

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Фундаментальная школа по теории ядерной физики, Сессия 6
«Некоторые вопросы экспериментальных
исследований в области физики высоких энергий»

Ю. П. НИКИТИН

ЯДЕРНЫЕ МИШЕНИ КАК ИСТОЧНИК
ИНФОРМАЦИИ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

(Конспекты лекций)

МОСКВА — 1975

539.1
В 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теор. ядер физики Сессия 6
НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ю.П.Никитин

ЯДЕРНЫЕ МИШЕНИ КАК ИСТОЧНИК ИНФОРМАЦИИ
ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

(Конспекты лекций)



Москва - 1975

ЯДЕРНЫЕ МИШЕНИ КАК ИСТОЧНИК ИНФОРМАЦИИ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Ю.П. НИКИТИН

ВВЕДЕНИЕ

Эта лекция посвящена теоретическому обзору специальных физических процессов взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях (в области малых передач импульсов), когда из данных опыта могут быть извлечены важные сведения об элементарных актах взаимодействия адронов с адронами и адронов с фотонами, которые либо не могут быть получены прямым наблюдением элементарного акта, либо такое наблюдение затруднено по физическим или экспериментальным причинам. Приведем ряд примеров, иллюстрирующих сказанное выше. В процессах когерентного рождения адронов на ядрах образуются адроны или группы адронов с внутренними квантовыми числами, совпадающими с квантовыми числами налетающего пучка, кроме спина и четности /1/. Если образовавшееся адронное состояние живет достаточно долго, то становится возможным исследовать не только его распадные свойства (каналы распада, время жизни), но и получить сведения о взаимодействии этого объекта с ядерными нуклонами /2/. Классическим примером

подобного рода является процесс фоторождения векторных мезонов на ядрах, в котором измеряется сечение взаимодействия векторных мезонов с нуклонами /3/. Другим, тоже классическим, примером использования ядерных мишеней для исследования элементарного акта является измерение времени жизни π^0 -мезона /4/ и γ -мезона /5/ при распаде на 2γ посредством изучения процесса фоторождения π^0 или γ в электромагнитном поле ядра в области малых передач квадрата $4q^2$.

Следует подчеркнуть, что ядерная мишень представляет в распоряжение исследователей уникальнейшую возможность проследить развитие процесса взаимодействия во времени. Дело в том, что изучая элементарный акт столкновения адрона или других частиц со свободным протоном, мы наблюдаем на опыте, по существу, асимптотические состояния вторичных частиц. В случае столкновения с ядром как первичные, так и вторичные частицы имеют возможность провзаимодействовать с нуклонами ядра, в принципе, несколько раз. Если время свободного пробега частицы h в ядре меньше, чем характерное время hN соударения, то асимптотическое состояние еще не успевает сформироваться, и мы видим в конечном состоянии адроны, динамика формирования которых иная, чем в элементарном hN соударении. Ядро, таким образом, можно уподобить очень плотной водородной

пузырьковой камере, в которой можно "проследить" сразу целый ряд последовательных взаимодействий адронов с нуклонами, т.е. развитие процесса во времени. Поскольку время адрон-адронных или фотон-адронных взаимодействий существенно меньше, чем характерные времена чисто внутренних явлений, то внутренняя динамика ядра, как правило, не играет существенной роли при интерпретации адрон-ядерных столкновений при высоких энергиях. К сожалению, теоретический анализ адрон-ядерного процесса пока еще несовершенен.

В данной лекции основное внимание уделено процессам когерентного образования адронов на ядрах. Наша цель - выяснить какие физические механизмы обуславливают эти процессы и какие сведения об элементарных актах могут быть извлечены из соответствующих опытов. Проведение подробного анализа экспериментальной ситуации не входит в нашу задачу, да и было бы вряд-ли возможным в такой короткой лекции. Экспериментальные результаты, приводящиеся в лекции, служат в качестве иллюстрации обсуждаемых эффектов.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЯДРАМИ

При столкновении адрона или фотона высокой энергии с ядром могут произойти самые разнообразные процессы:

упругое рассеяние, превращение налетающей частицы в частицу другого сорта или в группу частиц, возбуждение или развал ядра и т.д. Как правило, постановка опытов на ядерных мишенях такова, что часто бывает затруднительно уверенно сказать, какой процесс осуществился, какие частицы следует отнести к родившимся на периферии ядра или вне его, а какие являются продуктами сложного внутриядерного каскада взаимодействий. Чтобы как-то различать возможные экспериментальные ситуации проведем некоторую условную классификацию процессов типа



где " α " - налетающий адрон или фотон; " β " - группа релятивистских адронов; A' - остаточное ядро или продукты его развала. Хотя строгие критерии отбора событий отсутствуют, принято относить ультрарелятивистские в горичные частицы " β " к продуктам фрагментации налетающей частицы " α ". Относительно состояния A' интерпретация часто еще более неопределенна. На практике встречаются следующие случаи :

1) информация о состоянии A' полностью отсутствует;

2) наблюдается один или несколько нерелятивистских протонов ;

3) известно, что A' - возбужденное состояние ядра

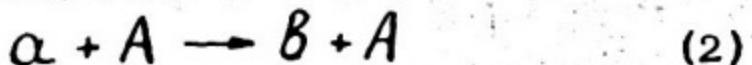
4) известно, или предполагается, что ядро A осталось в основном состоянии.

Очевидно, что в зависимости от характера информации об A' в каждом конкретном эксперименте можно получить лишь какие-то весьма специфические для данной постановки опыта результаты. При этом важно иметь как можно более подробные сведения о системе " B ", частицы которой могут в конкретных случаях детектироваться как эксклюзивным, так и инклюзивным образом.

КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРАХ.

УСЛОВИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ

К когерентным процессам образования адронов на ядрах относятся такие процессы, когда известно или можно доказать косвенным способом, что ядро в результате взаимодействия остается в основном состоянии. Рассмотрим сначала условия, при которых возможно осуществление процесса когерентного образования /9-11/ или, иначе, процесс дифракционного рождения :



По своей сути когерентность процесса означает, что ядро действует как единое целое, не изменяя своего состояния и воспринимая в процессе взаимодействия (2) лишь импульс отдачи. Условия для когерентности процесса выполняются, когда характерные расстояния, на которых осуществляется процесс (2), превышают по порядку величины размеры ядра.

На языке квантовой механики это означает, что изменение фазы волновой функции конечного состояния β по сравнению с фазой волновой функции начального состояния α не должно превышать π на диаметре ядра. То есть

$$2Rq_{\parallel} \leq \pi, \quad 2Rq_{\perp} \leq \pi \quad (3)$$

где R — радиус ядра; q_{\parallel}, q_{\perp} — продольный и поперечный импульсы, переданные ядру в процессе (2) в направлениях вдоль и перпендикулярно падающему пучку.

Критерии (3) основаны на общих принципах волновой механики и не учитывают конкретного строения ядра-мишени. Поэтому они могут служить лишь для ориентировочной оценки области передач импульсов ядру, где когерентный механизм должен доминировать. Оценим теперь численно область передач импульсов, характерную для когерентных процессов. Поскольку $R \approx 1,12 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см} \approx 5,6 \text{ Гэв}^{-1} A^{1/3}$ (A — число нуклонов в ядре), то:

$$q_{\perp \parallel} \leq \frac{\pi}{2R} \sim 0,28 A^{-1/3} \text{ Гэв} \quad (4)$$

Для ядра Ne область, где возможно наблюдение когерентных процессов, составляет $q_{\perp \parallel} \leq 0,1 \text{ Гэв}$. Оценку для передач импульсов при которых следует ожидать, что ядро остается в основном состоянии, можно выполнить и другим способом. Известно /12/, что матричные элементы переходов между уровнями сферического ядра заметно отличны от нуля, если разность энергий уровней:

$$\Delta E \sim \mathcal{E}_F / A^{1/3} \quad (5)$$

где \mathcal{E}_F - энергия Ферми.

Энергия, переданная нуклону ядра при столкновении $q_0 = |\vec{q}|^2 / 2M$, где $|\vec{q}|^2$ - квадрат передачи 4-импульса. Если $q_0 \leq \Delta E$, то возбуждение невозможно. Отсюда следует оценка :

$$\sqrt{|\vec{q}|^2} \sim |\vec{q}| \leq \sqrt{2M\mathcal{E}_F} / A^{1/6} \quad (6)$$

Поскольку $\mathcal{E}_F \sim 30-40$ Мэв, то нетрудно убедиться, что условие (6) не противоречит условию (4) и является менее жестким.

КИНЕМАТИКА КОГЕРЕНТНОГО ПРОЦЕССА

Рассмотрим теперь кинематику когерентного процесса (2). Квадрат передачи 4-импульса можно выразить двумя способами :

$$q^2 = (P_a - P_B)^2 \quad \text{или} \quad q^2 = (P_A - P'_A)^2 \quad (7)$$

где P_a, P_B, P_A, P'_A - импульсы частиц "a" и "B"

и начального и конечного ядра. Из (7) следует, что

$$q^2 = 2M_A^2 - 2M_A E'_A$$

E'_A - полная энергия ядра отдачи, $T = E'_A - M_A = -q^2 / 2M_A$

- его кинетическая энергия. Энергия, переданная ядру

$$T = E / 2M_A \ll |\vec{q}| (t = -q^2), \text{ т.е. весьма мала по сравнению}$$

с передачей импульса, поэтому инвариант $t = -q^2$). Оценим импульс, переданный ядру в продольном направлении в Λ .

