены сечения σ_{prod}^{NA} и $\sigma_{prod}^{\pi A}$ для ядер C, Fe и Pb при начальных энергиях до 5 ТэВ. (Сравнение с данными, полученными на установке "Пион" ЕРФИ-[43,44]).

Предложена методика расчета парциальных коэффициентов неупругости пионов и протонов на ядрах. Результаты для указанных величин, обусловленных рождением π^0 -мезонов на ядре Fe в интервале начальных энергий 0,5 - 5,0 ТэВ, находятся в согласии с эксперимен-

тальными данными установки "Пион" [45].

В рассмотренных выше процессах энергия начальных адронов не превышала нескольких ТэВ. При более высоких энергиях ($E_0 \geq 20-30$ ТэВ) расчет сечений на ядрах несколько усложняется ввиду роста наклонов дифракционных конусов hN -взаимодействия - стандартные выражения теории многократного рассеяния перестают быть достаточно точными.

Приведены корректные формулы, определяющие неупругие сечения протон-ядерных взаимодействий при произвольных энергиях, в том числе расчетная формула для легких ядер - с гауссовской параметризацией для одночастичной ядерной плотности.

Для описания бинарных процессов были использованы модели с критическим [46-47] и надкритическим [48,49] померонами. Определены неупругие сечения взаимодействия протонов с ядрами атомов воздуха σ_{prod}^{p-air} при начальных энергиях до 10^{13} ГэВ с учетом поправок на неупругое экранирование и порог регистрации. Теоретические предсказания сравниваются с экспериментальными данными, полученными на различных установках (FUJI, Akeno, Fly's eye и др.). Представляет интерес и извлечение соответствующих этим установкам данных о полных сечениях σ_{tot}^{pp} с использованием теоретических предсказаний о величинах b - наклоне дифракционного конуса pp -рассеяния, как и противоположная процедура - нахождение величин b с помощью теоретических значений σ_{tot}^{pp} при различных энергиях. В обоих случаях извлеченные подобным образом опытные данные сравниваются с предсказаниями моделей [46-49].

Во всех расчетах, представленных в диссертации, если это не оговорено особо (как, например, при определении σ_{prod}^{p-air}), использовалась модель Ферми для однонуклонной ядерной плотности,

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp\{\frac{r-R}{c}\}) \quad (1.3)$$

с параметрами из [50].

В разделе 6 сформулированы основные результаты.

В Приложении приведем список публикаций автора, на основе которых написан настоящий доклад.

2 Неупругое рассеяние на ядрах с большими поперечными импульсами

2.1 Инклюзивные процессы в теории многократного рассеяния

До появления работы [51] детальное квантово-механическое обоснование выражений, используемых в ТМР для расчета дифференциальных сечений, было дано лишь для бинарных процессов $1A \rightarrow 1A'$ [6,52] и $1A \rightarrow 2A'$ [52-54]. (Подробный обзор см. в [55]) Проблема теоретического описания процессов инклюзивного типа применительно к реакции $pd \rightarrow pX$ исследовалась еще в работах [56,57]. Однако соответствующее обобщение ТМР было проведено в дальнейшем лишь на феноменологическом уровне [58], а выражения для инклюзивных спектров адронов на сложных ядрах вводились [59] по сути дела по простой аналогии с диагональными членами в сечениях квазиупругих процессов рождения [54]

Для корректного вывода формул для дифференциальных сечений процессов $1A \rightarrow 2X$ удобно использовать нековариантное разложение Ватсона [25,26]. В качестве первого шага в рассматриваемой задаче исследуем процесс $1 + A \rightarrow 2 + \alpha + A'$ в предположении, что образование состояний 2 и α локализовано на одном нуклоне, ограничиваясь при этом приближением одного неупругого акта в ядре. Это означает, что все соударения в ядре, кроме акта рождения $1 + N \rightarrow 2 + \alpha + N$ предполагаются упругими: $\nu N \rightarrow \nu N$ ($\nu = 1, 2, \alpha$). Интегрируя разложение [51] по всем промежуточным импульсам (с учетом малости их поперечных компонент) и суммируя по числам перерассеяний: $0 \leq a \leq l$; $0 \leq d \leq A-1-l$; $0 \leq c \leq A-l-1$ (a, d, c - числа упругих взаимодействий с нуклонами состояний $1, 2$ и α ; A - атомный номер ядра-мишени), получим следующее представление для парциальной амплитуды:

$$F_{ij}^{(\Sigma)} = \int F^{(\Sigma)}(A, l) \Phi_j^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \Phi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \prod_{k=1}^A d\vec{r}_k;$$

$$F^{(\Sigma)}(A, l) = \frac{p_1^3}{(2\pi)^2} \int d^2b d^2b_\alpha \exp(-i\vec{p}_{21}\vec{b} - i\vec{p}_{\alpha 1}\vec{b}_\alpha) \prod_{i=1}^l \{ [1 - \Gamma_{11}(x\vec{b} + x_\alpha\vec{b}_\alpha - \vec{S}_i)] \times$$

$$\times \Theta(z_i - z_{i-1}) \} \Gamma_1^{(2+\alpha)}(x; \vec{b} - \vec{S}_{i+1}; \vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+1}) \exp(i\Delta z_{i+1}) \Theta(z_{i+1} - z_i) \times$$

$$\times \prod_{j=1}^{A-l-1} \{ [1 - \Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S}_{i+j+1})] \Theta(z_{i+j+1} - z_{i+j}) [1 - \Gamma_{\alpha\alpha}(\vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+j+1})] \}, \quad (2.1)$$

где \vec{p}_1 , \vec{p}_2 и \vec{p}_α - импульсы начальной и конечной частиц; $\Phi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ и $\Phi_j(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ - волновые функции начального и конечного состояний ядра; z_k и \vec{S}_k - продольные и поперечные компоненты радиус-векторов \vec{r}_k (ось z направлена вдоль \vec{p}_1); $z_0 \equiv -\infty$; $x \equiv E_2/E_1 \approx p_2/p_1$ - доля энергии, уносимая частицей 2 ; $x_\alpha \equiv 1 - x$. Величина Δ представляет собой минимальный продольный переданный импульс в реакции $1 + N \rightarrow 2 + \alpha + N$, $\Delta \approx [M_{2+\alpha}^2 - m_1^2]/2E_1$.

Функции профиля в (2.1) определены следующим образом:

$$\Gamma_{\nu\nu}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi i p_\nu} \int f_{\nu\nu}(\vec{q}) \exp(-i\vec{q}\vec{r}) d^2q \quad (\nu = 1, 2, \alpha);$$

$$\Gamma_1^{(2+\alpha)}(x, \vec{r}, \vec{r}_\alpha) = \frac{1}{(2\pi)^2 p_1^3} \int f_1^{2+\alpha}(x; \vec{q}, \vec{q}_\alpha) \exp(-i\vec{q}\vec{r} - i\vec{q}_\alpha\vec{r}_\alpha) d^2q d^2q_\alpha, \quad (2.2)$$

где f_{11} , f_{22} , $f_{\alpha\alpha}$ и $f_1^{(2+\alpha)}$ - амплитуды упругого рассеяния на нуклонах частиц $1, 2, \alpha$ и перехода $1 \rightarrow 2 + \alpha$, нормированные условиями $|f_{\nu\nu}|^2 = d\sigma_{\nu\nu}^e/d\Omega$, $|f_1^{(2+\alpha)}|^2 = d\sigma_{1N \rightarrow (2+\alpha)N}/dx d\Omega_2 d\Omega_\alpha$.

При выводе (2.1) предполагалось, что [60] при рассматриваемых высоких энергиях амплитуды элементарных процессов зависят лишь от поперечных переданных импульсов и существенно отличны от нуля лишь при минимальных (допускаемых кинематикой) продольных переданных импульсах. (Последнее в пренебрежении эффектом отдачи нуклонов [61] - следствием сохранения энергии).

Полная амплитуда процесса $\langle f|F(\vec{p}_1; \vec{p}_2, \vec{p}_\alpha)|i \rangle$ может быть получена после суммирования (2.1) по всем перестановкам внутри выделенных групп l - и $A-1-l$ - нуклонов, по всем разбиениям $A-1$ - нуклонов на две произвольные группы, а также после суммирования по всем A - нуклонам, на которых возможен акт рождения $1N \rightarrow (2+\alpha)N$. Ниже мы будем рассматривать дифференциальные сечения процессов, просуммированные по всему спектру конечных состояний ядра. Если при этом принять условие полноты системы конечных состояний, $\sum_j |f_j| < |f| = 1$, то выражение для сечения, определяемое матричным элементом $\langle i|F^+F|i \rangle$, представится в виде суммы диагональных членов $\langle i||F^{(\Sigma)}(A, l)|^2|i \rangle$ и членов вида $\langle i|F^{(\Sigma)}(A, l)F^{(\Sigma)}(A, l')|i \rangle$, соответствующих интерференции парциальных амплитуд с актами рождения на разных нуклонах. При этом множители вида $\exp[i\Delta(z - z')]$, учитывающие продольную передачу импульса в акте рождения, будут присутствовать лишь в недиагональных (интерференционных) членах.

Легко убедиться, что малость, обусловленная подобными множителями, $\sim \exp(-\Delta^2 l^2/2)$, где l - характерная длина свободного пробега в ядерной материи.

Ниже нас будут интересовать процессы на ядрах с существенными энергетическими потерями, для которых Δ (т.е. продольные импульсы нуклонов отдачи) могут достигать величин порядка сотен МэВ. Однако уже при $\Delta \approx 200$ МэВ фактор $\exp(-\Delta^2 l^2/2)$ приводит к малости $\sim 1\%$.

Ограничиваясь учетом лишь диагональных по акту $1N \rightarrow (2+\alpha)N$ членов в дифференциальном сечении, в модели некоррелированных нуклонов для волновой функции ядра,

$$|\Phi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2 = \prod_{k=1}^A \frac{\rho(\vec{r}_k)}{A}, \quad \int \rho(\vec{r}_k) d\vec{r}_k = A, \quad (2.3)$$

выражение для дифференциального сечения после несложной комбинаторики [52] ($A \geq 15$) сводится к виду

$$\frac{d\sigma_{1A \rightarrow (2+\alpha)A}^{(d)}}{dx d\Omega_2 d\Omega_\alpha} = \frac{p_1^6}{(2\pi)^4} \int \exp\{i\vec{q}(\vec{b} - \vec{b}') + i\vec{q}_\alpha(\vec{b}_\alpha - \vec{b}'_\alpha)\} d^2b d^2b' d^2b_\alpha d^2b'_\alpha d^2S dz \times$$

$$\times \Gamma_1^{(2+\alpha)}(x; \vec{b} - \vec{S}; \vec{b}_\alpha - \vec{S}) \Gamma_1^{(2+\alpha)}(x; \vec{b}' - \vec{S}; \vec{b}'_\alpha - \vec{S}) \rho(\vec{s}, z) \exp\left\{ - \int [\Gamma_{11}(x\vec{b} + x_\alpha\vec{b}_\alpha - \vec{S}) + \right.$$

$$+ \Gamma_{11}(x\vec{b}' + x_\alpha\vec{b}'_\alpha - \vec{S}) - \Gamma_{11}(x\vec{b} + x_\alpha\vec{b}_\alpha - \vec{S}) \Gamma_{11}(x\vec{b}' + x_\alpha\vec{b}'_\alpha - \vec{S})] T(-\infty, z, \vec{S}) d^2S -$$

$$\left. - \int [\Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S}) + \Gamma_{22}(\vec{b}' - \vec{S}) - \text{vec}S] - \Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S}) \Gamma_{22}(\vec{b}' - \vec{S}) + \Gamma_{\alpha\alpha}(\vec{b}_\alpha - \vec{S}) + \Gamma_{\alpha\alpha}(\vec{b}'_\alpha - \vec{S}) - \right.$$

$$-\Gamma_{\alpha\alpha}(\vec{b}_\alpha - \vec{S})\Gamma_{\alpha\alpha}^*(\vec{b}_\alpha - \vec{S}) - [\Gamma_{\alpha\alpha}(\vec{b}_\alpha - \vec{S}) + \Gamma_{\alpha\alpha}^*(\vec{b}_\alpha - \vec{S}) - \Gamma_{\alpha\alpha}(\vec{b}_\alpha - \vec{S})\Gamma_{\alpha\alpha}^*(\vec{b}_\alpha - \vec{S})] \times \\ \times [\Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S}) + \Gamma_{22}^*(\vec{b}' - \vec{S}) - \Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S})\Gamma_{22}^*(\vec{b}' - \vec{S})] T(z, \infty, \vec{S}) d^2 S, \quad (2.4)$$

где

$$T(z_1, z_2, \vec{S}) = \int_{z_1}^{z_2} \rho(\vec{S}, z) dz, \quad \vec{q} \equiv -\vec{p}_{21}, \quad \vec{q}_\alpha \equiv -\vec{p}_{\alpha 1}.$$

Напомним, что (2.4) описывает неогерентный эксклюзивный процесс $1 + A \rightarrow 2 + \alpha + A'$ в приближении одного неупругого соударения в ядре. Возможно его обобщение на случай реакций с произвольным числом частиц в конечном состоянии. Ясно также, что состояния 2 и α могут быть многочастичными, и в этом случае в (2.4), кроме долей уносимой энергии, фиксирован полный поперечный импульс каждого состояния.

Перейдем теперь к описанию инклюзивного процесса с наблюдением одного из образованных состояний. Если регистрируется частица 2, то при определении дифференциального сечения инклюзивного процесса необходимо суммирование по всем возможным конечным состояниям системы α с учетом всех промежуточных каналов. (При выводе (2.1), (2.4) учитывались лишь упругие переходы $\alpha N \rightarrow \alpha N$).

Ограничимся пока случаем лишь упругих соударений регистрируемой частицы 2. Выражение для амплитуды вида (2.1) для определенной последовательности переходов $\alpha_0 \rightarrow \nu_1 \rightarrow \dots \rightarrow \nu_{A-l-2} \rightarrow \alpha$ будет выглядеть следующим образом:

$$F^{(2)}(A, l, \nu_j) = \frac{p_1^2}{(2\pi)^2} \int d^2 b d^2 b_\alpha \exp(i\vec{q}\vec{b} + i\vec{q}_\alpha \vec{b}_\alpha) \prod_{i=1}^l \{ [1 - \Gamma_{11}(x\vec{b} + x_\alpha \vec{b}_\alpha - \vec{S}_i)] \times \\ \times \Theta(z_i - z_{i-1}) \} \Gamma_1^{(2+\alpha)}(x; \vec{b} - \vec{S}_{i+1}; \vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+1}) \exp(i\Delta z_{i+1}) \Theta(z_{i+1} - z_i) \times \\ \times \prod_{j=1}^{A-l-1} \{ [1 - \Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S}_{i+j+1})] \Theta(z_{i+j+1} - z_{i+j}) [\delta_{\nu_{j-1}\nu_j} - \exp(i\Delta_{\nu_{j-1}\nu_j} z_{i+j+1})] \times \\ \times \Gamma_{\nu_{j-1}\nu_j}(\vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+j+1}) \}, \quad (2.5)$$

где $\nu_0 \equiv \alpha_0$, $\nu_{A-l-1} \equiv \alpha$, $\Delta_{\nu_{j-1}\nu_j} = (m_{\nu_j}^2 - m_{\nu_{j-1}}^2)/2E_\alpha$ - минимальные продольные переданные импульсы в процессах $\nu_{j-1} N_{i+j+1} \rightarrow \nu_j N_{i+j+1}$. Полная амплитуда $F^{(2)}(A, l)$ должна включать в себя члены, соответствующие всем возможным переходам вида $\alpha_0 \rightarrow \dots \rightarrow \alpha$ с числом соударений $A - l - 1$. Отсюда, в частности, следует, что диагональный по акту $1 + N \rightarrow 2 + N + \dots$ член в дифференциальном сечении для "свертки" переходов $\alpha_0 \rightarrow \nu_1 \rightarrow \dots \rightarrow \nu_{A-l-2} \rightarrow \alpha$ и $\alpha'_0 \rightarrow \mu_1 \rightarrow \dots \rightarrow \mu_{A-l-2} \rightarrow \alpha$ имеет вид

$$\frac{d\sigma(A, l, \nu_j, \mu_j)}{dx d\Omega_2 d\Omega_\alpha} = \frac{p_1^6}{(2\pi)^4} \int |\Phi_1(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2 \prod_{k=1}^A d\vec{r}_k \exp\{i\vec{q}(\vec{b} - \vec{b}') + i\vec{q}_\alpha(\vec{b}_\alpha - \vec{b}'_\alpha)\} d^2 b d^2 b' d^2 b_\alpha d^2 b'_\alpha \times \\ \times \prod_{i=1}^l \{ [1 - \Gamma_{11}(x\vec{b} + x_\alpha \vec{b}_\alpha - \vec{S}_i)] [1 - \Gamma_{11}(x\vec{b}' + x_\alpha \vec{b}'_\alpha - \vec{S}_i)] \Theta(z_i - z_{i-1}) \} \Gamma_1^{(2+\alpha)}(x; \vec{b} - \vec{S}_{i+1}; \vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+1}) \times \\ \times \Gamma_1^{(2+\alpha')}(\vec{b}' - \vec{S}_{i+1}; \vec{b}'_\alpha - \vec{S}_{i+1}) \exp[i(\Delta - \Delta') z_{i+1}] \Theta(z_{i+1} - z_i) \prod_{j=1}^{A-l-1} \{ [1 - \Gamma_{22}(\vec{b} - \vec{S}_{i+j+1})] \times \\ \times [1 - \Gamma_{22}(\vec{b}' - \vec{S}_{i+j+1})] \Theta(z_{i+j+1} - z_{i+j}) [\delta_{\nu_{j-1}\nu_j} - \exp(i\Delta_{\nu_{j-1}\nu_j} z_{i+j+1})] \Gamma_{\nu_{j-1}\nu_j}(\vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+j+1}) \} \times$$

$$\times [\delta_{\mu_{j-1}\mu_j} - \exp(-i\Delta_{\mu_{j-1}\mu_j} z_{i+j+1})] \Gamma_{\mu_{j-1}\mu_j}^*(\vec{b}_\alpha - \vec{S}_{i+j+1}) \}. \quad (2.6)$$

Заметим, что произведению величин

$$g_{xy}^{(n)}(\vec{\tau}) = \delta_{xy} - \exp(i\Delta_{xy} z_n) \Gamma_{xy}(\vec{\tau} - \vec{S}_n)$$

- фурье-образов элементов S - матриц элементарных процессов в (2.1), (2.5) и (2.6) - соответствует в теории Глаубера [6] сложение фазовых сдвигов $\chi_\alpha(\vec{\tau} - \vec{S}_n)$ от различных актов взаимодействия в ядре.

Каждому соударению системы α в (2.6) можно поставить в соответствие фактор

$$g_{\nu_{j-1}\nu_j}^{(l+j+1)}(\vec{b}_\alpha) g_{\mu_{j-1}\mu_j}^{*(l+j+1)}(\vec{b}'_\alpha).$$

После интегрирования сечения (2.6) по $d\Omega_\alpha$ и $d^2 b'_\alpha$

$$g^*(\vec{b}'_\alpha) \rightarrow g^*(\vec{b}_\alpha)$$

Таким образом, $A - l - 1$ -соударениям системы α в сечении $d\sigma(A, l, \nu_j, \mu_j)/dx d\Omega_2$ соответствует фактор

$$[g_{\alpha\alpha}^{(l+2)}(\vec{b}_\alpha) g_{\alpha\alpha}^{*(l+2)}(\vec{b}_\alpha)] [g_{\nu_1\nu_2}^{(l+3)}(\vec{b}_\alpha) g_{\nu_1\nu_2}^{*(l+3)}(\vec{b}_\alpha)] \dots [g_{\nu_{A-l-2}\alpha}^{(A)}(\vec{b}_\alpha) g_{\nu_{A-l-2}\alpha}^{*(A)}(\vec{b}_\alpha)]. \quad (2.7)$$

Для учета всех промежуточных и конечных состояний необходимо просуммировать (2.7) по индексам μ, ν, α , характеризующим эти состояния. Поскольку из унитарности матриц $S_{xy}^{(n)}(\vec{q}_x, \vec{q}_y)$ однозначно следует унитарность $g_{xy}^{(n)}(\vec{\tau})$, указанная сумма есть просто элемент $\delta_{\alpha\alpha'_0}$ единичной матрицы. Очевидно, аналогичный результат справедлив для всех парциальных сечений $d\sigma(A, l)/dx d\Omega_2$ ($0 \leq l \leq A - 1$), соответствующих всевозможным конфигурациям столкновений.

Мы приходим к выводу, который заранее напрашивался из соображений "здорового смысла": при учете всех промежуточных состояний ненаблюдаемой системы ее характеристики выпадают из выражения для сечения на ядре. Очевидно, это прямое следствие унитарности S - матрицы элементарного взаимодействия.

Проведем далее стандартную замену $\vec{B} = (\vec{b} + \vec{b}')/2$, $\vec{\beta} = \vec{b} - \vec{b}'$. Используя в модели (2.3) известные приближения [6], справедливые при $R \gg r$ (R - радиус ядра, r - радиус элементарного взаимодействия),

$$\int \Gamma_{\nu\nu}(\vec{b} - \vec{S}) \rho(\vec{S}, z) d^2 S \simeq \rho(\vec{b}, z) \int \Gamma_{\nu\nu}(\vec{b} - \vec{S}) d^2 S,$$

$$\int \Gamma_{\nu\nu}(\vec{b} - \vec{S}) \Gamma_{\nu\nu}^*(\vec{b}' - \vec{S}) \rho(\vec{S}, z) d^2 S \simeq \rho((\vec{b} + \vec{b}')/2, z) \frac{1}{p_z^2} \int |f_{\nu\nu}(\vec{q})|^2 \exp\{-i\vec{q}(\vec{b} - \vec{b}')\} d^2 q, \quad (2.8)$$

а также условие $|\vec{b}_\alpha - \vec{b}'_\alpha| \leq r$ отличия от нуля интеграла

$$\int \Gamma_1^{(2+\alpha)}(x; \vec{b} - \vec{S}; \vec{b}_\alpha - \vec{S}) \Gamma_1^{*(2+\alpha')}(\vec{b}' - \vec{S}; \vec{b}'_\alpha - \vec{S}) \rho(\vec{S}, z) d^2 S,$$

соответствующее близости прицельных параметров двух систем, рожденных на одном нулоне, получаем после несложных преобразований следующее выражение для инклюзивного сечения:

$$\frac{4d\sigma_{(1)}^{1A-2X}}{dx d^2 q} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 B d^2 \beta dz \rho(\vec{B}, z) \Omega_{12}(x, \vec{\beta}) \exp\{i\vec{q}\vec{\beta} -$$

$$-[\sigma_1^{tot} - \omega_{11}(x\vec{\beta})] T(-\infty, z, \vec{B}) - [\sigma_2^{tot} - \omega_{22}(\vec{\beta})] T(z, \infty, \vec{B}), \quad (2.9)$$

где

$$\omega_{\nu\nu}(\vec{\gamma}) = \int \frac{d\sigma_{\nu N}^{tot}}{d^2q} \exp\{-i\vec{q}\vec{\gamma}\} d^2q \quad (\nu = 1, 2),$$

$$\Omega_{12}(x, \vec{\beta}) = \int \frac{d\sigma^{1N-2X}}{dx d^2q} \exp\{-i\vec{q}\vec{\gamma}\} d^2q.$$

Выражение (2.9) описывает процесс $1A \rightarrow 2X$ в приближении одного неупругого взаимодействия налетающей частицы, $1N \rightarrow 2X$.

С помощью методов, аналогичных рассмотренным, могут быть найдены выражения, определяющие вклады в сечение $d\sigma^{1A-2X}/dx d^2q$ членов с произвольной кратностью неупругих взаимодействий частиц 1 и 2, как и членов, соответствующих возможным промежуточным каналам. Ввиду громоздкости они здесь не приводятся.

Необходимо иметь в виду, что для процессов с небольшими результирующими потерями энергии ($x \gtrsim 0,9$) не учтенные нами интерференционные члены ($\sim \exp[i\Delta(z-z')]$) могут оказаться существенными, и расчет инклюзивных спектров согласно (2.9) и аналогичным более сложным выражениям, вообще говоря, не будет вполне корректным.

В заключение покажем, что примененные выше методы в рамках ТМР согласуются с условием унитарности S -матрицы рассеяния на ядре. Определим σ_{prod}^{1A} - полное сечение всех возможных процессов рождения при взаимодействии частицы 1 с ядром. Ограничиваясь случаем малости амплитуд неупругих процессов $1N \rightarrow \nu N$ и соответственно учетом лишь членов низшего порядка по такой малости, с использованием (2.8) имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{prod}^{1A} &= \int \sum_p \prod_{k=1}^A \left\{ \frac{\rho(\vec{r}_k)}{A} d\vec{r}_k \Theta(z_k - z_{k-1}) \right\} d^2b \sum_{\mu, \nu, j \neq 1} [[g_{1\nu_1}^{(1)}(\vec{b}) g_{1\mu_1}^{*(1)}(\vec{b})] \times \\ &\times [g_{\nu_1 \nu_2}^{(2)}(\vec{b}) g_{\mu_1 \mu_2}^{*(2)}(\vec{b})] \dots [g_{\nu_{A-1} \nu_j}^{(A)}(\vec{b}) g_{\mu_{A-1} \mu_j}^{*(A)}(\vec{b})] = \int \sum_p \prod_{k=1}^A \left\{ \frac{\rho(\vec{r}_k)}{A} d\vec{r}_k \Theta(z_k - z_{k-1}) \right\} d^2b \times \\ &\times \left[\sum_{\mu, \nu, j} [g_{1\nu_1}^{(1)}(\vec{b}) g_{1\mu_1}^{*(1)}(\vec{b})] [g_{\nu_1 \nu_2}^{(2)}(\vec{b}) g_{\mu_1 \mu_2}^{*(2)}(\vec{b})] \dots [g_{\nu_{A-1} \nu_j}^{(A)}(\vec{b}) g_{\mu_{A-1} \mu_j}^{*(A)}(\vec{b})] - \prod_{i=1}^A g_{1\nu_i}^{(i)}(\vec{b}) g_{1\mu_i}^{*(i)}(\vec{b}) \right] = \\ &= \int d^2b \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{A} \int \rho(\vec{S}, z) d^2S dz [2 \text{Re} \Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{S}) - \Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{S}) \Gamma_{11}^*(\vec{b} - \vec{S})] \right]^A \right\} \approx \\ &\approx \int d^2b [1 - \exp\{-\sigma_{in}^{1N} T(-\infty, \infty, \vec{b})\}], \end{aligned} \quad (2.10)$$

что совпадает с известным выражением для σ_{prod}^{1A} , получаемым в аналогичном случае из равенства $\sigma_{prod}^{1A} = \sigma_{tot}^{1A} - \sigma_{coh}^{1A} - \sigma_{qst}^{1A}$ с применением оптической теоремы $\sigma_{tot}^{1A} = (4\pi/p_1) \text{Im} f_{coh}^{1A}(0)$.

Напомним, что во всех приведенных выше выкладках предполагалась малость продольных расстояний, характеризующих взаимодействие частиц с отдельными нуклонами, по сравнению с межнуклонными расстояниями, т.е. в масштабах ядра взаимодействия считались локализованными в точках расположения соответствующих нуклонов. В рассматриваемом подходе критерием для такого предположения в области начальных энергий до нескольких $T_{ЭВ}$ может быть достаточно точное описание [43,44] данных по σ_{prod}^{hA} с помощью простой формулы (2.10). (Аналогичная формула формально оказывается справедливой и в реджеонном подходе

[62,63], где, однако, уже нельзя говорить об определенной пространственно-временной картине процесса.)

2.2 Модель Глаубера и ее противоречие наблюдаемым эффектам при высоких энергиях

Отметим прежде всего, что под термином "модель Глаубера" в применении к процессам множественного рождения на ядрах принято понимать развитие традиционных подходов [6], нашедшее отражение в работах [27,28,58,59]. Условием описания в данной модели является малость длины (или времени) образования конечных адронов в неупругом hN -взаимодействии, $t_h < d$, где d - эффективное межнуклонное расстояние в ядре. Указанное условие практически несущественно при определении σ_{prod}^{hA} , в отличие от дифференциальных сечений неупругих hA -взаимодействий, где необходим корректный учет элементарных сечений и спектров образовавшихся в ядре состояний.

Впервые описание инклюзивных спектров на ядрах в модели Глаубера было предложено в работе [27] и касалось известного эксперимента [64] по процессам $pA \rightarrow pX$. Приведенные в [27] результаты, казалось бы, демонстрировали согласие опытных данных с расчетными и свидетельствовали в пользу традиционной картины многократного рассеяния.

Заметим, что при выводе выражения (2.9) для инклюзивного сечения использовалось лишь условие, что состояние 2 остается практически неизменным на продольных расстояниях, сравнимых с размерами ядер. Если предположить, что оно идентично состоянию, регистрируемому на асимптотически больших расстояниях, мы приходим к описанию глауберовского типа. В этом случае для процесса $1A \rightarrow 1X$ корректный вывод приводит к следующему выражению для дифференциального сечения (в приближении фейнмановского скейлинга в элементарных столкновениях):

$$\begin{aligned} E \frac{d\sigma^{1A-1X}}{d^3p} &= \frac{x}{(2\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{tot}^{1N} T(-\infty, \infty, \vec{B}) + i\vec{p}_\perp \vec{\beta}\} \times \\ &\times d^2B d^2\beta \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n \exp\{\omega_{1N}(\vec{\beta}) T(z_n, \infty, \vec{B})\} \times \\ &\times \prod_{i=1}^n \left[\exp\{\omega_{1N}(x_i \dots x_n \vec{\beta}) T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_i) dz_i \Omega_{1N}^{inel}(x_i; x_{i+1} \dots x_n \vec{\beta}) \Theta(z_i - z_{i-1}) \right], \end{aligned} \quad (2.11)$$

где

$$\omega(\vec{\gamma}) = \int \frac{d\sigma_{in}^{1N}}{d^2p_\perp} \exp\{-i\vec{p}_\perp \vec{\gamma}\} d^2p_\perp,$$

$$\Omega_{1N}^{inel}(x', x'' \vec{\beta}) = \int \frac{d\sigma_{in}^{1N-1X}}{dx' d^2p_\perp} \exp\{-i\vec{p}_\perp x'' \vec{\beta}\} d^2p_\perp,$$

$z_0 \equiv -\infty$; x и x_i - фейнмановские переменные в л.с.

Выражение (2.11) существенно отличается от найденной авторами [59] формулы для аналогичного процесса, которая использовалась затем [27,28] для расчета инклюзивных спектров протонов в реакции $pA \rightarrow pX$. Выписанная, очевидно, по аналогии с выражением для сечений

квазиупругих процессов, указанная формула (например, (3) работы [28]) соответствует сложению поперечных компонент переданных импульсов для всех актов $pN \rightarrow pN$ и $pN \rightarrow pX$, что неверно для процессов $pA \rightarrow pX$ с заметными результирующими потерями энергии.

