

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.171.115

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. А. Любимов

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Введение | 193 |
| 1. Полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами и ядрами | 196 |
| а) Метод измерения (196). б) ИТЭФ — МГУ-эксперимент (198). в) Полные <i>np</i> -сечения (200). г) $\rho - A_2$ -вырождение (203). д) Нейтрон-ядерные полные сечения. Неупругое экранирование (204). | |
| 2. Упругое рассеяние нейтронов на протонах | 208 |
| а) Измерение <i>np</i> -рассеяния на нейтронном пучке. Экспериментальные данные при энергиях до 24 Гэв (208). б) Исследование <i>np</i> -рассеяния на ускорителе в Серпухове (210). | |
| 3. Упругое рассеяние «назад» нейтронов на протонах (<i>np</i> -перезарядка) | 212 |
| а) Методы измерения (212). 1) Метод двойной перезарядки (212); 2) Метод полной кинематики (212). б) <i>np</i> -перезарядка при энергиях до 30 Гэв (213). в) Пионный обмен в реакции <i>np</i> -перезарядки (214). г) <i>np</i> -перезарядка в интервале энергий 22—65 Гэв (ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН-эксперимент) (215). | |
| 4. Дифракционная диссоциация нейтронов на протонах | 218 |
| а) Методы исследования нуклонной диссоциации (218). б) Нуклонная диссоциация при энергиях до 30 Гэв. Пионный обмен в механизме Дека (220). в) Угловые и другие характеристики распада возбужденной системы в нуклонной диссоциации при высоких энергиях. Барийонный обмен в механизме Дека (221). г) <i>t</i> -зависимость нуклонной диссоциации. Корреляция «масса — нуклон» (224). д) Энергетическая зависимость нуклонной диссоциации (226). | |
| Заключение | 228 |
| Цитированная литература | 229 |

ВВЕДЕНИЕ

Простейшей формой взаимодействия частиц является рассеяние. При больших переданных импульсах мы проникаем в глубинные области частиц. При рассеянии частиц на малые углы исследуется их строение в периферических областях. В предельном случае при рассеянии на нулевой угол получаем «размер» частиц. Действительно, согласно оптической теореме мнимая часть амплитуды рассеяния на угол нуль связана с полным сечением взаимодействия частиц. Предметом настоящей статьи будут следующие вопросы:

1. Полные сечения взаимодействия нейтронов с протонами; некоторое внимание в этом разделе будет уделено также взаимодействию нейтронов с ядрами;
2. Упругое рассеяние «вперед» нейтронов на протонах;
3. Рассеяние «назад» нейтронов на протонах или так называемая упругая *np*-перезарядка;
4. Дифракционная диссоциация нейтронов на протонах.

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1977 г.

В последнем случае мы имеем дело с неупругой реакцией, однако, в отличие от обычных неупругих процессов, в которых происходит рождение или превращение частиц, указанную реакцию можно рассматривать как «развал» нейтрона в результате периферического взаимодействия с протоном. В этом смысле реакцию диссоциации, так же как и рассеяние, можно отнести к элементарной форме взаимодействия частиц.

Все перечисленные выше процессы мы будем рассматривать при высоких энергиях. Какие же энергии имеются в виду? Некоторое время тому назад мы могли бы попытаться дать физическое определение области высоких энергий как «послерезонансной», «предасимптотической» и «асимптотической». Переход в эту область энергий связывался с надеждами, что картина взаимодействия частиц при высоких энергиях может упроститься в связи с тем, что частицы теряют свою индивидуальность и взаимодействия приобретают универсальный характер¹. Идеи асимптотики возникли в результате ожидания, что с ростом энергии, с одной стороны, исчезнут s -канальные резонансы (в связи с ростом ширины резонансов при увеличении массы), с другой, сечения взаимодействия адронов выйдут на константу. Сегодня ситуация изменилась. В связи с недавним открытием «тяжелых» и «узких» нейтральных бозонов потеряло смысл (или приобрело новое содержание) понятие «послерезонансная» область. Полные сечения адронов, пройдя через минимум, начали увеличиваться с ростом энергии. Мы не знаем, является ли рост сечения переходным или уже установившимся режимом, и в связи с этим где, собственно, находится асимптотическая область? Однако характерное поведение полных сечений может служить «водоразделом» на энергетической шкале. Сейчас естественно говорить об областях энергий «до» и «после» минимума полных сечений. В настоящей статье основное внимание мы уделим обсуждению процессов при энергиях, соответствующих областям минимума и роста полных сечений, областям, перекрываемым ускорителями в Серпухове, Батавии и на встречных кольцах.

И, наконец, последнее. Почему в названии статьи говорится о взаимодействии с протонами именно нейтронов?