системе :

$$q_{\parallel} = P_a - P_b \cos \theta_B \approx \frac{m_B^2}{2E_B} - \frac{m_a^2}{2E_a} + \frac{q_1^2}{2E_B}$$

В условиях когерентного процесса ($E_B \approx E_a$) $q_{\parallel} \rightarrow 0$ с ростом энергии ($E_a \rightarrow \infty$) и практически всегда мало по сравнению с q_1 . Однако, при исследовании зависимости сечения когерентного процесса от энергии в области не слишком высоких энергий, отличие q_{\parallel} от нуля может оказаться существенным (см. ниже).

Если мы имеем дело с процессом упругого рассеяния ($m_a = m_B$), то минимальное значение $t_{min} = 0$. Для процесса дифракционного образования одной ($m_B \neq m_a$) или нескольких частиц $t_{min} \neq 0$. Величина t_{min} весьма важна для оценки области эффективных масс системы $\cdot \beta \cdot$, которые могут образоваться за счет когерентного механизма. Вычислим t_{min} , используя формулу

$$t = 2(P_a P_B) - m_a^2 - m_B^2 = 2E_a E_B - 2P \cos \theta_B - m_a^2 m_B^2$$

Очевидно, что минимальное возможное t достигается при рождении системы $\cdot \beta \cdot$ под нулевым углом ($\cos \theta_B = 1$), тогда в ультрарелятивистском случае, когда $E_a \gg m_a$.

$E_B \gg m_B$, имеем :

$$\sqrt{t_{min}} \approx \frac{m_B^2 - m_a^2}{2E_a} \quad (8)$$

где E_a - энергия налетающей частицы в α системе;
 m_β - эффективная масса системы β .

Для определения энергий в области масс m_β , где возможен когерентный процесс, необходимо потребовать, чтобы

$$t_{\min} \leq 1/R \quad (9)$$

в соответствии с соотношением (4). Таким образом, область эффективных масс, исследуемых в когерентном процессе, ограничена неравенством

$$m_\beta^2 \leq 2E_a R^{-1} + m_a^2 \quad (10)$$

С другой стороны, чтобы исследовать область масс вплоть до m_β , необходимы энергии

$$E_a \geq (m_\beta^2 - m_a^2)R/2 \quad (11)$$

Для исследования когерентных процессов в области эффективных масс $m_\beta \leq 2$ Гэв на ядре C^{12} , например, нужно иметь пучок адронов с энергией $E_a \sim (20-25)$ Гэв.

Отметим в заключение этого раздела еще одну практическую характеристику когерентного процесса. Система β должна рождаться в конусе углов ($P_\beta \sim P_a$)

$$\Theta_\beta \leq \frac{q_1}{P_\beta} \sim \frac{1}{P_a R} \quad (12)$$

Ограничение (12) может показаться слишком жестким, однако, следует помнить, что оно относится к направлению вектора импульса системы β , как целого. Продукты распада системы β образуются в существенно более широком конусе углов в соответствии с кинематикой коге-

рентного случая.

КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА ОБМЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Одной из основных особенностей процесса дифракционно-го (когерентного) рождения адронов на ядрах является существование в данном случае достаточно строгих правил отбора по квантовым числам конечной системы "6" и виртуальных состояний, за счет обмена которыми осуществляется процесс /1, 13, 14/. Начнем с квантовых чисел обменных состояний. Очевидно, что для того, чтобы ядро осталось в основном состоянии достаточно обменяться квантовыми числами, вакуума, т.е. состоянием с положительной четностью и нулевыми значениями заряда, странности и барионного числа. Таким состоянием является вакуумный полюс Редже, который принято называть Померанчуконом. Обмен померанчу-коном не исчерпывает возможные квантовые числа обмени-ваемых состояний 6 когерентном ядерном процессе. Ядро не обладает определенной G -четностью, поэтому можно обменяться состоянием не только с положительной G -чет-ностью (померанчукон), но и состоянием с отрицательной G -четностью /11/.

Поскольку мы рассматриваем когерентные процессы, то можно считать, что ядро обладает нулевым спином и изо-спином (процессы с переворотом спина и изменением изото-

пического состояния ядра будут некогерентными). В $t =$
 начале процесса (2) тогда мы имеем нейтральную систему,
 состоящую из частицы и античастицы с нулевыми спинами
 и изоспинами. Волновая функция такой системы должна быть
 симметрична относительно перестановки пространственных
 координат и зарядов. Перестановка пространственных коор-
 динат изменяет волновую функцию на множитель $(-1)^l$,
 где l — орбитальный момент системы. При перестановке
 зарядов мы должны вернуться к исходной волновой функции,
 т.е. операция C — сопряжения приводит также к появле-
 нию множителя $(-1)^l$. Поскольку изоспины частиц рас-
 сматриваемой системы равны нулю, операция C — сопря-
 жения совпадает с G — сопряжением. Поэтому G — чет-
 ность системы $G = (-1)^l$ и совпадает по знаку с P —
 четностью системы. Следовательно, в процессах когерент-
 ной генерации возможен обмен состояниями с $G = -1$,
 $P = -1$ инулевым изоспином, зарядом, странностью и ба-
 рионным числом. Таким состоянием является, например,
 ω — реджеон.

Таким образом, механизм когерентного процесса может
 быть связан с обменом состояниями с квантовыми числами
 вакуума или ω — мезона. Спин обменного состояния ничем
 не фиксируется, как и спин реджеона.

Поскольку теория комплексных моментов дает весьма

обнадеживающие результаты при описании адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях, то и при описании когерентных процессов на ядрах уместно пользоваться ее достижениями. Очевидно также, что когерентные процессы на ядрах могут быть использованы для проверки основных положений реджистрик и, в частности, для проверки предсказаний о поведении сечений различных когерентных процессов с ростом энергии.

ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ ДИФРАКЦИОННОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Согласно общей концепции теории комплексных моментов сечения всех процессов, идущих за счет обмена померанчуконом, должны "выживать" с ростом энергии подобно процессам упругого рассеяния. Возможно лишь слабое, логарифмическое убывание этих процессов с энергией за счет сужения дифракционного конуса. Однако, для дифракционных процессов на ядрах эффект сужения должен проявляться только при очень высоких энергиях. Поясним это утверждение простым расчетом. Зависимость дифференциального сечения от передачи импульса должна определяться ядерным формфактором, который характеризует плотность распределения ядерной материи. Примем, что формфактор ядра в дифракционных процессах такой же, как следует из опытов по элект-

рон-ядерному рассеянию и выберем для него экспоненциальную форму по квадрату передачи $\frac{4}{3}$ импульса t , т.е. $F(t) = \exp(-B^{\frac{t}{2}})$, где $t > 0$, $B = R^2/3$ так, что при малых $t/(tR^2 \ll 1)$ для форм-фактора получается стандартное разложение $F(t) \approx 1 - R^2/6$, R - среднеквадратичный радиус ядра. Тогда дифференциальное сечение дифракционного процесса можно представить как:

$$\frac{d\sigma_D}{dt} \approx C F^2(t) \left(E_a / E_0 \right)^{2dp(t)-2} \quad (14)$$

где $C = \text{const}$, $E_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$, $d_p(t)$ - траектория вакуумного полюса; $d_p(t) \approx 1 - d'_p(0)t$, $d'_p(0) \approx 0.4$. Выражение (14) легко проинтегрировать по t , распространив верхний предел до бесконечности ввиду быстрого убывания выражения (14) по t . Окончательно находим ответ для полного сечения дифракционной генерации через сбмен померанчуко-ном

$$\sigma_D \approx \frac{C \exp \left[- \left(B + 2d'_p(0) \ln \frac{E_a}{E_0} \right) t_{\min} \right]}{\left(B + d'_p(0) \ln \frac{E_a}{E_0} \right)} \quad (15)$$

Из формулы (15) следуют два качественных вывода. Во-первых, при $E_a \rightarrow \infty$ показатели экспоненты стремятся к нулю, и зависимость от энергии определяется только логарифмом в знаменателе (15). Эта зависимость проявится лишь при очень высоких энергиях, когда $\ln(E_a/E_0) \gg B/2d' \sim 10 A^{2/3}$. При не очень высоких энергиях проявляется зависимость от экспоненциального множителя в

(15). Напомним, что $t_{min} \approx (m_g^2 - m_a^2)^2 / 4E_a^2$. При учете этой зависимости от энергии сечение (15) в области энергий $E_a \leq (m_g^2 - m_a^2)\sqrt{B}/2$ будет возрастать /15, 16/. Такой рост наблюдался в опытах на ядерных эмульсиях в интервале энергий 6–60 ГэВ для процесса $\bar{\nu}_l + A \rightarrow 39_l + A^{[17]}$.

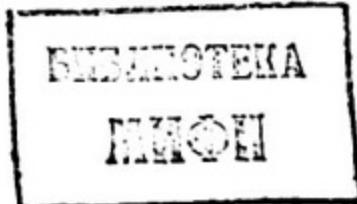
Из формулы (14) следует еще один весьма важный вывод : наклон дифракционного конуса в дифференциальном сечении при исследовании когерентных процессов на ядрах существенно больше, чем при дифракционной генерации на протонах. Параметр $B \approx (6-10) (\text{ГэВ/с})^{-2}$ в случае генерации на протонах, $B \approx 10 A^{2/3} (\text{ГэВ/с})^2$ при генерации на ядрах. Именно по наклону дифракционного конуса можно практически провести разделение области когерентных процессов и области некогерентного взаимодействия с ядерными нуклонами. В качестве примера на рис. 1, 2 приведены экспериментальные данные по измерению наклона дифракционного конуса /18, 19/.

Что касается когерентных процессов, обусловленных обменом ω –реджеоном, то они должны вымирать с ростом энергии, поскольку ω – траектория имеет вид $d_\omega(t) \approx 0.5 - t$ и лежит ниже вакуумной. Ожидается,, что сечения процессов, идущих за счет обмена ω –реджеоном, будут вести себя как $\sigma_0 \sim E_a^{-1}$ в области, где перестает сказываться действие фактора $\exp[Bt_{min}]$.