Особенно значительной оказывается ошибка, допускаемая при определении спектров с большими конечными p_{\perp} . В работе [29] был проведен расчет инвариантных сечений (2.11) для процессов $pA \rightarrow pX$ с использованием тех же параметризаций и тех же приближений, что и в [27]. Результаты такого расчета для ядра вольфрама приведены на рис. 2.1 в виде кривой 2, которая лежит существенно ниже как экспериментальных значений [64], так и результатов [27] (кривая 1).

Как показано в [29], использование любой разумной параметризации для спектров $pN \rightarrow pX$ в рассматриваемой модели приводит к значительному расхождению с данными [64] по A -зависимости сечений $pA \rightarrow pX$. (Очевидно, аналогичные расхождения должны наблюдаться и при сравнении с более точными данными [4,5] для спектров с большими p_{\perp}).

Следует отметить, что модель Глаубера противоречит и экспериментальным данным [1-3] по инклюзивным спектрам $h_1A \rightarrow h_2X$ при относительно малых p_{\perp} . В частности, слабая зависимость показателей α в аппроксимации вида (1.1) от типа регистрируемых адронов h_2 [1-3] не согласуется с предположением о малом ($t_h < l$) времени образования конечных адронов в h_1N -соударениях. В особенности указанный эффект заметен в процессах $pA \rightarrow K^+X$ [2] и $pA \rightarrow K^0X$ [3] ввиду существенно отличающихся сечений σ_{tot}^{pN} и σ_{tot}^{KN} . И, хотя, на наш взгляд, точность экспериментальных данных не позволяет в настоящее время делать однозначных выводов об "А-универсальности" для всего набора спектров $h_1A \rightarrow h_2X$ [2,3], ясно, что уже при энергии $E_0 = 100$ ГэВ [1] картина множественного рождения на ядрах отличается от "чисто" глауберовской.

2.3 Процессы на ядрах в модели с промежуточными лидирующими состояниями

Большинство эффектов, обнаруженных при экспериментальном изучении процессов $h_1A \rightarrow h_2X$ [1-3], может быть качественно объяснено в модели [12,13,65]. Вкратце сущность предложенного подхода заключалась в следующих предположениях.

1. В процессах $h_1N \rightarrow h_2X$ с небольшими p_{\perp} образование конечных адронов в области фрагментации h_1 включает стадию промежуточного состояния H_1 , валентный состав которого идентичен валентному составу h_1 .
2. При рассматриваемых энергиях образовавшееся после неупругого h_1N -взаимодействия лидирующее состояние H_1 проявляет в ядре адроподобные свойства и способно к последовательным взаимодействиям с сечением, равным сечению родительского адрона h_1 ($\sigma_{tot}^{H_1N} \approx \sigma_{tot}^{h_1N}$; $d\sigma^{h_1N \rightarrow h_1X}/d^3p \approx d\sigma^{H_1N \rightarrow h_1X}/d^3p$; $d\sigma^{H_1N \rightarrow h_2X}/d^3p \approx d\sigma^{h_1N \rightarrow h_2X}/d^3p$).
3. Фрагментация H_1 в конечные адроны происходит за пределами ядра ввиду большой величины лоренц-фактора E/m .
4. Процесс фрагментации не зависит существенно от числа соударений лидирующей системы с нуклонами ядра.

Приведенные предположения естественны для моделей рекомбинационного типа [66,67], в которых неупругие взаимодействия происходят лишь за счет морских партонов. Так, в рамках предположений 1-4 можно принять, что промежуточное состояние H_1 , образовавшееся после недифракционного h_1N -взаимодействия, представляет собой кластер из валентных кварков с частично или полностью "сохраненным" облаком морских партонов. Спустя определенное время (t_h) это состояние фрагментирует, обуславливая основную долю событий в области фрагментации налетающего адрона. Если характерное время восстановления партонового облака промежуточного состояния H_1 $t_H < d$, возможны кратные взаимодействия системы H_1 с нуклонами ядра. При этом, в пренебрежении вкладом жестких процессов в полное сечение h_1N -взаимодействия,

$$\int \frac{d\sigma^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1X}}{d^3p} d^3p = \sigma_{tot}^{h_1N} \quad (2.12)$$

поскольку суммарная вероятность распада H_1 по всем каналам равна единице. (Дифракционным процессам соответствует $H_1 \equiv h_1$ либо $H_1 \equiv h_1^*$).

В приведенной схеме существенную роль играют два характерных временных интервала, t_h и t_H , содержащих лоренц-фактор E/m . Подчеркнем, что t_h - время образования конечных адронов - соответствует в партоновой модели времени адронизации лидирующего партона, тогда как t_H - время восстановления адроподобных свойств - времени формирования партонового облака.

Правомерность модели связана с выполнением неравенств

$$t_H < d \ll t_h > L, \quad (2.13)$$

где L - характерный размер ядра.

В отличие от модели Глаубера с малым временем адронизации $t_h < d$ представленная картина соответствует взаимодействию с ядерными нуклонами не регистрируемых частиц h_2 , а промежуточных состояний H_1 , причем условие нормировки для спектров (2.12), вообще говоря, заметно повышает роль кратных неупругих соударений.

В рамках вероятностного описания в эйкональном приближении были найдены [12,13] выражения для сечений процессов $h_1A \rightarrow h_2X$, проинтегрированных по поперечному импульсу адронов h_2 :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{nd}^{h_1A \rightarrow h_2X}}{dx} &= \sum_{n=1}^A N_n(\sigma_{h_1N}) \frac{d\sigma_{(n)}^{h_1 \rightarrow h_2}}{dx}, \\ \frac{d\sigma_{(1)}^{h_1 \rightarrow h_2}}{dx} &\equiv \frac{d\sigma_{nd}^{h_1N \rightarrow h_2X}}{dx}, \\ \frac{d\sigma_{(n)}^{h_1 \rightarrow h_2}}{dx} &= \frac{1}{\sigma_{h_1N}^{n-1}} \int \frac{d\sigma_{nd}^{h_1N \rightarrow H_1X}}{dx_1}(x_1) \frac{d\sigma_{nd}^{H_1N \rightarrow H_1X}}{dx_2}(x_2) \dots \frac{d\sigma_{nd}^{H_1N \rightarrow h_2X}}{dx_n}(x_n) \times \\ &\quad \times \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad n \geq 2, \end{aligned} \quad (2.14)$$

где

$$N_n(\sigma) = \frac{1}{\sigma n!} \int [\sigma T(-\infty, \infty, \vec{B})]^n \exp\{-\sigma T(-\infty, \infty, \vec{B})\} d^2B, \quad (2.15)$$

$\sigma_{h_1 N}$ - полное сечение недифракционного $h_1 N$ -взаимодействия.

Выражение (2.14), определяющее спектры $h_1 A \rightarrow h_2 X$ в недифракционной области ($x \lesssim 0,9$), получено в приближении

$$\frac{d\sigma_{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{dx} \simeq \frac{d\sigma_{nd}^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{dx} + \sigma_d^{h_1 N} \delta(x-1), \quad (2.16)$$

где $d\sigma_{nd}^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}/dx$ - спектры в недифракционной области, $\sigma_d^{h_1 N}$ - сумма сечений упругого рассеяния и дифракционной диссоциации адрона h_1 на нуклоне.

Вероятностная трактовка (2.14) весьма проста. Величины $d\sigma_{(n)}^{h_1 \rightarrow h_2}/dx$ представляют собой дифференциальные сечения n -кратного недифракционного взаимодействия в ядре с регистрацией h_2 в конечном состоянии, тогда как множители $N_n(\sigma)$ определяют эффективное число нуклонов, на которых при этом происходит последний недифракционный акт взаимодействия с последующей фрагментацией за пределами ядра, $h_1(H_1)N \rightarrow h_2 X$.

При сравнении с данными [2] при фиксированном $p_{\perp} = 0,3 \text{ ГэВ/с}$ предполагалась факторизация инклюзивных спектров на ядрах [12,13,62]:

$$\frac{d\sigma^{h_1 A \rightarrow h_2 X}}{dx d^2 p_{\perp}} = \frac{\exp\{-p_{\perp}^2 / \langle p_{\perp}^2 \rangle\}}{\pi \langle p_{\perp}^2 \rangle} \frac{d\sigma^{h_1 A \rightarrow h_2 X}}{dx}, \quad (2.17)$$

где коэффициент пропорциональности не зависит от x и атомного номера ядра-мишени. Для величин $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ выбирались значения, обеспечивающие удовлетворительное согласие с экспериментом [2] для каждой из регистрируемых частиц h_2 .

Заметим, что подобные подгоночные процедуры (включая более "изопренную" - фиксирование эффективных наклонов для процессов с определенной кратностью соударений [11]) являлись характерными для публикаций середины 80-х годов [8-15] ввиду отсутствия корректных методов расчета спектров на ядрах при фиксированных p_{\perp} .

В работах [12,13,65] сечения $d\sigma^{h_1 N \rightarrow h_2 X}/dx$ ($h_1 = p, \pi^+, K^+$; $h_2 = p^{\pm}, \pi^{\pm}, K^{\pm}$) параметризовались согласно данным [68], а для спектров $h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X$ выбиралась простейшая форма

$$\frac{d\sigma^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{dx} \equiv \text{const} = \sigma_{h_1 N}.$$

На рис. 2.2 представлены в качестве примера полученные результаты для спектров $pPb \rightarrow hX$ ($h = p, \pi^+, \pi^-$). Аналогичного согласия с данными [2] удалось достичь и для других процессов [65].

К приведенным результатам следует, однако, отнести лишь как к нулевому приближению в задаче описания инклюзивных спектров [2], главным образом ввиду невозможности корректной нормировки сечений и погрешностей самой аппроксимации (2.17)

Что касается основных предположений модели [12,13], то, очевидно, механизм образования, связанный с фрагментацией промежуточных лидирующих кластеров H (если он существует), должен доминировать прежде всего в процессах "лидирующего" типа, $hA \rightarrow hX$. Отсюда следует принципиальная важность исследования таких процессов на основе более детального аппарата, учитывающего изменение поперечного импульса адронных систем в кратных соударениях.

2.4 Описание эффекта Крона для лидирующих адронов

В случаях рассмотренных выше процессов $hA \rightarrow hX$ с большими p_{\perp} вывод конечных выражений для сечений в представленной модели существенно упрощается. Однако с ростом поперечных импульсов регистрируемых состояний может возникнуть вопрос об общей правомерности предположений [12,13], связанных с преобладающей ролью периферических адрон-нуклонных взаимодействий.

Как известно (см., например, [69;70]), с ростом p_{\perp} в процессах $h_1 p \rightarrow h_2 X$ наблюдается переход от экспоненциальной зависимости инклюзивных спектров $\sim \exp\{-b p_{\perp}\}$ к степенному убыванию $\sim 1/p_{\perp}^2$, связанному с проявлением конституентного механизма взаимодействия и фрагментации. Однако если при регистрации недифракционных частиц ($h_2 \neq h_1$) степенной закон убывания начинает действовать уже при $p_{\perp} \geq 1 \div 2 \text{ ГэВ/с}$, то в процессах $h p \rightarrow h X$ зависимость $\sim \exp\{-b p_{\perp}\}$ прослеживается вплоть до $p_{\perp} \simeq 5 \div 6 \text{ ГэВ/с}$.

Специфика hA -взаимодействий заключается, в частности, в том, что при высоких p_{\perp} конечных частиц на ядре доминируют процессы поэтапного, от соударения к соударению, наращивания поперечного импульса, и эффективная величина $|\Delta \vec{p}_{\perp}|$ в элементарном соударении может оказаться небольшой. Подобная картина является типичной для всех моделей многократного рассеяния, основанных на предположении о локальной природе hN -взаимодействия [25]. Следовательно, можно предположить, что механизмы адрон-нуклонных взаимодействий в процессах $hA \rightarrow hX$ ($h \equiv p, \pi^-$) [4,5] при $p_{\perp} \lesssim 6-7 \text{ ГэВ/с}$, в основном, остаются теми же, что и при малых p_{\perp} . (Поправки, обусловленные дифракцией Френеля, малы [71,72] и могут не приниматься во внимание).

В рассматриваемой задаче детальное описание элементарных спектров при $x \rightarrow 1$ и $p_{\perp} \rightarrow 0$ несущественно, в связи с чем при их параметризации была выбрана упрощенная форма:

$$\frac{d\sigma^{hN \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}} = \frac{d\sigma^{HN \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}} = \Phi_H(x) \frac{b_H^2}{2\pi} \exp\{-b_H p_{\perp}\} + \sigma_d^{hN} \delta(x-1) \delta(\vec{p}_{\perp}); \quad (2.18)$$

$$\frac{d\sigma^{HN \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}} = \int \frac{d\sigma_{nd}^{HN \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp H}} D^{H \rightarrow hX}(x_H, x', \vec{p}'_{\perp}) \delta(x - x_H x') \times \\ \times \delta(\vec{p}_{\perp} - \vec{p}'_{\perp} - x' \vec{p}_{\perp H}) d^2 p_{\perp H} d^2 p'_{\perp} dx_H dx' = \Phi_H(x) \frac{b_H^2}{2\pi} \exp\{-b_H p_{\perp}\},$$

где b_H и b_h - усредненные параметры, описывающие распределение спектров по поперечным импульсам.

Инклюзивный спектр $d\sigma^{HN \rightarrow hX}/dx d^2 p_{\perp}$ соответствует последнему недифракционному акту взаимодействия промежуточного адрона H в ядре и его фрагментации за пределами ядра.

Минимальное допустимое значение для параметра b_H в (2.18) может быть найдено из соотношения

$$b_H \geq b_h k_h^{el}/k_H^{el}, \quad (2.19)$$

где k_h^{el} и k_H^{el} - коэффициенты упругости для недифракционных процессов $hN \rightarrow hX$ и $HN \rightarrow hX$. (2.19) следует из условия $\langle p_{\perp h} \rangle_{\min} \simeq \langle p_{\perp H} \rangle > k_h^{el}/k_H^{el}$, определяющего долю среднего поперечного импульса промежуточного адрона, уносимую регистрируемым адроном

Ереванский Физический Институт
всучаю-техническая

h).

Отметим также условие нормировки, вытекающее из (2.12):

$$\int \Phi_H(x) dx = \sigma_{tot}^{hN} - \sigma_d^{hN} \equiv \sigma_{hN} = \begin{cases} 26,5 \text{ мбн}, & h = p, \\ 17,5 \text{ мбн}, & h = \pi \end{cases} \quad (2.20)$$

(данные [73]).

В этих предположениях в используемой модели выражение для инвариантного сечения процесса $hA \rightarrow hX$ можно свести к виду [29]

$$\begin{aligned} x \frac{d\sigma^{hA \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}} &= \sum_{n=1}^A F_n^{hA \rightarrow hX}(x, p_{\perp}), \\ F_1^{hA \rightarrow hX}(x, p_{\perp}) &= N_1(\sigma_{hN}) x \frac{d\sigma^{hN \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}}, \\ F_n^{hA \rightarrow hX}(x, p_{\perp}) &= \frac{x N_n(\sigma_{hN})}{4\pi^2 \sigma_{hN}^{n-1}} \int J_0(p_{\perp} \beta) \delta(x - x_1 \dots x_n) \times \\ &\times \left[\prod_{i=1}^{n-1} \Phi_H(x_i) \phi_H(x_{i+1} \dots x_n, \beta) dx_i \right] \Phi_h(x_n) \phi_h(\beta) dx_n d^2 \beta, \quad n \geq 2, \end{aligned} \quad (2.21)$$

где $\phi_{h(N)}(z) = b_{h(N)}^2 / (b_{h(N)}^2 + z^2)^{3/2}$. Значения для спектров $x d\sigma^{hN \rightarrow hX} / dx d^2 p_{\perp}$ в структурных функциях $F_n^{hA \rightarrow hX}(x, p_{\perp})$ определялись непосредственно из [4] и [5] (что имеет принципиальное значение, поскольку данные [4,5] соответствуют центральной области ($x_F \approx 0$) для процессов $hN \rightarrow hX$); вид для $\Phi_h(x)$ находился из полиномиальной аппроксимации данных [68]. Что касается параметризации для промежуточных спектров $\Phi_H(x)$, то при фиксированном коэффициенте упругости $k_{H_p}^{el}$ результаты для сечений (2.20) оказались весьма близкими при выборе $\Phi_H(x) \sim x^{\nu}$, $\nu = (2k_{H_p}^{el} - 1)/(1 - k_{H_p}^{el})$ и $\Phi_H(x) \sim x^{\nu}(1-x)$, $\nu = (3k_{H_p}^{el} - 1)/(1 - k_{H_p}^{el})$.

Остановимся вначале на результатах по процессам $pA \rightarrow pX$. При фиксированном $k_{H_p}^{el}$ можно определить соответствующее значение для параметра b_{H_p} , обеспечивающее наименьшее возможное расхождение расчетных данных с экспериментальными [4]. Такая зависимость приведена на рис. 2.3 в виде кривой b_{H_p} .

Укажем, что при $k_{H_p}^{el} > 0,7$ с ростом $k_{H_p}^{el}$ общее согласие с экспериментом ухудшается, особенно в области $p_{\perp} < 0,3 \text{ ГэВ/с}$.

На рис. 2.3 приведены также кривые для b_p (оптимальные значения) и $b_{H_p \text{ min}} = b_p k_p^{el} / k_{H_p}^{el}$ (величины b_p лежат в интервале $3,7 - 4,0 \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$, что весьма близко к их среднему (по x) значению [68,74]). Наилучшее согласие с данными [4] для всех ядер достигается при $k_{H_p}^{el} \approx 0,65 \div 0,67$.

На рис. 2.4 и 2.5 представлены расчетные кривые для инвариантных сечений процессов $pA \rightarrow pX$ ($A \equiv \text{Be, Ti, W}$) и показателей α_p в аппроксимации $E d\sigma^{pA \rightarrow pX} / d^2 p \sim A^{\alpha_p}$ совместно с экспериментальными данными [4] при энергии налетающих протонов $E_0 = 400 \text{ ГэВ}$ и угле регистрации в л.с. $\Theta_{a.c.} = 77 \text{ мрад}$. Приведенные результаты соответствуют $k_{H_p}^{el} = 0,65$ [29,31]

Как следует из рис. 2.3, оптимальные значения $k_{H_p}^{el} \approx 0,65 \div 0,67$ лежат вблизи нижней границы допустимых величин (с учетом $k_p^{el} \approx 0,5$ [68,69]). Отсюда можно сделать вывод

о том, что процесс фрагментации H_p носит, в основном, струйный характер ($b_{H \text{ min}}$ соответствует пренебрежению поперечными переданными импульсами в акте фрагментации по сравнению с характерными p_{\perp} , обусловленными недифракционным NN -рассеянием).

Примерно та же картина (с учетом несколько меньших коэффициентов упругости) сбрасывается и для процессов с участием пионов.

На рис. 2.6 и 2.7 представлены результаты расчета [29] по процессам $\pi^- A \rightarrow \pi^- X$ ($E_0 = 200 \text{ ГэВ}$, $\Theta_{a.c.} = 96,3 \text{ мрад}$, экспериментальные данные из работы [5]). Кривые, описывающие инвариантные сечения для ядер Be, C и W (рис. 2.6) и показатели α_{π} (рис. 2.7) соответствуют $k_{H_p}^{el} = 0,6$; $b_{H_p} = 3,2 \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$; $b_{\pi} = 3,9 \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$.

Заметим, что показатели α_h являются, вообще говоря, функциями переменных x и p_{\perp} , причем $\alpha_h(x, p_{\perp})$ растут как с ростом p_{\perp} , так и с уменьшением x . При этом в эксперименте [5] ($E_0 = 200 \text{ ГэВ}$, $\Theta_{a.c.} = 96,3 \text{ мрад}$) значения переменной $x \approx p_{\perp} / \Theta_{a.c.} E_0$ при фиксированных p_{\perp} оказываются в 1,6 раза больше, чем для аналогичных протонных данных [4] ($E_0 = 400 \text{ ГэВ}$, $\Theta_{a.c.} = 77 \text{ мрад}$). Этим и объясняются несколько меньшие значения для $\alpha_{\pi}(p_{\perp})$ (рис. 2.7) по сравнению с аналогичными значениями $\alpha_p(p_{\perp})$ (рис. 2.6).

Заметно различаются и средние числа недифракционных взаимодействий для двух процессов. Так, для ядра вольфрама они растут в пределах $\bar{n}_p \approx 3,5 \div 5$ ($p_{\perp} = 0,77 \div 6,91 \text{ ГэВ/с}$) и $\bar{n}_{\pi} = 2 \div 3$ ($p_{\perp} = 0,96 \div 5,78 \text{ ГэВ/с}$).

Некоторое отклонение теоретических кривых от экспериментальных значений [4,5] при $p_{\perp} \leq 1 \text{ ГэВ/с}$ и $p_{\perp} \geq 6 \text{ ГэВ/с}$ объясняется, очевидно, невозможностью точного описания элементарных спектров во всем интервале переменных x и p_{\perp} едиными параметрами b_h и b_{H_p} .

Подчеркнем также, что результаты расчетов спектров с большими p_{\perp} на ядрах в приближенном подходе весьма чувствительны к величинам коэффициентов упругости $k_{H_p}^{el}$ и параметров b_{H_p} для процессов $NN \rightarrow NX$. Появление в будущем данных по x -зависимости параметров b_h для процессов $hN \rightarrow hX$ в разных областях p_{\perp} способствовало бы более точному определению характеристик взаимодействия промежуточных адронных состояний с нуклонами ядра.

В заключение отметим, что в настоящее время трудно предложить достаточно простую альтернативную модель, которая обеспечивала бы аналогичное количественное описание эффекта Кронина - характерной A -зависимости с показателями $\alpha_h > 1$ при больших p_{\perp} .

2.5 Подписи к рисункам к разделу 2

Рис. 2.1 Инвариантное сечение процесса $pW \rightarrow pX$ в модели Гл убера ($t_h < 1$) в зависимости от p_{\perp} при $E_0 = 300 \text{ ГэВ}$ и $\Theta = 77 \text{ мрад}$. Кривая 1 соответствует результатам [27], кривая 2 - расчету по формуле вида (2.11) с теми же параметрами для спектров $pN \rightarrow pX$. Экспериментальные данные из работы [64].

Рис. 2.2 Инвариантные сечения процессов $pPb \rightarrow hX$ ($h = p, \pi^+, \pi^-$) при $E_0 = 100 \text{ ГэВ}$ и $p_{\perp} = 0,3 \text{ ГэВ/с}$. Приведенные кривые соответствуют результатам [12,65]. Экспериментальные данные из работы [2].

Рис. 2.3 Значения параметров элементарных процессов, совместимые с описанием данных [4].

Рис. 2.4 Инвариантные сечения процессов $pA \rightarrow pX$ ($A \equiv W(\sigma), Ti(\Delta), Be(\square)$ [4]) в зависимости от p_{\perp} при $E_0 = 400$ ГэВ и $\Theta_{a.c.} = 77$ мрад.

Рис. 2.5 Показатели α_p в A -зависимости, соответствующие расчетным и экспериментальным данным рис. 2.4.

Рис. 2.6 Инвариантные сечения процессов $\pi^-A \rightarrow \pi^-X$ ($A \equiv W(\sigma), Cu(\Delta), Be(\square)$ [5]) в зависимости от p_{\perp} при $E_0 = 200$ ГэВ и $\Theta_{a.c.} = 96,3$ мрад.

Рис. 2.7 Показатели α_{π} в A -зависимости, соответствующие расчетным и экспериментальным данным рис. 2.6.

2.6 Рисунки к разделу 2

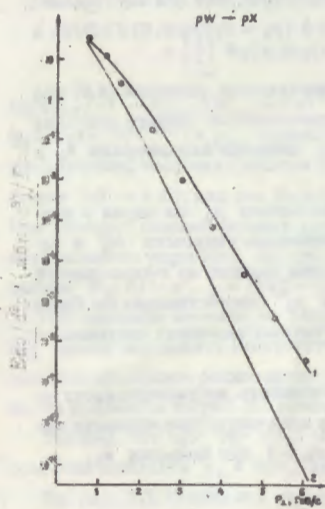


Рис. 2.1

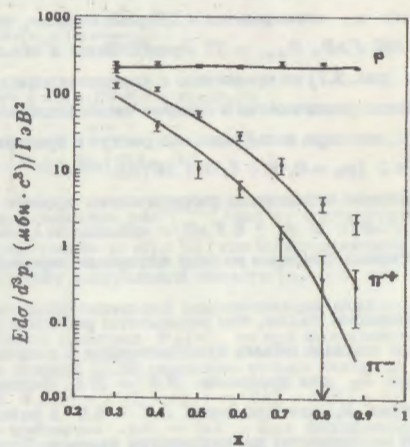


Рис. 2.2

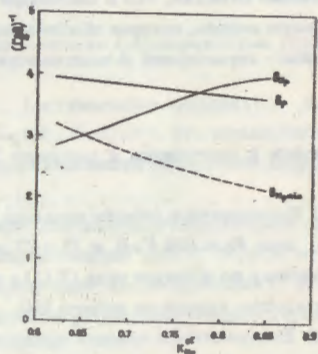


Рис. 2.3

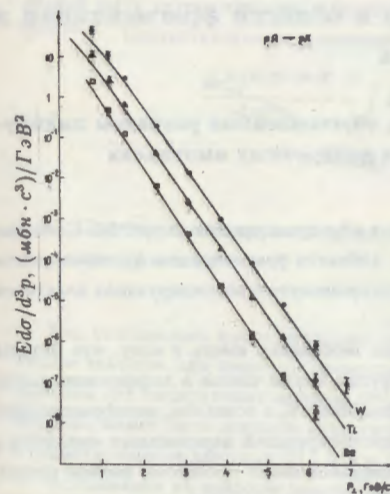


Рис. 2.4

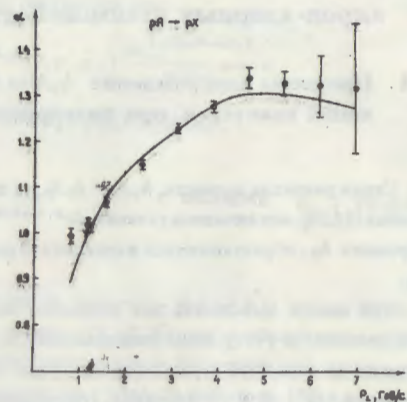


Рис. 2.5

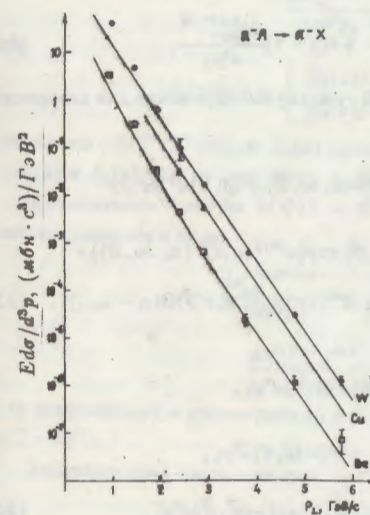


Рис. 2.6

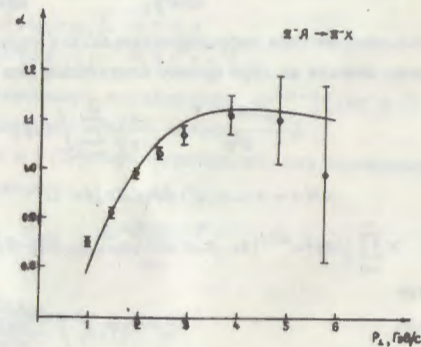


Рис. 2.7

3 Инклюзивные спектры адронов в области фрагментации в адрон-ядерных взаимодействиях

3.1 Процессы адророждения $h_1 A \rightarrow h_2 X$, обусловленные распадом лидирующих кластеров, при фиксированных поперечных импульсах

Схема развития процесса $h_1 A \rightarrow h_2 X$ на тяжелом ядре представлена на рис. 3.1. Согласно модели [12,13], инклюзивное сечение $d\sigma^{h_1 A \rightarrow h_2 X} / d^3p$ в области фрагментации h_1 определяется адронами h_2 , образующимися в результате распадов промежуточных лидирующих кластеров H_1 .

При выводе выражений для указанной величины необходимо иметь в виду, что методы [51] приводят к учету лишь диагональных по неупругим актам членов в дифференциальном сечении на ядре. Это заранее ограничивает их применимость, в основном, недифракционной областью ($x \lesssim 0,9$). (Поправки, обусловленные интерференцией парциальных амплитуд с различной конфигурацией столкновений [51], для дифракционных процессов, вообще говоря, могут оказаться существенными). Исходя из этого, не нарушая, в принципе, точности подхода, можно несколько упростить выкладки, используя приближенную параметризацию для элементарных спектров:

$$\frac{d\sigma^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{dx d^2 p_{\perp}} = \frac{d\sigma_{nd}^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{dx d^2 p_{\perp}} + \delta(x-1) \frac{d\sigma_{diff}^{h_1(H_1)N}}{d^2 p_{\perp}}, \quad (3.1)$$

т.е. отождествив дифракционные акты с упругими. В этом случае выражение для инвариантного сечения на ядре примет следующий вид [75]:

$$E \frac{d\sigma^{h_1 A \rightarrow h_2 X}}{d^3 p} = \frac{x}{(2\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{tot}^{h_1 N} T(-\infty, \infty, \vec{B}) + i\vec{p}_{\perp} \vec{\beta}\} d^2 B d^2 \beta \times \\ \times \delta(x - x_1 \dots x_n x') dx_1 \dots dx_n dx' \Omega^{H_1 \rightarrow h_2}(x_n, x', \vec{\beta}) \exp\{\omega^{diff}(x' \vec{\beta}) T(z_n, \infty, \vec{B})\} \times \\ \times \prod_{i=1}^n \left[\exp\{\omega^{diff}(x_i \dots x_n x' \vec{\beta}) T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_i) dz_i \Omega^{nd}(x_i; x_{i+1} \dots x_n x' \vec{\beta}) \Theta(z_i - z_{i-1}) \right], \quad (3.2)$$

где

$$\omega^{diff}(\vec{\gamma}) = \int \frac{d\sigma_{diff}^{h_1(H_1)N}}{d^2 p_{\perp}} \exp\{-i\vec{p}_{\perp} \vec{\gamma}\} d^2 p_{\perp}, \\ \Omega^{nd}(x_i, \vec{\gamma}) = \int \frac{d\sigma_{nd}^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{dx_i d^2 p_{\perp}} \exp\{-i\vec{p}_{\perp} \vec{\gamma}\} d^2 p_{\perp}, \\ \Omega^{H_1 \rightarrow h_2}(x_n, x', \vec{\beta}) = \int D^{H_1 \rightarrow h_2 X}(x_n, x', \vec{p}_{\perp}) \exp\{-i\vec{p}_{\perp} \vec{\beta}\} d^2 p_{\perp}. \quad (3.3)$$

Напомним, что в задаче описания спектров на ядрах с большими p_{\perp} [4,5], где можно было пренебречь поперечной передачей импульса в дифракционных актах, конечное выражение (2.20) эффективно содержало лишь инклюзивный спектр $d\sigma_{nd}^{H_1 N \rightarrow h_2 X} / dx d^2 p_{\perp}$, соответствующий последнему недифракционному акту взаимодействия H в ядре и его фрагментации $H \rightarrow hX$ за пределами ядра. В общем случае, при произвольных p_{\perp} акт фрагментации

должен быть учтен отдельно, и возникает необходимость определения явного вида функции $D^{H_1 \rightarrow h_2 X}$. Соответствующее уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma_{nd}^{h_1(H_1)N \rightarrow h_2 X}}{dx d^2 p_{\perp}} = \int D^{H_1 \rightarrow h_2 X}(\vec{x}, x', \vec{p}_{\perp}) \frac{d\sigma_{nd}^{h_1(H_1)N \rightarrow H_1 X}}{d\vec{x} d^2 \vec{p}_{\perp}} \times \\ \times \delta(x - \vec{x}x') \delta(\vec{p}_{\perp} - \vec{p}_{\perp}' - x' \vec{p}_{\perp}') d^2 \vec{p}_{\perp} d^2 \vec{p}_{\perp}' d\vec{x} dx'. \quad (3.4)$$

3.2 Спектры лидирующих адронов $hA \rightarrow hX$ с малыми p_{\perp} : теория и эксперимент

Как указывалось выше, детальное исследование процессов $hA \rightarrow hX$ имеет принципиальное значение для проверки предсказаний модели [12,13]. Наряду с объяснением эффекта Кронина для лидирующих адронов [29], весьма существенным критерием для применяемых подходов может быть описание аналогичных процессов в области малых p_{\perp} [30] в сравнении с существующими данными [2] ($h \equiv p, \pi^+, K^+$) при $p_{\perp} = 0,3$ и $0,5$ ГэВ/с

Оставимся на наиболее важных моментах расчетной части [30].