Нуклон — это изотопический дублет. Изучение взаимодействия нуклонов подразумевает проведение измерений в разных изотопических состояниях, т. е. исследования как pp -, так и pn -взаимодействий. Очень важно, чтобы измерения имели сравнимую точность. Однако экспериментальные условия и метод исследования pp - и pn -взаимодействий различны. Изучение pp -взаимодействий осуществляется на монохроматических пучках с использованием H_2 -мишеней. Здесь методические вопросы проведения точных измерений давно разрешены и хорошо известны. Специфика pn -исследований заключается в том, что не существует «чистых» нейтронных мишеней. Конечно, можно провести pn -исследования на протонном пучке с дейтериевой мишенью, воспользовавшись теорией Глаубера для извлечения pn -взаимодействия. Однако на этом пути стоят принципиальные трудности, если речь идет о точности, превышающей неопределенности теории, поскольку сама глауберовская теория в этом случае должна быть предметом экспериментального исследования. Поэтому перспективу в развитии может иметь лишь направление, связанное с использованием нейтронных пучков. Исторически сложилось так, что ранние работы с использованием нейтронных пучков имели значительно худшую точность по сравнению с экспериментами, выполненными на протонах. К нейтронным экспериментам относились, как к экспериментам «второго сорта». Однако за последнее время был выполнен цикл работ на нейтронных пучках (ИТЭФ-МГУ², ИТЭФ-Карлсруэ-ЦЕРН³⁻⁶, FNAL⁷⁻⁹), охватывающих широкую программу исследований взаимодействий нейтронов с протонами,

в которых было показано, что полученные данные нисколько не уступают по точности данным протонных экспериментов. В некоторых же случаях, например при исследовании нуклон-ядерных взаимодействий, нейтронные эксперименты имеют, несомненно, преимущества.

Таким образом, *nr*-исследования являются более «молодыми». Экспериментальные особенности опытов на нейтронных пучках не так широко известны. По этим причинам, обсуждая вопросы нуклон-нуклонного взаимодействия и проведя детальное сравнение *nr*- и *pp*-данных, мы будем освещать более подробно именно *nr*-взаимодействие, останавливаясь в том числе и на вопросах методики.

Перейдем теперь к тому, как теория описывает взаимодействие адронов. К сожалению, не существует в общем виде теории сильных взаимодействий. Трудность заключается в том, что (в отличие, например, от электродинамики) в сильных взаимодействиях константа связи не является малой величиной, и нет аппарата, чтобы учесть бесконечное разнообразие взаимодействия. Удовлетворительная теория может быть создана для некоторых частных случаев. Так, например, если рассматривать очень далекие периферические взаимодействия, то успешным оказывается использование полюсной модели. В данном случае малый параметр возникает за счет экспоненциального уменьшения силы взаимодействия с ростом прицельного расстояния между взаимодействующими частицами. Другой подход связан с рассмотрением процессов в области очень высоких энергий, где, как мы отмечали, можно ожидать, что описание взаимодействия упростится.

Наиболее обоснованной теорией асимптотического взаимодействия сильно взаимодействующих частиц является реджевская теория комплексных моментов¹⁰. В этой теории предполагается, что основной вклад во взаимодействие дают процессы обмена реджеоном — совокупностью частиц, которые находятся в состоянии с определенными квантовыми числами (барионным зарядом, изоспином и четностью) и переменным спином, зависящим от квадрата переданного импульса. Амплитуда обмена реджеоном пропорциональна $s^{\alpha(t)}$, где $\alpha(t)$ — переменный спин реджеона. При больших энергиях из бесконечного числа особенностей, характеризующихся разными α_i , выделяется главная особенность с наибольшим $\alpha(t)$. В этом состоит асимптотическое рассмотрение. С другой стороны, поскольку α зависит от t , причем убывает с увеличением переданного импульса — то область малых t оказывается выделенной. Таким образом, область применимости реджевской теории являются дифракционные процессы. Амплитуда рассеяния в случае обмена главной особенностью имеет вид

$$M = \gamma(t) \frac{1 + \sigma e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin \pi\alpha(t)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}, \quad (*)$$

где $\sigma = \pm 1$ — сигнатура, $\gamma(t)$ — вычет, являющийся вещественной функцией от t в физической области s -канала.

Одна из заслуг реджистики заключается в том, что она позволила обнаружить связи между самостоятельными прежде областями — рассеянием частиц при высоких энергиях, с одной стороны, и спектром резонансов и элементарных частиц, с другой. Амплитуда (*) определена в физической области отрицательных значений t . В области положительных t амплитуда (*) имеет смысл только при целых (для бозонов) значениях спина $\alpha(t)$, где она имеет полюса для положительной сигнатуры при $\alpha = 0, 2, 4 \dots$ и для $\sigma = -1$ при $\alpha = 1, 3, 5 \dots$. Если полюсы сопоставить с реальными частицами и резонансами, то образуются так называемые реджевские траектории. Главной бозонной траекторией является полюс Померанчука, имеющий квантовые числа вакуума. Этот полюс обеспечивает выполнение