Обсудим теперь ожидаемую зависимость сечений процессов когерентного рождения от числа нуклонов в ядре A . Теоретические расчеты этой зависимости, основанные на моделях типа модели Глаубера /20/, весьма сложны и громоздки /21-25/. Мы воспользуемся тем, что полное сечение адрон-ядерного взаимодействия $\sigma_{tot}(\alpha A) \sim A^{2/3}$. Эта зависимость указывает на то, что основной вклад в полное сечение дает область порядка размеров ядра, где происходит сильное поглощение адронов и рождение новых частиц. Как известно из квантовой механики поглощение частиц в какой-то области пространства приводит к существованию также и процесса упругого рассеяния, который носит дифракционный характер. Амплитуда упругого рассеяния при этом чисто мнимая. При обмене вакуумным полюсом амплитуда упругого рассеяния тоже чисто мнимая при рассеянии на угол ноль. В рассматриваемом нами случае рассеяния на ядре амплитуда, обусловленная обменом померанчуконом при $t = 0$, имеет вид

$$T \sim i \zeta_{\alpha p} \zeta_{pA} E_\alpha \quad (16)$$

где $\zeta_{\alpha p}$ — константа взаимодействия в вершине поглощения померанчукона p налетающим адроном " α " ; ζ_{pA} — константа взаимодействия померанчукона с ядром A (рис. 3). Величину $\zeta_{\alpha p}$ можно, в принципе, измерить в процессах упругого рассеяния адрона " α " на нуклоне.



Оно, очевидно, не зависит от A .

Зависимость от A содержит в вершине ζ_{pa} , и ее можно установить, используя оптическую теорему:

$$\Im m T \sim E_a \sigma_{tot}(aA)$$

Откуда следует, что

$$\zeta_{pa} \sim A^{2/3} \quad (17)$$

В процессах дифракционной генерации на ядрах вершина ζ_{pa} та же самая, что и в процессе упругого aA - рассеяния. Поэтому константа C в формулах (14), (15) должна зависеть от A по закону $C \sim \zeta_{pa}^2 \sim A^{4/3}$. С учетом того, что в знаменателе (15) имеется большое слагаемое $B \sim A^{2/3}$, находим зависимость сечения дифракционной генерации от A :

$$\sigma_D \sim A^{2/3} \quad (18)$$

Зависимость (18) является, конечно, лишь первым приближением к реальной ситуации. С ростом A увеличивается вероятность перерассеяний адронов "a" и "b" на нуклонах ядра без изменения его состояния. Этот эффект необходимо учитывать более последовательно /21-25/.

ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕДЕНИЙ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕСТАБИЛЬНЫХ АДРОНОВ С НУКЛОНАМИ.

Возможность получения сведений о взаимодействии не-

стабильных адронов с нуклонами в ядерных экспериментах основана на следующих соображениях, связанных с оптической аналогией. Рассмотрим ядро как некоторую поглощающую среду, состоящую из нуклонов. Будем считать, что взаимодействие адрона с внутриядерным нуклоном не отличается существенно от взаимодействия со свободным нуклоном /20/. Тогда, если энергия налетающего адрона значительно превышает энергию фермиевского движения нуклонов в ядре, то адрон " α " и рождающаяся система " β " проходят сквозь ядро настолько быстро, что нуклоны ядра можно считать неподвижными /20/. Поскольку система " β " рождается под малыми углами ($\theta \leq 1/P_{\alpha}R$), то можно считать, что волновые пакеты, связанные с частицами " α " и " β ", практически не расплываются на размере ядра. Эти приближения позволяют принять, что адроны движутся в ядерной среде по классическим траекториям (приближение эйкана). Существует конечная вероятность того, что адрон " α " провзаимодействует с ядерными нуклонами до того, как произойдет процесс образования системы " β ". Частицы системы " β " также имеют вероятность провзаимодействовать с ядерными нуклонами прежде, чем вылетают из ядра. Поэтому наблюдаемое сечение процесса превращения " α " в " β " будет зависеть от сечений взаимодействия " α " с нуклоном ($\sigma_{\alpha N}$) и " β " с нуклоном ($\sigma_{\beta N}$).

Если система " β " нестабильна (например, ρ -мезон или нуклонная изобара), но время ее жизни сравнимо со временем пребывания внутри ядра ($\tilde{\tau} \sim R/c \sim 4 \cdot 10^{-24} A^{1/3}$ сек), то появляется возможность извлечь сведения о сечении $\sigma_{\beta N}$ из опытов по рождению " β " на ядрах /21-25/. Конечно, сечение $\sigma_{\beta N}$ должно быть достаточно велико, чтобы эффект был заметен. Время жизни ρ -мезона, например, имеющего импульс P_β в L системе, равно примерно $\tilde{\tau}_\rho \sim 3 \cdot 10^{-24} \frac{P_\beta}{m_\rho}$ сек и при $\frac{P_\beta}{m_\rho} \sim A^{1/3}$ сравнимо со временем пребывания внутри ядра. Другие векторные мезоны ω и φ с тем же импульсом живут в 10-20 раз дольше. Сечения $\sigma_{\rho N}$, $\sigma_{\omega N}$, $\sigma_{\varphi N}$ измеряются в опытах по когерентному фоторождению векторных мезонов на ядрах /26/. В опытах по изучению процессов $\bar{J}\bar{l} \rightarrow 3\bar{J}\bar{l}$ /27/ на ядрах измеряются сечения взаимодействия A_1 -мезонов с нуклонами. При исследовании процессов некогерентного рождения мезонных резонансов и изobar возможностей по измерению сечений взаимодействия нестабильных образований с нуклонами расширяются, но нужно иметь в виду, что сечения некогерентных процессов существенно меньше, чем когерентных, и они "вымирают" с ростом энергии.

К сожалению, теория взаимодействия адронов с ядрами базируется на ряде существенных предположений как относительно акта взаимодействия с ядерным нуклоном, так и от-

носительно выбора модели ядра /21-25/. Чтобы проиллюстрировать какие формулы приходится сравнивать с опытом, приведем одну из простейших формул, учитывающих поглощение адронов ядерными нуклонами по оптической модели в случае когерентного рождения на тяжелых ядрах /28/:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_N}{dt'} \Big|_{t'=0} \cdot N^2 (A, G_{aN}, G_{BN}, t) \quad (19)$$

где $\frac{d\sigma_N}{dt'} \Big|_{t'=0}$ - дифференциальное сечение на свободном нуклоне; $t' = t - t_{min}$; N - эффективное число нуклонов в ядре A , вычисляемое по формуле:

$$N = \int dV \rho(r) \exp[i\delta_a(\vec{r})] \exp[i\delta_b(\vec{r})] \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) \quad (20)$$

Здесь интеграл берется по объему ядра, $\rho(r)$ - плотность нуклонов в ядре, δ_a и δ_b - фазовые сдвиги падающей и уходящей волн, возникающие за счет поглощения и преломления внутри ядра:

$$\delta_a(r) = \int_{-\infty}^r dz' \rho(x, y, z') \lambda_a f_a \quad (21)$$

$$\delta_b(r) = \int_0^r dz' \rho(x, y, z') \lambda_b f_b$$

$\lambda_{a,b}$ - длины волн частиц "a" и "b"; $f_{a,b}$ - амплитуды рассеяния на угол **ноль** на ядерном нуклоне

$$i\lambda_{a,b} f_{a,b} = (i\lambda_{a,b} - 1) G_{aN}, G_{BN}/2 \quad (22)$$

$$\lambda_{a,b} = R_{efab} / Im f_{ab}$$

Подобные формулы применяются в случае тяжелых ядер ($A \gg 1$), где происходит достаточно много столкновений. В случае легких ядер оптическая модель "работает" плохо и нужно применять другие формулы -22-25/.

Теоретическая точность формул подобного типа остается пока невыясненной. Особенно трудно учесть внутриядерные каскады при высоких энергиях, когда система " β " может образоваться многими различными способами. Можно указать и другие недостатки моделей взаимодействия с ядром, однако, главный эффект - сечения взаимодействия нестабильных адронов с нуклонами, по-видимому, можно извлечь из опыта, хотя бы по порядку величины сечения. Пример такой процедуры /27/ показан на рис. 4, 5.

КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА КОНЕЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ

В процессах дифракционной генерации за счет обмена померанчуконом система " β " сохраняет все квантовые числа частиц налетающего пучка, за исключением спина и четности. В процессах с обменом ω -реджеоном меняется также G -четность (или C -четность). Изменение спина и четности связано с тем, что рождающаяся система " β " может иметь любой орбитальный момент ℓ относительно ядра отдачи. Чтобы указать какие состояния могут

рождаться дифракционным образом, рассмотрим для простоты ядро со спином нуль и нулевым изоспином. Это упрощение непринципиально, так как изменение спинового или изоспинового состояния ядра связано с его возбуждением, а мы рассматриваем когерентный процесс.