При параметризации спектров в недифракционной области в выражениях вида (3.4) использовались данные [68]:

$$\frac{d\sigma_{nd}^{hN \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}} = f_h(x, p_{\perp}) \frac{d\sigma^{hN \rightarrow hX}}{dx}, \quad (3.5)$$

где

$$f_h(x, p_{\perp}) = \begin{cases} [b_h^2(x)/2\pi] \exp\{-b_h(x)p_{\perp}\}, & x \geq 0,5 \\ [b_h(x)/\pi] \exp\{-b_h(x)p_{\perp}\}, & 0,3 \leq x < 0,5. \end{cases}$$

Величины $d\sigma^{hN \rightarrow hX} / dx$ и $b_h(x)$ аппроксимировались выражениями $d\sigma^{hN \rightarrow hX} / dx \simeq (1-x)P(x)$ и $b_h(x) \simeq R(x)$, где $P(x)$ и $R(x)$ - полиномы 2 ÷ 6-ой степени.

Инклюзивные спектры $h(H)N \rightarrow hX$, как и в [29], параметризовались для недифракционных процессов в виде

$$\frac{d\sigma_{nd}^{h(H)N \rightarrow hX}}{dx d^2 p_{\perp}} = \frac{b_H^2}{2\pi} \exp\{-b_H p_{\perp}\} \frac{d\sigma^{h(H)N \rightarrow hX}}{dx}, \\ \frac{d\sigma^{h(H)N \rightarrow hX}}{dx} = \sigma_{hN} x^{\nu} (\nu + 1) \equiv \sigma_{\nu}(x) \quad (3.6)$$

с не зависящим от x параметром b_H и коэффициентом упругости $k_H^{\nu} = (\nu + 2) / (\nu + 1)$. ($\sigma_{hN} \equiv \sigma_{tot}^{hN} - \sigma_d^{hN}$).

Дифракционная часть спектров $h(H)N \rightarrow hX$ учитывалась сла земыми вида

$$\sigma_d^{hN} \frac{b_h^{\nu}}{\pi} \exp\{-b_h^{\nu} p_{\perp}\} \delta(x-1), \quad (3.7)$$

где b_h^{ν} - наклон дифракционного конуса в упругом hN -рассеянии. Упрощенная запись (3.7) представлялась оправданной, поскольку некоторое различие в наклонах для процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации на нулоне весьма несущественно при расчете спектров на ядрах в недифракционной области.

С учетом (3.5) - (3.7) выражение для инклюзивных спектров $hA \rightarrow hX$ можно свести к виду

$$E \frac{d\sigma_{incl}^{hA \rightarrow hX}}{d^3p} \simeq \frac{x}{(2\pi)^2} \int J_0(p_\perp \beta) d^2\beta \int D(x') dx' \sum_{n=1}^{\infty} \{ [\delta(x - x_1 \dots x_n x') \times \\ \times dx_1 \dots dx_n dx' \Phi_H(x_n, x', \beta) \Phi_H(x_{n-1}, x_n x' \beta) \dots \Phi_H(x_1, x_2 \dots x_n x')] \times \\ \times \sum_{l=0}^{\infty} \left[\frac{N_{n+l}(\sigma_{tot}^{hN})}{(\sigma_{tot}^{hN})^{n+l-1}} (\phi_H(x' \beta))^l \right] \}, \quad (3.8)$$

где

$$\phi_H(z) = \sigma_d^{hN} \exp\{-z^2/2b_H^2\},$$

$$\Phi_H(x, z) = \sigma_\nu(x) b_H^3 / (b_H^2 + z^2)^{3/2} + \delta(x-1) \phi_H(z);$$

величины $N_n(\sigma)$ определяются выражением (2.15). Множители

$$\Phi(x_n, x', \beta) = \begin{cases} \sigma_\nu(x_n) b_H^3(x_n x') / [b_H^2(x_n x') + \beta^2]^{3/2}, & x_n x' \geq 0, 5, \\ \sigma_\nu(x_n) \exp\{-\beta^2/2b_H^2(x_n x')\}, & 0, 3 \leq x_n x' < 0, 5 \end{cases}$$

соответствуют последнему недифракционному акту взаимодействия состояния H в ядре и его фрагментации $H \rightarrow hX$ вне ядра.

Явный вид функции $D(x')$ в (3.8) при выбранной параметризации

$$D(x') = \frac{1}{(\nu+1)\sigma_{hN}} \left\{ [\nu + (1-\nu)x'] P(x') - x'(1-x') \frac{\partial P(x')}{\partial x'} \right\}.$$

В выражении (3.8) фигурируют, вообще говоря, два параметра, значения которых невозможно извлечь непосредственно из существующих экспериментальных данных по процессам $hN \rightarrow hX$. Это величины b_H и $\nu = (2k_H^2 - 1)/(1 - k_H^2)$, характеризующие взаимодействие промежуточных адронов H с нуклонами. Заметим в то же время, что параметризации вида (3.6) с величиной $b_H = const$ соответствует минимальное допустимое значение $b_{Hmin} = b_H(x \simeq 1)$, причем для недифракционных процессов $hN \rightarrow hX$ ($h \equiv p, \pi^+, K^+$) указанное значение близко к $5 (\text{ГэВ}/c)^{-1}$ [68].

В расчетах [30] использовались величины $b_H^{-1} = 5,5 \div 6,0 (\text{ГэВ}/c)^{-1}$. (Все значения в указанном интервале оказались практически эквивалентными при описании данных [2]). σ_{tot}^{hN} , σ_d^{hN} , σ_{hN} и b_H^2 для трех типов адронов (p, π^+, K^+) определены согласно [73].

В предыдущем разделе было показано, что оптимальное описание процессов при существенных (вплоть до $6 - 7 \text{ ГэВ}/c$) p_\perp достижимо в аналогичной модели при $k_{H_s}^2 \simeq 0,65$. Результаты [30,31] по инклюзивным спектрам $pA \rightarrow pX$ при $k_{H_s}^2 = 0,65$ совместно с данными [2] для различных ядер представлены на рис. 3.2(а) ($p_\perp = 0,3 \text{ ГэВ}/c$) и рис. 3.2(б) ($p_\perp = 0,5 \text{ ГэВ}/c$).

Аналогичный расчет был проведен для процессов $\pi^+A \rightarrow \pi^+X$. Приведенные на рис. 3.3(а),(б) кривые соответствуют $k_{H_s}^2 = 0,63$, что несколько превышает величину коэффициента упругости $k_{H_s}^2 = 0,6$, найденную при описании спектров $\pi^-A \rightarrow \pi^-X$ с большими p_\perp .

Что касается данных по процессам $K^+A \rightarrow K^+X$, то ввиду больших экспериментальных ошибок мы приводим лишь результаты расчетов для ядер C и Cu (рис. 3.4(а),(б)). Представленные кривые соответствуют $k_{H_s}^2 = 0,70$.

Некоторое отличие параметров для процессов $HN \rightarrow HX$ от аналогичных величин [29], очевидно, не является противоречивым, поскольку соответствует существенно разным характерным поперечным импульсам промежуточных адронов.

Подчеркнем, что результаты по A -зависимости всех рассмотренных спектров находятся в согласии с данными [2] практически во всем интервале $0,3 \leq x \leq 0,88$.

Обсудим кратко отличие предложенного подхода [30,31] от некоторых сходных моделей, появившихся в 80-е годы. Как отмечалось выше, их основным недостатком является феноменологическое описание процессов лишь на уровне инклюзивных спектров $hA \rightarrow hX$, проинтегрированных по p_\perp .

В этой связи уместно выделить работу [76], в которой в модели с лидирующим барионным (антибарионным) кластером дано описание экспериментальных данных [77] по спектрам $d\sigma(p(\bar{p})A \rightarrow p(\bar{p})X)/dx$. Элементарные инклюзивные сечения лидирующих кластеров в недифракционных процессах здесь нормировались на величину полного неупругого сечения на нуклоне за вычетом (для антибарионов) сечения аннигиляции. Это привело к искусственному завышению энергетических потерь, так как заметная часть неупругого сечения ($\sim 5 \text{ мбн}$) соответствует дифракционным процессам, для которых энергетические потери незначительны. Как следствие, для удовлетворительного описания A -зависимости [77] авторами [76] были введены спектры $d\sigma^{HN \rightarrow HX}/dx \sim x^2$ с завышенным ($= 0,75$) коэффициентом упругости.

Последнее в равной мере относится к работе [14], в которой, как и в [8-10], сравнение с экспериментальными данными [2] при $p_\perp = 0,3 \text{ ГэВ}/c$ проводилось с помощью нормировочных множителей. Вообще, на наш взгляд, не вполне корректный учет дифракционной части спектра в элементарных взаимодействиях характерен практически для всех работ [8-11,14,76].

Следует также указать на использование авторами [9,10] модели с постоянной ядерной плотностью, что приводит к заметным расхождениям с величинами эффективных нуклонных чисел в более реалистической модели типа Ферми. В результате введенный авторами [9,10] свободный параметр, имеющий смысл средних энергетических потерь в элементарных соударениях, оказался неестественно малым.

Необходимо отметить, что данные [2] при $p_\perp = 0,3 \text{ ГэВ}/c$ описывались также в рамках альтернативных подходов, в частности, в аддитивной кварковой модели [78-80], в модели партоновых струн [81-83]. Не вдаваясь в подробную дискуссию, подчеркнем лишь, что сам факт описания экспериментальных данных с помощью ряда параметров при определенном p_\perp явно недостаточен для выводов о преимуществах того или иного подхода. Что касается наблюдаемого роста показателей α в A -зависимости с ростом p_\perp , то в аддитивной кварковой модели этот эффект исследовался в работе [84]; на наш взгляд, точность достигнутого описания (с учетом комбинированной зависимости $\alpha_h(x, p_\perp)$) требует дальнейшего совершенствования методов [84]. В то же время, в модели партоновых струн на данном этапе даже качественное объяснение поведения $\alpha_h(p_\perp)$ выходит за рамки используемых упрощенных предположений [82].

3.3 О рождении Λ^0 -гиперонов и K^+ -мезонов в pA - и π^+A -соударениях

Суммируя результаты [29-31] по инклюзивным спектрам $hA \rightarrow hX$, можно прийти к выводу о доминировании в указанных процессах взаимодействий коллективного типа [66,67], в которых непосредственно участвуют лишь общие для всех валентных кварков глюонные моря. В такой картине изменение валентной структуры лидирующего состояния H , если оно происходит, должно осуществляться в акте распада $H \rightarrow h'X$ за пределами ядра.

Отсюда следует, что в области фрагментации налетающего адрона пространственно-временная картина взаимодействия с ядром должна быть единой для всех процессов $hA \rightarrow h'X$, где регистрируемое состояние h' содержит хотя бы один из валентных кварков адрона h .

Для отбора аналогичных процессов на нуклоне в работе [75] были использованы предсказания в модели кваркового счета [32,33] и их сравнение с экспериментально наблюдаемой зависимостью спектров от переменной x .

Отметим в то же время, что предсказания [33] для показателя n в аппроксимации

$$x d\sigma^{hN \rightarrow h'X}/dx \sim (1-x)^n \quad (3.10)$$

в ряде случаев заметно отличаются от соответствующих экспериментальных значений [68,69].

Мы не будем здесь касаться причин такого несогласия; они могут быть разными - от экспериментальных эффектов, обусловленных влиянием резонансов, до недостатков самой модели [32,33].

Остановимся лишь на процессах, где такое несогласие отсутствует или минимально.

На наш взгляд, описание подобных процессов на ядрах [75] совместно с процессами $hA \rightarrow hX$ является существенным аргументом в пользу модели hA -взаимодействия [12,13,29,31], как и, вообще говоря, подходов [32,33].

Наибольший интерес представляет расчет инвариантных сечений рождения Λ^0 -гиперонов на ядрах, $pA \rightarrow \Lambda^0 X$, ввиду обширности и точности экспериментальных данных [3].

Простейшая диаграмма, описывающая фрагментацию в данном процессе [33], представлена на рис. 3.5 и соответствует в параметризации (3.10) показателю $n_{\text{теор}} = 1$ при экспериментальном значении $n_{\text{экс}} \approx 0,9$ [85].

При определении сечений рассматриваемых ниже процессов применялись те же приближения и аппроксимации (см. (3.6), (3.7)), что и при расчете спектров $hA \rightarrow hX$.

Существенно, что параметры b_H , характеризующие распределение по поперечному импульсу в процессах $HN \rightarrow HX$, и коэффициенты упругости в недифракционном рассеянии $k_H^i = (\nu + 2)/(\nu + 1)$ должны были быть равны соответствующим величинам, найденным при описании спектров лидирующих адронов [29,30]. Напомним, что при небольших p_{\perp} $b_H = 5,5 \div 6$ $(\text{ГэВ}/c)^{-1}$ для трех типов адронов ($h = p, \pi, K$), убывая до значений $b_H \approx 3,0$ $(\text{ГэВ}/c)^{-1}$ при $p_{\perp} \lesssim 7$ $\text{ГэВ}/c$; величины коэффициентов упругости составляют $k_H^i = 0,65 \div 0,67$; $k_{H\pi}^i = 0,6 \div 0,63$; $k_{HK}^i = 0,7$.

При параметризации спектров $d\sigma^{h(N)N \rightarrow h'X}/dx d^2p_{\perp}$ использовались эмпирические зависимости, описывающие соответствующие экспериментальные данные [68,86].

Так, для процесса $pp \rightarrow \Lambda^0 X$ указанная зависимость имеет следующий вид [86]:

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow \Lambda^0 X}}{dx d^2p_{\perp}} = \exp\{c_1 + c_2 x + c_3 x^2 + c_4 x p_{\perp} + c_5 p_{\perp}^2 + c_6 p_{\perp}^4 + c_7 p_{\perp}^6 + c_8 x^4 + c_9 x^5 p_{\perp}\} \times \\ \times \frac{1}{x} (1-x)^{c_{10} + c_{11} p_{\perp}^2} \text{ мб}/(\text{ГэВ}/c)^2. \quad (3.11)$$

Дальнейшая схема преобразований и вычислений аналогична приведенной выше для процессов $hA \rightarrow hX$.

На рис. 3.6 представлены результаты расчета инвариантных сечений процессов $pA \rightarrow \Lambda^0 X$ для ядер Cu^{64} и Pb^{207} при энергии начальных протонов 300 ГэВ и углах регистрации Λ^0 в л.с. 0,9, 1,2 и 1,5 мрад в сравнении с экспериментальными данными [3]. Указанные углы регистрации соответствуют поперечным импульсам гиперонов, не превышающим 0,5 $\text{ГэВ}/c$, что позволило использовать в расчетах значение $b_H = 6$ $(\text{ГэВ}/c)^{-1}$ [30]. (Некоторая недооценка сечений на тяжелых ядрах в интервале $p_{\perp} \lesssim 0,1$ $\text{ГэВ}/c$ может быть обусловлена ростом b_H при малых поперечных импульсах).

Рассмотрим теперь процессы $pA \rightarrow K^+ X$ и $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$ [1]. Правила кваркового счета [33] для аналогичных процессов на нуклоне приводят к величинам $n_{pK^+} = 3$ и $n_{\pi^+ K^+} = 1$ при экспериментальных значениях соответственно 2,56 \pm 0,20 и 1,55 \pm 0,40 [68] (по другим данным [69], 2,87 \pm 0,19 и 1,26 \pm 0,05), что указывает на доминирование диаграмм с "сохраняющимся" валентным u -кварком.

Результаты расчетов инклюзивных спектров $pA \rightarrow K^+ X$ и $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$, согласно изложенной выше методике, представлены на рис. 3.7 и рис. 3.8 совместно с данными [2]. (Ввиду относительно больших экспериментальных ошибок мы приводим кривые лишь для двух ядер).

Подчеркнем, что описание всех рассмотренных процессов $hA \rightarrow h'X$ было проведено без использования каких-либо дополнительных свободных параметров по сравнению с соответствующими процессами $hA \rightarrow hX$.

3.4 К описанию спектров пионов в процессах $\pi^+ A \rightarrow \pi^- X$ и $pA \rightarrow \pi^{\pm} X$.

Примером процесса на ядрах, в котором регистрируемое состояние не содержит валентных кварков налетающего адрона, является процесс $\pi^+ A \rightarrow \pi^- X$. Очевидно, в этом случае пространственно-временная картина образования регистрируемых адронов может не вполне описываться моделью [29-31]. Это подтверждается недооценкой спектров $x d\sigma^{\pi^+ A \rightarrow \pi^- X}/dx d^2p_{\perp}$ в работе [30] по сравнению с данными [2] для средних и тяжелых ядер практически во всем интервале $0,3 \leq x \leq 0,88$. Следует также отметить, что процессу $\pi^+ N \rightarrow \pi^- X$ соответствует [33] величина $n_{\pi^+ \pi^-} = 3$ при экспериментальном значении показателя $n_{\text{экс}} = 2,80 \pm 0,14$ [68]. Отсюда можно предположить, что диаграмма на рис. 3.9 достаточно точно описывает выход π^- -мезонов, регистрируемых в области фрагментации налетающей частицы. В то же время систематическое превышение экспериментальных данных

по спектрам $\pi^+A \rightarrow \pi^-X$ над расчетными [30] свидетельствует о наличии механизма адропрождения, не связанного непосредственно с актом фрагментации кластера H_{π^+} за пределами ядра.

В рамках модели [29-31] такое поведение спектров может быть следствием малой длины образования вторичных адронов, если оно обусловлено лишь эмиссией глюонов и точечноподобным рождением $q\bar{q}$ -пар. Отметим при этом, что сечения процессов на ядрах оказываются чувствительными к такому изменению пространственно-временной картины, лишь если указанная величина существенно меньше длины распада лидирующего кластера H и сравнима с длиной его свободного пробега в ядерной среде.

Рассмотрим процесс $h_1A \rightarrow h_2X$, схема которого представлена на рис. 3.10.

Налетающий адрон h_1 после недифракционного взаимодействия с нуклоном ядра переходит в промежуточное лидирующее состояние H_1 , которое испытывает последовательные соударения с нуклонами. Спустя характерное время τ после очередного недифракционного соударения образуется адрон h_2 . Далее процесс развивается так же, как и в случае регистрации лидирующих адронов, проходя через стадию промежуточного состояния H_2 , длина фрагментации которого в наблюдаемые адроны h_2 существенно больше радиуса ядра.

Выражение для спектров $h_1A \rightarrow h_2X$ примет в этих предположениях следующий вид [75]:

$$E \frac{d\sigma^{h_1A \rightarrow h_2X}}{d^3p} = \frac{x}{(2\pi)^2} \int_{n=1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{tot}^{h_1N} T(-\infty, z, \vec{B}) - \sigma_{tot}^{h_2N} T(z, \infty, \vec{B}) + i\vec{p}_\perp \vec{\beta}\} d^2B d^2\beta \times \\ \times \delta(x - x_1 \dots x_n x') dx_1 \dots dx_n dx' \Omega^{H_1 \rightarrow h_2}(x_n, x', \vec{\beta}) \exp\{\omega_1^{dijj}(x' \vec{\beta}) T(z_n, z, \vec{B})\} + \omega_2^{dijj}(\vec{\beta}) \times \\ \times T(z, \infty, \vec{B})\} \prod_{i=1}^n \{ \exp\{\omega_1^{dijj}(x_i \dots x_n x' \vec{\beta}) T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_i) dz_i \Omega_1^d(x_i, x_{i+1} \dots x_n x' \vec{\beta}) \times \\ \times \Theta(z_i - z_{i-1}) \} \Theta(z - z_n) \exp\left\{-\frac{z - z_n}{\tau}\right\} \frac{1}{\tau} dz + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=n+1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{tot}^{h_1N} T(-\infty, z, \vec{B}) - \\ - \sigma_{tot}^{h_2N} T(z, \infty, \vec{B}) + i\vec{p}_\perp \vec{\beta}\} d^2B d^2\beta \delta(x - x_1 \dots x_m x' x'') dx_1 \dots dx_m dx' dx'' \times \\ \times \Omega^{H_1 \rightarrow h_2}(x_n, x', x_{n+1} \dots x_m x'' \vec{\beta}) \Omega^{H_2 \rightarrow h_2}(x_m, x'', \vec{\beta}) \exp\{\omega_1^{dijj}(x_{n+1} \dots x_m x' x'' \vec{\beta}) T(z_n, z, \vec{B}) + \\ + \omega_2^{dijj}(x_{n+1} \dots x_m x'' \vec{\beta}) T(z, z_{n+1}, \vec{B}) + \omega_2^{dijj}(x'' \vec{\beta}) T(z_m, \infty, \vec{B})\} \prod_{i=1}^n \{ \exp\{\omega_1^{dijj}(x_i \dots x_m x' x'' \vec{\beta}) \times \\ \times T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_i) dz_i \Omega_1^d(x_i, x_{i+1} \dots x_m x' x'' \vec{\beta}) \Theta(z_i - z_{i-1}) \} \prod_{j=1}^m \{ \exp\{\omega_2^{dijj}(x_j \dots x_m x'' \vec{\beta}) \times \\ \times T(z_{j-1}, z_j, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_j) dz_j \Omega_2^d(x_j, x_{j+1} \dots x_m x'' \vec{\beta}) \Theta(z_j - z_{j-1}) \} \Theta(z_{n+1} - z) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{z - z_n}{\tau}\right\} \frac{1}{\tau} dz \}, \quad (3.12)$$

где величины $\omega_1^{dijj}(\vec{\gamma})$, $\Omega_1^d(x, \vec{\gamma})$ ($i = 1, 2$), $\Omega^{H_1 \rightarrow h_2}(x, x', \vec{\beta})$, $\Omega^{H_2 \rightarrow h_2}(x, x'', \vec{\beta})$ определены равенствами вида (3.3); соответствующие функции фрагментации $D^{H_1 \rightarrow h_2X}$ и $D^{H_2 \rightarrow h_2X}$ являются решениями уравнений вида (3.4).

При выводе (3.12) предполагалось, что вероятность образования адронов h_2 после очередного недифракционного H_1N -соударения характеризуется экспоненциальной формой со средним временем образования в л.с. τ . Очевидно, с учетом лоренц-фактора, $\tau = \tau(x_1 \dots x_n E_0)$.

Мы опускаем здесь дальнейшие преобразования (3.12), поскольку конечное выражение, содержащее ряд с наборами эффективных нуклонных чисел, оказывается в общем случае весьма громоздким.

На рис. 3.11 представлены результаты расчетов, согласно (3.12) [75], сечений процессов $\pi^+A \rightarrow \pi^-X$ ($A = C, Pb$) при $E_0 = 100 \text{ ГэВ}$ и $p_\perp = 0.3 \text{ ГэВ}/c$.

Границы коридора для значений $Ed\sigma^{\pi^+Pb \rightarrow \pi^-X}/d^2p$ соответствуют величинам $\tau \leq l$ (l - длина свободного пробега π -мезонов в ядре) и $\tau \gg R$ (R - радиус ядра).

Аналогичная картина характерна для спектров на ядрах Ag^{108} и Cu^{64} .

Как следует из рис. 3.11, модель с малым временем образования вторичных адронов приводит к наименьшим расхождениям с данными [2] по процессам $\pi^+A \rightarrow \pi^-X$.

Относительная близость кривых, соответствующих на рис. 3.11 крайним значениям τ , обусловлена равенством сечений $\sigma_{tot}^{\pi^+N} = \sigma_{tot}^{\pi^-N}$. Очевидно, в случае, например, процессов $pA \rightarrow K^-X$ аналогичный разброс значений $Ed\sigma^{pA \rightarrow K^-X}/d^2p$ был бы более значительным. (Детальный расчет указанных спектров при разных значениях τ в настоящее время не представлял бы интереса ввиду больших экспериментальных ошибок [2]).

К существенной недооценке инвариантных сечений приводят также применение модели [30] к процессам $pA \rightarrow \pi^\pm X$.

На рис. 3.12 представлены в качестве примера результаты расчета инклюзивных спектров $pPb \rightarrow \pi^+X$ при $E_0 = 100 \text{ ГэВ}$ и $p_\perp = 0,3 \text{ ГэВ}/c$, полученные в тех же предположениях, что и соответствующие кривые для лидирующих протонов [30] и Λ^0 -гиперонов [75]. Аналогичное расхождение с данными [2] характерно и для сечений на более легких ядрах (C, Al, Cu, Ag).

Оценка эффективных нуклонных чисел в процессах $pA \rightarrow \pi^\pm X$ [1] приводит примерно к тому же выводу, что и в случае процессов $\pi^+A \rightarrow \pi^-X$, указывая на значительный вклад точечноподобных (в масштабах ядра) актов образования мезонов и их последующее взаимодействие с нуклонами ядра.

Для анализа доли пионов и мезонных резонансов, образующихся локально в pN -взаимодействиях, в работе [87] была использована модель кварк-глюонных струн (МКГС).

Модель была предложена в работах [34-36] и хорошо зарекомендовала себя при описании большого количества экспериментальных данных (см., например, [88]). МКГС - мультипериферическая модель, основанная на $1/N_f$ -разложении амплитуды в КХД (N_f - число цветов) и модели цветных трубок. В основании модели лежит представление о том, что мягкие взаимодействия адронов при высокой энергии определяются диаграммами цилиндрического типа - поперечным (рис. 3.13(а)) и многопоперечными ветвлениями. Неупругие процессы определяются всевозможными "разрезами" одного или нескольких цилиндров (рис. 3.13(б),(в)) либо разрезанием между ними. (Последнее соответствует процессам упругого рассеяния и дифракционной диссоциации).

Каждая из двух цепочек адронов, соответствующих разрезанию диаграммы цилиндрического типа (рис. 3.13(б)) по своим свойствам аналогична планарному случаю (рис. 3.13(г)). Многопоперечные процессы соответствуют следующим членам разложения в ряд по степеням $1/N_f$ и возникают, как видно из рис. 3.13(в), за счет того, что в сталкивающихся адронах, помимо валентных кварков, имеются дополнительные цветные объекты - $q\bar{q}$ -пары и глюоны.

Для расчета сечений рождения вторичных частиц необходима информация о функциях

распределения кварков в сталкивающихся адронах и функциях фрагментации кварков и дикварков во вторичные адроны. В МКГС все эти функции в областях $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$ определяются соответствующими реджевскими асимптотиками, а при промежуточных значениях x - с помощью интерполяции. Все необходимые нам функции фрагментации и распределения кварков и дикварков приведены в работе [88].

Инклюзивный спектр π -мезона, рождающегося в pN -взаимодействии, определяется выражением [88]:

$$\frac{x}{\sigma_{inel}} \frac{d\sigma}{dx} = \sum_{n=1}^{\infty} W_n \varphi_n^+(x) + Y_D^{(1)} \varphi_D^{(1)}(x) + Y_D^{(2)} \varphi_D^{(2)}(x), \quad (3.13)$$

где

$$W_n = \sigma_n / \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n \quad (3.14)$$

- вероятность разрезания именно n -померонов.

$$\varphi_n^{p \rightarrow \pi}(x) = f_{q\bar{q}}^+(x_+, n) f_q^+(x_-, n) + f_q^+(x_+, n) f_{q\bar{q}}^+(x_-, n) + 2(n-1) f_s^+(x_+, n) f_s^+(x_-, n), \quad (3.15)$$

$$x_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{4m_1^2}{s} + x^2 \right)^{1/2} \pm x \right]. \quad (3.16)$$

Величины $f_{q\bar{q}}$, f_q и f_s в (3.15) соответствуют вкладам дикварка, валентного кварка и морских кварков. Вклад налетающей частицы зависит от переменной x_+ , а вклад нуклона-мишени - от x_- . Функции $f_{q\bar{q}}$, f_q и f_s определяются свертками импульсных распределений кварков в протоне и функции фрагментации во вторичные адроны. Последние два члена в (3.13) учитывают вклады дифракционной диссоциации налетающего адрона и нуклона-мишени. Сечения образования n -померонных ливней σ_n в (3.14) определяются, в соответствии с правилами АГК, вкладами графиков, содержащих k -померонов ($k \geq n$), в мнимую часть амплитуды упругого рассеяния. Необходимые формулы и численные значения параметров приведены в работе [88].

Структура выражений (3.13) и (3.15) позволяет отделить друг от друга вклады в сечение, обусловленные различными механизмами образования π -мезонов.

Так, вклад второго члена в (3.13) связан с дифракционной диссоциацией налетающего протона и, согласно модели [29-31], определяет выход пионов с большой длиной образования L (по предположению, при рассматриваемых энергиях $L \gg R$, где R - типичный радиус ядра [29]).

Третий член (3.13), соответствующий дифракционной диссоциации нуклона-мишени, дает ничтожный вклад в рассматриваемой области $x \geq 0,3$ [2], и его обсуждение здесь лишено смысла.

Далее, мы предположим, что члены в (3.13), соответствующие разрезанию определенного числа померонов, описывают точечноподобное рождение мезонов. (Разумеется, это предположение само по себе не имеет отношения к реджеонному подходу [88]).

Результаты расчетов инклюзивных спектров $\pi^{\pm 0}$ -мезонов в процессах $pp \rightarrow \pi X$ согласно (3.13) - (3.16) приведены в работе [87] и находятся в согласии с существующими экспериментальными данными [68,69,90] при различных энергиях E_0 .

Необходимо отметить, что в модели [88] первый член (3.13) определяет вклад как прямых

пионов, так пионов, образующихся в результате распада мезонных и барионных резонансов. Однако вклады N^* и Δ при рассматриваемых x незначительны, и при расчете спектров на ядрах $pA \rightarrow \pi X$, ввиду близости характеристик взаимодействия с нуклонами пионов и мезонных резонансов, нет необходимости различать оба указанных канала. (По крайней мере, при точности существующих на сегодня экспериментальных данных [2]).