теоремы Померанчука¹¹ о равенстве сечений частиц и античастиц в асимптотике. Полюс Померанчука описывает все «невывирающие» с энергией процессы, такие, как упругое рассеяние вперед на угол нуль, полные сечения, дифракционную диссоциацию нуклонов и т. д. Вторичные полюсы f , A_2 , ρ , ω с $\alpha_i(0) \sim 0,5$ и π с $\alpha_\pi(0) \sim 0$, на которых расположены соответствующие резонансы, имеют ненулевые квантовые числа и описывают падающие с энергией обменные процессы, а также разность полных сечений частиц из одного изотопического семейства. (Например, ρ и A_2 ответственны за разность $\sigma_{np}^{\text{tot}} - \sigma_{pp}^{\text{tot}}$.) Из вторичных полюсов следует отметить пионный полюс. Несмотря на то, что пионная траектория проходит ниже остальных и, следовательно, процессы, описываемые пионным полюсом, должны быстрее падать с энергией, тот факт, что константа связи для пионов велика, а полюс расположен очень близко к физической области, делает пионную особенность доминирующей в области средних энергий. Кроме того, близость полюса к физической области приводит к характерным особенностям в t -распределениях. Классическим примером процесса, в котором важную роль играет пионный обмен, является реакция упругой np -перезарядки.

Пионный обмен и вакуумная особенность в своеобразном сочетании в механизме Дека^{72,74} определяют поведение дифракционной диссоциации нуклонов. В этом же процессе проявляются барионные обмены, обычно ответственные за рассеяние назад пионов на нуклонах¹².

Полюсы Редже не являются единственными особенностями. Многочастичные члены в условии унитарности в релятивистской теории приводят к появлению движущихся точек ветвления. Движущиеся ветвления можно рассматривать как результат последовательных перерасеяний на частицах, составляющих адрон. Имеет место глубокая аналогия с глауберовским описанием рассеяния частиц на ядрах¹³. Ветвления в амплитуде упругого рассеяния соответствуют экранировке и имеют знак, противоположный вкладу полюса Редже. С ростом энергии экранировка уменьшается, это приводит к предасимптотическому росту полных сечений¹⁴. По этим же причинам ветвления являются причиной нерегулярностей в дифференциальных сечениях процессов рассеяния и перезарядок. Обычно ветвления составляют более или менее малую поправку к полюсной картине. Однако существуют процессы, где ветвления выступают как эффекты главного порядка. Одним из таких процессов является np -перезарядка. Узкий пик в дифференциальном сечении np -перезарядки в реджевском представлении есть результат деструктивной интерференции пионного полюса и пион-померонного ветвления.

1. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ

а) М е т о д и з м е р е н и я

Как правило, измерение полного сечения взаимодействия частиц осуществляется классическим методом «выбывания из пучка». Суть метода заключается в измерении потока частиц, не взаимодействовавших с веществом мишени, по отношению к полному потоку. Точность измерения сечения определяется четырьмя основными моментами, вытекающими из существа метода:

1) Поскольку измеряется поток не взаимодействовавших в мишени частиц, то должна быть минимальна примесь частиц, которые взаимодействовали в мишени, но были зарегистрированы детектором. По этой причине измерения проводят в условиях так называемой «хорошей гео-

метрии», когда детектор частиц имеет минимальный угловой размер, определяемый физическими условиями (например, кулоновским взаимодействием частиц в мишени, если измерения ведутся с заряженными частицами). Для количественного учета поправок, связанных с рассеянием частиц в мишени, проводятся измерения углового распределения провзаимодействовавших с мишенью частиц.

2) Измерения потока частиц «с мишенью» и «без мишени» проводятся в разное время; отсюда возникают требования к стабильности аппаратуры во времени. Дрейф аппаратуры может быть уменьшен при многократных измерениях «с мишенью» и «без мишени».

3) Измерения «с мишенью» и «без мишени» сами по себе приводят к различной загрузке аппаратуры частицами пучка, поэтому для получения правильной величины сечения необходима строгая линейность счетной характеристики аппаратуры от скорости счета. Обычно для учета эффектов, связанных с загрузкой детектора, проводят измерения сечений при разных интенсивностях пучков. При прочих условиях эти поправки тем меньше, чем меньше абсолютная интенсивность пучка.

4) Статистика. Обычно выбор рабочей интенсивности пучка является компромиссным решением противоречивых требований п.п. 3) и 4).

Изложенные черты метода — общие как для работы с заряженными, так и нейтральными частицами.

Каковы особенности измерения полных сечений на пучках нейтронов? Во-первых, нейтроны не испытывают кулоновского рассеяния. Это дает возможность использовать минимально возможный размер детектора, ограниченный лишь размером пучка, что позволяет довести поправку, связанную с рассеянием частиц в мишени на малые углы, до сколь угодно малого уровня (п. 1), см. выше). Во-вторых, отсутствие кулоновского взаимодействия у нейтронов позволяет использовать оптимальные (т. е. достаточно «толстые» — 1—2 ядерные длины) длины мишеней. При этом заданная статистическая точность (п. 4)) достигается за минимальное время, или, что то же, данная точность может быть получена при минимальной интенсивности пучка (оптимизация требований пп. 3) и 4); см. выше).