Удобно описывать процесс генерации с помощью спиральных амплитуд квазидвухчастичного процесса, принимая систему "B" за адрон с определенным значением спина, четности и других квантовых чисел. Благодаря закону сохранения четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях, спиральные амплитуды процесса (2) связаны друг с другом соотношением /29/.

$$T_{\lambda_a, \lambda_b}(S, t) = (-1)^{\lambda_a - \lambda_b} P_a P_b (-1)^{S_a - S_b} T_{\lambda_a, \lambda_b}(S, t)$$

где S_a , S_b - спины "a" и "b"; λ_{ab} - проекции спинов частиц на направление их импульсов (спиральности); $P_{a,b}$ - внутренняя четность частицы. В области малых углов вылета системы "B" спиральные амплитуды имеют следующее поведение:

$$T_{\lambda_a, \lambda_b}(S, t) \approx (\sin \Theta_b)^{|\lambda_a - \lambda_b|} M_{\lambda_a, \lambda_b}(S, 0) \quad (24)$$

Соотношение (24) автоматически учитывает закон сохранения проекции момента количества движения на ось соударения. Из этого соотношения следует, что в области малых углов $\Theta_b \sim 0$ "выживают" лишь амплитуды переходов с сохранением спиральности, т.е. $\lambda_a = \lambda_b$. Это свойство

дифракционных процессов позволяет часто строго предсказать угловые распределения продуктов распада системы "B" в зависимости от ее спина и четности. На этом эффекте и основан метод определения квантовых чисел резонансов. Суть его, как видно из (24), состоит в том, что число независимых центральных амплитуд в дифракционном процессе оказывается существенно ниже, чем в недифракционном. Это позволяет резко упростить вид спиновой матрицы плотности $\rho_{\lambda_B, \lambda'_B}$ конечного состояния "B". Для рождения на угол $\theta_B \approx 0$ в случае, когда частица "A" неполяризована:

$$\rho_{\lambda_B, \lambda'_B} \approx \delta_{\lambda_B, \lambda'_B} \frac{|T_{\lambda_B, \lambda'_B}|^2}{\sum_{\lambda_B = -S_A}^{S_A} |T_{\lambda_B, \lambda'_B}|^2} \quad (25)$$

причем $\rho_{\lambda_B, \lambda'_B} = \rho_{-\lambda_B, -\lambda'_B}$, $|\lambda_B| \leq S_A$. Матрица $\rho_{\lambda_B, \lambda'_B}$ оказывается диагональной, ее элементы с отрицательной спиральностью совпадают с элементами с положительной спиральностью. При углах $\theta_B \neq 0$ ситуация более сложная, но часто и здесь можно иногда сделать определенные выводы. Приведем здесь простую формулу для вычисления углового распределения в двухчастичном распаде системы "B" + C + D (при $\theta_B = 0$):

$$W(\theta) = \sum_{\lambda_B, \lambda_C, \lambda_D} |M_{\lambda_C \lambda_D}^B|^2 |d_{\lambda_B \lambda_D}^C(\theta)|^2 \rho_{\lambda_B \lambda'_B} \quad (26)$$

где $M_{\lambda_C \lambda_D}^B$ — амплитуда распада на частицы со спираль-

ностями λ_d и λ_c , $\mu = \lambda_c - \lambda_d$, $d_{\lambda_c \lambda_d}^{S_B}(\theta)$, — стандартная σ -функция. Амплитуды распада при сохранении четности удовлетворяют соотношениям:

$$M_{\lambda_c \lambda_d} = P_c P_d P_B (-1)^{S_B - S_c - S_d} M_{-\lambda_c, -\lambda_d} \quad (27)$$

Если $S_c = S_d = 0$ или $S_c = 1/2$ и $S_d = 0$, то имеется только одна независимая амплитуда распада. При этом анализ еще более упрощается.

Какие же состояния могут рождаться дифракционным образом? Пусть налетающий пучок состоит из пионов или каонов. Тогда из формулы (24) следует, что при $\theta_B = 0$ спиральность системы "B" $\lambda_B = 0$, а из формулы (23) следует, что спин и четность системы "B" связаны соотношением:

$$P_B (-1)^{S_B} = -1 \quad (28)$$

Такие состояния принято называть состояниями с неестественной четностью. Ряд этих состояний по спину и четности следующий: $S_B^P = 0^-, 1^+, 2^-, 3^+$ и т.д. Требование сохранения C -четности и изоспина T ограничивает возможные состояния системы "B", рожденной в $\widetilde{\pi}$ -пучке. Если обмен происходил померанчуконом, то допустимы лишь состояния с отрицательной C -четностью и $T = 1$.

Если происходил обмен ω -реджеоном, то $C_B = +1$, $T = 1$.

Так, в $\widetilde{\pi}$ -пучках возможно когерентное рождение

резонансов $A_1^+(1080, J^\rho = 1^+)$, $A_3^-(1640, J^\rho = 2^-)$, систем $3\bar{J}\bar{l}$, $5\bar{J}\bar{l}$ и т.д., но запрещено образование систем $\bar{J}\bar{J}\bar{l}$ через вакуумный обмен. При обмене ω -реджеоном возможно образование систем $2\bar{J}\bar{l}$, $4\bar{J}\bar{l}$ и т.д. В K -пучках состояния, образованные в дифракционном процессе, должны иметь изоспин $T = 1/2$. Запрещено образование системы $K\bar{J}\bar{l}$ через вакуумный обмен. В пучках нуклонов и антинуклонов система ρ должна иметь изоспин $T = 1/2$.

В пучках γ -квантов возможно образование системы ρ под углом $\theta_\rho = 0$ только с отрицательной C -четностью при обмене померанчуконом и с положительной S -четностью при обмене ω -реджеоном. Так, при обмене померанчуконом в γ -пучке образуются ρ^0, ω^0 и φ -мезоны, а также недавно открытый ψ (3105)-мезон. Очевидно, что в J и K -пучках спиновая матрица плотности системы " " имеет только одну компоненту $\rho_{00} \neq (\theta_\rho=0)$. В γ -пучке $\rho_{ii} = \rho_{-1-1} \neq 0$. В N или \bar{N} -пучках $\rho_{1/2, 1/2} = \rho_{-1/2, -1/2} \neq 0$. В этих случаях легко предсказать угловые распределения продуктов распада ρ в зависимости от спина системы. Например, ρ^0 -мезон, образованный в γ -пучке, распадается на $2\bar{J}\bar{l}$ с угловым распределением пионов $W(\theta) = \sin^2 \theta$ в системе покоя ρ относительно направления пучка γ -квантов. Отметим в заключение, что существует полуэмпирическое правило

для квантовых чисел системы "б", рожденной через обмен померанчуконом /13, 14/:

$$P_b = P_a (-1)^{(S_a - S_b)} \quad (29)$$

которое легко доказывается в случае $S_a = 0$ на основе (23), (24), но в общем случае правило (26) пока необосновано, хотя оно подтверждается данными опыта.

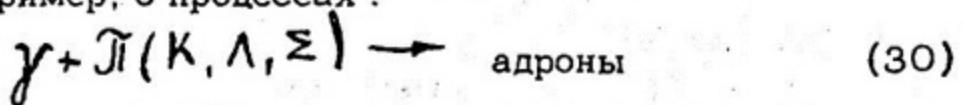
КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДЕР.

СВЯЗЬ С ПРОЦЕССАМИ ФОТОРОЖДЕНИЯ

Одними из весьма специфических процессов образования адронов на ядрах являются реакции, осуществляющиеся за счет обмена виртуальными γ -квантами /31, 32/. В области малых передач 4-импульса ядра протоны ядра действуют когерентно, что приводит к усилению эффектов, идущих за счет обмена γ -квантами в Z^2 раз, где Z — заряд ядра.

Интерес к исследованию подобных процессов обусловлен тем, что дифференциальное сечение по t здесь особенно велико вблизи $t_{min} \approx (m_e^2 - m_a^2)^2 / 4E_a^2$. С ростом энергии E_a виртуальные фотоны, имеющие $t \sim t_{min}$, близки по своим свойствам к реальным фотонам. Отсюда сразу следует принципиальная возможность получения из опыта сведений о

процессах взаимодействия фотонов с нестабильными адронами, например, о процессах :



а также сведения об электромагнитных распадах адронов, например, $\bar{\pi}^0 \rightarrow 2\gamma, \rho^0 \rightarrow 2\gamma$ и других /4, 5/.

Поясним, как возникает связь между процессом (2), идущим в электромагнитном поле ядра, и процессами фоторождения на нестабильных адронах или процессами радиационных распадов. Рассмотрим для простоты ядро с нулевым спином. На рис. 6 изображена диаграмма процесса с обменом γ -квантом. Нижняя вершина $\gamma A A$ известна из опытов по измерению электромагнитных формфакторов в процессах $e A$ -рассеяния, а верхняя вершина представляет собой процесс фоторождения с виртуальным γ -квантом или процесс распада состояния $"\beta" \rightarrow \gamma + a$. В области малых передач импульсов ($t \ll m_a^2$) и не слишком больших эффективных масс (системы $"\beta" m_a^2 \approx m_\beta^2 \ll 2M_a E_a$) дифференциальное сечение процесса (2) с обменом γ -квантом выражается следующей формулой :

$$\frac{d\sigma}{dt dm_\beta^2} = \frac{\alpha \gamma^2 F_A^2(t)}{\pi(m_\beta^2 - m_a^2)t} \left[(1 - \frac{t m_a^2}{t}) \sigma_T(m_\beta^2, t) + \sigma_L(m_\beta^2, t) \right] \quad (31)$$

Здесь $\alpha = 1/137$, F_A — электрический формфактор ядра; $\sigma_T(m_\beta^2, t)$, $\sigma_L(m_\beta^2, t)$ — полные сечения процесса $a + \gamma \rightarrow " \beta "$ с поперечно и продольно поляризованными в

в системе покоя "B" фотонами, $t_{\min} \approx (m_B^2 - m_a^2)^{1/2} / 4E_a$.