Исходя из этого, здесь мы ограничимся тем, что представим инклюзивное сечение процессов $pN \rightarrow \pi X$ в виде суммы:

$$\frac{d\sigma^{pN \rightarrow \pi X}}{d^3p} = \frac{d\sigma_{(1)}^{pN \rightarrow \pi X}}{d^3p} + \frac{d\sigma_{(2)}^{pN \rightarrow \pi X}}{d^3p}, \quad (3.17)$$

где $d\sigma_{(1)}^{pN \rightarrow \pi X}/d^3p$ соответствует каналу, связанному с фрагментацией промежуточного состояния H и образованием пионов за пределами ядра ($L \gg R$), а $d\sigma_{(2)}^{pN \rightarrow \pi X}/d^3p$ - локализованному рождению пионов с пренебрежимо малой длиной формирования.

Соответствующие каналы для процессов $pA \rightarrow \pi X$ схематически изображены на рис. 3.14. (Указаны лишь неупругие акты взаимодействия с ядерными нуклонами).

Далее, если представить инвариантное сечение на ядре в виде суммы

$$E \frac{d\sigma^{pA \rightarrow \pi X}}{d^3p} = E \frac{d\sigma_{(1)}^{pA \rightarrow \pi X}}{d^3p} + E \frac{d\sigma_{(2)}^{pA \rightarrow \pi X}}{d^3p}, \quad (3.18)$$

то первое слагаемое (3.18) в приближении (3.1) будет определяться выражением вида (3.2) (с учетом замены $d\sigma_{nd}^{h_1 N \rightarrow h_2 X}/dx d^2p_{\perp} \rightarrow d\sigma_{(1)}^{pN \rightarrow \pi X}/dx d^2p_{\perp}$). Для второго слагаемого (3.18), обусловленного точечноподобными актами рождения мезонов, методы [30,51] приводят к следующему равенству:

$$\begin{aligned} E \frac{d\sigma_{(2)}^{pA \rightarrow \pi X}}{d^3p} &= \frac{x}{(2\pi)^2} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{tot}^n T(-\infty, z_n, \vec{B}) - (\sigma_{tot}^n - \omega_{\pi N}^{dij}(\vec{\beta}))T(z_n, \infty, \vec{B}) + i\vec{p}_{\perp} \vec{\beta}\} \times \right. \\ &\quad \times d^2 B d^2 \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n \Omega^{pN \rightarrow \pi X}(x_n, \vec{\beta}) \prod_{i=1}^n \{ \exp\{\omega_{\pi N}^{dij}(x_i \dots x_n, \vec{\beta})T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \times \\ &\quad \times \rho(\vec{B}, z_i) dz_i \Omega_{HN}^d(x_i, x_{i+1} \dots x_n, \vec{\beta}) \Theta(z_i - z_{i-1}) \} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=n+1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{tot}^m T(-\infty, z_m, \vec{B}) - \\ &\quad - \sigma_{tot}^n T(z_n, \infty, \vec{B}) + i\vec{p}_{\perp} \vec{\beta}\} d^2 B d^2 \delta(x - x_1 \dots x_m x') dx_1 \dots dx_m dx' \Omega^{pN \rightarrow \pi X}(x_n, x_{n+1} \dots x_m x', \vec{\beta}) \times \\ &\quad \times \Omega^{H \rightarrow \pi X}(x_m, x', \vec{\beta}) \exp\{\omega_{\pi N}^{dij}(x' \vec{\beta})T(z_m, \infty, \vec{B})\} \prod_{i=1}^m \{ \exp\{\omega_{\pi N}^d(x_i \dots x_m x', \vec{\beta})T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \times \\ &\quad \times \rho(\vec{B}, z_i) dz_i \Theta(z_i - z_{i-1}) \} \prod_{i=1}^{n-1} \Omega_{HN}^d(x_i, x_{i+1} \dots x_m x', \vec{\beta}) \prod_{j=n+1}^m \{ \exp\{\omega_{\pi N}^{dij}(x_j \dots x_m x', \vec{\beta}) \times \\ &\quad \times T(z_{j-1}, z_j, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_j) dz_j \Omega_{HN}^d(x_j, x_{j+1} \dots x_m x', \vec{\beta}) \Theta(z_j - z_{j-1}) \} \Big], \quad (3.19) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Omega^{pN \rightarrow \pi X}(x, \vec{\gamma}) &= \int \frac{d\alpha_{(2)}}{dx d^2p_{\perp}} \exp\{-i\vec{p}_{\perp} \vec{\gamma}\} d^2 p_{\perp}; \\ \Omega^{H \rightarrow \pi X}(x_m, x', \vec{\beta}) &= \int D^{H \rightarrow \pi X}(x_m, x', \vec{p}_{\perp}) \exp\{-i\vec{p}_{\perp} \vec{\beta}\} d^2 p'_{\perp}; \quad (3.20) \end{aligned}$$

при этом функция $D^{H \rightarrow \pi X}$ должна удовлетворять уравнению

$$\frac{d\sigma^{\pi N \rightarrow \pi X}}{dx d^2 p_{\perp}} = \int D^{H \rightarrow \pi X}(\bar{x}, x', \vec{p}_{\perp}) \frac{d\sigma^{\pi(H_1)N \rightarrow H_2 X}}{d\bar{x} d^2 \vec{p}_{\perp}} \times \\ \times \delta(x - \bar{x}x') \delta(\vec{p} - \vec{p}_{\perp} - x'\vec{p}_{\perp}') d^2 \vec{p}_{\perp}' d^2 p_{\perp}' d\bar{x} dz'$$

При выводе (3.19) использовались основные предположения [29,30], связанные с распространением в ядре промежуточных адронородных систем H и H_* с длинами фрагментации, превышающими размеры ядер.

Дальнейшая схема преобразований и вычислений аналогична приведенной в [30]. Заметим лишь, что, как и в случае процессов $pA \rightarrow \Lambda_0 X$, $pA \rightarrow K^+ X$, $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$ [75], параметры, характеризующие распределения спектров $NN \rightarrow NX$ и $H_1 N \rightarrow H_2 X$ по x и p_{\perp} , выбирались теми же, что и при расчете спектров лидирующих адронов на ядрах [30]. Кроме того, поскольку модель [35,36] предсказывает зависимость спектров $pN \rightarrow \pi X$ лишь от продольных импульсов протонов, для описания соответствующей зависимости от p_{\perp} была использована эмпирическая параметризация $\sim \exp\{-bp_{\perp}\}$ [68].

Полученные расчетные кривые для процессов $pA \rightarrow \pi^{\pm} X$ [87] представлены на рис. 3.15 - 3.19 совместно с данными [2].

Как видно из приведенных графиков, достигнуто согласие с экспериментом для обоих процессов при разных значениях p_{\perp} и для всего набора ядер (C, Al, Cu, Ag, Pb).

Результаты работ [30,31,75,87], представленные в данном разделе, демонстрируют возможность корректного описания практически всей совокупности данных [2] по процессам $h_1 A \rightarrow h_2 X$ в рамках моделей многократного рассеяния, без привлечения каких-либо принципиально новых гипотез.

3.5 Подписи к рисункам к разделу 3

Рис. 3.1. См. в тексте.

Рис. 3.2. Инвариантные сечения процессов $pA \rightarrow pX$ в зависимости от x при $E_0 = 100$ ГэВ и $p_{\perp} = 0,3$ (а) и $0,5$ ГэВ/с (б). Экспериментальные данные из работы [2].

Рис. 3.3. То же, что на рис. 3.2, для процессов $\pi^+ A \rightarrow \pi^+ X$.

Рис. 3.4. То же, что на рис. 3.2, для процессов $K^+ A \rightarrow K^+ X$.

Рис. 3.5. Диаграмма, описывающая фрагментацию $H_p \rightarrow \Lambda^0 X$ в модели [33].

Рис. 3.6. Инвариантные сечения процессов $pA \rightarrow \Lambda^0 X$ при $E_0 = 300$ ГэВ и углах регистрации Λ^0 в л.с. $0,9$ (а), $1,2$ (б) и $1,5$ мрад (в) в зависимости от полного импульса гиперонов. Δ , \square - экспериментальные данные из работы [3].

Рис. 3.7. Инвариантные сечения процессов $pA \rightarrow K^+ X$ в зависимости от x при $E_0 = 100$ ГэВ и $p_{\perp} = 0,3$ ГэВ/с. \square , \circ - экспериментальные данные из работы [2].

Рис. 3.8. То же, что на рис. 3.7, для процессов $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$.

Рис. 3.9. Диаграмма, описывающая переход $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ в модели [33].

Рис. 3.10. Развитие процесса $h_1 A \rightarrow h_2 X$ на тяжелом ядре. Среднее время τ образования адронов h_2 предполагается сравнимым с длиной свободного пробега h_1 в ядерной среде. (Указаны лишь недифракционные акты взаимодействия).

Рис. 3.11. То же, что на рис. 3.7, для процессов $\pi^+ A \rightarrow \pi^- X$.

Рис. 3.12, рис. 3.13, рис. 3.14. См. в тексте.

Рис. 3.15. Инвариантные сечения процессов $pC \rightarrow \pi^{\pm} X$ при $E_0 = 100$ ГэВ. Экспериментальные данные из работы [2].

Рис. 3.16. То же, что на рис. 3.15, для процессов $pAl \rightarrow \pi^{\pm} X$.

Рис. 3.17. То же, что на рис. 3.15, для процессов $pCu \rightarrow \pi^{\pm} X$.

Рис. 3.18. То же, что на рис. 3.15, для процессов $pAg \rightarrow \pi^{\pm} X$.

Рис. 3.19. То же, что на рис. 3.15, для процессов $pPb \rightarrow \pi^{\pm} X$.

3.6 Рисунки к разделу 3

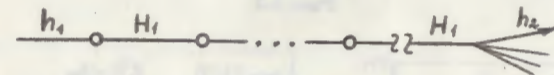


Рис. 3.1

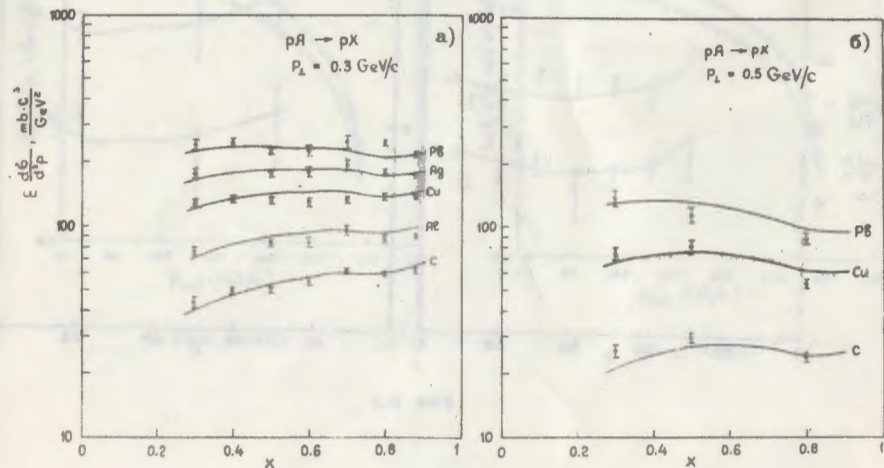


Рис. 3.2

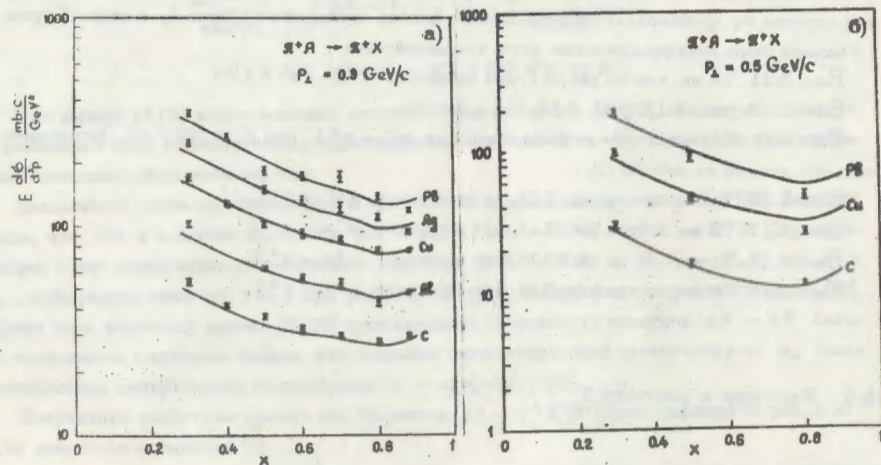


Рис. 3.3

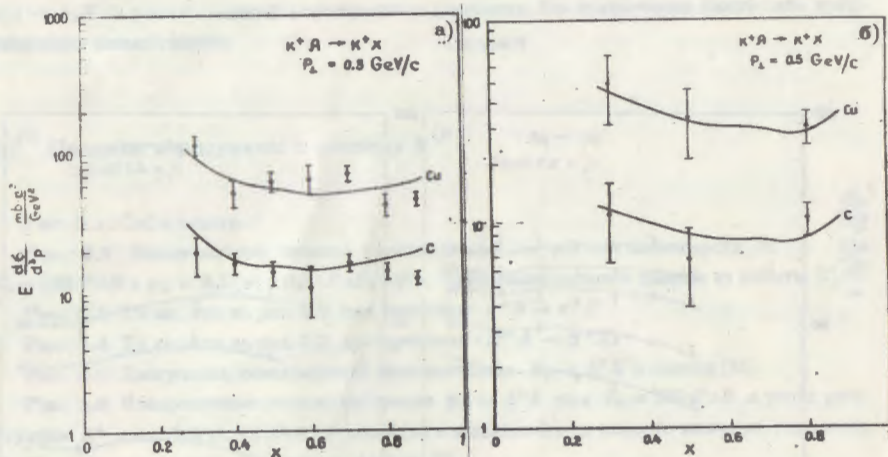


Рис. 3.4

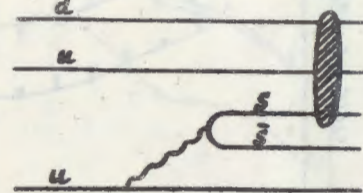


Рис. 3.5

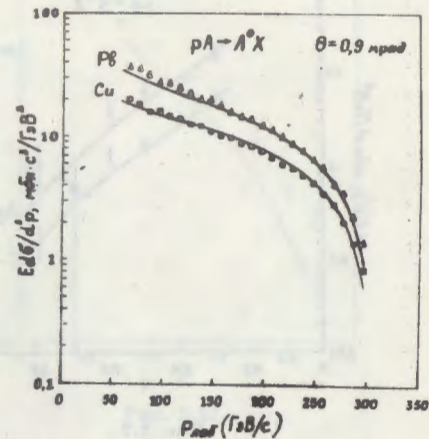


Рис. 3.6(a)

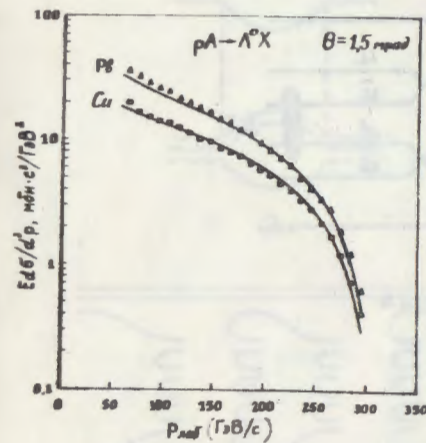


Рис. 3.6(б)

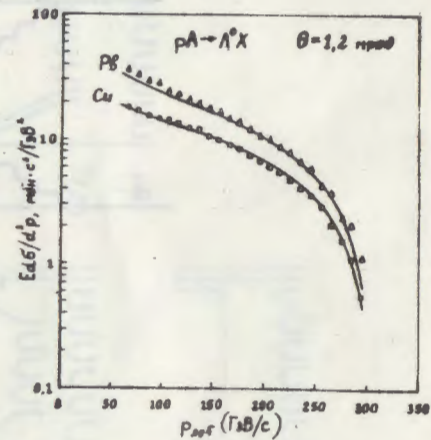


Рис. 3.6(в)

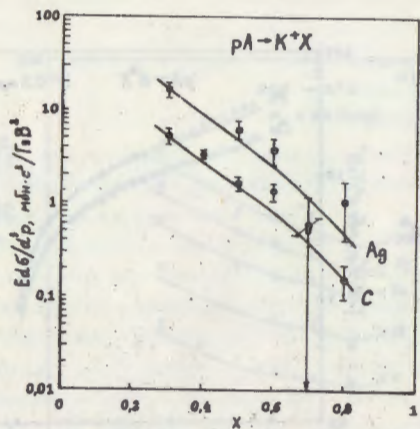


Рис. 3.7

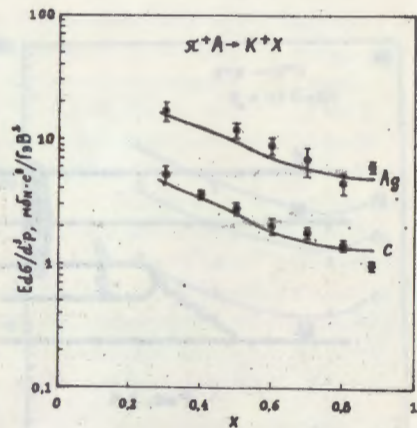


Рис. 3.8

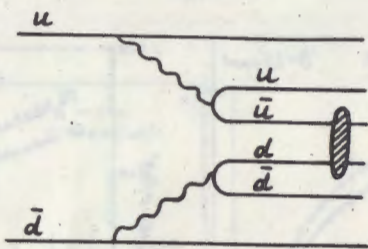


Рис. 3.9

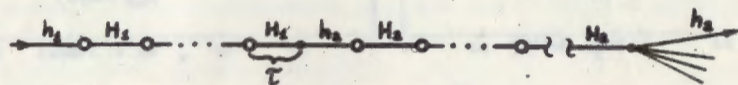


Рис. 3.10

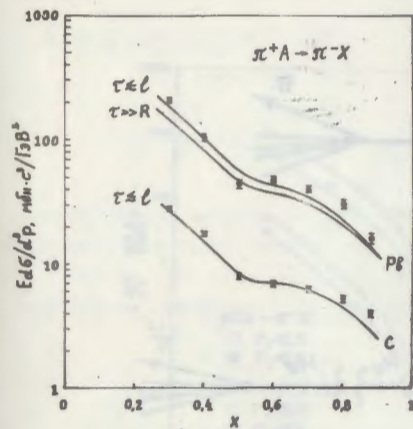


Рис. 3.11

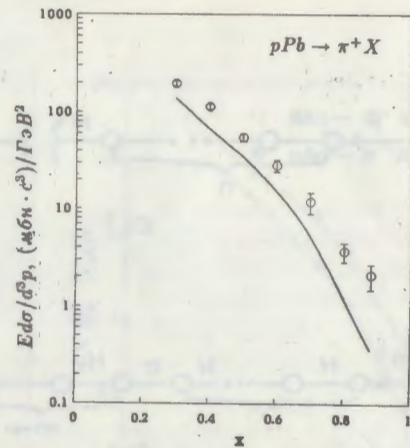


Рис. 3.12

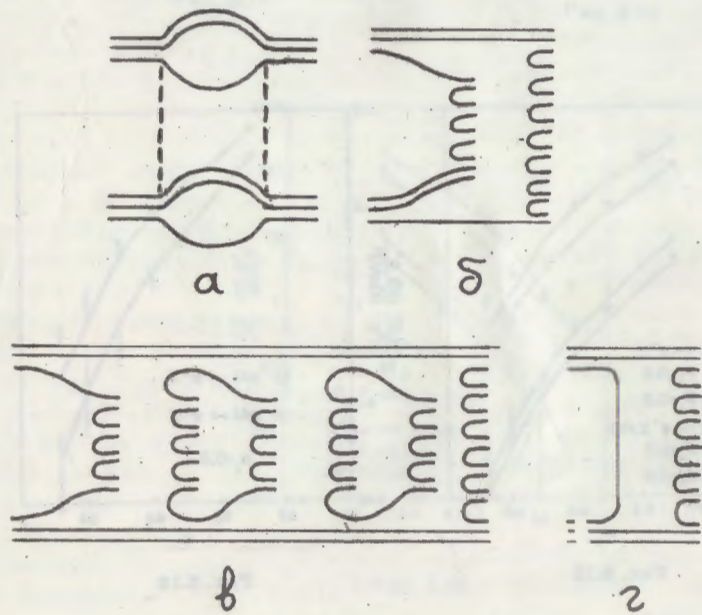


Рис. 3.13

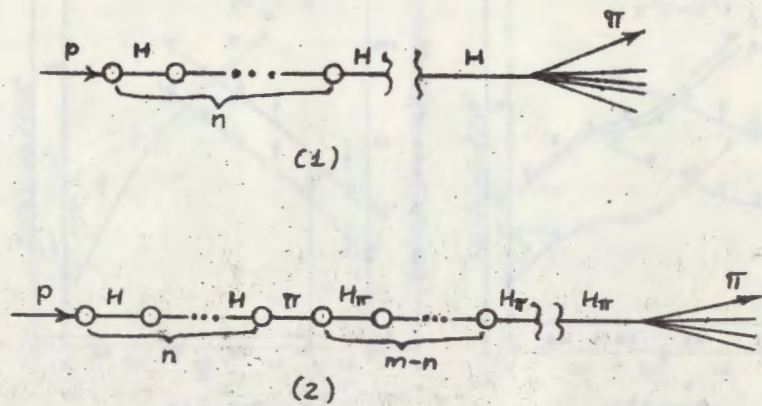


Рис. 3.14

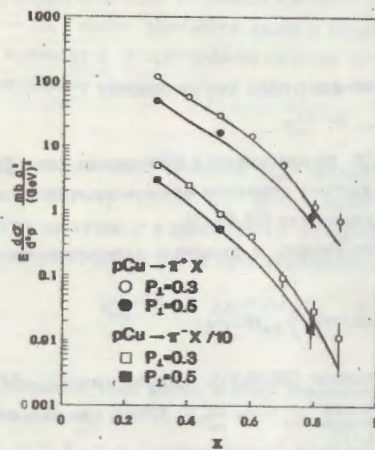


Рис. 3.17

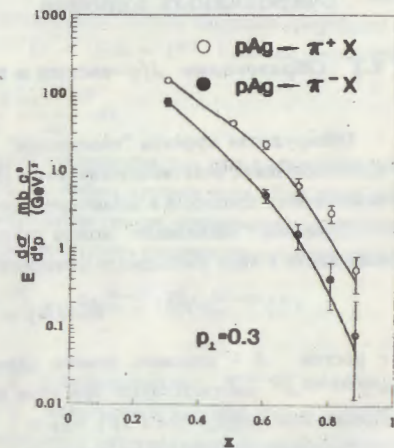


Рис. 3.18

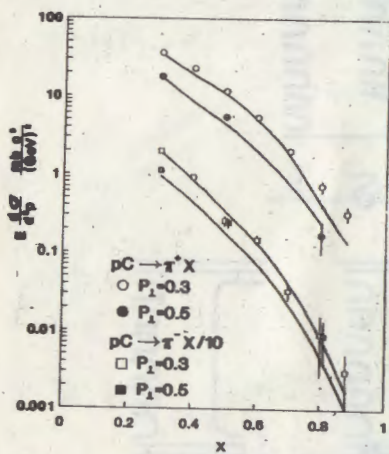


Рис. 3.15

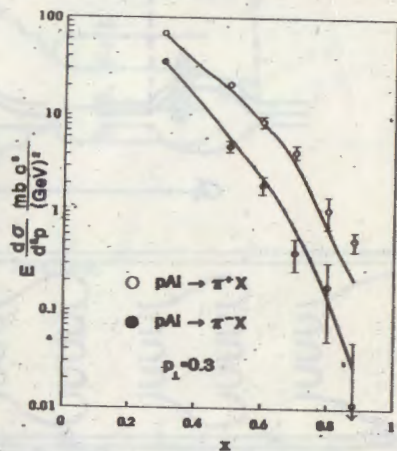


Рис. 3.16

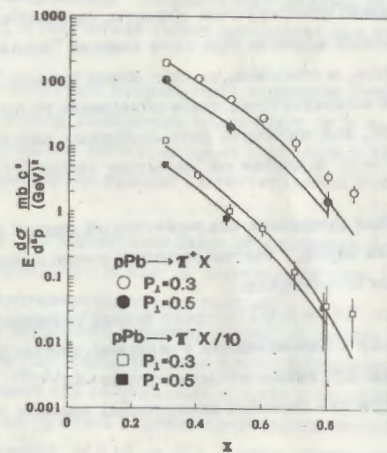


Рис. 3.19

4 Ядерные эффекты в процессах адророждения чармония и очарованных адронов

4.1 Образование J/ψ -частиц в пион-ядерных соударениях

Обнаружение эффекта "подавления" J/ψ по сравнению с процессами типа Дрелла-Яна в столкновениях релятивистских ионов [91] явилось стимулом для нового этапа исследований аналогичных процессов в адрон-ядерных соударениях [24,40,41].

Термином "подавление" можно охарактеризовать и процессы адророждения чармония, если иметь в виду уменьшение отношения

$$R(A/H) = \sigma^{hA \rightarrow J/\psi X} / A \sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} \quad (4.1)$$

с ростом A - атомного номера ядра-мишени [38,39,41]. Аппроксимации $\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X} \simeq \sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} A^\alpha$ соответствуют при этом значения $\alpha < 1$, в то время как для континуума Дрелла-Яна ($M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ ГэВ}$) $\alpha_{DY} \simeq 1$ [24,41].

Проблема теоретического описания процессов $hA \rightarrow c\bar{c}X$ затрагивалась в конце 80-х годов в ряде работ [92-95], выводы и оценки которых, однако, носили, скорее, качественный, чем количественный характер.

Что касается большинства расчетных моделей [17-20], то, как указывалось во Введении, в них не вполне обоснованно игнорируются эффекты, связанные с неупругим взаимодействием в ядерной среде начальных адронов. При этом явление "подавления" J/ψ при $x \lesssim 0,5$ количественно объясняется, в основном, за счет эффективного "поглощения" $c\bar{c}$ -состояний в ядерной среде. (Чисто математически такое объяснение не вызывает затруднений ввиду наличия у авторов [17-20], как минимум, двух свободных параметров. Описание же спектров $hA \rightarrow J/\psi X$ при $x \rightarrow 1$ в модели со "скрытым чармом" [19] доводит эту минимальную цифру до трех).

В работах [96,97] был предложен альтернативный подход к изучению процессов адророждения $c\bar{c}$ -состояний на ядрах, с учетом основных предположений модели [29-31] с промежуточными лидирующими состояниями.

Рассмотрим процесс $hA \rightarrow J/\psi X$ с точки зрения указанной модели.

Если бы рождение пар $c\bar{c}$ происходило, в основном, в актах фрагментации промежуточных адронов H , A -зависимость инклюзивных спектров $d\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X}/dx$ мало отличалась бы от аналогичной зависимости для спектров лидирующих адронов $hA \rightarrow hX$ (что опровергается данными [38-41]).

Предположим, однако, что доминирующим механизмом в образовании $c\bar{c}$ -состояний является взаимодействие морских партонов при соударении h или H с нуклонами ядра. В этом случае A -зависимость в рассматриваемых процессах приобретает совершенно иной вид, в чем можно убедиться на следующем простом примере.

Пусть на ядро налетает частица 1 с типично адронным сечением и, соответственно, малой длиной свободного пробега в ядерной материи. В результате одного из соударений с нуклонами ядра образуется (локально) частица 2 с пренебрежимо малым сечением. Тогда,

если регистрируемые импульсы частицы 2 близки к максимальным ($x \simeq 1$), акт рождения $1N \rightarrow 2X$ может произойти лишь в первом соударении, вблизи передней полусферы ядра, что приводит к A -зависимости сечения $d\sigma^{1A \rightarrow 2X}(x \rightarrow 1)/dx \sim A^{2/3}$. Если мы рассматриваем интегральное сечение

$$\sigma_{int}^{1A \rightarrow 2X} = \int \frac{d\sigma^{1A \rightarrow 2X}}{dx} dx,$$

то при отсутствии в сечениях σ_{tot}^{1N} абсорбтивной компоненты, т.е. при выполнении условия вида (2.12), акт $1N \rightarrow 2X$ может произойти на любом нуклоне ядра. При этом средняя энергия частицы 1 в процессе $1N \rightarrow 2X$ будет, вообще говоря, меньше начальной энергии и зависит от среднего числа предыдущих соударений. Отсюда следуют простые соотношения:

$$\sigma_{int}^{1A \rightarrow 2X} = A \sigma_{int}^{1N \rightarrow 2X}(E), \quad N_{eff}^{1A \rightarrow 2X} = A \sigma_{int}^{1N \rightarrow 2X}(E) / \sigma_{int}^{1N \rightarrow 2X}(E).$$

Очевидно, если иметь в виду показатель α в аппроксимации $N_{eff}^{1A \rightarrow 2X} \simeq A^\alpha$, то отсюда зависимость $\sigma_{int}^{1N \rightarrow 2X}$ от энергии E налетающей частицы будет соответствовать $\alpha = 1$, т.е. "прозрачность" ядра при измерении интегральных сечений. Уменьшение $\sigma_{int}^{1N \rightarrow 2X}$ с ростом E приведет к $\alpha > 1$, т.е. к эффективной антиэкранировке в $\sigma_{int}^{1A \rightarrow 2X}$. Если же $\sigma_{int}^{1N \rightarrow 2X}$ - растущая с энергией величина, как, в частности, в случае адророждения чармония, должно наблюдаться подавление ($\alpha < 1$) сечений рождения $\sigma_{int}^{1A \rightarrow 2X}$.

С этой точки зрения "аномальным" должно представляться не подавление J/ψ в экспериментах на ядрах [38-41], а отсутствие такого подавления для процессов типа Дрелла-Яна [22,24,91].

Разумеется, при расчете сечений должны быть корректно учтены кинематика процессов и, в частности, различие между значениями переменных $x \equiv x_{a.c.}$ и x_F (что особенно существенно при больших массах регистрируемых состояний). Однако при достаточно высоких энергиях это, как правило, не приводит к значительным изменениям в A -зависимости процессов.

Итак, мы предполагаем, что образование пары $c\bar{c}$ в процессе $hA \rightarrow J/\psi X$ происходит локально в одном из актов соударения h или H с нуклонами ядра. (Модели глюон-глюонного и $q\bar{q}$ -слияния [98-100] не противоречат такому подходу).

Сечения поглощения и неупругого рассеяния пары $c\bar{c}$ в ядре предполагаются равными нулю. Это может быть как следствием большой длины формирования J/ψ [94], так и следствием малости таких сечений для очарованных кварков и связанных $c\bar{c}$ -состояний.