Однако при работе с нейтронным пучком имеются и издержки, связанные с тем, что нейтронный пучок — немонохроматичен. Поэтому нейтронный детектор должен обладать способностью измерять энергию нейтронов. Это осложнение не носит принципиального характера, поскольку зависимость полных сечений от энергии очень слабая и энергетического разрешения, получаемого, например, при калориметрическом способе измерения энергии, оказывается достаточно, чтобы не вносить дополнительные ошибки в измерение полных сечений. Поскольку калориметрический метод измерения энергии нейтронов повсеместно используется при измерениях полных сечений нейтронов при высоких энергиях, остановимся кратко на этом методе.

Калориметр — это прибор, предназначенный для измерения энергии адронов, представляющий собой счетчик полного поглощения, состоящий из большого числа слоев плотного вещества с промежутками, чувствительными к ионизирующему излучению, и общим количеством вещества, достигающим многих ядерных длин. Калориметр был изобретен в 1958 г.¹⁵ и первоначально использовался в экспериментах с космическими лучами. Применение этих приборов на ускорителях сдерживалось из-за низкого энергетического разрешения, пока энергия была невелика (< 10 Гэв). При переходе к более высоким энергиям физические принципы, заложенные в основу калориметра, позволили создать приборы с более высоким энергетическим разрешением.

Впервые калориметр для измерения энергии нейтронов в опыте по полным сечениям был использован Крейслером и др.¹⁶ в 1968 г. Калориметры в первых работах по измерению полных сечений (1968—1969 гг.) не были совершенны, и имели разрешение по энергии ~ 40 —50%. Уже в 1970 г. в ЦЕРНе¹⁷ был сделан калориметр усовершенствованной конструкции, который имел разрешение $\pm 15\%$ при энергии 18 Гэв.

Наилучшие результаты на сегодня достигнуты группой Карлсруэ — ИТЭФ — ЦЕРН в работе³, выполненной на ускорителе в Серпухове. Остановимся на характеристиках этого прибора, поскольку он использовался в цикле работ⁴⁻⁶ совместного ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН-эксперимента по исследованию взаимодействия нейтронов с протонами в интервале энергий 10—70 Гэв, и эти работы будут излагаться в настоящей статье. Калориметр состоял из 40 пластин сцинтилляторов ($0,7 \times 40 \times 40$ см³), свет от которых собирался на один ФЭУ. Сцинтилляторы прослоены пластинами из железа 2 см толщиной. Амплитуда со счетчика линейно зависела от энергии. При энергии 60 Гэв достигнуто разрешение $\pm 6\%$, что представляет рекордное к настоящему времени энергетическое разрешение для адронного калориметра, используемого в экспериментах.

Перейдем теперь к описанию экспериментов по измерению нейтронных полных сечений.

б) ИТЭФ — МГУ-эксперимент²

Наилучшая точность в измерении полных сечений на нейтронном пучке была достигнута в работе ИТЭФ — МГУ, выполненной в 1974 г. на ускорителе в Серпухове².

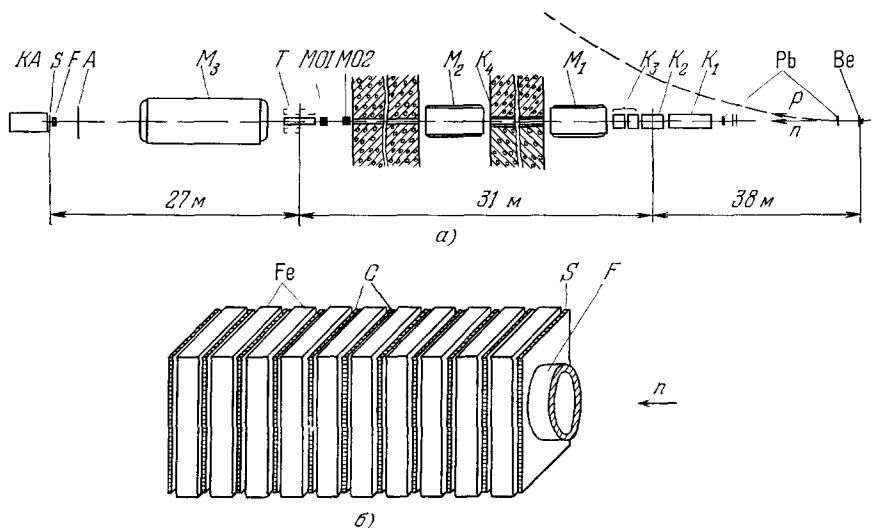


Рис. 1. Схема эксперимента ИТЭФ — МГУ.

а) Установка (Ве — внутренняя мишень ускорителя, Рб — свинцовые фильтры, K_1 — K_4 — коллиматоры, M_1 — M_3 — очищающие магниты, MO_1 , MO_2 — мониторы пучка, T — мишень, A — счетчик антисовпадений, S — счетчик совпадений, F — конвертер из железа, KA — калориметр), б) схема калориметра (C — пластины сцинтилляторов).