При $t \rightarrow 0$ сечение фотопроцесса с продольно поляризованными фотонами

$$\lim_{t \rightarrow 0} \sigma_L(m_B^2, t) = 0$$

а сечение процесса с поперечно поляризованными виртуальными фотонами стремится к сечению фотопроцесса с реальным фотоном:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \sigma_T(m_B^2, t) = \sigma_T(m_B^2)$$

В том случае, когда состояние "B" представляет собой нестабильную частицу, дифференциальное сечение процесса (2) в электромагнитном поле ядра выражается следующей формулой:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha Z^2 (2S_B + 1)m_B^3}{(2S_a + 1)(m_B^2 - m_a^2)^3} \left[\left(1 - \frac{t_{\min}}{t} \right) \Gamma_{BT}(t) + \Gamma_{BL}(t) \right] \quad (32)$$

где S_a, S_B - спины частиц "a" и "B"; Γ_{BT} , Γ_{BL} - ширины распада частицы "B" на "a" и поперечный или продольный виртуальный γ -квант, соответственно.

При $t \rightarrow 0$ $\Gamma_{BL}(t) \rightarrow 0$, а $\Gamma_{BT}(t) \rightarrow \Gamma(B \rightarrow a + \gamma)$, где $\Gamma(B \rightarrow a + \gamma)$ ширина распада на реальный γ -квант. Если налетающей частицей является γ -квант ($a = \gamma$), то множитель $(2S_a + 1)$ заменяется на 2, а $\Gamma_{BT}(t \rightarrow 0) \rightarrow 2\Gamma(B \rightarrow 2\gamma)$.

Таким образом, измеряя дифференциальные сечения процессов (2) в области малых t , можно на основе соотношений (28), (31) получать сведения о сечениях фоторождения на нестабильных адронах, а также о радиационных распадах нестабильных адронов.

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ

Для того, чтобы представить себе, какие трудности встречаются экспериментаторам, которые захотят обнаружить и исследовать когерентные процессы в электромагнитном поле ядра, достаточно рассмотреть область по t , где ожидается максимальный выход интересных событий. Минимальное значение t_{min} при высоких энергиях ($E_a \gg m_a, m_b$), такое же, как в рассмотренных ранее дифракционных процессах:

$$t_{min} \approx (m_b^2 - m_a^2)^{1/2} / 4E_a^2$$

Из формул (32), (31) следует, что максимум дифференциального сечения по t находится при $t \approx 2t_{min}$. При этом учтено, что формфактор $F_A(t)$ слабо меняется при изменении t от t_{min} до $2t_{min}$. Для того, чтобы формфактор не подавлял эффект от "кулоновского" пика при $t = 2t_{min}$, необходимо потребовать, чтобы $2t_{min} \leq 3R^{1/2}$ (считается, что формфактор имеет гауссовский вид и начинает резко

убывать при $t R^2 \gtrsim 3$. То есть, для проявления "кулоновского" пика необходимо иметь энергию $E_{\alpha} \sim (m_b^2 - m_a^2) R^{1/2} \sim 3,5 \cdot A^{1/3} (m_b \sim 1 \text{ ГэВ})$. Даже для $A \sim 100$ необходимая энергия не очень велика $E_{\alpha} \sim (15-20) \text{ ГэВ}$, но при этом переданные импульсы, отвечающие "кулоновскому" пику, составляют $t \sim 10^{-3} (\text{ГэВ/с})^2$, что и обуславливает трудности в постановке соответствующих экспериментов. Можно, конечно, провести измерения в области $t \sim R \sim \sim 0,1 A^{-1/3}$ ($t \sim 0,05 (\text{ГэВ/с})^2$ при $A \sim 100$), где действие формфактора еще не подавило электромагнитный механизм. Но при этом для увереной интерпретации результатов необходимо оценить вклад от когерентных механизмов сильного взаимодействия. Поскольку изоскалярный фотон обладает квантовыми числами ω -мезона, необходимо в первую очередь оценить вклад от обмена состояниями с квантовыми числами $-\omega$ -мезона.

В модели с преждевременным ω -мезоном относительный вклад от обмена ω -мезоном оценивается просто по отношению квадратов констант связи с нуклонами и констант связи в верхней вершине, а также по отношению квадратов пропагаторов фотона и ω -мезона. Это отношение равно $dG_{\omega}/dG_f \sim g_N^2 g_a^2 t^2 / 4 m_{\omega}^4$ и, если связи ω -мезона в верхней и нижней вершинах $g_N, g_a \sim 1$, то обмен γ -квантом доминирует при $t \leq 4 m_{\omega}^2 \sim 5 \cdot 10^{-3} (\text{ГэВ/с})^2$.

При реджезации ω -мезона ситуация должна улучшаться с ростом энергии, поскольку пропагатор ω -реджеона убывает с энергией. Соответствующая оценка здесь дает:

$$\frac{d\sigma_\omega}{d\Omega} \sim q^2 g^2 a t^2 / E_a M^3$$
 и $d\sigma_\omega < d\Omega$ при $t \leq 2M/E_a M$
 Более детальные оценки показывают, что извлечение из опыта данных о сечении процесса $\chi + \tilde{\chi}^\pm \rightarrow \tilde{\chi}^\pm + \tilde{\chi}^0$ посредством изучения реакции $\tilde{\chi}^\pm A \rightarrow \tilde{\chi}^\pm + \tilde{\chi}^0 + A$ на ядре Xe ($Z = 54$, $A = 131$) возможно, если отбирать события с передачей импульса $|\vec{q}| \lesssim 25$ мэв при энергиях пионного пучка $E_\chi > 10$ Гэв. Оптимальная область углов вылета заряженного пиона $\theta_{\tilde{\chi}} \lesssim 4^\circ$, а минимальные углы разлета χ -квантов от распада $\tilde{\chi}^0$ -мезона должны лежать в области $\theta_\chi \lesssim 10-15^\circ$. Эти оценки показывают, что постановка подобных экспериментов вполне реальна. Сведения о взаимодействиях нестабильных адронов с χ -квантами, которые можно было бы получить в подобных экспериментах, нельзя получить другими способами. Отметим, что кроме измерений времени жизни $\tilde{\chi}^0$ и $\tilde{\chi}^+$ -мезонов /4, 5/ процессы, идущие в электромагнитном поле ядер исследованы пока очень слабо, особенно в области энергий выше 10 Гэв.

НЕКОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ НА ЯДРАХ

Как уже отмечалось выше, в области сравнительно боль-

ших передач импульсов ($|\vec{q}| > \frac{1}{R}$) возможны возбуждения и даже развал ядра. В этих условиях процесс взаимодействия адрона с ядром осуществляется на отдельных нуклонах ядра и является некогерентным. Грубо говоря, сечение некогерентных процессов пропорционально числу нуклонов в ядре, в то время как сечение когерентных процессов пропорционально квадрату числа нуклонов в ядре. На самом деле учет поглощения и перерассеяний адронов в ядерном веществе существенным образом модифицирует эффективное число нуклонов ядра, участвующих во взаимодействии.

Если не интересоваться определенными конечными состояниями ядра, то при некогерентном процессе возможен, в принципе, обмен любыми квантовыми числами и, соответственно, рождение адронов или групп адронов с произвольными квантовыми числами, т.е. возможны все процессы, которые идут на свободных нуклонах. В этом смысле изучение некогерентных процессов на ядрах отличается от исследования тех же процессов на ядре водорода или дейтерия только тем, что налетающий аtron и вторичные адроны могут взаимодействовать с нуклонами ядра вторично. Это обстоятельство и привлекает внимание к некогерентным процессам, так как появляется возможность изучать взаимодействие нестабильных адронов и целых адронных систем с нуклонами, причем эти адроны или системы адронов могут иметь любые кванто-

вые числа. Таким образом, информация, которая может быть здесь получена, оказывается весьма интересной и разнообразной, что несомненно важно для выявления природы сильных взаимодействий.

Теория некогерентных процессов базируется на методах глауберовского типа. При этих высоких энергиях конкретный некогерентный процесс может осуществляться внутри ядра самыми различными способами.

При этом предполагается, что состояния конечного ядра описываются полной системой волновых функций и по всем состояниям производится суммирование. Что касается механизма столкновений с внутриядерными нуклонами, то в простейших моделях кроме основного акта неупругого взаимодействия учитываются только процессы перерассеяния и поглощения первичного и вторичного адронов на ядерных нуклонах.

Приведем одну из наиболее простых формул (2) для расчета дифференциального сечения некогерентного процесса



где N — внутриядерный нуклон.

$$\frac{d\sigma_A}{dt} = \frac{d\sigma_N}{dt} N_I (A \cdot \sigma_{AN} \cdot \sigma_{BN}) \quad (33)$$

N_I — эффективное число нуклонов, участвующих в процессе взаимодействия; $d\sigma_N/dt$ — дифференциальное сечение на свободном нуклоне. Величина N_I зависит от сечений взаи-

модействия адронов "A" и "B" с нуклонами :

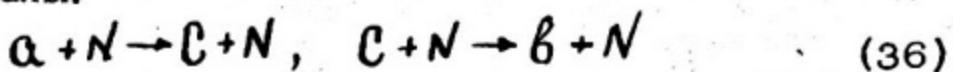
$$N_1(A, \sigma_{AN}, \sigma_{BN}) = \frac{1}{(\sigma_{AN} + \sigma_{BN})} \int d^2\vec{b} \left\{ e^{-\sigma_{AN}\tilde{T}(\vec{b}) - \sigma_{BN}\tilde{T}(\vec{b})} \right\} \quad (34)$$

где \vec{b} — прицельный параметр, а функция $\tilde{T}(\vec{b})$ вычисляется по формуле:

$$\tilde{T}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\vec{b}, z) dz \quad (35)$$

ρ — плотность нуклонов в ядре : $\int \rho dV = A$

Имеются работы, где кроме поглощения и перерассеяний /34, 35/ адронов "A" и "B" учитываются промежуточные каналы:



где C — промежуточное адронное состояние, например, резонанс, которое, взаимодействуя с нуклоном ядра, рождает конечное состояние "B". Расчетные формулы при этом достаточно сложные, но использование их вполне оправдано, так как эффект от промежуточных состояний (36) в некоторых случаях оказывается весьма заметным. Например, в процессе $\gamma + A \rightarrow \rho' + A$ учет вклада канала $\gamma + A \rightarrow \rho + A$ изменяет дифференциальное сечение процесса в 2–3 раза для средних и тяжелых ядер /35/.