При анализе спектров $hA \rightarrow J/\psi X$, проинтегрированных по поперечному импульсу J/ψ , для дифференциальных сечений $h(H)N \rightarrow HX$ можно использовать приближенную запись (2.16). В этом случае выражение для инклюзивных сечений процессов $hA \rightarrow J/\psi X$ принимает следующий вид [96]:

$$\frac{d\sigma^{hA \rightarrow J/\psi X}}{dx}(x, E) = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{N}_n(\sigma_{hN}) \frac{d\sigma_{(n)}^{h \rightarrow J/\psi}}{dx}(x, E),$$

$$\frac{d\sigma_{(1)}^{h \rightarrow J/\psi}}{dx}(x, E) = \frac{d\sigma^{hN \rightarrow J/\psi X}}{dx}(x, E),$$

$$\frac{d\sigma_{hN}^{h-J/\psi}(x, E)}{dx} = \frac{1}{\sigma_{hN}^{n-1}} \int \frac{d\sigma_{nd}^{hN \rightarrow hX}(x_1)}{dx_1} \frac{d\sigma_{nd}^{hN \rightarrow hX}(x_2)}{dx_2} \dots \frac{d\sigma_{nd}^{hN \rightarrow J/\psi X}(x_n, x_1 \dots x_{n-1} E)}{dx_n} \times \delta(x - x_1 \dots x_n) dx_1 \dots dx_n, \quad n \geq 2, \quad (4.2)$$

где

$$\tilde{N}_1(\sigma) = \frac{1}{\sigma} \int (1 - \exp\{-\sigma T(-\infty, \infty, \vec{B})\}) d^2 B;$$

$$\tilde{N}_n(\sigma) = \tilde{N}_1(\sigma) - \sum_{i=1}^{n-1} N_i(\sigma), \quad n \geq 2,$$

E - энергия налетающего адрона h , величина σ_{hN} , как и во всех предыдущих формулах, представляет собой полное сечение недифракционного hN -взаимодействия.

Физический смысл (4.2) весьма прост. Величины $d\sigma_{(n)}^{h-J/\psi}/dx$ представляют собой дифференциальные сечения n -кратного недифракционного взаимодействия с нуклонами ядра с образованием в последнем соударении $c\bar{c}$ -состояния, в то время как множители $\tilde{N}_n(\sigma_{hN})$ определяют эффективное число нуклонов, на которых происходит указанный акт $h(N)N \rightarrow J/\psi X$.

Следует отметить, что если для налетающих пионов выражение (4.2) с хорошей точностью исчерпывает возможные каналы реакции, то для процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ оно может служить лишь первым приближением ввиду необходимости учета промежуточных мезонных состояний [101]. По этой причине расчет сечений рождения чармония на ядрах в пионных пучках представляет собой, вообще говоря, существенно более легкую задачу, на которой мы вначале и остановимся.

В работе [96] для сечений $d\sigma_{nd}^{h(N)N \rightarrow hX}/dx$ использовалась степенная параметризация (3.6), причем показатели ν фиксировались величинами коэффициентов упругости, найденными при описании спектров $hA \rightarrow hX$ [30]. ($k_{hA}^{el} = 0,65$, $k_{hA}^{in} = 0,63$).

В принятой модели спектры процессов $hN \rightarrow J/\psi X$ и $hN \rightarrow J/\psi X$ не должны существенно отличаться один от другого, в связи с чем при параметризации пионных данных была использована единая факторизованная форма:

$$\frac{d\sigma_{nd}^{h(N)N \rightarrow J/\psi X}(x_F, E)}{dx_F} = f(x_F)F(E), \quad (4.3)$$

причем распределения $f(x_F)$ при $x_F > 0$, определялись фитированием экспериментальных точек [38] по процессам $\pi^- p \rightarrow J/\psi X$ функциями $\alpha(1-x_F)^\beta$. Что касается вида $F(E)$, то для $E \leq 300$ ГэВ принималась зависимость [101]

$$F(E) \sim (1 - C/\sqrt{E}) \Theta(\sqrt{E} - C), \quad C = 6(\text{ГэВ})^{-1/2}, \quad (4.4)$$

описывающая энергетический ход полных сечений $\pi N \rightarrow J/\psi X$ вплоть до энергий $E \approx 40$ ГэВ. Как следует из (4.3), мы предполагаем, что спектры $\pi N \rightarrow J/\psi X$ имеют одинаковый вид для свободных и ядерных нуклонов.

На основе выражения (4.2) определялись интегральные сечения

$$\sigma_{int}^{\pi A \rightarrow J/\psi X}(E) = \int_0^1 \frac{d\sigma^{\pi A \rightarrow J/\psi X}}{dx_F}(x_F, E) dx_F, \quad (4.5)$$

а также отношения вида (1.2) для дифференциальных и интегральных сечений.

Рассмотрим результаты описания [96,97] существующих экспериментальных данных по

процессам $\pi A \rightarrow J/\psi X$ [38-40].

В работе [38] приведены данные по интегральным сечениям (4.5) (с учетом вероятности распада $B(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$) на ядрах атомов водорода и ватлина при энергии налетающих пионов $E_{\pi^-} = 150, 200$ и 280 ГэВ.

В проведенных расчетах для нормировки сечений $\pi^- p \rightarrow J/\psi X$ использовалась величина $B\sigma_{int}^{\pi^- p \rightarrow J/\psi X}$, равная, согласно [38], $6,5$ мбн при $E_{\pi^-} = 150$ ГэВ. (Заметим, кстати, что зависимость (4.4) вполне корректно описывает данные [38] по сечениям $\pi^- p \rightarrow J/\psi X$ при указанных выше энергиях).

На рис. 4.1 представлена полученная кривая для сечений $B\sigma_{int}^{\pi^- p \rightarrow J/\psi X}$ совместно с экспериментальными данными [38] при различных энергиях E_{π^-} . Достигнуто также согласие с результатами [38] по киклоновым спектрам $d\sigma^{\pi^- p \rightarrow J/\psi X}/dx$. Это видно из рис. 4.2, где приведены расчетные и экспериментальные данные для величины $1/R_{F/H}(x_F) = (195 d\sigma^{\pi^- p \rightarrow J/\psi X}/dx_F)/(d\sigma^{\pi^- p \rightarrow J/\psi X}/dx_F)$.

Отметим некоторое характерное отклонение кривых $1/R_{F/H}(x_F)$ от экспериментальных точек [38] при $x_F \leq 0,1$. Подобная тенденция может указывать на рост при $x_F \rightarrow 0$ вкладов в сечения $hN \rightarrow c\bar{c}X$ механизмов, связанных с фрагментацией лидирующих кластеров \tilde{H} .

В эксперименте E-537 [39] процессы $\pi^- A \rightarrow J/\psi X$ ($A = \text{Be, C, W}$) исследовались при $E_{\pi^-} = 125$ ГэВ. Во избежание широкого коридора для кривых при описании результатов [39] по интегральным сечениям (поскольку $B(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 7,4 \pm 1,2\%$ [38]) нормировка величин (4.5) здесь была выбрана в соответствии со средней экспериментальной точкой для ядра бериллия.

На рис. 4.3 представлена найденная A -зависимость сечений $\sigma_{int}^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X}$ при $E_{\pi^-} = 125$ ГэВ, а на рис. 4.4 - результаты расчета отношений $R_{W/Be}(x_F)$ вида (1.2) для дифференциальных сечений совместно с экспериментальными данными [39].

Наконец, в недавнем эксперименте E-672 [40] аналогичные процессы изучались на ядрах C, Al, Cu и Pb при начальных энергиях $E_{\pi^-} = 530$ ГэВ. Основной результат работы [40] - определение A -зависимости величин

$$\frac{1}{A} \sigma^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X} = \frac{1}{A} \int_{x_{F1}}^{x_{F2}} \frac{d\sigma^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X}}{dx_F} dx_F \quad (4.6)$$

при $x_{F1} = 0,1$ и $0,2$, $x_{F2} = 0,8$.

В работе [96], ввиду отсутствия достаточно точных данных о сечениях $\pi^- N \rightarrow J/\psi X$ при $E_{\pi^-} = 530$ ГэВ, зависимость $F(E)$ (4.4) при интегрировании экстраполировалась на всю область $E \leq 530$ ГэВ; а сами величины (4.6) нормировались в соответствии с экспериментальными значениями [40] для ядра углерода. Результаты расчетов, как и данные [40] по сечениям (4.6) приведены на рис. 4.5.

Напомним, что количественное описание процессов $\pi^- A \rightarrow J/\psi X$ достигнуто в приведенной модели без использования каких-либо подмолекулярных параметров.

4.2 Процессы $pA \rightarrow J/\psi X$. Учет промежуточных мезонных каналов

В отличие от достигнутого в приведенной модели согласия с данными [38-40] по инте-

гральным сечениям и спектрам $\pi^- A \rightarrow J/\psi X$, при описании процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ [41] возникли определенные трудности [96], связанные с возможной недооценкой сечений и необходимостью учета в ядрах двухступенчатых переходов вида $p \rightarrow M \rightarrow J/\psi$ (M - прямые пионы и мезонные резонансы).

На то, что вклад таких переходов в сечения процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ может быть существенным, указывают, например, данные [38], согласно которым интегральное ($x_F > 0$) сечение $\pi^- p \rightarrow J/\psi X$ почти в два раза превосходит аналогичную величину для процесса $pp \rightarrow J/\psi X$.

Впервые анализ вклада промежуточных мезонных каналов в процессах $pA \rightarrow J/\psi X$ был проведен в работе [101]. Была найдена компактная формула, описывающая рождение J/ψ в результате двухступенчатого перехода $p \rightarrow \pi \rightarrow J/\psi$:

$$x \frac{d\sigma^{p \rightarrow \pi \rightarrow J/\psi}}{dx} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\alpha d\alpha' \Omega^{p \rightarrow \pi}(\alpha, \alpha') \Omega^{\pi \rightarrow \psi}(\alpha, \alpha', E_0) \exp\{i\alpha \ln x\} [N(0, \sigma_{tot}^{pN} - \omega_{pp}(\alpha, \alpha')) - N(\sigma_{tot}^{pN} - \omega_{pp}(\alpha, \alpha'), \sigma_{tot}^{\pi N} - \omega_{\pi\pi}(\alpha, \alpha'))] [\sigma_{tot}^{\pi N} - \omega_{\pi\pi}(\alpha, \alpha')]^{-1}, \quad (4.7)$$

где

$$\Omega^{p \rightarrow \pi}(\alpha, \alpha') = \int \frac{d\sigma^{pN \rightarrow \pi X}}{dx} \exp\{-i(\alpha + \alpha') \ln x\} dx,$$

$$\omega_{hh}(\alpha, \alpha') = \int \frac{d\sigma^{hN \rightarrow hX}}{dx} \exp\{-i(\alpha + \alpha') \ln x\} dx,$$

$$\Omega^{\pi \rightarrow \psi}(\alpha, \alpha', E_0) = \int \frac{d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}}{dx}(x, x' E_0) \exp\{-i\alpha \ln x + i\alpha' \ln x'\} dx dx',$$

$$N(\sigma_1, \sigma_2) = \frac{1}{\sigma_2 - \sigma_1} \int [\exp\{-\sigma_1 T(-\infty, \infty, \vec{B})\} - \exp\{-\sigma_2 T(-\infty, \infty, \vec{B})\}] d^2 B. \quad (4.8)$$

(Аналогичные выражения использовались при нахождении сечений в нейтронных пучках).

В результате проведенных расчетов удалось объяснить A -зависимость, наблюдавшуюся в экспериментах [102-103]. Оказалось, что величины показателей α для сечений $pA \rightarrow J/\psi X$ [102] и $nA \rightarrow J/\psi X$ [103], проинтегрированных по x в интервале от 0,2 (0,25) до 1, принимают значения $0,84 \div 0,91$ в зависимости от выбора параметров в спектрах элементарных процессов. (При экспериментальных значениях [102,103] $\alpha \approx 0,9$). Было установлено, что вклад от промежуточных каналов в сечение может достигать 40% и сильно влияет на зависимость от атомного номера. (Без учета переходов $p(n) \rightarrow \pi \rightarrow J/\psi$ $\alpha \leq 0,8$).

Заметим, что выражение (4.7) получено в стандартных предположениях теории Глаубера. Однако для неявного учета переходов вида $p \rightarrow n \rightarrow \dots \rightarrow J/\psi$ в расчетах [101] использовалась параметризация $d\sigma^{pp \rightarrow pX}/dx \equiv const = \sigma_{tot}^{pN}$. Практически (с чисто расчетной стороны) это в значительной мере нивелирует подход [101] с моделью [29-31], в которой для спектров $p(H_p)N \rightarrow H_p X$ предполагается аналогичная нормировка (2.12).

В работе [101] принималось также, что все пионы, рождающиеся в pN -соударениях в кинематической области $x > 0,2$, являются прямыми. В свете последних данных [89] такое предположение может показаться спорным, однако, как будет видно из дальнейшего, оно вполне соответствует той точности, с которой, в принципе, могли быть описаны результаты [102,103].

Рассмотрим проблему учета каналов $p \rightarrow M \rightarrow J/\psi$ более детально [104]. Прежде всего перед нами возникает задача корректного выделения пионов и мезонных резонансов с малой длиной образования в pN -соударениях, которые и определяют вклад указанных переходов в образование чармония на ядрах.

В [87] при помощи модели кварк-глюонных струн (МКГС) [35,36] были описаны инклюзивные спектры пионов в процессах $pp \rightarrow \pi X$ и $pA \rightarrow \pi X$. Отметим, что спектры, получаемые в МКГС, как и во всякой дуальной модели, есть сумма спектров всех частей данного типа, и прямых, и родившихся в результате распада резонансов. При помощи МКГС можно также определить спектры основных мезонных резонансов ($\rho, \omega, \eta, f_2, a_2, \dots$) и, зная [105] каналы и ширины распада этих резонансов, отделить прямые мезоны от распавшихся.

Стандартная функция фрагментации для процесса $hp \rightarrow MX$ в МКГС в самом общем виде может быть представлена как

$$G_{q(q\bar{q})}^M = a_M (1-z)^{\beta_{q(q\bar{q})}^M} P_{q(q\bar{q})}^M(z), \quad (4.9)$$

где показатель $\beta_{q(q\bar{q})}^M$ вычисляется теоретически при $z \rightarrow 1$, $P_{q(q\bar{q})}^M(z)$ - некоторый полином от z , определяемый эмпирически и обеспечивающий плавный переход от области $z \rightarrow 1$ к $z \rightarrow 0$. В большинстве случаев можно принять $P(z) \approx 1$. Коэффициент a_M определяется плотностью частиц, родившихся в центральной области при $z \rightarrow 0$. В [88,106] было получено $a_\pi = 0,68$, а в [107] - $a_p = 0,27$. Кроме того, в [107] из теоретических соображений были найдены константы a_M для мезонов со спинами $2^{++}, 3^{--}$ и 4^{++} : $a_{f_2}^2 = a_{a_2}^2 \approx 0,38a_p^2$; $a_{\omega_3}^2 = a_{\rho_3}^2 \approx 0,21a_p^2$; $a_{f_4}^2 = a_{a_4}^2 \approx 0,13a_p^2$.

Зная эти константы, можно получить спектры $\rho, \omega, f_2(1270), a_2(1320), \omega_3(1670), \rho_3(1690), f_4(2050), a_4(2040)$ -мезонов.

В [104] представлены расчетные кривые $d\sigma/dx$ для ρ, ω и $f_2(1270)$ -мезонов в процессах $pp \rightarrow MX$ при $E_0 = 400$ ГэВ. Хорошее согласие с результатами [89,108,109] дает основание предполагать, что модель [107], будет правильно описывать и спектры резонансов с большими спинами, таких как $a_2(1320), \omega_3(1670), \rho_3(1690), f_4(2050), a_4(2040)$, экспериментальные данные по которым отсутствуют.

Таким образом, задача сводится к следующему: известен инклюзивный спектр $d\sigma^{pp \rightarrow M'X}/dx$ мезона M' , который распадается на несколько частиц, $M' \rightarrow a + b + c + \dots$. Нас интересует инклюзивный спектр частицы a . Подобные задачи достаточно подробно рассмотрены в учебниках по релятивистской кинематике (см., например, [110]). Расчетные формулы весьма громоздки, и здесь мы ограничимся лишь сводкой основных результатов. (Подробности см. в [104]).

На рис. 4.6 приведены суммарные вклады двух- и трехчастичных распадов в рождение пионов в сравнении со спектрами прямых пионов. (Четырехчастичные распады в данной задаче не представляли интереса, в частности, ввиду малости сечений рождения резонансов с подобными каналами распада).

Как следует из рис. 4.6, при $x > 0,3$ практически все пионы в процессах $pp \rightarrow \pi X$ являются прямыми. Этот вывод не может изменить и учет распадов барионных резонансов Δ и N^* . Как показали расчеты [104], сечения рождения этих частиц слишком малы [89], чтобы существенно изменять приведенные на рис. 4.6 результаты. (Ввиду большой разности масс

и N , распадающиеся пионы в таких процессах сконцентрированы в области $x \leq 0,1$).

Напомним, что в работе [101] все пионы в области $x > 0,2$ считались прямыми. Учитывая специфику задачи, в частности, довольно быстрое падение с энергией сечений $\pi N \rightarrow J/\psi X$, можно заключить, что погрешность, допускавшаяся в [101] при расчете нерезонанса $p \rightarrow \pi \rightarrow J/\psi$, была вполне приемлемой. (Имея в виду общую точность подхода [96] и точность экспериментов [102,103]).

Аналогичным образом могут быть определены спектры прямых мезонных резонансов R, ω, f_2, ρ и т.д. (см. [104]). Что касается поправок к спектрам тензорных и других мезонов, то их учет здесь был бы явным преувеличением необходимой точности.

Возвращаясь к проблеме описания процессов $pA \rightarrow J/\psi X$, подчеркнем, что в нерезонансах вида $p \rightarrow M \rightarrow J/\psi$ в ядре необходимо учесть, вообще говоря, всех прямых мезонов. (Хотя, очевидно, основной вклад в области фрагментации должен соответствовать прямым пионам). Рассмотренные каналы образования J/ψ схематически представлены на рис. 4.7. Как и в [97], мы предполагаем, что прямые мезоны имеют малую длину формирования, не превосходящую среднее межнуклонное расстояние в ядре. Выражение для спектров $pA \rightarrow J/\psi X$ с фиксированными p_1 принимает при этом следующий вид [104]:

$$\frac{d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}}{dx^2 dp_1} (x, p_1, E_p) = \frac{d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X(1)}}{dx^2 dp_1} + \frac{d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X(2)}}{dx^2 dp_1},$$

$$\frac{d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X(1)}}{dx^2 dp_1} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int \exp\{-\sigma_{\text{tot}}^{pN} T(-\infty, z_n, \vec{B}) + i\vec{p}_1 \vec{\beta}\} d^2 B d^2 \beta \delta(x - z_1 \dots z_n) \times$$

$$x \delta(z_1 \dots z_n) \Omega^{M \rightarrow J/\psi X}(z_n, E_p/z_n, \vec{\beta}) \prod_{i=1}^{n-1} \left[\exp\{\omega_{\text{tot}}^{N/N}(z_i \dots z_{i+1}, \vec{\beta}) T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \times \right.$$

$$\left. x \rho(\vec{B}, z_i) \chi z_i \Theta(z_i - z_{i-1}) \right] \prod_{i=1}^{n-1} \Omega_{\text{tot}}^M(x_i; z_{i+1} \dots z_n, \vec{\beta});$$

$$\frac{d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X(2)}}{dx^2 dp_1} = \sum_M \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n \int \exp\{-\sigma_{\text{tot}}^{pN} T(-\infty, z_n, \vec{B}) - \sigma_{\text{tot}}^{MN} T(z_n, z_m, \vec{B}) + i\vec{p}_1 \vec{\beta}\} d^2 B d^2 \beta \times$$

$$\delta(x - z_1 \dots z_m) \times \delta z_1 \dots \delta z_m \Omega^{MN \rightarrow J/\psi X}(z_m, E_p/z_m, \vec{\beta}) \prod_{j=1}^{m-1} \left[\exp\{\omega_{\text{tot}}^{N/N}(z_j \dots z_{j+1}, \vec{\beta}) T(z_{j-1}, z_j, \vec{B})\} \times \right.$$

$$\left. x \rho(\vec{B}, z_j) \chi z_j \Theta(z_j - z_{j-1}) \right] \left[\prod_{j=m+1}^{n-1} \Omega_{\text{tot}}^M(x_j; z_{j+1} \dots z_n, \vec{\beta}) \right] \Omega^{M \rightarrow MX}(z_m, z_{m+1} \dots z_n, \vec{\beta}) \times$$

$$\times \prod_{i=1}^{m-1} \left[\exp\{\omega_{\text{tot}}^{N/N}(z_i \dots z_{i+1}, \vec{\beta}) T(z_{i-1}, z_i, \vec{B})\} \rho(\vec{B}, z_i) \chi z_i \Theta(z_i - z_{i-1}) \right] \prod_{i=1}^{m-1} \Omega_{\text{tot}}^M(x_i; z_{i+1} \dots z_m, \vec{\beta}), \quad (4.10)$$

где

$$\Omega^{M \rightarrow MX}(x, \vec{\tau}) = \int \frac{d\sigma^{M \rightarrow MX}}{dx^2 dp_1} \exp\{-i\vec{p}_1 \vec{\tau}\} d^2 p_1;$$

$$\Omega^{MN \rightarrow J/\psi X}(x, E, \vec{\beta}) = \int \frac{d\sigma^{MN \rightarrow J/\psi X}}{dx^2 dp_1} (x, E, p_1) \exp\{-i\vec{p}_1 \vec{\beta}\} d^2 p_1.$$

Знак суммирования по M в выражении для $d\sigma^{pA \rightarrow J/\psi X}/dx^2 dp_1$ в (4.10) означает сумму по всем прямым мезонам M . Для ядер с Z предполагались пренебрежимо малыми сечениями

как упругого, так и неупругого рассеяния на нуклонах ядра.

В расчетах [104] спектры прямых пионов и мезонных резонансов, $d\sigma_{\text{tot}}^{pN \rightarrow MX}/dx^2 dp_1$, определялись согласно методике, приведенной выше; для описания соответствующей зависимости от p_1 была использована параметризация $\sim \exp\{-bp_1\}$ [68,69].

Инклюзивные сечения адродорождения J/ψ на нуклоне параметризовались в виде [111]:

$$\frac{d\sigma_{(2)}^{pN \rightarrow J/\psi X}}{dx^2 dp_1} \sim (1 - |x_F - x_0|)^c (1 - M_\psi/\sqrt{s})^n \exp\{-b(s)p_1\}, \quad (4.11)$$

где $c = c_1/(1 + c_2/\sqrt{s})$, $b(s) = 1/(b_1 + b_2/\sqrt{s})$. Значения параметров x_0, c_1, c_2, b_1, b_2 и n для падающих пионов и протонов приведены в работе [111]. (Для мезонных резонансов они выбирались теми же, что и для пионов). Общая нормировка сечений (4.10) также соответствовала величинам [111].

Согласно общим принципам [30,75], распределения для спектров $HN \rightarrow HX$ и $H_p N \rightarrow H_p X$ должны были быть идентичными использованным ранее [30].

Для сравнения с экспериментальными данными [41] вычислялись отношения вида (4.1) для интегральных и дифференциальных сечений.

На рис. 4.8 представлены найденные в [104] отношения (4.1) для сечений, проинтегрированных в области $0,15 \leq x_F \leq 0,65$, $0 \leq p_1 < \infty$ при $E_0 = 800 \text{ ГэВ}$. Приведены также соответствующие результаты работы [19].

Очевидно, что, несмотря на фактическое отсутствие свободных параметров, примененная модель приводит к значительно лучшему согласию с данными [41] для тяжелого ядра вольфрама.

Что касается отношений $R_{A/N}(x_F)$ для сечений, проинтегрированных по p_1 , то здесь согласие с экспериментом оказалось примерно на том же уровне, что и в работе [96]. В качестве примера мы приводим найденную [104] зависимость $R_{W/N}(x_F)$ для ядра вольфрама (рис. 4.9). При сравнении с аналогичными результатами работы [19] трудно отдать предпочтение какой-либо из моделей. (Кривые для более легких ядер ведут себя сходным образом). Возможно, обе модели на данном этапе не настолько точны, чтобы детально описывать зависимость сечений $pA \rightarrow J/\psi X$ от x_F . Дальнейшие эксперименты, по-видимому, смогут прояснить ситуацию.

Важным преимуществом предложенного подхода является возможность исследования зависимости спектров $hA \rightarrow J/\psi X$ от трехмерного импульса чармония. (Модели [16-20] в настоящий момент весьма далеки от этого). Отметим, однако, что расчет зависимости от p_1 согласно (4.15) представляет собой, вообще говоря, нетривиальную вычислительную задачу.

Полученные в [104] расчетные кривые $R_{A/N}(p_1)$ для сечений $hA \rightarrow J/\psi X$, проинтегрированных в области $0,15 \leq x_F \leq 0,65$, приведены на рис. 4.10 - 4.13. Согласно с экспериментом [41] для всех четырех ядер (C, Ca, Fe, W) можно считать вполне удовлетворительным.

4.3 Заключительные выводы о процессах $hA \rightarrow J/\psi X$ и $hA \rightarrow \mu^+ \mu^- X$

Отметим прежде всего те выводы, которые непосредственно следуют из представленных

результатов [96,97,101,104]:

1) при точности существующих на сегодня экспериментальных данных нет достаточных оснований полагать, что сечение поглощения пары $c\bar{c}$ в ядерной среде и сечение неупругого рассеяния $c\bar{c}$ на нуклонах ядра существенно отличны от нуля;

2) эффект "подавления" J/ψ в интегральных сечениях процессов $hA \rightarrow J/\psi X$ обусловлен, в основном, ростом сечений $\sigma(hA \rightarrow J/\psi X)$ с ростом энергии налетающего адрона;

3) искажение структурных функций морских партонов для ядерных нуклонов не приводит к заметному эффекту в сечениях адророждения $c\bar{c}$ на ядрах.

Заметим также, что, с нашей точки зрения, так называемая дифракционная компонента [38] адророждения J/ψ (с показателем в A -зависимости $\alpha \geq 0,7$) обусловлена не "новым механизмом образования J/ψ "², а просто соответствует первому члену разложения (4.2) ($= \tilde{N}_1(\sigma_{hN}) d\sigma^{hN \rightarrow J/\psi X} / dx$), предполагающему образование $c\bar{c}$ в первом недифракционном акте соударения в ядре ($\tilde{N}_1(\sigma_{pN}) \sim A^{0,74}$, $\tilde{N}_1(\sigma_{\pi N}) \sim A^{0,79}$).

На фоне успешного описания процессов $hA \rightarrow J/\psi X$ в примененной модели ситуация с процессами типа Дрелла-Яна на ядрах, $hA \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, может показаться парадоксальной. Следует, однако, принять во внимание, что "прозрачность" ядер для дрелл-яновского континуума ($M_{\mu^+ \mu^-} \geq 4 \text{ ГэВ}$) имеет, по сути дела, относительный характер. Так, данные [24,41] об уменьшении $R_{A/N}^{DY}$ с ростом x_F и росте α_{DY} с ростом регистрируемого поперечного импульса пары $\mu^+ \mu^-$ указывают на кратные взаимодействия в ядре состояний с определенными сечениями и спектрами.

Как уже указывалось, принципиальное отличие процессов типа Дрелла-Яна от процессов адророждения $c\bar{c}$ заключается в прямом участии во взаимодействии валентной компоненты налетающего адрона h . При $x_F > 0$ процессы аннигиляции одного из валентных кварков (антикварков) h с морским партонном мишени должны доминировать в спектрах $d\sigma^{hN \rightarrow \mu^+ \mu^- X} / dx_F$. Соответственно, жесткие структурные функции валентных кварков привели бы к существенному росту этих спектров, особенно при $x \leq 1$.

Представим вектор состояния адрона h в момент времени, предшествующий взаимодействию с ядром, в виде суперпозиции векторов состояний с различной долей импульса, уносимой морскими партонами. Основной вклад в наблюдаемые сечения процессов типа Дрелла-Яна должен соответствовать состояниям с относительно жесткой валентной и мягкой морской компонентами. Но подобные состояния будут обладать большим коэффициентом упругости при взаимодействии с нуклонами ядра, чем среднее адронное состояние, и, вообще говоря, меньшим недифракционным сечением. Оба этих фактора в выражениях, подобных (4.2), приводят к росту показателей α в A -зависимости инклюзивных спектров.

Очевидно, аналогичный механизм может быть существенным также в процессах адророждения на ядрах $b\bar{b}$ -состояний [112].

Для демонстрации непротиворечивости подобного подхода была проведена [97] оценка сечений процессов Дрелла-Яна на ядрах, $hA \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, в простой партонной модели [113]. В качестве первого приближения для налетающего протона были использованы структурные функции, соответствующие среднему протонному состоянию. Как показано в работе [97], при

²Связанного, по мнению авторов [19,33], с "скрытым чармом" в волновой функции налетающего адрона.

значениях коэффициента упругости $k_N^e = 0,9$ и недифракционного сечения $\sigma_{hN} = 7 \text{ мб}$ достигается вполне удовлетворительное описание данных [41] по отношениям $R^{DY}(A/H)$ для интегральных сечений при $E_0 = 800 \text{ ГэВ}$.

Разумеется, последний результат упомянут здесь, главным образом, в иллюстративных целях.

4.4 Об A -зависимости в адророждении очарованных частиц

При анализе процессов $hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$ мы будем исходить, в основном, из тех же предположений, что и при описании спектров $hA \rightarrow J/\psi X$. В частности, это касается пренебрежимой малости сечений поглощения и неупругого рассеяния $c(\bar{c})$ -кварка в ядерной среде. Если в таком подходе принять, что образование частиц с "открытым чармом", Λ_c, D, \dots , при рассматриваемых энергиях происходит за пределами ядра (как и, по-видимому, J/ψ [94]), для инклюзивных спектров $d\sigma^{hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X}(x, E) / dx$ можно прийти к выражению вида (4.2) (с заменой $d\sigma^{h(H)N \rightarrow J/\psi X} / dx \rightarrow d\sigma^{h(H)N \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X} / dx$).

Строго говоря, такое выражение будет точным лишь для спектров очарованных частиц, не содержащих валентных кварков налетающего адрона h , поскольку оно не учитывает неупругих взаимодействий валентного кластера H после акта образования $c\bar{c}$. Однако в первом приближении эти взаимодействия могут не учитываться и для очарованных адронов "лидирующего" типа, ввиду того, что кварк $c(\bar{c})$ с момента своего образования должен нести основную долю импульса регистрируемого состояния $h_c(h_{\bar{c}})$ [95]. В особенности, это представляется оправданным при описании существующих экспериментальных данных [114-120] по A -зависимости спектров $hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$, не отличающихся высокой точностью.