На рис. 1 приведена схема установки. Пучок нейтронов выводился под углом 0° к орбите ускорителя. Профиль пучка в районе мишени представлен на рис. 2. Видно, что пучок имел резкие края, и на расстоянии 1—2 см от центра интенсивность составляла менее 1% от интенсивности в самом пучке. Это обстоятельство было существенно при учете вклада рассеянных частиц.

Детектор нейтронов представлял собой калориметр и счетчик перед ним, включенный на совпадение. Непосредственно перед счетчиком располагались кольцевые железные конверторы, размер которых определял телесный угол детектора. Только те частицы, которые взаимодействовали в конверторе, регистрировались детектором. Примесь частиц, испытывших рассеяние в мишени, и их угловое распределение измерялись путем помещения конверторов разного размера. Центральный конвертор был подобран по размеру пучка. При использовании этого конвертора только частицы, рассеянные с передачей импульса меньше $5 \cdot 10^{-4} (Гэв/с)^2$, были неотличимы от частиц, прошедших мишень без взаимодействия. Таким образом.

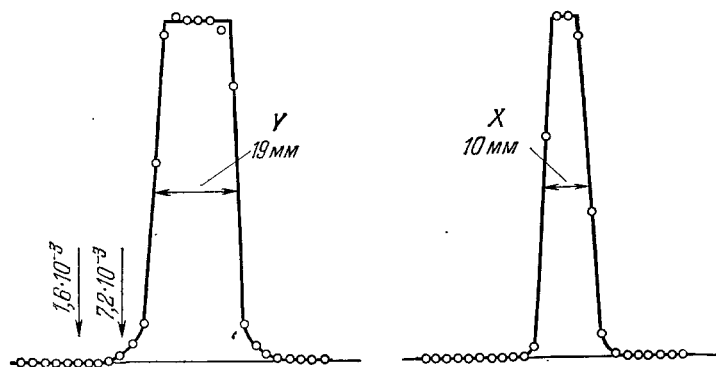


Рис. 2. Профиль нейтронного пучка в двух проекциях.

поправка к сечению, связанная с эффектом рассеяния нейтронов в мишени, была сведена к весьма малому значению: $\sim 0,1\%$ для водорода и дейтерия. Следует заметить, что это намного меньше той поправки, которая определяется кулоновским взаимодействием и имеет место при использовании пучков заряженных частиц.

В работе использовались мишени статистически оптимальной длины. Частота перемен измерений «с мишенью» и «без мишени» была максимальной, — смена мишеней происходила с каждым циклом ускорителя. Это сводило к минимуму влияние временного дрейфа аппаратуры.

Прежде чем приступить к обсуждению результатов, обратимся к табл. I, заимствованной из ¹⁸, где приведены некоторые сравнительные

Таблица I

Сравнение характеристик различных опытов по полным сечениям, выполненных на нейтронном пучке

| Эксперимент | ЦЕРН 17, 1970—1971 гг. | Мичиганский университет 19 | ИТЭФ—МГУ, 1974 г. 2 | FNAL, 1975 г. 7 |
|--------------------------------------------------|---------------------------|-------------------------------|------------------------|--------------------|
| Энергия нейтронов, Гэв | 8—21 | 14—27 | 26—54 | 34—273 |
| Размеры пучка, см | 2×2 | 1×1 | 1×2 | 0,4×0,4 |
| Время чередования опытов с мишенью и без мишени | 5—10 мин | — | 7 сек | 1 мин |
| Источники погрешности: | | | | |
| количество атомов H ₂ в мишени | 0,7% | 1% | 0,1% | 0,2% |
| эффект интенсивности | 0,2—0,5% | — | 0,1% | 0,15% |
| поправка на рассеяние | 0,5% | — | 0,1% | 0,20% |
| статистическая ошибка с учетом дрейфа аппаратуры | 0,7% | — | 0,5% | 0,40% |
| общая погрешность | 1—1,5% | 1,5% | 0,5% | 0,5% |

данные экспериментов по измерению полных сечений, выполненных на нейтронных пучках за последнее время. Таблица наглядно показывает, какой существенный сдвиг произошел за последние несколько лет в увеличении точности при измерении полных сечений на нейтронных пучках. Если же сравнить современные точности ($\sim 0,5\%$) с точностями на уровне 1965 г. ($\sim 5\%$), то прогресс еще более разительный. Этот прогресс объясняется естественным развитием технологии и экспериментальной техники, однако в первую очередь тем, что физики научились работать с нейтронными пучками.