Процесс $\gamma + A \rightarrow \rho + A$ является примером процесса, идущего за счет обмена померанчуконом, его сечение не должно быстро убывать с энергией. К сожалению, большинство

процессов образования резонансов идут за счет обмена невакуумными полюсами Редже и поэтому их сечения убывают с энергией по закону $E_a^{\frac{2\alpha(0)}{2\alpha(0)-2}}$, где $\alpha(0)$ - "пересечение" траектории реджеона. К таким процессам относится, например, реакция $\bar{J} + A \rightarrow \rho + A$, которая в области энергий ~ 10 Гэв идет, в основном, за счет обмена пионным полюсом. Подробный расчет сечения этой реакции с учетом спин-изоспиновых переменных и принципа Паули выполнен в работе /36/ (см. также /37/).

В заключение этого раздела отметим, что многие детали и тонкости явлений когерентной и некогерентной генерации адронов на ядрах остались незатронутыми в данной лекции. Желающим более полно ознакомиться с методами теоретического анализа обсуждавшихся процессов можно рекомендовать для изучения работы /1, 20-26, 34-36/, а также обзор /37/. Экспериментальные данные и их анализ содержатся, например, в материалах /6, 7, 8/.

ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

Парточная модель успешно описывает многие качественные явления как в глубоко неупругих лептон-адронных, так и в адрон-адронных соударениях. С помощью этой модели можно весьма наглядно представить и многие качественные стороны взаимодействия адронов и лептонов с ядрами. В рамках парточной модели релятивистский адрон представляется из себя совокупность точечных частиц партонов (возможно квартков), которые имеют распределение по доле продольного импульса адрона вида $F(x) \sim dx/x$ и ограниченные поперечные импульсы. В обычном пространстве партоны эффективно сосредоточены в диске с радиусом $\rho_P \sim \sqrt{2d\rho \ln(\frac{1}{x})}$ и продольным размером $\lambda_P \sim 1/\rho x$, где ρ - импульс адрона, $d\rho$ - наклон траектории Померанчука ($d\rho \sim 0.3-0.4$). Поскольку партоны точечные, то сечение их взаимодействия с адроном-мишенью $\sigma_P \approx \pi \lambda_P^2 \sim 1/\rho x^2$ и убывает с ростом энергии при фиксированных x . Сильно будут взаимодействовать с адронами только медленные партоны, имеющие $x \sim \mu/\rho$, где μ^{-1} - эффективный радиус взаимодействия, $\mu \sim m_{\text{ж}}$. Сечение взаимодействия медленных партонов, $\sigma_P \sim \mu^{-2}$, не убывает с энергией, и именно взаимодействие таких партонов и дает основной вклад в сечение адрон-адронного взаимодействия.

Применим подобные же представления к взаимодействию адронов с ядрами /38, 39/. Удобно рассмотреть процесс адрон-ядерного столкновения, в системе отсчета, где адрон поконится, а ядро имеет энергию $A E$. Нуклоны ядра можно представить как совокупность partонов. В рассматриваемой системе продольные расстояния между нуклонами ядра состоят из $Z_N \sim \gamma (M/\mu)$, где $\gamma \sim 1/\mu$ — среднее расстояние между нуклонами в покоящемся ядре; среднее расстояние между нуклонами в поперечном направлении $\rho_N \sim \gamma$ не зависит от энергии.

Если $Z_p < Z_N$ и $\rho_p < \rho_N$, то partонные облака различных нуклонов пространственно разделены друг от друга. Нетрудно видеть, что $Z_p < Z_N$ для partонов, имеющих $x > \frac{1}{\gamma M} \sim \mu/M$. Такие partоны будут пространственно разделены и в поперечном направлении. Очевидно, что эти partоны будут взаимодействовать с покоящимся адроном независимо. Полное сечение их взаимодействия $\sigma(x > \mu/M) \sim A \sigma_p$ и быстро убывает с энергией. Основной вклад в сечение должны давать мягкие partоны. Поэтому при оценке сечения взаимодействия ядра с адроном важно знать какова плотность мягких partонов в ядре. Эта плотность должна существенно отличаться от плотности жестких partонов с большими x . Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. При $Z_p > Z_N$ начинают перекрываться в пространстве

партонные облака двух соседних нуклонов ядра. Следовательно партоны с $X < \frac{M}{M}$ начинают взаимодействовать друг с другом. За счет их взаимодействия происходит перераспределение партонов по импульсам. Предполагается, что в области перекрытия партонных облаков устанавливается равновесие в пространстве быстот партонов со средним расстоянием между партонами по быстротам $\Delta Y \sim 1$. Ясно, что в интервале ΔY при слиянии партонных облаков после установления равновесия будет находиться вдвое меньше партонов с малыми значениями X , чем в случае двух изолированных нуклонов. "Лишние" партоны сольются с более жесткими, что обеспечит сохранение полного импульса при перекрытии партонных облаков. Партоны с $X \sim \frac{M}{M}$ переносят конечную долю импульса нуклона P , и их сечение взаимодействия с адронами невелико и убывает с энергией. Поэтому необходимо проследить процесс слияния партонных облаков отдельных нуклонов дальше. Рассмотрим такие партоны, пространственная локализация которых превышает размеры ядра в продольном направлении: $\chi_n > R^M/E$ в системе, где ядро имеет энергию AE . Партоны, имеющие $X < (RM)^{-1}$, будут принадлежать целой группе нуклонов, расположенных в диске с радиусом ρ_n и толщиной R^M/E . Число таких нуклонов равно $n \sim \pi \rho_n^2 R (M/E) / M^2 (ZM/E) \sim \rho_n^2 R / Z^2$. Из-за эффекта перераспределения партонов по импульсам и

слияния партонов с $X \leq (MR)^{-1}$ в этом диске будет столько же мягких партонов, сколько в одном изолированном нуклоне, т.е. плотность мягких партонов в ядре упадет в η -раз. Это означает, что сечение взаимодействия ядра с адроном, которое определяется взаимодействием мягких партонов с адроном, будет в η -раз меньше, чем сумма сечений взаимодействия адрона A_s ядерными нуклонами, т.е. $\sigma_{AA} = \sigma_{AN} A/n \sim r^2 \sigma_{AN} A^{2/3}$. Таким образом, эффект перекрытия партонных облаков отдельных нуклонов и эффект слияния партонов приводит к закону $\sigma_{AA} \sim A^{2/3}$. В пределе очень высоких энергий, когда $\rho_p > R$, партонные облака сольются в поперечном направлении и число эффективных партонов внутри ядра станет таким же, как у отдельного нуклона. При этом сечение взаимодействия адрона с ядром сравняется с сечением взаимодействия с нуклоном.

Из рассмотренной выше партонной картины взаимодействия адронов с ядрами следует еще два важных следствия/38/38/:

1. В жесткой части спектра ($X > M/\mu$), где партонные облака нуклонов неперекрываются, инклюзивные распределения адронов, образованных на ядре в процессах множественного рождения, должны совпадать со спектрами адронов в адрон-нуклонных столкновениях.

2. Слияние партонов в области значений $X \leq (MR)^{-1}$

обогащает эту сравнительно мягкую часть партонного спектра. Согласно одному из основных предположений партонной модели спектр вторичных адронов по \sim должен повторять характер распределения партонов. Поэтому можно ожидать что множественность адронов в этой части спектра возрастет пропорционально числу слившихся партонных облаков, т.е. $\langle N_A \rangle \sim n \cdot \langle N_N \rangle \sim A^{1/3}$. Опыт, по-видимому, подтверждает первое следствие /40/. Что касается роста множественности по закону $A^{1/3}$, то это предсказание может оказаться неправильным. Как отмечено в работе /39/, кумулятивный эффект (см. лекцию А.М.Балдина) может быть обусловлен слиянием жестких партонов ($X \sim 1$) в конечном состоянии после того, как осуществился процесс взаимодействия. Вероятность такого слияния должна расти с ростом A , что может существенно исказить зависимость вида $A^{1/3}$. Таким образом, проверка этого предсказания не является критической для партонной модели.

Опыт /40/, по видимому, свидетельствует о том, что значения $X = X_0$, при которых существенно слияние партонов, имеют порядок величины $X_0 \sim 0,1$. Это не противоречит оценкам, сделанным выше ($X_0 \leq m_q/M$). Зная X_0 , можно оценить энергию, начиная с которых все характеристики внутриядерного каскада не будут зависеть от первичной энергии E_α . Мягкие партоны имеют $X \leq M/E_\alpha$. Слияние та-

ких партонов вдоль оси соударения имеет место при $x \leq$
 $(RM)^{-1} \sim x_0 A^{-1/3}$. Следовательно, при $E \gg A^{1/3} M_x^{-1}$ долж-
на осуществляться предельная фрагментация ядра /39/. В
фотоэмulsionях это явление наблюдается уже при $E \sim 20$ Гэв
/40/. На современном этапе развития партонная модель
претендует только на качественное описание пространственно-
временной картины адрон-ядерного соударения. Проверка
ее качественных предсказаний, обсуждавшихся выше, пред-
ставляется весьма важной задачей экспериментальной фи-
зики.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Дифференциальное сечение процесса $\pi^- \pi^+ \bar{\nu}\nu$ на ядре серебра в зависимости от t' при импульсе 15,1 Гэв/с /27/. Прямая линия — дифференциальное сечение процесса на свободном протоне.