Возможна и несколько иная картина процессов $hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$, соответствующая малым временам образования очарованных адронов, $\tau < d$. В этом случае выражение для инклюзивных спектров принимает следующий вид [121,122]:

$$x \frac{d\sigma^{hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X}}{dx}(x, E_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\alpha d\alpha' \Omega^{h \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})}(\alpha, \alpha', E_0) \exp\{i\alpha \ln x\} \times \\ \times N \left(\sigma_{in}^{hN} - \omega_{in}^{hN}(\alpha, \alpha'); \sigma_{in}^{h_c(h_{\bar{c}})N} - \omega_{in}^{h_c(h_{\bar{c}})N}(\alpha) \right), \quad (4.12)$$

где

$$\Omega^{h \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})}(\alpha, \alpha', E_0) = \int \frac{d\sigma^{h(H)N \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X}}{dx}(x, x' E_0) \exp\{-i\alpha \ln x + i\alpha' \ln x'\} dx d \ln x', \\ \omega_{in}^{hN}(\alpha, \alpha') = \int \frac{d\sigma_{in}^{h(H)N \rightarrow hX}}{dx}(x) \exp\{-i(\alpha + \alpha') \ln x\} dx, \\ \omega_{in}^{h_c(h_{\bar{c}})N}(\alpha) = \int \frac{d\sigma_{in}^{h_c(h_{\bar{c}})N \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X}}{dx}(x) \exp\{-i\alpha \ln x\} dx. \quad (4.13)$$

Для параметризации инклюзивных сечений реакций $\Lambda_c N \rightarrow \Lambda_c X$ и $DN \rightarrow DX$ в (4.12) были использованы следующие соображения [121,123]. Как уже указывалось, c -кварк, находясь

в составе Λ_c или D , является лидирующим, что следует из условия равенства скоростей c -кварка и легких кварков. Это условие дает среднее значение доли импульса в $\Lambda_c(D)$, равное $\langle x_c \rangle_{\Lambda_c} \approx 0,71$ ($\langle x_c \rangle_D \approx 0,83$). Выбирая функцию распределения составного c -кварка в очарованном адроне в наиболее простом виде $c(x) \sim x^a(1-x)$, получим, что приведенным значениям $\langle x_c \rangle$ отвечают $a_{\Lambda_c} = 2,5$, $a_D = 5$. Отсюда, с учетом малости сечения σ_{tot}^{cN} , можно принять $d\sigma^{\Lambda_c N \rightarrow \Lambda_c X}/dx \sim x^{2,5}(1-x)$; $d\sigma^{DN \rightarrow DX} \sim x^5(1-x)$. Коэффициенты пропорциональности фиксируются из условий $\sigma_{in}(\Lambda_c N) = 2/3 \sigma_{in}(pN)$, $\sigma_{in}(DN) = 1/2 \sigma_{in}(\pi N)$, справедливых в модели составных кварков и не взаимодействующего c -кварка.

В [121,122] дифференциальные сечения рождения Λ_c , D выбирались в виде

$$\frac{d\sigma^{pN \rightarrow \Lambda_c X}}{dx} \sim (1-x)^{0,4}, \quad \frac{d\sigma^{pN \rightarrow DX}}{dx} \sim \frac{(1-x)^3}{x} \quad (4.14)$$

в соответствии с данными ISR [124,125]. Для учета зависимости от E в актах рождения очарованных адронов использовались результаты [126].

Здесь и далее мы не касаемся процедуры пересчета (см., например, [127]) инклюзивных спектров $hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$, связанного с регистрацией в экспериментах [114-120] прямых распадных лептонов.

Результаты описания экспериментальных данных [118] по A -зависимости в процессах $pA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X \rightarrow \nu_c(\bar{\nu}_c)X$ при $E_p = 400$ ГэВ на основе выражений (4.12) - (4.14) представлены на рис. 4.14 в виде пунктирной кривой.

Расчет аналогичных сечений в модели [128] с большим временем ($\tau \gg R$) формирования очарованных адронов с помощью выражений типа (4.2) отличался от представленного выше лишь использованием несколько иной зависимости [129] от \sqrt{s} в элементарных сечениях $pN \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$.

Соответствующие результаты для показателей $\alpha(x_\mu)$ в такой модели приведены на рис. 4.14 в виде сплошной кривой.

Как следует из рис. 4.14, о согласии с экспериментом речь может идти только в случае $\tau \gg R$ [128]³.

Прежде, чем перейти к результатам описания других экспериментальных данных в модели [128], отметим следующее.

В работе [96] при выборе формы для спектров $pN \rightarrow \Lambda_c(D)X$, вместо (4.14), использовались более поздние данные [131]:

$$\frac{d\sigma^{pN \rightarrow \Lambda_c X}}{dx_F} \sim (1-x_F)^2, \quad \frac{d\sigma^{pN \rightarrow DX}}{dx_F} \sim \frac{(1-x_F)^3}{x_F} \quad (4.15)$$

Кроме того, в [96] дифференциальные сечения $NN \rightarrow NX$ и $H_\pi N \rightarrow H_\pi X$ параметризовались в виде (3.6) с фиксированными коэффициентами упругости, в отличие от [128,132], где использовалась простейшая форма $d\sigma/dx \equiv const = \sigma_{hN}$. Несколько отличался в работах [96, [128,132] и вид зависимости от \sqrt{s} в сечениях $hN \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$ ((4.4) вместо [129]). Однако, как видно из приведенных в [96] и [128,132] кривых, с учетом невысокой точности

³ A -зависимость в процессах $pN \rightarrow \Lambda_c(D)X$ исследовалась также [130] в предположении, что основной канал образования очарованных частиц соответствует фрагментации промежуточных кластеров H . Однако в этом случае значения для показателей α оказывались даже меньшими, чем в модели [121,122].

данных [118-120], такие изменения практически не сказались на результатах описания A -зависимости. По аналогичной причине расчет выпадов промежуточных мезонных каналов в реакциях $pA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X$ по типу проведенного [104] для процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ представлялся на данном этапе нецелесообразным.

Далее мы приводим основные численные результаты работ [128,132].

Помимо величин $\alpha(x_\nu)$, представленных на рис. 4.14, в [128] определялись значения параметров $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ в аппроксимации

$$N_{eff}^{pA \rightarrow \Lambda_c(D)X} = \frac{d\sigma^{pA \rightarrow \Lambda_c(D)X}}{dx} / \frac{d\sigma^{pN \rightarrow \Lambda_c(D)X}}{dx} \approx \beta(x) A^{\alpha(x)} \quad (4.16)$$

при $E_p = 400$ ГэВ (рис. 4.15).

При сравнении с данными [120] по процессам $pA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X \rightarrow \mu^+(\mu^-)X$ при $E_p = 300$ ГэВ нет необходимости в детальном расчете ввиду значительных экспериментальных ошибок: $\alpha_{\mu^+} = 0,79 \pm 0,12$; $\alpha_{\mu^-} = 0,76 \pm 0,13$ для интервала $x_F(h_c(h_{\bar{c}})) \geq 0,1$ [120], что явно согласуется с результатами рис. 4.15.

При анализе в [128] процессов $nA \rightarrow \Lambda_c X$ [117] ($E_0 = 58$ Гэв) для спектров $nN \rightarrow \Lambda_c X$ принималась зависимость [133],

$$\frac{d\sigma^{nN \rightarrow \Lambda_c X}}{dx} \sim \frac{(1-x)^{1,5}}{x}, \quad x > 0,5.$$

Поскольку в эксперименте [117] величина x фиксировалась вблизи точки $x_{\Lambda_c} = 0,8$, при определении отношений типа (4.16) можно было с достаточной точностью пренебречь зависимостью от \sqrt{s} в актах рождения Λ_c .

Полученное в [128] значение для показателя $\alpha_{\Lambda_c} = 0,78$ при экспериментальном значении $0,73 \pm 0,20$ [117].

В [128] вычислялись также отношения вида

$$R\left(\frac{\mu^+ + \mu^-}{\pi^+ + \pi^-}\right) = \left(\frac{d\sigma^{pA \rightarrow h_c X \rightarrow \mu^+ X}}{dx_{\mu^+}} + \frac{d\sigma^{pA \rightarrow h_c X \rightarrow \mu^- X}}{dx_{\mu^-}}\right) / \left(\frac{d\sigma^{pA \rightarrow \pi^+ X}}{dx_{\pi^+}} + \frac{d\sigma^{pA \rightarrow \pi^- X}}{dx_{\pi^-}}\right) \quad (4.17)$$

при $x_\pi = x_\mu$. Для нормировки сечений $d\sigma^{hA \rightarrow h_c(h_{\bar{c}})X}/dx$ использовались данные [134]; инклюзивные спектры $d\sigma^{pA \rightarrow \pi X}/dx$ вычислялись согласно методике [65]. Соответствующая кривая $R(x_\mu)$ для ядра Cu^{64} приведена на рис. 4.16 в сравнении с экспериментальными данными [114-117].

В работе [132] исследовались процессы $\pi^- A \rightarrow D(\bar{D})X$. Параметризация для сечений рождения на нуклоне здесь выбиралась в виде

$$\frac{d\sigma^{\pi^- N \rightarrow D_L X}}{dx_F} \sim (1-x_F)^{1,8}, \quad \frac{d\sigma^{\pi^- N \rightarrow D_{NL} X}}{dx_F} \sim (1-x_F)^{7,9} \quad [135], \quad (4.18)$$

где $D_L(D_{NL})$ - регистрируемые D -мезоны, содержащие (не содержащие) валентные кварки начальных π^- -мезонов. Спектры (4.18) нормировались согласно данным [135,136].

На рис. 4.17 представлены кривые для величин $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ в аппроксимации вида (4.16) для $N_{eff}^{\pi^- A \rightarrow D_L(D_{NL})X}(x)$ при $E_\pi = 320$ ГэВ.

В эксперименте [119] определялась A -зависимость для интегральных сечений процессов

$\pi^- A \rightarrow D(\bar{D})X \rightarrow \mu^+(\mu^-)X$ при $E_{\pi^-} = 320$ ГэВ. Соответственно, рис. 4.18 и рис. 4.19 воспроизводят расчетные величины для показателей α_{μ^+} и α_{μ^-} в зависимости от нижнего порога регистрации мюонов, а рис. 4.20 - отношения $\sigma_{int}(\pi^- A \rightarrow \bar{D}X \rightarrow \mu^- X) / \sigma_{int}(\pi^- A \rightarrow DX \rightarrow \mu^+ X)$ для различных ядер при $p_{\mu} > 20$ ГэВ/с. Во всех случаях теоретические предсказания оказываются в согласии с данными [119].

4.5. Подписи к рисункам к разделу 4

Рис. 4.1. Расчетные и экспериментальные [38] значения для интегральных ($x_F^{J/\psi} > 0$) сечений процессов $\pi^- Pt \rightarrow J/\psi X \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ при различных энергиях падающих пионов.

Рис. 4.2. Величины $1/R_{F, J/\psi}$ для процесса $\pi^- Pt \rightarrow J/\psi X$ при энергии падающих пионов $E_{\pi^-} = 150$ ГэВ (а) и $E_{\pi^-} = 280$ ГэВ (б). Экспериментальные данные из работы [38].

Рис. 4.3. А-зависимость интегральных ($x_F > 0$) сечений процессов $\pi^- A \rightarrow J/\psi X$ при энергии падающих пионов $E_{\pi^-} = 125$ ГэВ. Экспериментальные данные из работы [39].

Рис. 4.4. Отношения $R_{W/\psi}$ в процессах $\pi^- A \rightarrow J/\psi X$ при энергии падающих пионов $E_{\pi^-} = 125$ ГэВ. Экспериментальные данные из работы [39].

Рис. 4.5. А-зависимость величин $\sigma^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X}(0, 1; 0, 8)/A$ (кривая 1) и $\sigma^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X}(0, 2; 0, 8)/A$ (кривая 2) при энергии падающих пионов $E_{\pi^-} = 530$ ГэВ. Экспериментальные данные из работы [40].

Рис. 4.6. (а) Суммарные вклады τ_{tot} двух- и трехчастичных распадов в рождение пионов в пр-соударениях. (б) Инклюзивные спектры τ_{dir} прямых пионов при $E_p = 400$ ГэВ. Экспериментальные данные из работы [89].

Рис. 4.7. См. в тексте.

Рис. 4.8. Отношения $R(A/N)$ для интегральных сечений процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ при $E_p = 800$ ГэВ. Пунктирная кривая соответствует результатам работы [19]. Экспериментальные данные из работы [41].

Рис. 4.9. Отношения $R_{W/\psi}(x_F)$ в процессе $pW \rightarrow J/\psi X$ в сравнении с данными [41] при $E_p = 800$ ГэВ. Пунктирная кривая соответствует результатам [19].

Рис. 4.10. Отношения $R_{C/N}(p_1)$ в процессе $pC \rightarrow J/\psi X$ в сравнении с данными [41] при $E_p = 800$ ГэВ.

Рис. 4.11. То же, что на рис. 4.10, для процесса $pCa \rightarrow J/\psi X$.

Рис. 4.12. То же, что на рис. 4.10, для процесса $pFe \rightarrow J/\psi X$.

Рис. 4.13. То же, что на рис. 4.10, для процесса $pW \rightarrow J/\psi X$.

Рис. 4.14. Показатели α ($d\sigma/dx \sim A^\alpha$) для процессов $pA \rightarrow h_c(b_c)X \rightarrow \nu_c(\bar{\nu}_c)X$ при $E_p = 800$ ГэВ и разных значениях $\alpha_p = p_p/E_p$. Сплошная и пунктирная кривые - результаты расчетов соответственно в модели [128] и модели [121, 122]. Экспериментальные данные из работы [118].

Рис. 4.15. Параметры $\alpha(x)$ и $\beta(x)$ в А-зависимости (4.16) для эффективных нуклонных чисел $N_{eff}^{\pi^- A \rightarrow \mu^- X}$ (а) и $N_{eff}^{\pi^- A \rightarrow \mu^+ X}$ (б) при $E_p = 400$ ГэВ.

Рис. 4.16. Расчетные отношения $R(\frac{\mu^+ + \mu^-}{\pi^-})$ для ядра Cu^{64} в зависимости от $x_F (=$

x_{π^-}) при $\sqrt{s} = 28$ ГэВ в сравнении с экспериментальными данными [114-116] для ядер Cu^{64} (∇) и Fe^{56} (\circ , \times).

Рис. 4.17. Параметры $\alpha(x)$ (а) и $\beta(x)$ (б) в А-зависимости (4.16) для эффективных нуклонных чисел $N_{eff}^{\pi^- A \rightarrow D_L(D_{NL})X}$ при $E_{\pi^-} = 320$ ГэВ.

Рис. 4.18. Показатели α_{μ} в А-зависимости для интегральных сечений процессов $\pi^- A \rightarrow DX \rightarrow \mu^+ X$ при $E_p = 320$ ГэВ и разных значениях минимального продольного импульса мюонов. Экспериментальные данные из работы [119].

Рис. 4.19. То же, что на рис. 4.18, для процессов $\pi^- A \rightarrow \bar{D}X \rightarrow \mu^- X$.

Рис. 4.20. Отношения $\sigma_{int}(\pi^- A \rightarrow \bar{D}X \rightarrow \mu^- X) / \sigma_{int}(\pi^- A \rightarrow DX \rightarrow \mu^+ X)$ для различных ядер при $E_{\pi^-} = 320$ ГэВ и $p_{\mu} > 20$ ГэВ. Экспериментальные данные из работы [119].

4.6. Рисунки к разделу 4

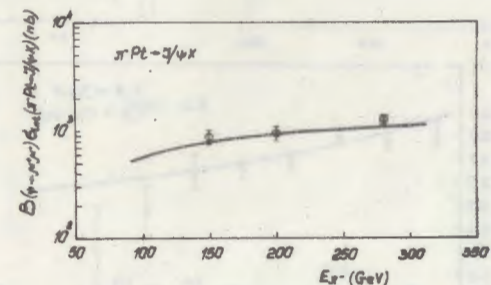


Рис. 4.1

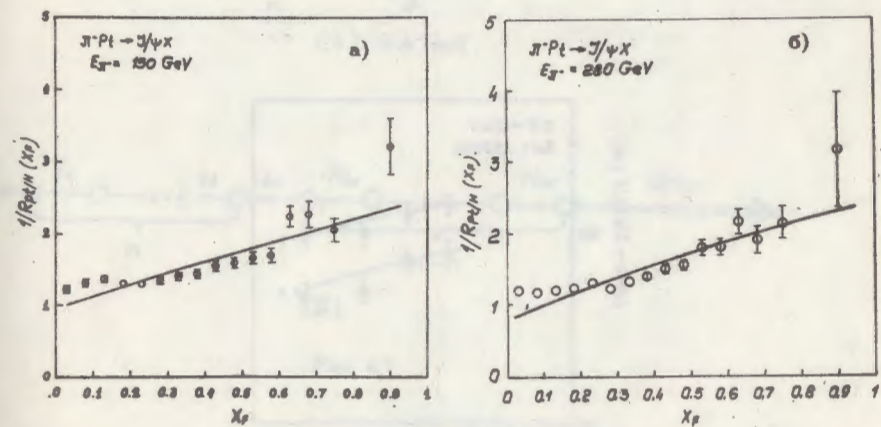


Рис. 4.2

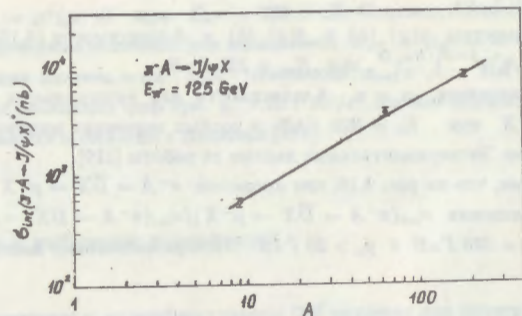


Рис. 4.3

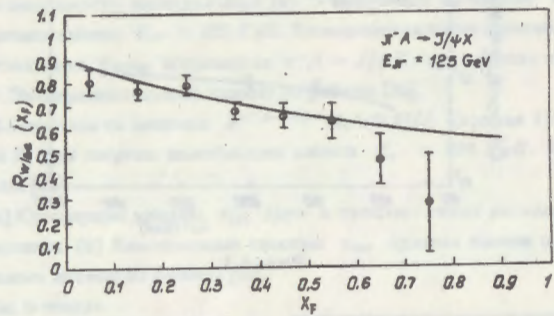


Рис. 4.4

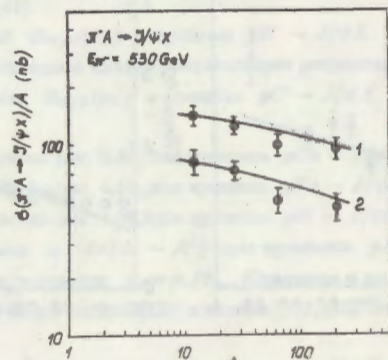


Рис. 4.5

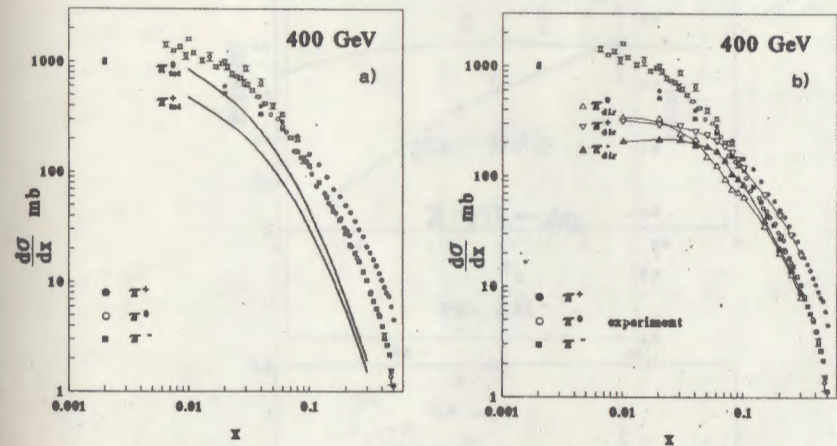


Рис. 4.6

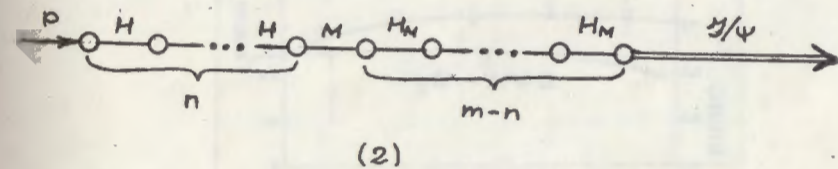
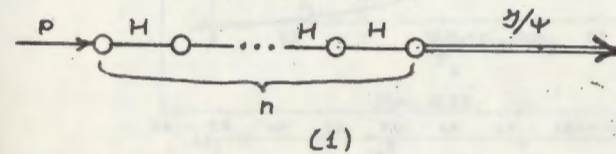


Рис. 4.7

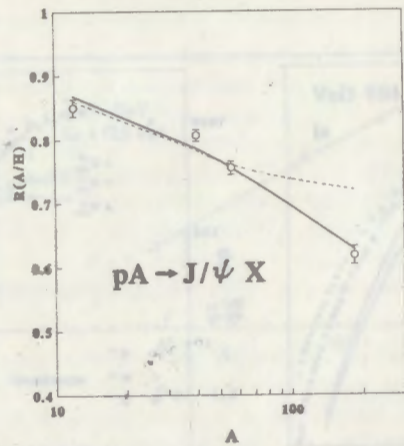


Рис. 4.8

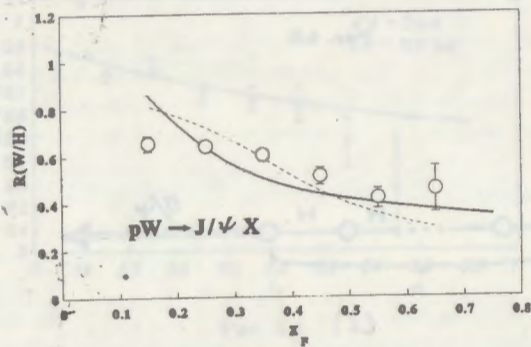


Рис. 4.9

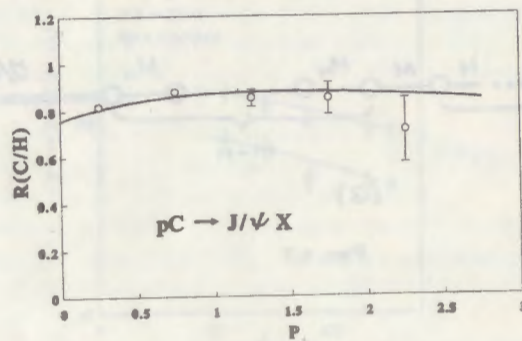


Рис. 4.10

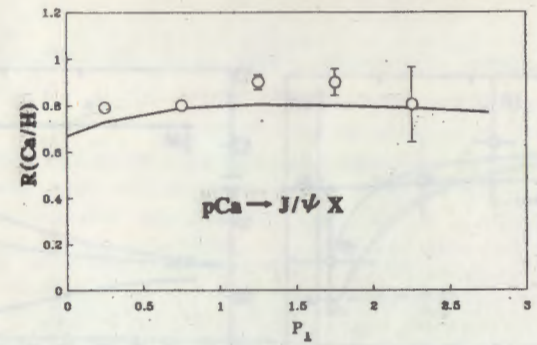


Рис. 4.11

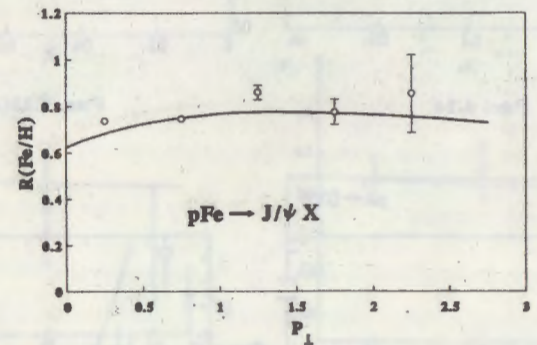


Рис. 4.12

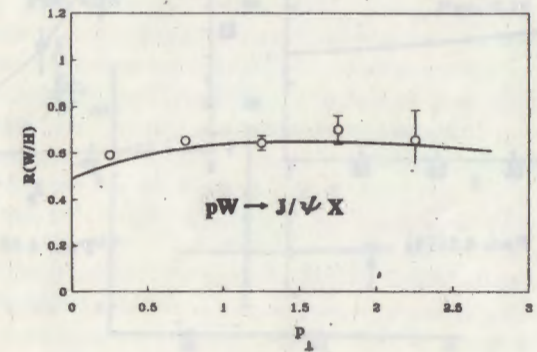


Рис. 4.13

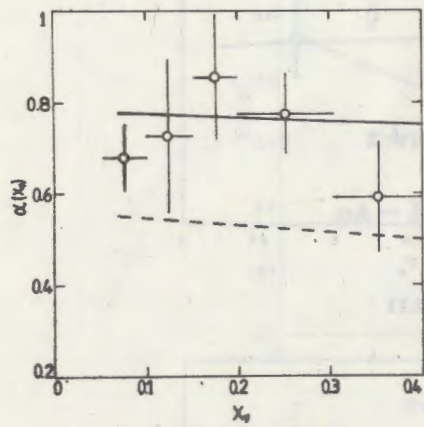


Рис. 4.14

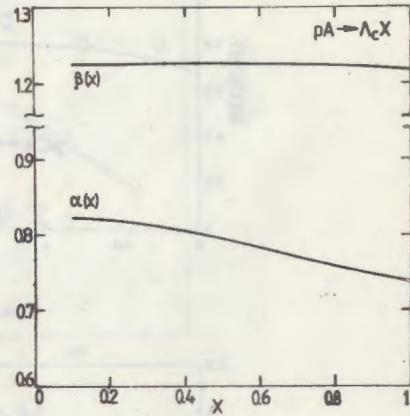


Рис. 4.15(a)

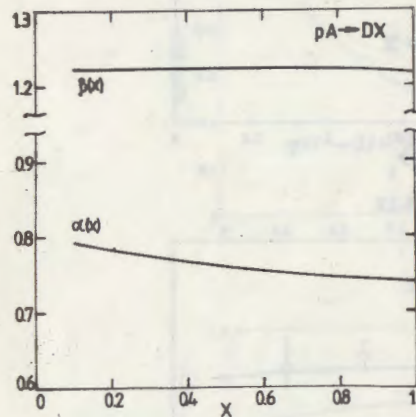


Рис. 4.15(b)

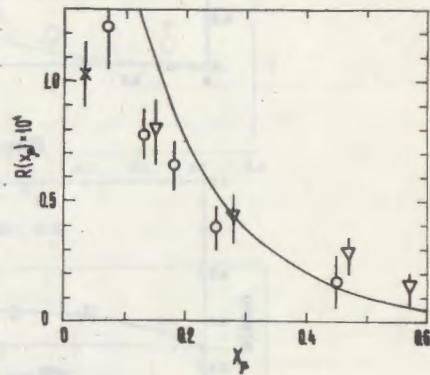


Рис. 4.16

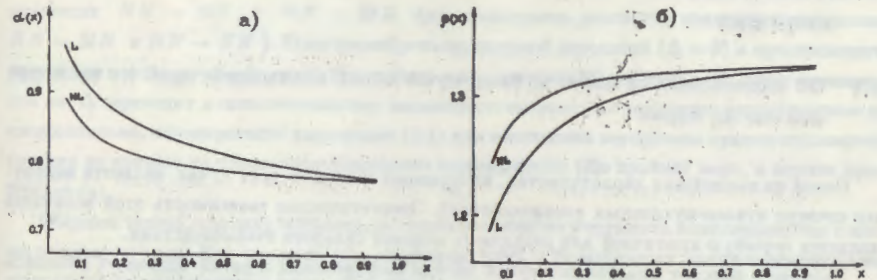


Рис. 4.17

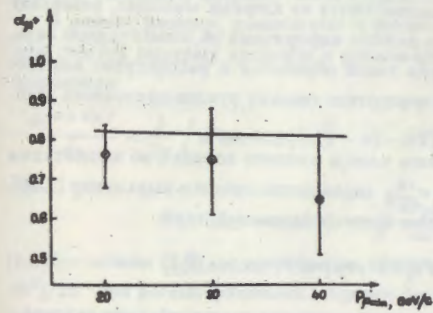


Рис. 4.18

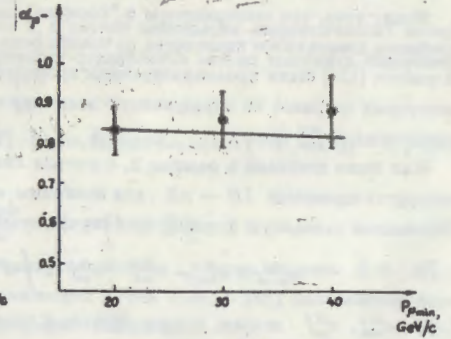


Рис. 4.19

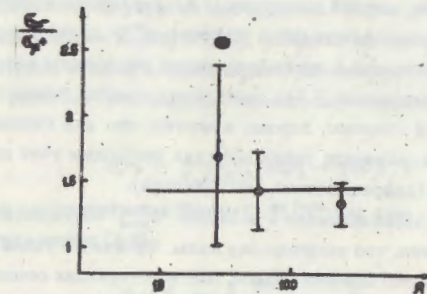


Рис. 4.20

5 Адрон-ядерные взаимодействия при сверхвысоких энергиях

5.1 Об извлечении сечений нуклон-нуклонных взаимодействий из экспериментов на ядрах

Одной из важнейших характеристик, измеряемых в космических лучах, является неупругое сечение нуклон-нуклонных взаимодействий. Энергетическая зависимость этой величины является зачастую критичной для различных моделей сильного взаимодействия.

Наличие в спектре космических лучей частиц сверхвысоких энергий позволяет измерять эту величину в энергетических интервалах, недоступных современным ускорителям. Так, например, в проекте АНИ планировались измерения при энергиях $10^{15} - 10^{17}$ эВ, что значительно превышает энергию наиболее мощных ускорителей.

Ввиду того, что эксперименты в "космосе" выполняются на ядерных мишенях, возникает проблема корректного извлечения из такого рода данных информации об элементарном акте. В работе [137] была проанализирована процедура такой обработки и рассмотрено влияние некоторых поправок на определяемую величину неупругого сечения нуклон-нуклонного взаимодействия, $\sigma_{inel}^{NA} \equiv \sigma$.

Как было показано в разделе 2, с учетом лишь членов низшего порядка по амплитудам неупругих процессов $1N \rightarrow \nu N$, для величины σ_{prod}^{1A} справедливо простое выражение (2.10). Перепишем указанную формулу для случая нуклон-ядерных взаимодействий:

$$\sigma_{prod}^{NA} \equiv \sigma_{tot}^{NA} - \sigma_{coh}^{NA} - \sigma_{gel}^{NA} = \int d^2b [1 - \exp\{-\sigma T(-\infty, \infty, \vec{b})\}] \quad (5.1)$$

(σ_{tot}^{NA} , σ_{coh}^{NA} , σ_{gel}^{NA} - полное, полное упругое и квазиупругое сечения взаимодействия нуклона с ядром).

На рис. 5.1 представлена зависимость величины (5.1) от атомного номера, рассчитанная с фермиевским распределением ядерной плотности (1.3) (параметры из работы [138]). Экспериментальные данные [139] представляют собой значения σ_{prod}^{NA} , полученные при ускорительной энергии $E_p = 280$ ГэВ. Приведены также аналогичные результаты для пионных пучков.

Как видно из рис. 5.1, выражение (5.1) с достаточно хорошей точностью описывает опытные данные [139]. С другой стороны, хорошо известно, что для описания полных сечений взаимодействия адронов с ядрами при таких энергиях необходим учет поправок, обусловленных неупругими каналами (дифракционной диссоциацией).