в) Полные *nr*-сечения

На рис. 3 показаны полные *nr*-сечения, полученные в опыте ИТЭФ — МГУ², в сравнении с полными *pp*-сечениями, полученными на ускорителе в Серпухове (ИФВЭ — 1971)²⁰. Как видно из рисунка, нейтронные и протонные сечения близки друг к другу. Нейтронные сечения указывают при

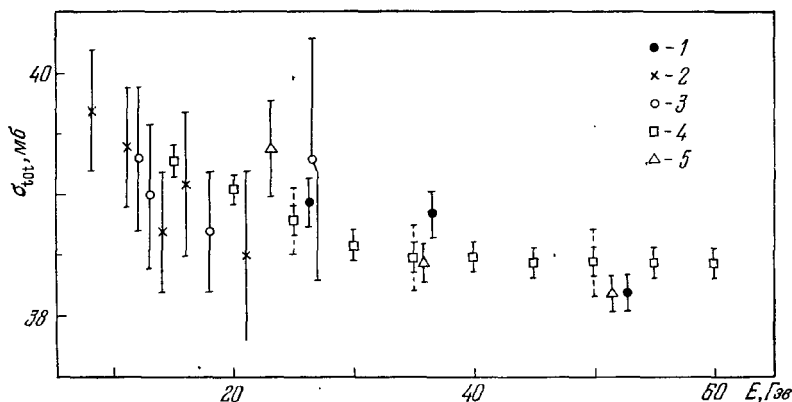


Рис. 3. Полные *nr*- и *pp*-сечения серпуховского диапазона энергий.
nr-данные: 1 — Бабаев и др. (1974), 2 — Энглер и др. (1970), 3 — Джонс и др. (1971); *pp*-данные: 4 — Горин и др. (1971), 5 — Кэрролл и др. (1975).

этом на некоторую энергетическую зависимость в интервале энергий 25—55 Гэв. На том же рисунке приведены недавно появившиеся полные *pp*-сечения, измеренные Кэрроллом и др.²¹ в Батавии. Из этого сопоставления эти приходим к выводу, что полные сечения нейтронов на протонах и протонов на протонах совпадают в пределах точности эксперимента в интервале энергий серпуховского ускорителя (20—60 Гэв).

На рис. 4 приведены полные *nr*-сечения, измеренные Лонго и др.⁷ в Батавии в интервале энергий 30—280 Гэв. Эти данные показывают рост полных сечений примерно на 1,5 мб в интервале энергий 50—280 Гэв. К сожалению, увеличивающаяся ошибка в сечениях при меньших энергиях, перекрывающихся с серпуховским диапазоном, делают совпадение этих результатов с данными ИТЭФ — МГУ малоинформативным. Что касается сравнения *nr*-данных Лонго и др. с протон-протонными полными сечениями в области энергии выше 50 Гэв, то здесь ситуация не ясна, поскольку данные противоречивы. На этом же рисунке изображены полные *pp*-сечения по измерениям Кэрролла и др.²¹, находящиеся в сильном расхождении с данными Лонго. На основании этого расхождения было бы, однако, преждевременно делать вывод, что полные *nr*-сечения почти на 1 мб превышают полные *pp*-сечения в интервале энергий 100—200 Гэв,

поскольку, с другой стороны, полные np -сечения скорее меньше или равны pp -сечениям, измеренным Густавсоном и др.²² (та же группа Лонго) на той же установке, на которой проведены измерения нейтронных сечений. Протонные сечения Густавсона — Лонго при энергии 200 Гэв почти на 1,5 мб выше аналогичного значения, измеренного Карроллом и др.

По-видимому, имеют место значительные систематические неопределенности в каком-либо из этих опытов, поэтому вопрос о соотношении полных np - и pp -сечениях при энергиях выше 50 Гэв в прямых измерениях следует считать открытым.

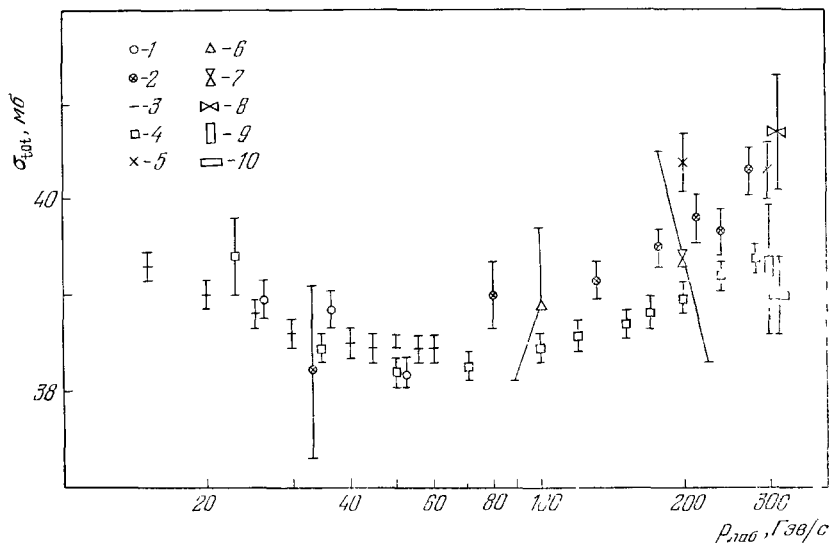


Рис. 4. Полные np - и pp -сечения в интервале энергий 15–300 Гэв.

np -данные: 1 — Бабаев и др., Серпухов (1974), 2 — Лонго и др., Батавия (1974); pp -данные: 3 — Горин и др. (1971), 4 — Карролл и др. (1975), 5 — Густафсон и др. (1974), 6 — Бромберг и др.²⁴ (1973), 7 — Чарлсон и др.²³ (1972), 8 — Файрстон и др.²⁵ (1974), 9 — Амандолиа и др.²⁷ (1973), 10 — Амальди и др.²⁶ (1973).