Рис. 2. Дифференциальные сечения процесса $K^- K^+ \bar{\nu}\nu$ на ядрах в произвольных единицах при импульсах 12,7 (Ne), 10 (пропанфреон) и 5,5 (Ne) Гэв/с /19/. Прямые линии — подгонка дифракционного пика.

Рис. 3. Диаграммы процесса упругого рассеяния $a + A \rightarrow a + A$ (a) с обменом померанчуконом и процесса $a + A \rightarrow b + A$ (b)

Рис. 4. Подгонка значений сечения взаимодействия системы $3\bar{\nu}$ с внутриядерным нуклоном по данным о зависимости сечения когерентного процесса $\pi^- \rightarrow 3\bar{\nu}$ от числа нуклонов в ядре /27/. Импульс первичного пиона 15,1 Гэв/с. Теоретические кривые соответствуют указанным на рисунке значениям $\sigma(3\bar{\nu}N)$.

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для процесса $\pi^- \rightarrow 5\bar{\nu}$. Теоретические кривые отвечают значениям $\sigma(5\bar{\nu}N)$, указанным на рис.

Рис. 6. Диаграмма процесса $a + A \rightarrow b + A$ в электромагнитном поле ядра A с зарядом Z . Верхняя вершина $\gamma + a \rightarrow b$ отвечает реальному фотопроцессу, когда квадрат 4 -импульса виртуального γ -кванта $q^2 \rightarrow 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Stodorsky, Phys. Rev., 144, 1145 (1966)
2. K. S. Kolosig, B. Margolis, Nucl. Phys. B685
3. R. A. Alversleben et al. Nucl. Phys. B1833 (1970)
4. G. Belletini et al, Nuovo Cim., 66A, 243, (1970)
5. Bemporad et al, Phys. Lett., 25B, 380, (1967)
6. H.H. Bigham, Proc. Trieste Topical Seminar
on Interaction of Elementary Particles with
Nuclei INFN, Trieste, 1971, p. 37
7. Материалы 1 У Международной конференции по физике
высоких энергий и структуре ядра. Дубна, сентябрь 1971.
8. Proceedings of the VI Int. Conf. on High Energy
Physics and Nuclear Structure, Uppsala, Sweden,
June, 1973.
9. И.Я. Померанчук, Е.Л. Фейнберг. ДАН СССР, 93,
439 (1953); Зарпл., Nuovo Cim.
3, 652 (1956).
10. А.И.Ахиезер, И.Я.Померанчук, УФН, 55, 593 (1958).
11. M.J. Cook, W.D. Walker, Phys. Rev., 120, 1857 (1960)
12. А.Б.Мигдал, В.П.Крайнов. Приближенные методы
квантовой механики. Наука, М., 1966.
13. D.R.O. Morrison, Phys. Rev., 165, 1699, (1968)
14. В.Н.Грибов. ЯФ, 5, 197 (1967).
15. В.Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ, Р1-5807, Дубна,
1971.

16. H.Lesniak, Z.Lesniak, Phys. Lett., 34B, 135 (1971)
17. Алма-Ата-Будапешт-Краков-Дубна-Москва-София-
Ташкент-Улан - Батор сотрудничество, Phys. Lett.
31B, 241 (1970).
18. C.Bemporad et al, Nucl. Phys., B33, 397 (1971)
19. A.M.Sopone et al Phys. Rev. Lett., 25, 1132, (1970)
20. R.J.Glauber, УФН, 103, 641, (1971)
21. K.S.Kolbig, B.Margolis, Nucl. Phys. B6, 85 (68)
22. T.Formanek, J.S.Trefil, Nucl. Phys. B4, 165 (1967)
23. А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. ЯФ, 12, 978 (1970).
24. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. Препринт
ОИЯИ, Р2-5604., Дубна, 1971.
25. С.Р.Геворкян, О.А.Займидорога, А.В.Тарасов. Пре-
принт ОИЯИ, Р2-6581, Дубна, 1972.
26. K.Gottfried, Proceed. Int. Symposium on Electron and
Photon Interaction at High Energies, Ithaca, NY, 1972
27. C.Bemporad et al, Nucl. Phys., B33, 397, (1971)
28. A.S.Goldhaber et al, Phys. Rev. Lett., 22, 802, (1969)
29. П.Коллинз, Э.Сквайрс. Полюса Редже в физике час-
тиц. М., "Мир", 1971.
30. Н.Ф. Нелипа. Введение в теорию сильно-взаимодей-
ствующих элементарных частиц. М., Атомиздат, 1970.
31. И.Я.Померанчук, И.М.Шмушкевич, Nucl. Phys.
23, 452 (1961).

32. M.J.Good, W.D.Walked, *Phys.Rev.*, 120, 1857
(1970)
33. Г.С.Ирошников, Ю.П.Никитин, Элементарные частицы и космические лучи. вып. П, стр.89, М.,Атомиздат, 1969.
34. С Р.Геворкян, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-5864, Дубна, 1971.
35. С.Р.Геворкян, В.М.Жамкочян, А.В.Тарасов. ЯФ, 21, 288 (1975).
36. З.Р.Бабаев, В.В. Балашов, Г.ЯКоренман и др. ЯФ, 12, 308, 1970.
37. Л.Коротких. Материалы УП. Зимней школы.,ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. часть П., стр.432, Ленинград, 1972.
38. О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465. 1973.
39. В.И.Захаров, Н.Н.Николаев, ЯФ, 21, 434, 1975 .
40. Алма-Ата-Ленинград, Москва-Ташкент сотрудничество. Препринт ФИАН, № 171, 1973.