Поправки на неупругое экранирование к величине σ_{prod}^{NA} обсуждались в ряде работ [140-142], причем было обнаружено, что численно они малы. Физически такая малость обусловлена существенной взаимной компенсацией поправок, соответствующих сечениям σ_{tot}^{NA} и σ_{coh}^{NA} .

В [137] была получена следующая формула для указанной величины:

$$\Delta \sigma_{prod}^{in}(NA) = -4\pi \int \exp\{-\sigma T(-\infty, \infty, \vec{b})\} d^2b \times \int \frac{d\sigma_{DD}}{dM_x^2 dq^2}(q=0) |F(\Delta, \vec{b})|^2 \left(1 - \frac{\sigma_{tot}}{4\pi(a+b)}\right)^2 dM_x^2. \quad (5.2)$$

В этом выражении $F(\Delta, \vec{b}) = \int \exp\{i\Delta z\} \rho(\vec{b}, z) dz$, где $\Delta = (M_x^2 - m^2)/2E$ - минимальный продольный переданный импульс в реакции $NN \rightarrow MX$, a и b - наклоны в элементарных процессах $NN \rightarrow NN$ и $NN \rightarrow MX$ (предполагалось равенство наклонов в процессах $NN \rightarrow MN$ и $NN \rightarrow NN$). Если пренебречь продольной передачей ($\Delta = 0$) и предположить равенство наклонов, $a = b$, то (5.2) перейдет в выражение (30) работы [142]. Учет зависимости от Δ приводит к дополнительному вкладу поправки на неупругое экранирование и, следовательно, использование выражения (5.1) для извлечения неупругого нуклон-нуклонного сечения из данных на ядрах является вполне оправданным. (По крайней мере, в первом приближении).

Обсудим теперь еще одну поправку, которую необходимо учитывать в экспериментах с космическими лучами. Как известно (см., например, [140]), в большинстве таких экспериментов присутствует определенный порог чувствительности установки, не позволяющий регистрировать события с малой потерей энергии налетающей частицей. Грубая оценка вклада таких событий в полное неупругое сечение на ядрах атомов воздуха была произведена в работе [140]. Оценку указанную поправку более корректно.

В рамках методов, изложенных в разделе 2, в случае небольших энергетических потерь для спектра быстрых нуклонов в нуклон-ядерных соударениях можно получить следующее выражение:

$$\frac{d\sigma^{NA-NX}}{dx} = \frac{1}{2\pi} \int d^2b d\alpha \exp\{i\alpha(1-x) - \sigma T(-\infty, \infty, \vec{b})\} [\exp\{\omega_{DD}(\alpha) T(-\infty, \infty, \vec{b})\} - 1], \quad (5.3)$$

где

$$\omega_{DD}(\alpha) = \int \frac{d\sigma_{DD}}{dx} \exp\{-i\alpha(1-x)\} dx. \quad (5.4)$$

При выводе (5.3) мы пренебрегли эффектами, связанными с учетом величины $\Delta = (M_x^2 - m^2)/2E$ при рассматриваемых энергиях космических лучей. Идея в виду дальнейшие упрощения, такой учет явно не отвечал бы общей точности подхода.

Заметим, что стандартный порог регистрации в космических лучах соответствует $x_0 = 0,95$ [42]. С другой стороны, уже при $s = 500$ ГэВ² [73] в интервале $0,95 < x < 1$ располагается практически весь квазиупругий пик процесса $NA \rightarrow MX$. Это позволяет провести приближенное интегрирование в (5.4) и (5.3), разлагая экспоненту (5.4) в ряд и используя параметризацию [141] для сечения дифракционной диссоциации.

Для дальнейших расчетов была выбрана гауссова параметризация одночастичной ядерной плотности [141],

$$\rho(r) = \frac{A}{(\sqrt{\pi}R)^3} \exp\{-r^2/R^2\}, \quad (5.5)$$

для ядер с $A \leq 20$ и параметризация Ферми (1.3) [50] для ядер с $A > 20$.

Результат интегрирования (5.3),

$$\Delta \sigma_{prod}^{exp} = \int_{x_0}^1 \frac{d\sigma^{NA-NX}}{dx} dx, \quad (5.6)$$

для различных ядер приведен на рис. 5.2 (здесь было выбрано $\sigma = 30$ мб, что соответствует $E = 300$ ГэВ). Найденная поправка растет с атомным номером по закону $\sim A^{0,38}$ и, как видно из рис. 5.2, существенна даже для легких ядер. ($\Delta \sigma_{prod}^{exp} = 2$ мб для ядер атомов воздуха.

В работе [140] оценка аналогичной величины приводила к значению 13 мб). Таким образом, ее учет представляется необходимым во всех экспериментах, в которых не регистрируются быстрые адроны.

Отметим, что поправка довольно слабо зависит от энергии. Так, например, различие при энергии 300 ГэВ ($\sigma = 30$ мб) и энергиях SPS, $1,55 \cdot 10^{14}$ эВ ($\sigma = 53$ мб), не превышает 12%.

5.2 Неупругие сечения и парциальные коэффициенты неупругости в NA- и пA-взаимодействиях

В работах [43,44] при помощи методики, изложенной выше, определялись неупругие сечения σ_{prod}^{hA} ($h \equiv N, \pi$) на ядрах углерода, железа и свинца при энергиях $0,5 \div 5$ ТэВ. Поправки, обусловленные неупругим экранированием, не учитывались, поскольку их вклад в области энергий $E < 10$ ТэВ не превышает 2% [143] (что значительно меньше экспериментальных ошибок [43,44]).

В расчетах для сечения неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия выбиралась эмпирическая параметризация [43,44], достаточно хорошо (в пределах 10% точности) описывающая ускорительные данные [138]. Аналогичная зависимость для σ_{in}^{hN} определялась, исходя из экспериментально зафиксированного отношения $\sigma_{in}^{hN}/\sigma_{in}^{pN} \approx 1,6$, которое практически не меняется с энергией [144].

В экспериментальные результаты [43,44] были введены поправки (5.6) на порог регистрации, которые в рассматриваемом диапазоне энергий оказались равными 11,5, 25,5 и 34 мб соответственно для NC-, NFe- и NPb-взаимодействий. Необходимо отметить, что в публикациях [43,44,143] эти поправки для ядер Fe и Pb оказались несколько завышенными из-за расчёта [143] в модели с гауссовой параметризацией (5.5) для ядерной плотности. Приводимые ниже экспериментальные данные установки "Ивон" откорректированы с учетом представленных значений $\Delta\sigma_{prod}^{hA}$. Аналогичная процедура проведена и для ивонских данных).

В таблице 5.1 сравниваются экспериментальные значения [43,44] и теоретические предсказания по сечениям σ_{prod}^{hA} и σ_{prod}^{hN} (в мб) для разных энергетических интервалов.

Как видно из приведенных результатов, простая формула (2.10) с учетом поправок вида (5.6) вполне удовлетворительно описывает данные [43,44] в ТэВ'ом диапазоне энергий.

Обсудим теперь результаты [47,145] по определению парциальных коэффициентов неупругости k_{hA}^{hA} нуклонов и нуклонов при тех же энергиях.

Основные величины выражаются через инклюзивные спектры π^0 -мезонов на ядрах, $d\sigma^{hA \rightarrow \pi^0 X}/dx$ ($h = N, \pi^\pm$) следующим образом:

$$k_{hA}^{hA} = \int_{x_0}^1 \frac{x}{\sigma_{prod}^{hA}} \frac{d\sigma^{hA \rightarrow \pi^0 X}}{dx} dx, \quad (5.7)$$

где x_0 определяется минимальной энергией π^0 -мезонов, регистрируемой данной установкой.

Таблица 5.1

$\langle E \rangle$, ГэВ	700	1500	3500			
σ_{prod}^{pC} (эксп.)	235 ± 23	243 ± 30	258 ± 35			
σ_{prod}^{nC} (эксп.)	240 ± 21	250 ± 25	261 ± 30			
σ_{prod}^{NC} (теор.)	230	235	241			
σ_{prod}^{pC} (эксп.)	176 ± 20	180 ± 25	193 ± 33			
σ_{prod}^{pC} (теор.)	173	178	183			
σ_{prod}^{pPb} (эксп.)	1755 ± 96	1832 ± 105	1920 ± 125			
σ_{prod}^{nPb} (эксп.)	1838 ± 90	1907 ± 118	1986 ± 125			
σ_{prod}^{NPb} (теор.)	1748	1763	1779			
σ_{prod}^{pPb} (эксп.)	1563 ± 98	1612 ± 105	1709 ± 120			
σ_{prod}^{pPb} (теор.)	1558	1575	1596			

$\langle E \rangle$, ГэВ	400	600	870	1500	2600	4800
σ_{prod}^{pFe} (эксп.)	742 ± 58	748 ± 38	761 ± 40	768 ± 42	773 ± 85	...
σ_{prod}^{nFe} (эксп.)	735 ± 39	740 ± 34	742 ± 41	748 ± 54	761 ± 88	779 ± 133
σ_{prod}^{NFe} (теор.)	710	715	719	726	735	744
σ_{prod}^{pFe} (эксп.)	618 ± 43	629 ± 37	643 ± 39	650 ± 45	658 ± 86	...
σ_{prod}^{pFe} (теор.)	586	591	596	603	613	...

В [45] для нахождения парциальных коэффициентов неупругости был применен аппарат ТМР в его традиционной трактовке, предполагающей малые длины формирования конечных адронов в hN-соударениях в ядре. В таком подходе, интегрируя равенство вида (2.9) по p_1 и проводя суммирование по всем возможным неупругим актам $1N \rightarrow 1X$ и $2N \rightarrow 2X$, можно прийти к следующему выражению для инклюзивных спектров:

$$x \frac{d\sigma^{1N \rightarrow 2X}}{dx} = \frac{1}{2\pi} \int \exp(i\alpha \ln x) F(\alpha) d\alpha, \quad (5.8)$$

$$F(\alpha) = \omega_{12}(\alpha) N (\sigma_{in}^{1N} - \omega_{11}(\alpha); \sigma_{in}^{2N} - \omega_{22}(\alpha)),$$

где

$$\omega_{ij}(\alpha) = \int \frac{d\sigma_{in}^{iN \rightarrow jX}}{dx'} \exp\{-i\alpha \ln x'\} dx'; \quad (5.9)$$

эффективные нуклонные числа вида $N(\sigma_1, \sigma_2)$ определены в (4.8).

Согласно (5.7), при нахождении величин k_2^{1A} выражение (5.8) должно быть проинтегрировано по x в интервале $(x_0, 1)$.

Заметим, что значения x_0 , определяемые эффективностью регистрации конечных частиц, как правило, весьма малы. Так, в рассматриваемом эксперименте [45,145] пороговая энергия регистрации π^0 -мезонов составляла 5 ГэВ при начальных энергиях 0,5 ТэВ и выше (т.е. $x_0 \leq 0,01$).

При $x_0 = 0$ интегрирование (5.8) дает:

$$\int_0^1 x \frac{d\sigma^{1A \rightarrow 2X}}{dx} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \int_0^1 x^{i\alpha} F(\alpha) dx = \frac{-i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(\alpha)}{\alpha - i} d\alpha = F(i) = \omega_{12}(i) N (\sigma_{in}^{1N} - \omega_{11}(i); \sigma_{in}^{2N} - \omega_{22}(i)). \quad (5.10)$$

Поскольку в реальной задаче $x_0 \ll 1$, значения $\omega_{jj}(x_0, \alpha)$ в существенной области интегрирования (5.8) мало отличаются от величин

$$\omega_{jj}(x_0, i) = \int_{x_0}^1 x \frac{d\sigma_{in}^{jN-jX}}{dx} dx.$$

Отсюда вытекает метод расчета интегральных характеристик типа $k_2^A(x_0)$, связанный с разложением эффективных нуклонных чисел $N(\sigma_{in}^{1N} - \omega_{11}(x_0, \alpha); \sigma_{in}^{2N} - \omega_{22}(x_0, \alpha))$ в ряд по малым величинам $\delta_{11}(x_0, \alpha) = \omega_{11}(x_0, \alpha) - \omega_{11}(x_0, i)$ и $\delta_{22}(x_0, \alpha) = \omega_{22}(x_0, \alpha) - \omega_{22}(x_0, i)$ (см. [121]). Трудоемкость такой процедуры при $x_0 \ll 1$ с чисто вычислительной стороны значительно ниже, чем стандартное разложение (5.8) в ряд по кратности неупругих соударений.⁴

Принимая во внимание малые значения $x_0 \lesssim 0,01$, при описании экспериментальных данных [45] по $k_{\pi^0}^{hA}$ учитывался лишь первый член разложения по $\delta_{jj}(x_0, \alpha)$. В этом приближении выражение для парциальных коэффициентов неупругости имеет следующий вид:

$$k_{\pi^0}^{N(\pi)A}(x_0) \simeq k_{\pi^0}^{N(\pi)N}(x_0) \frac{N(\Delta\sigma_{N(\pi)}; \Delta\sigma_{\pi^0})}{N(0; \sigma_{in}^{N(\pi)N})}, \quad (5.11)$$

где

$$\Delta\sigma_h = \sigma_{in}^{hN} - \int_{x_0}^1 x \frac{d\sigma_{in}^{hN-hX}}{dx} dx,$$

$$k_{\pi^0}^{N(\pi)N}(x_0) = \int_{x_0}^1 \frac{x}{\sigma_{in}^{N(\pi)N}} \frac{d\sigma_{in}^{N(\pi)N-\pi^0 X}}{dx} dx.$$

Для спектров элементарных процессов $N(\pi^\pm)N \rightarrow \pi^0 X$ и $N(\pi)N \rightarrow N(\pi)X$ использовалась параметризация из работы [146].

Результаты расчетов величин $k_{\pi^0}^{N(\pi)A}$ для ядра Fe^{56} при минимальной энергии регистрируемых π^0 -мезонов $E_0 = 5$ ГэВ приведены в таблице 5.2 совместно с данными [45]. (В скобках в первом столбце указаны начальные энергии, соответствующие теоретическим предсказаниям).

Таблица 5.2

Энергетический интервал, ТэВ	$k_{\pi^0}^{pFe}(эксп.)$	$k_{\pi^0}^{NFe}(теор.)$	$k_{\pi^0}^{pFe}(эксп.)$	$k_{\pi^0}^{NFe}(теор.)$
0,4 - 0,6 (0,5)	0,187±0,008	0,185	0,271±0,007	0,25
0,6 - 1,0 (0,8)	0,196±0,008	0,190	0,267±0,008	0,25
1,0 - 2,0 (1,2)	0,183±0,010	0,195	0,282±0,010	0,25
>2,0 (5,0)	0,198±0,012	0,200	0,262±0,012	0,26

Представленная таблица демонстрирует удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными.

Возможно, факт такого согласия выглядит парадоксальным, поскольку при расчете инклюзивных спектров π^0 -мезонов на ядрах была использована обычная модель Глаубера с малыми временами $t_h < d$, не предполагающая существование какой-либо промежуточной

⁴Аналогичный метод может быть использован и при расчете интегральных сечений, $\int_{x_0}^1 dx d\sigma^{1A-2X}/dx$ [121].

фазы в процессах $h_1 N \rightarrow h_2 X$. Обратим, однако, внимание на параметризацию элементарных актов [146], использованную в [45]. Для учета реакций перезарядки $p \leftrightarrow n$ спектры $d\sigma^{NN-NX}/dx$ в [146] нормировались на полное неупругое сечение σ_{in}^{NN} с дополнительным условием

$$\int_{x_0}^1 x \frac{d\sigma^{NN-NX}}{dx} dx = \sigma_{in}^{NN} k^{el},$$

где $k^{el}=0,5$ - коэффициент упругости в процессе $NN \rightarrow NX$. Аналогичные условия накладывались на пионные спектры, $\pi N \rightarrow \pi X$. Это в значительной мере сближает использованный в [45] подход с моделью [30,31,75]. С количественной точки зрения разница между нуклонными (пионными) состояниями в [146] и промежуточными адронами $H(H_\pi)$ в [30] состоит лишь в несколько отличающихся коэффициентах упругости в процессах $NN \rightarrow NX$ ($k_{H_\pi}^{el} = 0,65$; $k_{H_\pi}^{el} = 0,63$ [30]) и $N(\pi)N \rightarrow N(\pi)X$ ($k^{el} = 0,5$ [146]). Что касается образования нелидирующих пионов в элементарных соударениях, то, как следует из [75,87], основной вклад здесь должен соответствовать не фрагментационному механизму, а точечноподобным (в масштабах ядра) актам рождения и формирования мезонных состояний (как и в модели Глаубера). Отсюда можно заключить, что численные результаты в подходах [45] и [30,75] не должны существенно отличаться друг от друга, что, по сути дела, и нашло отражение в удовлетворительном описании данных [45].

5.3 Зависимость сечений σ_{prod}^{hA} от наклонов дифракционных конусов адрон-нуклонных взаимодействий при сверхвысоких энергиях

В представленных выше расчетах максимальная энергия налетающих на ядро адронов составляла около 5 ТэВ. Это давало возможность использовать при определении сечения σ_{prod}^{hA} формулу (5.1), получаемую в стандартных приближениях ТМР (2.8). Однако уже при энергиях $E_0 \gtrsim 20$ ТэВ приближения (2.8) и, следовательно, выражения типа (5.1) перестают быть достаточно точными.

Напомним о заключительном шаге при выводе (2.10) выражения для σ_{prod}^{1A} :

$$\dots \int d^2b \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{A} \int \rho(\vec{s}, z) d^2S dz [2Re\Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{s}) - \Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{s})\Gamma_{11}^*(\vec{b} - \vec{s})] \right]^A \right\} \simeq \int d^2b \left[1 - \exp\{-\sigma_{in}^{1N} T(-\infty, \infty, \vec{b})\} \right]. \quad (5.12)$$

Помимо приближения, связанного с заменой полинома $(1 + z/A)^A \equiv \exp_A\{z\}$ точной экспонентой $\exp\{z\}$ при $A \rightarrow \infty$, здесь предположительно выполнялись соотношения

$$\int \Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{s}) \rho(\vec{s}, z) d^2S \simeq \rho(\vec{b}, z) \int \Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{s}) d^2S,$$

$$\int |\Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{s})|^2 \rho(\vec{s}, z) d^2S \simeq \rho(\vec{b}, z) \int |\Gamma_{11}(\vec{b} - \vec{s})|^2 d^2S. \quad (5.13)$$

Очевидно, (5.13) соответствует пренебрежимой малости радиуса элементарного взаимодействия по сравнению с радиусами ядер. Известно, однако (см., например, [73]), что с ростом

энергии наблюдается монотонный рост параметра наклона дифракционного конуса упругого hp -рассеяния, т.е. существуют некоторые предельные энергии, выше которых условие $r \ll R$ не может выполняться. К чему это приведет, нетрудно предвидеть из простых физических соображений, связанных с "разбуханием" ядер за счет роста радиусов нуклонов, находящихся на периферии, и, соответственно, ростом лобовых сечений ядер.

В [147] было получено выражение для σ_{prod}^{hA} , свободное от указанных ограничений и справедливое в модели многократного рассеяния [51] при произвольных энергиях:

$$\sigma_{prod}^{hA} = \int d^2B \left[1 - \exp_A \left\{ -\frac{\sigma_{tot}^{hN}}{2\pi b} \int \exp \left\{ -\frac{|\vec{B} - \vec{S}|^2}{2b} \right\} T(-\infty, \infty, \vec{S}) d^2S + \frac{|f_{hN}(0)|^2}{b^2 E^2} \int \exp \left\{ -\frac{|\vec{B} - \vec{S}|^2}{b} \right\} T(-\infty, \infty, \vec{S}) d^2S \right\} \right], \quad (5.14)$$

где b - наклон конуса упругого hN -рассеяния.

Заметим, что (5.14) справедливо для произвольных ядер, включая самые легкие, ввиду записи подинтегрального выражения в полиномиальной форме, $[1 - \exp_A(\dots)]$.

В пренебрежении реальной частью амплитуды $f_{hN}(0)$ второе слагаемое под знаком \exp_A в (5.14) пропорционально упругому сечению σ_{el}^{hN} . Отсюда, в отличие от (2.10), при учете конечного радиуса hN -взаимодействия сечение σ_{prod}^{hA} зависит в отдельности от σ_{tot}^{hN} и σ_{el}^{hN} . (На это было обращено внимание также в [148]).

При использовании гауссовой параметризации (5.5) для $\rho(r)$, выражение (5.14) принимает вид [147,149]:

$$\sigma_{prod}^{hA} = 2\pi \int B dB \left[1 - \exp_A \left\{ -\frac{A\sigma_{tot}^{hN}}{\pi(2b + R^2)} \exp \left\{ -\frac{B^2}{2b + R^2} \right\} + \frac{A|f_{hN}(0)|^2}{E^2 b(b + R^2)} \exp \left\{ -\frac{B^2}{b + R^2} \right\} \right\} \right]. \quad (5.15)$$

Разумеется, если необходимо определение сечения σ_{prod}^{hA} с высокой точностью, следует учесть поправку на неупругое экранирование согласно выражению вида (5.2). (Выписывание уточненной формулы для $\Delta\sigma_{prod}^{in}$; аналогичной (5.14), не представлялось целесообразным ввиду малости $\Delta\sigma_{prod}^{in}$. Как показывают оценки, вклад данной поправки в обозримой области начальных энергий не может превышать нескольких процентов).

5.4 Описание экспериментальных данных по σ_{prod}^{p-air} . Определение полных сечений и наклонов в pN -взаимодействиях из данных по σ_{prod}^{p-air} в космических лучах

Как следует из приведенных выше формул, для расчета неупругих сечений на ядрах при сверхвысоких энергиях необходимы данные о параметрах hN -взаимодействия, включая полное сечение, наклон дифракционного конуса и отношение $Re f(0)/Im f(0)$. На сегодня максимальные энергии, при которых эти данные могут быть получены непосредственно из эксперимента (имеются в виду $p\bar{p}$ -взаимодействия) - это энергии SPS ($\sqrt{s} \lesssim 540$ ГэВ). При

$E_0 \gtrsim 150$ ТэВ источником информации могут быть лишь теоретические предсказания, поскольку эксперименты в космических лучах при таких энергиях, как правило, выполняются на ядрах атомов воздуха. (Очевидно, определение сечений на таких ядрах и сравнение с опытными данными становится при этом важным критерием для соответствующих теоретических выводов).

В работах [150,151] поведение неупругого сечения σ_{prod}^{p-air} анализировалось в моделях с групповым критическим помероном (РКП) [46,147,152] и надкритическим помероном (Фруассароном) [49,153-155].

Остановимся вкратце на каждой из них.

В теории с РКП полюсная амплитуда pp -рассеяния записывается в следующем виде (подробности см. в [149,151,156,157]):

$$Im M^{(1)}(\xi, k^2) = \beta(\xi) \exp\{-x\alpha(\xi)\} F_2(\xi, x), \quad (5.16)$$

где

$$\beta(\xi) = g^2 0,4734 \xi^{0,227} F_1(\xi), \quad x = 0,407 \xi^{1,139} k^2, \quad k^2 = -t, \\ \xi = \ln(s/s_0), \quad s_0 = 1 \Gamma \Delta B^2, \quad (5.17)$$

x - масштабная переменная, соответствующая переданному импульсу; $g^2 = 10,8 \pm 0,05 (\Gamma \Delta B/c)^{-2}$ - вершинная функция связи померон-частица; $F_1(\xi)$, $F_2(\xi, x)$ и $\alpha(\xi)$ - масштабные функции, определяющие энергетическую и t -зависимости амплитуды. Все эти функции были теоретически определены и вычислены в работе [152].

В области низких и высоких энергий существенный вклад вносят амплитуды с пересечением РКП друг на друга. В области асимптотически больших энергий вклады ветвлений вымирают, и амплитуда рассеяния ведет себя как $\xi^{0,227}$. Однако в интересующей нас области практически достижимых энергий вклад ветвлений очень велик и обеспечивает большую скорость роста полных сечений, $\sim \xi^2$. Вклады ветвлений в РКП учитываются с помощью точного суммирования квазиэikonального ряда [158].

Вид амплитуды рассеяния в теории с надкритическим помероном был взят нами из работы [153]. Полное сечение и наклон дифракционного конуса при $t=0$ определяются следующим образом:

$$\sigma_{tot}^{pp} = \sigma_p f(z/2), \quad (5.18)$$

$$b(\xi, k^2=0) = [2\sigma_p(R^2 + \alpha'_p \xi) / \sigma_{tot}^{pp}(\xi)] f_1(z/2), \quad (5.19)$$

где

$$z = [2C\gamma_p / (R^2 + \alpha'_p \xi)] \exp\{\xi\Delta\}, \quad (5.20)$$

$\sigma_p = 8\pi\gamma_p \exp\{\xi\Delta\}$. Параметры $\gamma_p = g_1(0)g_2(0)$ и $R^2 = R_1^2 + R_2^2$ характеризуют вершину связи адронов с помероном, а коэффициент ливневого усиления C имеет вид $C = 1 + \sigma_{DD}/\sigma_{el}$. Параметры имеют следующие значения [153]:

$$\gamma_p = 3,64 (\Gamma \Delta B/c)^2, \quad R^2 = 3,56 (\Gamma \Delta B/c)^{-2}, \quad C \simeq 1,5, \\ \Delta = \alpha_p(0) - 1 = 0,07 \pm 0,03, \quad \alpha'_p = 0,25 \pm 0,1 (\Gamma \Delta B/c)^{-2}. \quad (5.21)$$

В дальнейшем был получен новый набор параметров:

$$\begin{aligned} \gamma_p &= 2,4 \pm 0,03 (\Gamma \Delta B/c)^2, \quad R^2 = 3,30 \pm 0,02 (\Gamma \Delta B/c)^{-2}, \\ \Delta &= 0,12 \pm 0,02, \quad \alpha'_p = 0,22 \pm 0,2 (\Gamma \Delta B/c)^{-2}. \end{aligned} \quad (5.21a)$$

Вычисления в [150,151] проводились при обоих наборах параметров. Лучшее согласие с экспериментом соответствует набору (5.21a).

Сечение $\sigma_d(\xi)$ дифракционных процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации в модели квазиэikonала записывается в виде

$$\begin{aligned} \sigma_d(\xi) &= \sigma_p [f_1(z/2) - f(z)], \quad f(z) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{(-z)^{\nu-1}}{\nu \nu!}, \quad f_1(z) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{(-z)^{\nu-1}}{\nu^2 \nu!}, \\ \sigma_{s,1} &= \frac{1}{C} \sigma_d(\xi), \quad \sigma_{DD}(\xi) = \frac{C-1}{C} \sigma_d(\xi). \end{aligned} \quad (5.22)$$

Полные сечения и другие характеристики протон-протонных взаимодействий для обеих моделей приведены в [151]. При низких и средних энергиях обе модели одинаково хорошо описывают экспериментальные данные, но при $\xi > 15$ их предсказания начинают существенно отличаться друг от друга.

При $\xi > 15$ сечения с фруассароном с набором параметров (5.21a) выходят на асимптотический режим $\sim \xi^2$ и становятся больше величин сечений, которые получены в теории с РКП, дающей на асимптотике рост $\sim \xi^{0,277}$.

Наклоны дифракционного конуса в теории с РКП растут как $\xi^{1,130}$ и значительно превышают величину наклонов, получаемых в теории с фруассароном, выходящих на асимптотический режим $\sim \xi^2$ только при $\xi > 20$.

При расчете сечений σ_{prod}^{p-air} [150,151,159] использовалось выражение (5.15), соответствующее гауссовскому распределению $\rho(r)$ [141] для ядер атомов воздуха ($\langle A \rangle = 14,4$). Учтывалась также поправка (5.2) на неупругое экранирование, а при анализе экспериментальных данных в космических лучах - поправка (5.6) на порог чувствительности установок.

На рис. 5.3 приведены кривые, описывающие σ_{prod}^{p-air} в двух рассматриваемых теориях. Экспериментальные данные взяты из работ [141,160-163]. Видно, что до $\xi \lesssim 25$ обе теории достаточно хорошо описывают существующий экспериментальный материал и практически совпадают в предсказаниях. Критический и надкритический (с набором параметров (5.21a)) помероны проходят по точкам ФИАН [141,160], по нижнему краю коридора FUJI, по середине коридора Akeno [163] и прямо через точку "Fly's Eye" [162].

Отметим одно интересное обстоятельство. На рис. 1 в работе [151] были представлены сечения σ_{tot}^{pp} для обеих моделей; там предсказания теории с фруассароном достигали и превышали соответствующие предсказания теории с РКП уже при $\xi > 16$. В случае же взаимодействия с ядрами атомов воздуха кривая, соответствующая фруассарону, лежит систематически ниже во всем интервале $15 < \xi < 22$. Это объясняется тем, что, хотя полные сечения во фруассароне при $\xi > 16$ лежат выше, наклоны $b(\xi)$ при этом лежат существенно ниже наклонов в РКП.

На рис. 5.4 и 5.5 приведены полные сечения pp -взаимодействия в теориях соответственно с критическим помероном и фруассароном (набор параметров (5.21a)). На этих же рисунках

представлены результаты выделения сечений pp из экспериментальных данных по взаимодействию протонов с ядрами атомов воздуха при космических энергиях. Эти данные были выделены следующим образом. Предполагалось, что наклоны $b(\xi)$ имеют именно те значения, которые дает теория. С использованием этих значений с помощью итерационной процедуры вычислялись соответствующие выражения (5.15), (5.2) величины полных сечений σ_{tot}^{pp} , обеспечивающих согласие с данными [161-163]. Кружками со стрелкой обозначены те значения выделенных точек, которые лежат выше унитарного предела для данной теории.

Из рисунков видно, что обе теории одинаково хорошо согласуются с этими выделенными данными. В то же время ясно, что результаты [161-163] требуют, вообще говоря, более быстрого роста наклонов конуса, чем тот, который могут дать обе теории. Более наглядно это демонстрируют рис. 5.6 и 5.7, где приведены теоретические кривые $b(\xi)$ в сравнении с экспериментальными данными, полученными указанным выше путем (с той лишь разницей, что в данном случае фиксировались теоретические значения $\sigma_{tot}^{pp}(\xi)$). Разумеется, извлеченные подобным образом экспериментальные значения носят условный характер, но являются весьма полезными для понимания общей тенденции роста наклонов. С этой точки зрения теория с РКП несколько лучше удовлетворяет требованиям экспериментов с космическими лучами. (К аналогичному выводу приводят и результаты [159] для сечений σ_{prod}^{p-air} в унитарном пределе для каждой из теорий).

Для более корректных заключений о преимуществах какого-либо из теоретических подходов необходимы, очевидно, существенно более точные экспериментальные данные о сечениях на ядрах при $\xi \gtrsim 15$, чем те, которыми мы располагаем в настоящее время.

5.5 Подписи к рисункам к разделу 5

Рис. 5.1 Зависимость величин σ_{prod}^{NA} и $\sigma_{prod}^{\pi A}$ от атомного номера ядра A при ускорительных энергиях. Экспериментальные данные из работы [139].

Рис. 5.2 Зависимость поправки $\Delta \sigma_{prod}^{pp}$ от атомного номера ядра A при $E_p = 300 \Gamma \Delta B$.