То обстоятельство, что в обоих опытах^{7,21} были осуществлены измерения полных сечений на дейтонах позволяет сделать некоторые косвенные оценки этих двух опытов. Как и известно, глауберовская теория *) связывает сечения на дейтоне с элементарными соотношением

$$\sigma_{pp} + \sigma_{np} - \sigma_{p(n)d} = \Delta \quad (1.1)$$

с учетом неупругого экранирования

$$\Delta = \Delta_{el} + \Delta_{inel} = \Delta_{el} \left(1 + \frac{\Delta_{inel}}{\Delta_{el}} \right). \quad (1.2)$$

Как показали Кайдалов и Кондратюк²⁸ отношение $\Delta_{inel}/\Delta_{el}$ может быть получено из анализа инклюзивных спектров, и оно оказывается разным для случая пионов, каонов и нуклонов: 0,38; 0,5 и 0,2 соответственно **). Упругая часть экранирования соотношением Глаубера — Вилкина¹³

$$\Delta_{el}(n, p) = \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \sigma_{pp} \sigma_{np} (1 + \rho_n \rho_p) \quad (1.3)$$

*) Специально о теории Глаубера мы будем говорить при обсуждении взаимодействия нейтронов с ядрами.

**) Отношения приведены для энергии ~ 200 Гэв. В общем случае отношения медленно растут с энергией.

связана с параметром $\langle r^{-2} \rangle$, характеризующим размер дейтона. Величина ρ есть отношение реальной части амплитуды рассеяния к мнимой. Величина Δ может быть определена теоретически. Используя теоретически вычисленные эффекты экранирования, по измеренным значениям полных сечений pd и pp в опыте Кэрролла можно получить полные np -сечения. Результаты приведены в табл. II²⁰. Как видно из таблицы, полные сечения нейтронов на протонах оказались совпадающими с протон-протонными во всем интервале энергий.

Таблица II

| $E_{\text{лаб}}, \text{ Гэв}$ | 50 | 100 | 150 | 200 |
|-------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $\sigma_{pp}, \text{ мб}$ | $38,14 \pm 0,07$ | $38,39 \pm 0,06$ | $38,62 \pm 0,06$ | $38,90 \pm 0,06$ |
| $\sigma_{np}, \text{ мб}$ | $38,50 \pm 0,20$ | $38,46 \pm 0,20$ | $38,62 \pm 0,20$ | $38,90 \pm 0,20$ |

Из этого же опыта оказалось возможным, с другой стороны, проверить справедливость модели Кайдалова — Кондратюка на пионных данных. Дело в том, что в опыте Кэрролла и др. измерялись полные сечения взаимодействия с протоном и дейтоном различных частиц, в том числе пионов. Таким образом, из эксперимента можно было получить

$$\Delta_{\text{эксп}}(\pi, p) = \sigma_{\pi^+p} + \sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^{\pm}d}$$

и сравнить с теоретическим значением

$$\Delta_T(\pi, p) = \Delta_{\text{el}} + \Delta_{\text{inel}} \approx \Delta_{\text{el}}(1 + 0,38) \approx 1,38 \frac{\langle r^{-2} \rangle}{4\pi} \sigma_{\pi^+p} \sigma_{\pi^-p} (1 - \rho_\pi^2). \quad (1.4)$$

Эти величины совпали с точностью до экспериментальной и теоретической неопределенностей:

$$\Delta_{\text{экс}} - \Delta_T = 0,11 \pm 0,15 \text{ мбн.}$$

Следует заметить, что сами авторы²¹ получали параметр $\langle r^{-2} \rangle$ из пионных данных без учета неупругого экранирования (из (1.3), вместо (1.2)). Использование разных значений $\langle r^{-2} \rangle$ в работах^{20,21} при извлечении np -сечений из pp -, pd -измерений породило неоправданную дискуссию³⁰ о «различии» np -сечений в обоих опытах, хотя измеренные величины (pp - и pd -сечения) были в достаточной мере близки друг к другу (см. рис. 4 и ниже рис. 6). Вообще некоторый разнобой, существующий в литературе^{20,21,31}, в использовании параметра $\langle r^{-2} \rangle$, в конечном итоге, сводится к тому, учитывается ли неупругое экранирование в глауберовской поправке. Однако сегодня вопрос этот уже не дискуссионный, поскольку имеет экспериментальное решение. Эффекты, связанные с неупругим экранированием, будут рассмотрены ниже, при обсуждении нейтрон-ядерных данных по полным сечениям.