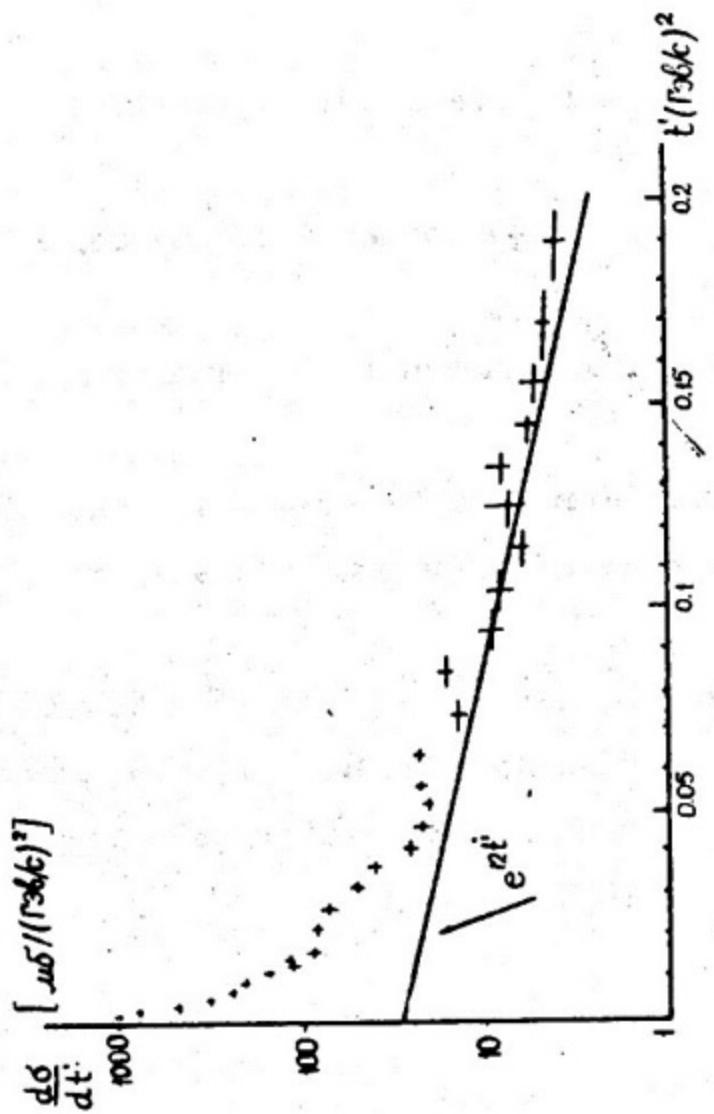


Fig. 1

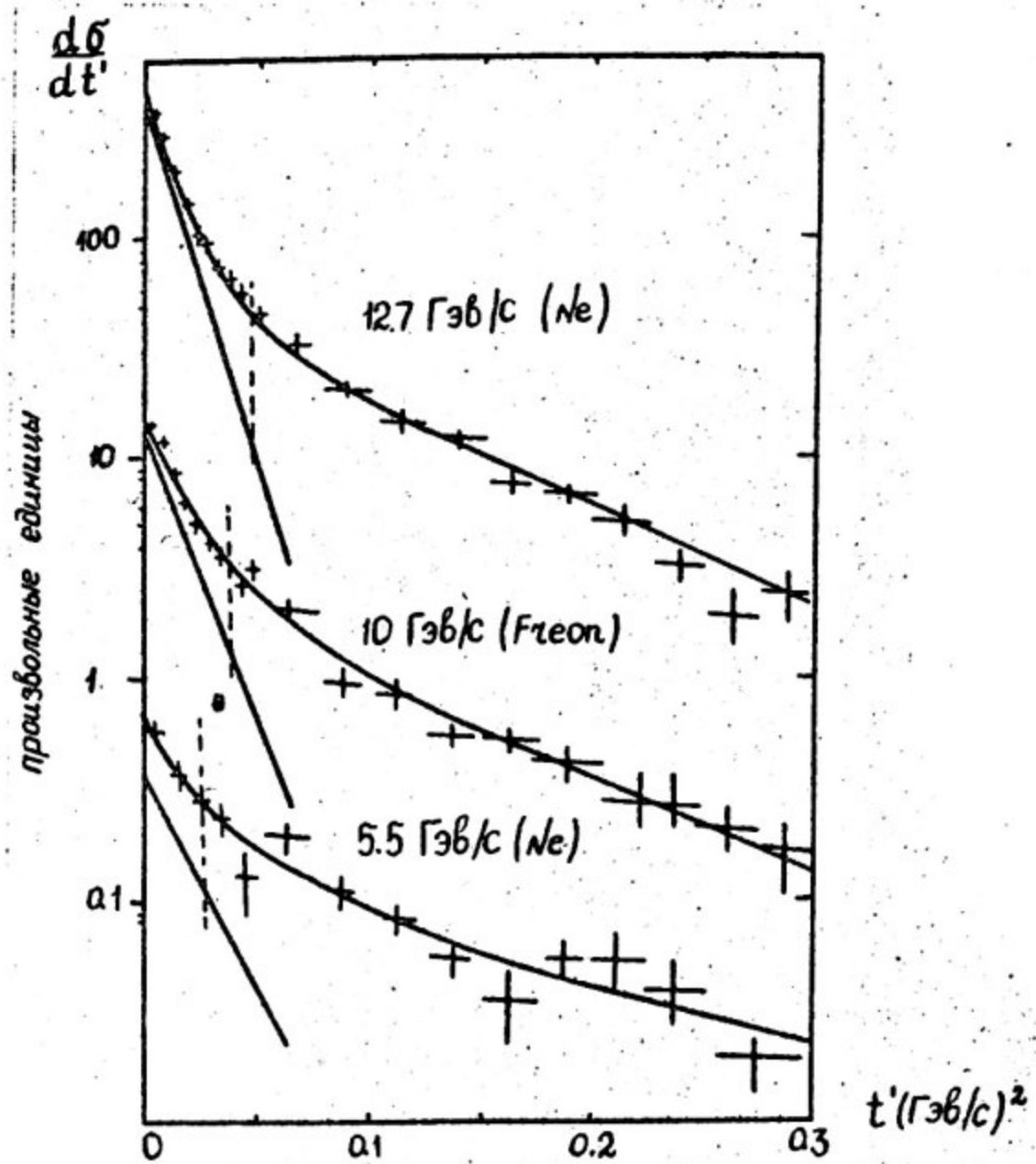
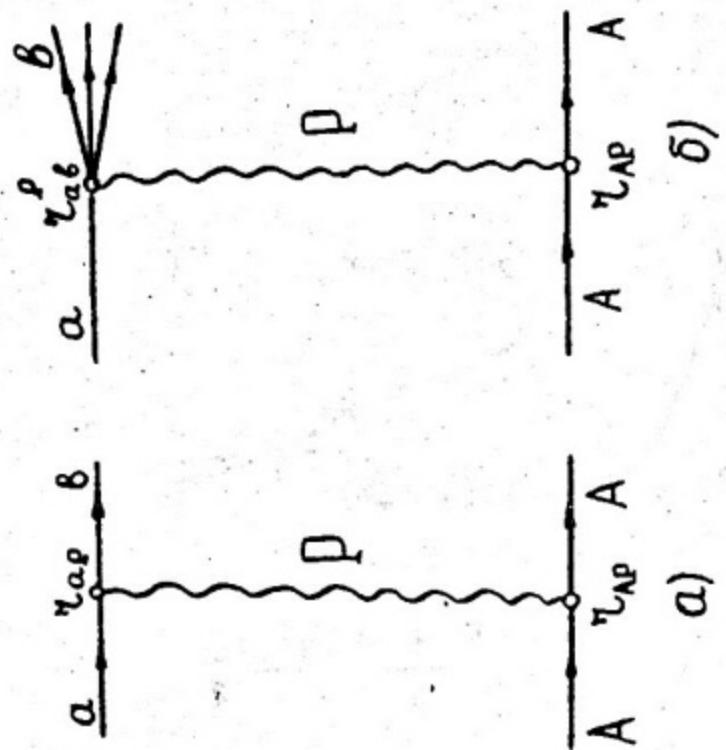


Рис. 2



Duc.3

a)

$\delta)$

$\sigma_{\text{ког}}(\text{мб})$

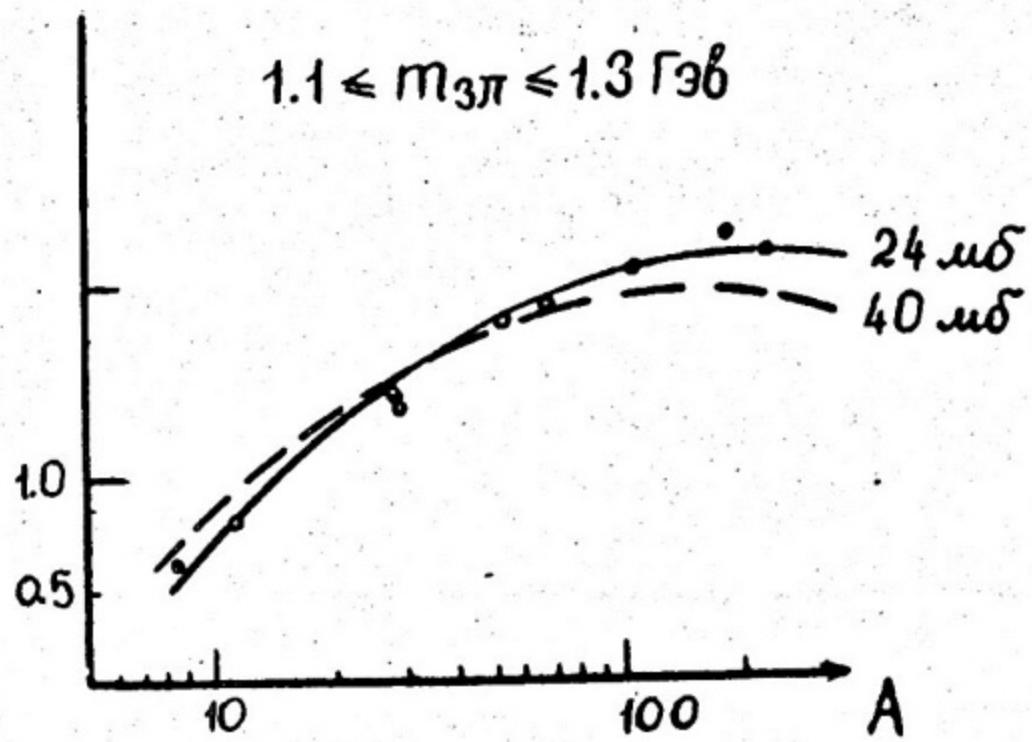


Рис. 4

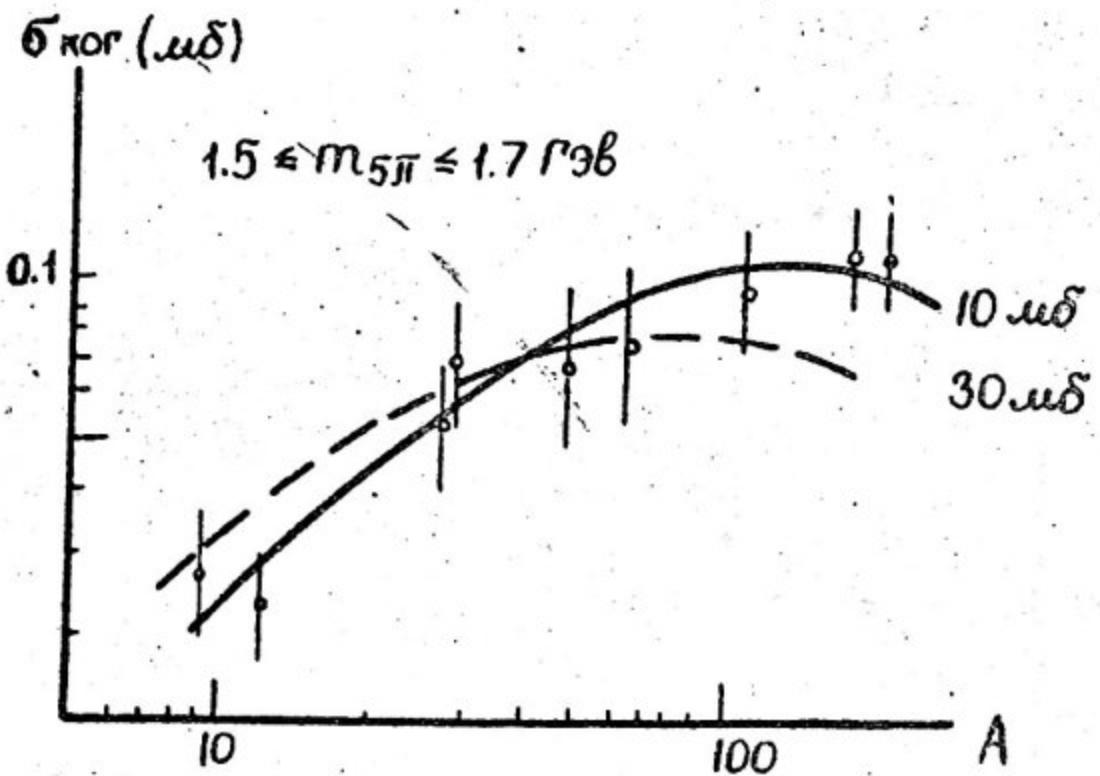


Рис. 5

Рис. 6