Рис. 5.3 Сечения σ_{prod}^{p-air} в теориях с критическим (сплошная кривая) и надкритическим померонами (верхняя штрихпунктирная кривая соответствует параметрам (5.21a), нижняя - (5.21)).

Рис. 5.4 Полное сечение pp -взаимодействия в теории с критическим помероном.

Рис. 5.5 Полное сечение pp -взаимодействия в теории с надкритическим помероном (набор параметров (5.21a)).

Рис. 5.6 Наклон дифракционного конуса pp -рассеяния в теории с критическим помероном.

Рис. 5.7 Наклон дифракционного конуса pp -рассеяния в теории с надкритическим помероном (набор параметров (5.21a)).

5.6 Рисунок к разрезу 5

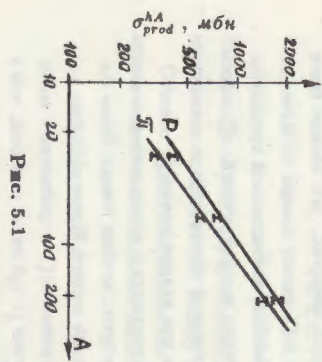


Рис. 5.1

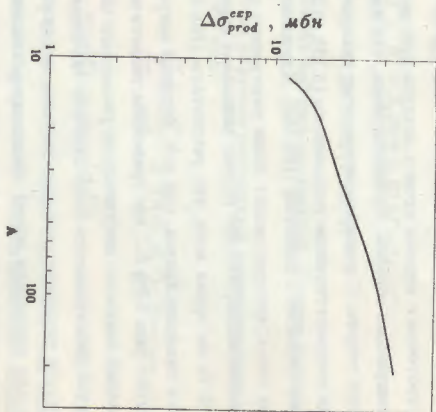


Рис. 5.2

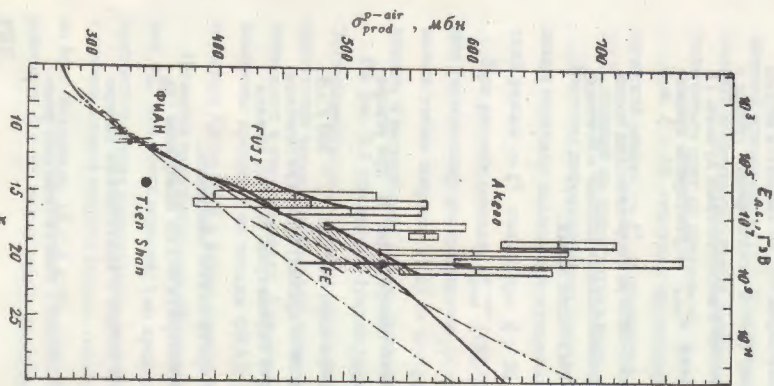


Рис. 5.3

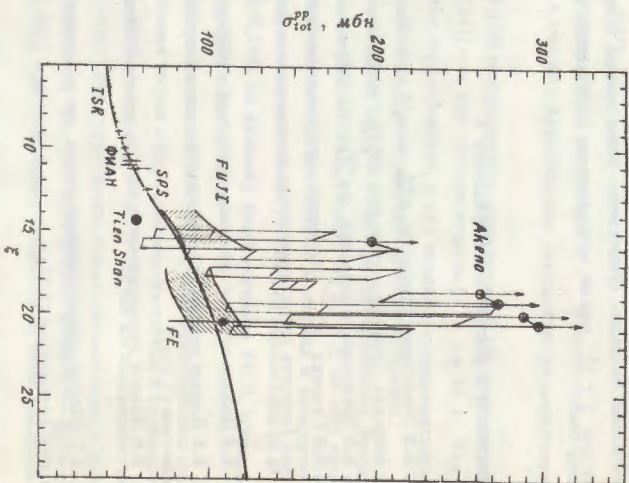


Рис. 5.4

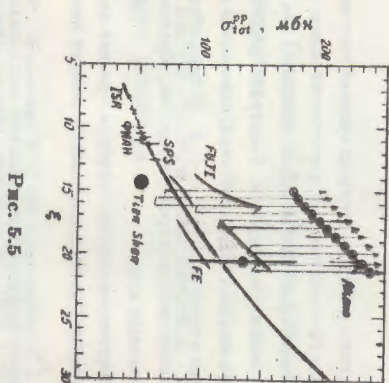


Рис. 5.5

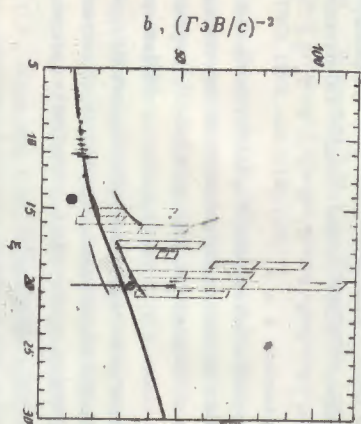


Рис. 5.6

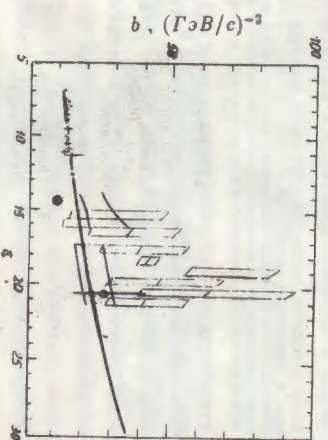


Рис. 5.7

6 Основные результаты

Приводим основные результаты работ, на которых основан настоящий доклад.

1. В нековариантном подходе Ватсона впервые дан строгий вывод выражений для дифференциальных сечений инклюзивных процессов на ядрах. Показано, что применяемые в рамках ТМР методы согласуются с условием унитарности S -матрицы рассеяния на ядре.

2. Предложена модель адрон-ядерных взаимодействий, основанная на гипотезе о промежуточных лидирующих состояниях в процессах $h_1 N \rightarrow h_2 X$. Модель объясняет экспериментально наблюдаемое поведение инклюзивных спектров в процессах, обусловленных фрагментацией лидирующих кластеров за пределами ядер.

3. Дано объяснение и количественное описание эффекта Кронина для лидирующих адронов - аномально быстрой A -зависимости дифференциальных сечений процессов $pA \rightarrow pX$ [4] и $\pi^- A \rightarrow \pi^- X$ [5] при больших p_{\perp} .

4. В рамках модели с промежуточными лидирующими состояниями развит метод расчета инклюзивных спектров на ядрах в области фрагментации при фиксированных поперечных импульсах регистрируемых адронов. Дано описание большого набора экспериментальных данных [2,3] по процессам $pA \rightarrow pX$, $\pi^+ A \rightarrow \pi^+ X$, $K^+ A \rightarrow K^+ X$, $pA \rightarrow \Lambda^0 X$, $pA \rightarrow K^+ X$, $\pi^+ A \rightarrow K^+ X$ при разных значениях x и p_{\perp} .

5. Показано, что доминирующим механизмом в процессах адророждения пионов $\pi^+ A \rightarrow \pi^- X$ и $pA \rightarrow \pi^{\pm} X$ в области фрагментации должно быть точечноподобное (в масштабах ядер) образование мезонов с их последующим взаимодействием с ядерными нуклонами. Дано описание экспериментальных данных [2] по таким процессам при фиксированных p_{\perp} .

6. Предложена модель образования чармония в адрон-ядерных соударениях, предполагающая пренебрежимую малость сечений рассеяния и поглощения $\delta\delta$ -состояний в ядерной среде. Предсказания модели для процессов $\pi^- A \rightarrow J/\psi X$ согласуются практически со всеми существующими экспериментальными данными [38-40].

7. Проведен учет промежуточных мезонных каналов в процессах $pA \rightarrow J/\psi X$ с предварительным выделением пионов и мезонных резонансов с малой длиной образования в pN -соударениях. Впервые дано описание экспериментальных данных [41] по отношениям $R_{A/N}(p_{\perp})$ для указанных процессов при разных значениях поперечного импульса чармония.

8. Дано количественное объяснение A -зависимости в процессах адророждения очарованных частиц. Показано, что существующие экспериментальные данные [114-120] могут быть описаны лишь в предположении больших длин образования частиц с "открытым чармом".

9. Проведен анализ поправок на неупругое экранирование и порог регистрации при описании экспериментальных данных по сечениям рождения σ_{prod}^{pA} в космических лучах. Представлен эффективный метод расчета парциальных коэффициентов неупругости $k_{h,A}^{h,A}$ в hA -взаимодействиях. Найденные значения для величин $\sigma_{prod}^{N(\pi)A}$ и $k_{p_0}^{N(\pi)A}$ при энергиях $0,5 \div 5$ ТэВ согласуются с данными, полученными на установке "Пион" ЕРФИ.

10. В моделях с критическим и надкритическим померонами определены сечения σ_{prod}^{p-air} при начальных энергиях до 10^{13} ГэВ с учетом поправок на неупругое экранирование и порог регистрации. Проведен сравнительный анализ предсказаний в рамках двух моделей

при описании существующих экспериментальных данных в космических лучах [160-163].

7 Благодарности

Автор глубоко благодарен С.Р. Геворкяну, Г.Р. Гулкяню и Ш.С. Еремяну за соавторство и многочисленные полезные обсуждения.

8 Приложение. Список работ соискателя, которые легли в основу настоящего доклада

В квадратных скобках указаны номера, соответствующие общему списку литературы.

- [101] Геворкян С.Р., Жамкочян В.М. Об A -зависимости в процессах рождения лептонных пар нуклонами высоких энергий. / ЯФ, 1979, т.29, с.990.
- [43] Авакян В.В., ..., Жамкочян В.М. и др. Определение сечения неупругого взаимодействия пионов и нуклонов с ядрами железа в интервале энергий 0,5 - 5,0 ТэВ. / ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.4(16), с.45.
- [137] Бадалян А.Р., Геворкян С.Р., Жамкочян В.М., Мамиджян Э.А. К вопросу об извлечении нуклон-нуклонных сечений из экспериментов на ядрах при сверхускорительных энергиях. / ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.39; Proc. XVIII ICRC, v.5, p.510. Bangalor, 1983.
- [149] Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. Реджеонная теория возмущений и критический реформгрупповой померон в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях. / ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.49.
- [121] Геворкян С.Р., Жамкочян В.М., Ходжамирян А.Ю. Об A -зависимости сечений рождения очарованных частиц при сверхвысоких энергиях. / ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.58.
- [147] Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. Адрон-адронные и адрон-ядерные взаимодействия при сверхвысоких энергиях в теории критического померона. / ЯФ, 1984, т.40, с.1016.
- [12] Gevorkyan S.R., Gulkanyan G.R., Kotzianian Ar.M., Zhamkochyan V.M. Inclusive spectra of hadrons in proton-nuclei collisions. / Preprint ЕФИ-797(24)-85.
- [13] Gevorkyan S.R., Gulkanyan G.R., Kotzianian, Ar.M., Zhamkochyan V.M. Inclusive spectra of hadrons in the collisions of π - and K -mesons with nuclei. / Preprint ЕФИ-843(70)-85.
- [45] Avakyan V.V., ..., Zhamkochyan V.M. Determination of the inelasticity partial coefficients of pions and protons in Iron in the energy range 0.5 - 5.0 TeV. / Nucl. Phys., 1985, v.B259, p.156.

10. [151] Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. О полных сечениях и наклонах прои сверхвысоких энергиях. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1986, вып.3(29), с.3; Proc. XIX ICRC, v.6. San-Diego, 1985.
11. [44] Авакян В.В., Геворкян С.Р., Жамкочян В.М. и др. Определение сечений неупругого взаимодействия нуклонов и пионов с ядрами углерода и свинца при энергиях 0,5 – 5,0 ТэВ. / Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.2084.
12. [150] Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. Адрон-ядерные сечения при сверхвысоких энергиях в моделях критического и надкритического померонов. / ЯФ, 1986, т.43, с.991.
13. [159] Авакян В.В., ... , Жамкочян В.М. и др. Определение σ_{prod}^{p-air} в эксперименте АНИ для интервала энергий протонов $10^3 - 10^5$ ТэВ. (Сотрудн. АНИ) / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1986, вып.3(29), с.57.
14. [128] Badalyan A.R., Balayan G.L., Gevorkyan S.R., Zhamkochyan V.M. On the production of charmed hadrons in nucleon-nucleus interactions. / Preprint ЕФИ-990(40)-87.
15. [65] Геворкян С.Р., Гулккян Г.Р., Жамкочян В.М., Коцинян Ар.М. Инклюзивные спектры адронов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1987, вып.2(33), с.80.
16. [132] Balayan G.L., Gevorkyan S.R., Zhamkochyan V.M. On the A-dependence of charmed hadron inclusive spectra in πA -collisions. / Preprint YERPHI-1142(19)-89.
17. [51] Жамкочян В.М. К выводу формул для инклюзивных спектров на ядрах в теории Глаубера-Ватсона. / ЯФ, 1989, т.49, с.249.
18. [29] Жамкочян В.М. Инклюзивные спектры лидирующих частиц на ядрах при больших поперечных импульсах. / ЯФ, 1990, т.52, с.1127.
19. [30] Жамкочян В.М. О спектрах лидирующих адронов в адрон-ядерных взаимодействиях. / ЯФ, 1991, т.53, с.289.
20. [96] Жамкочян В.М. Об адророждении чармония и очарованных адронов на ядрах при ускорительных энергиях. / ЯФ, 1992, т.55, с.543.
21. [31] Zhamkochyan V.M. Leading hadron inclusive spectra in hadron-nucleus interactions. / Z. Phys. C., 1993, v.58, p.435.
22. [97] Zhamkochyan V.M. On the A-dependence in charmonium hadroproduction on nuclei. / Z. Phys. C., 1993, v.60, p.557.
23. [75] Жамкочян В.М. Процессы адророждения на ядрах в модели с промежуточными лидирующими состояниями. / ЯФ, 1995, т.58, с.1338
24. [87] Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. Спектры пионов в области фрагментации в pA -взаимодействиях. / Препринт ЕФИ-1437(7)-95; ЯФ, в печати.
25. [104] Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. Промежуточные мезонные каналы в процессах рождения $c\bar{c}$ -состояний в протон-ядерных соударениях. / Препринт ЕФИ-1438(8)-95; ЯФ, в печати.

Литература

1. Brenner A.E. et al. / FERMILAB-conf-80/47-EXP
2. Barton D.S. et al. / Rhys. Rev., 1983, v.D27, p.2580
3. Skubic P. et al. / Rhys. Rev., 1978, v.D18, p.3115
4. Antreasyan D. et al. / Rhys. Rev., 1979, v.D19, p.764
5. Frisch H.I. et al. / Rhys. Rev., 1983, v.D27, p.1001
6. Glauber R.J. / High Energy Physics and Nuclear Structure. N.Y.: Plenum Press, 1970
7. Глаубер Р. / УФН, 1971, т.103, с.641
8. Wong C.Y. / Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.1393
9. Hwa R.C. / Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.492
10. Csernai L.P., Kapusta J.I. / Rhys. Rev., 1984, v.D29, p.2664
11. Hüfner J., Klar A. / Phys. Lett., 1984, v.145B, p.167
12. Gevorkyan S.R., Gulakanyan G.R., Kotzinian Ar.M., Zhamkochyan V.M. / Preprint ЕФИ-797(24)-85
13. Gevorkyan S.R., Gulakanyan G.R., Kotzinian Ar.M., Zhamkochyan V.M. / Preprint ЕФИ-843(70)-85
14. Daté S., Gyulassy M., Sumiyoshi H. / Rhys. Rev., 1985, v.D32, p.619
15. Hwa R.C., Zahir M.S. / Rhys. Rev., 1985, v.D31, p.499
16. Capella A. et al. / Phys. Lett., 1988, v.206B, p.354
17. Gerschel C., Hüfner J. / Phys. Lett., 1988, v.207B, p.253
18. Blaisot J.-P., Ollitrault J.-Y. / Phys. Lett., 1989, v.217B, p.386
19. Vogt R., Brodsky S.J., Hoyer P. / Nucl. Phys., 1991, v.B360, p.67
20. Blaschke D., Hüfner J. / Phys. Lett., 1992, v.281B, p.364
21. Kopelovich B.Z., Niedermayer F. / Preprint JINR E2-84-834, 1984
22. Ito A.S. et al. / Rhys. Rev., 1981, v.D23, p.604
23. Falciano D.M. et al. / CERN-EP/81-52, 1981
24. Alde D.M. et al. / Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.2479
25. Watson K.M. / Phys. Rev., 1957, v.105, p.1388
26. Голдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М.: Мир, 1967
27. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. / ЯФ, 1977, т.25, с.666
28. Алавердян Г.Б., Пак А.С., Тарасов А.В., Цэрэн Ч. / ЯФ, 1980, т.31, с.776
29. Жамкочян В.М. / ЯФ, 1990, т.52, с.1127
30. Жамкочян В.М. / ЯФ, 1991, т.53, с.289
31. Zhamkochyan V.M. / Z. Phys. C., 1993, v.58, p.435

32. Blankenbecler R. et al. / *Rhys. Rev.*, 1975, v.D12, p.3469
33. Gunion I.F. / *Phys. Lett.*, 1979, v.88B, p.150
34. Kaidalov A.B. / *Phys. Lett.*, 1982, v.106B, p.459
35. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. / *ЯФ*, 1984, т.39, с.1545
36. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. / *ЯФ*, 1984, т.40, с.211
37. Абрамовский В.А., Грибов В.Н., Канцелян О.В. / *ЯФ*, 1973, т.18, с.595
38. Badier J. et al. (NA3 Collab.) / *Z. Phys. C*, 1983, v.20, p.101
39. Katsanevas S. et al. / *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.60, p.2161
40. Kartik S. et al. / *Rhys. Rev.*, 1990, v.D41, p.1
41. Alde D.M. et al. / *Phys. Rev. Lett.*, 1991, v.66, p.133
42. Никольский С.И. / *УФН*, 1981, т.135, с.545
43. Авакян В.З., Жамкочян В.М. и др. / *ВАНТ, сер.ТФЭ*, 1983, вып.4(16), с.45
44. Авакян В.З., Геворкян С.Р., Жамкочян В.М. и др. / *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т.50, с.2084
45. Avakyan V.Z., Zhankochyan V.M. / *Nucl. Phys.*, 1985, v.B259, p.156
46. White A.R. / *AIP Conf. Proc.* N85, p.363. New York, 1982
47. White A.R. / *FERMILAB-Conf-82/16-TNY*
48. Cardy J.L. / *Nucl. Phys.*, 1974, v.B75, p.413
49. Волковичей Н.Э., Лалинус А.М., Янсия В.И., Тер-Мартirosян К.А. / *ЯФ*, 1976, т.24, с.1237
50. Murthy P.V. et al. / *Nucl. Phys.*, 1975, v.B92, p.269
51. Жамкочян В.М. / *ЯФ*, 1989, т.49, с.249
52. Bertocchi L. / *Nuovo Cim.*, 1972, v.11A, p.45
53. Геворкян С.Р., Тарасов А.В., Цэрн Ч. / *Препринт ОИЯИ P2-5604*, 1971
54. Геворкян С.Р., Займидорога О.А., Тарасов А.В. / *Препринт ОИЯИ P2-6581*, 1972
55. Никитин Ю.Л., Розенталь И.Л. *Ядерная физика высоких энергий*. М.: Атомиздат, 1980
56. Glauber R.J., Kobaed-Hansen O., Margolis B. / *Nucl. Phys.*, 1971, v.B30, p.220
57. Kobaed-Hansen O. / *Nucl. Phys.*, 1972, v.B39, p.61
58. Kobaed-Hansen O. / *Nucl. Phys.*, 1973, v.B54, p.42
59. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужикский В.В. / *Препринт ОИЯИ P2-7875*, 1974
60. Тарасов А.В., Цэрн Ч. / *ЯФ*, 1970, т.12, с.978
61. Жамкочян В.М. / *Препринт ЕАН-300(25)-78*, 1978
62. Грибов В.Н. / *ЖУТФ*, 1969, т.56, с.892
63. Грибов В.Н. / *ЖУТФ*, 1969, т.57, с.1306

64. Cronin G.W. et al. / *Rhys. Rev.*, 1975, v.D11, p.3105
65. Геворкян С.Р., Гулканян Г.Р., Жамкочян В.М., Коцинян Ар.М. / *ВАНТ, сер.ТФЭ*, 1987, вып.2(33), с.80
66. Van-Hove L., Pokorski S. / *Nucl. Phys.*, 1975, v.B86, p.243
67. Van-Hove L. / *Preprint TH-2628. CERN*, 1979
68. Brenner A.E. et al. / *Rhys. Rev.*, 1982, v.D26, p.1497
69. Мурзин И.С., Сарычева Л.И. *Взаимодействие адронов высоких энергий*. М.: Наука, 1983
70. Collins P.D.V., Martin A.D. / *Rep. Prog. Phys.*, 1982, v.45, p.335
71. Коваль Л.Н., Матвеев С.Г. / *ЯФ*, 1974, т.19, с.380
72. Коваль Л.Н., Матвеев С.Г. / *ЯФ*, 1976, т.23, с.897
73. Goulianos K. / *Phys. Rep.*, 1983, v.101, p.171
74. Bertin A. et al. / *Phys. Lett.*, 1972, v.42B, p.493
75. Жамкочян В.М. / *ЯФ*, 1995, т.58, с.1338
76. Noda H., Tashiro T. / *Z. Phys. C*, 1989, v.45, p.85
77. Bailey R. et al. / *Z. Phys. C*, 1985, v.29, p.1
78. Анисович В.В., Кобринский М.Н., Шабельский Ю.М. / *ЯФ*, 1983, т.38, с.763
79. Анисович В.В. и др. / *УФН*, 1984, т.144, с.553
80. Anisovich V.V., Kobrinsky M.N., Nyiri Y., Shabelski Yu.M. / *Z. Phys. C*, 1985, v.27, p.87
81. Werner K., Hüfner J., Kutshera M., Nachtmann O. / *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v.57, p.1684
82. Werner K., Hüfner J., Kutshera M., Nachtmann O. / *Z. Phys. C*, 1987, v.37, p.57
83. Werner K., Kutshera M. / *Phys. Lett.*, 1987, v.103B, p.385
84. Браун М.А. / *ЯФ*, 1985, т.42, с.249
85. Kam-Biu Luk. / *FERMILAB-Conf-89/40*
86. Pondrom L.G. / *Phys. Rep.*, 1985, v.122, p.57
87. Еремьян Ш.С., Жамкочян В.М. / *Препринт ЕФН-1437(7)-95; ЯФ*, в печати
88. Шабельский Ю.М. / *ЯФ*, 1986, т.44, с.186
89. Aguilar-Benitez M. et al. / *CERN-PPE/91-21*
90. Atayan M.R. et al. (EHC/NA22 Collab.) / *Z. Phys. C*, 1992, v.54, p.247
91. Bussiere A. et al. (NA38 Collab.) / *Z. Phys. C*, 1988, v.38, p.117
92. Brodsky S.J. / *SLAC-PUB-4018(T/E)*, 1986
93. Brodsky S.J., Hoyer P. / *Phys. Rev. Lett.*, 1988, v.63, p.1566
94. Brodsky S.J., Mueller A.H. / *Phys. Lett.*, 1988, v.206B, p.685
95. Brodsky S.J. / *SLAC-PUB-4551(T/E)*, 1988

96. Жамкочян В.М. / ЯФ, 1992, т.55, с.543
97. Zhamkochyan V.M. / Z. Phys. C., 1993, v.60, p.557
98. Combridge B.L. et al. / Nucl. Phys., 1979, v.B151, p.4299
99. Collins J.C. et al. / Nucl. Phys., 1986, v.B203, p.37
100. Ellis R.K. et al. / FERMILAB-Conf-87-105T
101. Геворкян С.Р., Жамкочян В.М. / ЯФ, 1979, т.29, с.990
102. Branson J.G. et al. / Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.1334
103. Binkley M. et al. / Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.574
104. Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. / Препринт ЕФН-1438(8)-95; ЯФ, в печати
105. Review of Particles Properties. / Phys. Rev., 1994, v.D50, N3
106. Шабельский Ю.М. / ЯФ, 1989, т.49, с.1081
107. Arakelyan G.G. et al. / Z. Phys. C., 1994, v.63, p.137
108. Schouten M. et al. / Z. Phys. C., 1981, v.9, p.93
109. Suzuki A. et al. / Lett. Nuovo Cim., 1979, v.24, p.449
110. Кошлов Г.И. Основы кинематики резонансов. М.: Наука, 1970
111. Abramov V. et al. / FERMILAB-Pub-91/62-E
112. Alde D.M. et al. / Phys. Rev. Lett., 1991, v.66, p.2285
113. Stroykowski R. et al. / Phys. Rep., 1981, v.71, p.1
114. Kasha H. et al. / Phys. Rev. Lett., 1976, v.36, p.1007
115. Merrit K.W.B. et al. / AIP Conf. Proc. №5, p.138. New York, 1978
116. Ritchie J.L. et al. / Phys. Rev. Lett., 1980, v.44, p.230
117. Алекс А.Н. и др. (Сотрудн. БИС-2) / Препринт ОИЯИ Д1-86-422, 1986
118. Duffy M.E. et al. / Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.1816
119. Cobbaert H. et al. (WA78 Collab.) / Phys. Lett., 1987, v.191B, p.456
120. Cobbaert H. et al. (WA78 Collab.) / Phys. Lett., 1988, v.206B, p.546
121. Геворкян С.Р., Жамкочян В.М., Ходжамирян А.Ю. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.58
122. Badalyan A.R., Zhamkochyan V.M. / Preprint ЕФН-755(70)-84
123. Ходжамирян А.Ю. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1982, вып.3(12), с.14
124. Basile M. et al. / CERN-EP/81-22
125. Basile M. et al. / CERN-EP/81-126
126. Khodjamiyan A.Yu., Oganesian A.G. / Preprint EPI-652(42)-83
127. Балалян Г.Л., Оганесян А.Г., Ходжамирян А.Ю. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.42

128. Zhamkochyan V.M. / Preprint ЕФН-990(40)-87
129. Kaidalov A.B., Piskunova O.L. / Preprint ИТЕР-157, 1985
130. Zhamkochyan V.M. / Preprint ЕФН-869(20)-86
131. Weilhammer P. / CERN-EP/88-08
132. Balayan G.L., Gevorkyan S.R., Zhamkochyan V.M. / Preprint YERPNI-1142(19)-89
133. Alevy A.N. et al. (BIS-2 Collab.) / Z. Phys. C., 1984, v.23, p.333
134. Aguilar-Benitez M. et al. (LEBC-ENC Collab.) / Phys. Lett., 1984, v.135B, p.237
135. Aguilar-Benitez M. et al. (LEBC-ENC Collab.) / Z. Phys. C., 1986, v.31, p.491
136. Aguilar-Benitez M. et al. (LEBC-ENC Collab.) / Phys. Lett., 1987, v.169B, p.106
137. Балалян А.Р., Геворкян С.Р., Жамкочян В.М., Мамиджаныян Э.А. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.39
138. Roberts I.J. et al. / Nucl. Phys., 1979, v.B159, p.56
139. Carroll A.S. et al. / Phys. Lett., 1979, v.80B, p.319
140. Gaisser T.K., Halsen F. / Proc. XIV ICRC, v.12, p.4293. Muenchen, 1975
141. Нам Р.А. и др. / ЯФ, 1977, т.26, с.1038
142. Николаев Н.Н. и др. / ЖЭТФ, 1981, вып.3(9), с.814
143. Badalyan A.R., Gevorkyan S.R., Mamidjanyan E.A., Zhamkochyan V.M. / Proc. XVIII ICRC, v.5, p.510. Bangalor, 1983
144. Giacconelli G. / Phys. Rep., 1976, v.23, p.123
145. Авакян В.В., Геворкян С.Р., Жамкочян В.М. и др. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.4(16), с.56
146. Gevorkyan S.R., Gulkanyan G.R., Vartanyan V.A. / Acta Phys. Pol., 1982, v.B13, p.459
147. Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. / ЯФ, 1984, т.40, с.1016
148. Шабельский Ю.М. / Препринт ЛИЯФ N1224, 1986
149. Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.5(17), с.19
150. Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. / ЯФ, 1986, т.43, с.991
151. Еремян Ш.С., Жамкочян В.М. / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1986, вып.3(29), с.3; Proc. XIX ICRC, v.6. San-Diego, 1985
152. Еремян Ш.С., Назарян А.Э. / ЯФ, 1983, т.37, с.727
153. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosyan К.А. / ЯФ, 1981, т.39, с.1545
154. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosyan К.А. / ЯФ, 1981, т.40, с.211
155. Тер-Мартirosyan К.А. / Phys. Lett., 1973, v.41B, p.337
156. Еремян Ш.С. / Препринт ЕФН-694(9)-84
157. Еремян Ш.С., Назарян А.Э. / Препринт ЕФН-752(67)-84
158. Еремян Ш.С., Назарян А.Э. / ЯФ, 1978, т.28, с.1108

159. Авакян В.В. ... , Жамкочян В.М. и др. (Сотрудн. АНИ) / ВАНИТ, сер.ТФЭ, 1986, вып.3(29), с.57
160. Нам Р.А. и др. Космические лучи и ядерные взаимодействия высокой энергии. (Тр. ФИАН СССР), т.109. М.: Наука, 1977
161. Rao M.V.S., Subramanian A. / CERN Courier, 1984, v.24, N2, p.58
162. Baltusaitis R.M. et al. / Phys. Rev. Lett., 1984, v.52, p.1380
163. Naga T. et al. / Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.2058

ՎՍԺԱՄԿՈՉՅԱՆ

ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ ՀԱՂՐՈՆՆԵՐԻ ԲԱԶՄԱԿԻ ՓՈՆԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ԲԱՐՃՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՋՈՒՄ

Յեզ. գիտական զեկուցման տեսքով,
Ֆիզիկա-մաթեմատիկական դոկտորի հայցով

Հետևողական մոտեցման շրջանակներում, որը հաշվի է առնում հաղրոնային սիստեմների բազմակի փոխազդեցությունները միջուկային միջավայրում, առաջարկվում են կոնկրետ տեսական մոդելներ՝ ինկլյուզիվ պրոցեսների $h_1 A \rightarrow h_2 X$ նկարագրման համար: Ստացված է համաձայնության մեծ քանակությամբ **FNAL** փորձարարական ցուցմունքների հետ տարբեր կիսեմատիկ շրջաններում՝ վերջնական h_2 հաղրոնների համար:

Առանձին դիտարկված են հաղրոնածնման պրոցեսները չարմոնումի և 'բաց չարմ'-ով մասնիկների միջուկների վրա: Առաջին անգամ տրված է մի շարք էֆեկտների նկարագրությունը, որը իր նմանակը չունի այտերևատիվ մոդելների մեջ:

Կոսմիկական ճառագայթների էներգիայի շրջանում անց է կացվել յուրահատուկ շտկումների հետազոտության և տրված է մանրամասն անալիզ սովորական n_2 ձիգ կտրվածքների միջուկների վրա, սկզբնային մինչև 10^{13} ՉԷՎ հաղրոնների էներգիաների դեպքում: Գոյություն ունեցող փորձարարական ցուցմունքների հետ համեմատությունը ցույց է տալիս կաշվարկների և օգտագործված տեսական մեթոդների ճշտությունը:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան-1995