Перейдем теперь к экспериментам Лонго и др.⁷ Если точно так же использовать модель Кайдалова — Кондратюка²⁸ для вычисления поправок на экранирование, то из экспериментальных данных Лонго и др. по полным np - и nd -сечениям можно получить полные pp -сечения. При этом оказывается, что pp -данные, извлеченные из опыта Лонго и др., более чем на 1 мб отличаются от нейтронных сечений этого же опыта и примерно на 0,5 мб ниже полных pp -сечений по измерениям Кэрролла и др. Для согласования данных опытов Лонго и др.⁷ и Густавсона — Лонго²² по сечениям требуется очень большая величина глауберовских поправок. Таким образом, косвенные соображения на основе глауберовской теории говорят скорее в пользу равенства полных np - и pp -сечений также и для интервала 50—300 Гэв.

Дополнительные аргументы могут быть получены с другой стороны. Оптическая теорема связывает разность полных np - и pp -сечений с процессом упругой перезарядки при $t = 0$

$$\frac{d\sigma^{\text{ex}}}{dt}(n, p)|_{t=0} \geq \frac{1}{16\pi} (\sigma_{pp}^{\text{tot}} - \sigma_{np}^{\text{tot}})^2.$$

Если теперь в правую часть этого соотношения подставить данные Кэрролла и др.²¹ и Лонго и др.⁷ по полным pp - и np -сечениям, то для сечения упругой np -перезарядки следует ожидать драматических изменений в интервале энергий 100—300 Гэв: сечение должно резко замедлить свое падение вплоть до выхода на плато или даже начать расти. Как видно из рис. 5, заимствованного из работы³⁰, поведение реакции np -перезарядки в интервале серпуховских энергий⁵ (реакцию перезарядки мы будем подробно обсуждать в гл. 3 (см. ниже)) не дает указаний на те кардинальные изменения, какие следует ожидать из разности $\sigma_{pp}^{\text{tot}} - \sigma_{np}^{\text{tot}}$ по измерениям Кэрролла и др.²¹ и Лонго и др.⁷. Предварительные (пока не опубликованные) данные по перезарядке, полученные в Батавии, противоречат такой разнице в полных сечениях.

г) ρ — A_2 -вырождение

В реджевском представлении главный вклад в амплитуду нуклон-нуклонного рассеяния вперед дают пять траекторий: \mathcal{P} , \mathcal{P}' , ω , ρ и A_2 . При высоких энергиях доминирует особенность Померанчука. Однако обсуждение энергетического хода нуклон-нуклонного рассеяния и исследование померонного обмена выходят за рамки настоящей статьи. Здесь мы остановимся на том, в каком соотношении находятся np - и pp -амплитуды рассеяния.

Вклады траекторий \mathcal{P} , \mathcal{P}' и ω имеют одинаковый знак, а ρ и A_2 меняют знак при переходе от pp - к np -взаимодействию. Таким образом, в реджевской теории, в соответствии с оптической теоремой, разность полных сечений выражается через ρ - и A_2 -амплитуды:

$$\frac{1}{2} (\sigma_{pp}^{\text{tot}} - \sigma_{np}^{\text{tot}}) = \text{Im} [\varphi_\rho(0) - \varphi_{A_2}(0)] = \frac{4\pi}{s} [\gamma_\rho(0) s^{\alpha_\rho(0)} - \gamma_{A_2}(0) s^{\alpha_{A_2}(0)}], \quad (1.5)$$

$\gamma(0)$ и $\alpha(0)$ — вычеты и траектории при $t = 0$ для ρ - и A_2 -амплитуд. Поскольку $\alpha_\rho(0)$ и $\alpha_{A_2}(0)$ меньше единицы, то из (1.5) видно, что с ростом

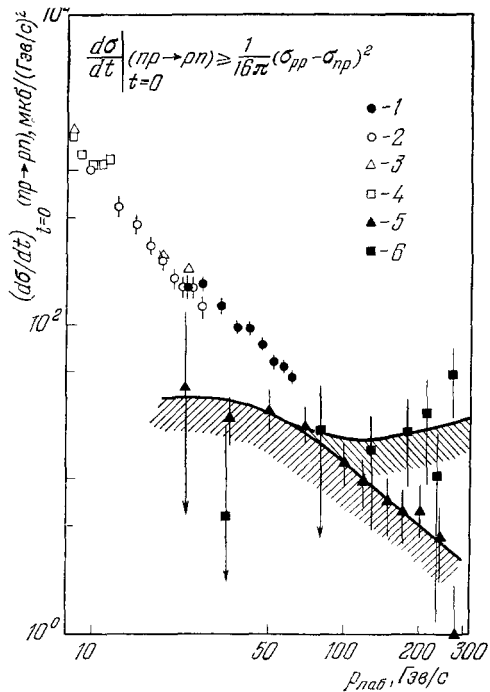


Рис. 5. Дифференциальное сечение np -перезарядки из прямых измерений и нижние пределы, получаемые из полных сечений.

$\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0}(np \rightarrow pn)$: 1 — Бабаев и др. (1975), 2 — Крейслер и др. (1975), 3 — Энглер и др. (1971), 4 — Миллер и др. (1971); $\frac{1}{16\pi} (\sigma_{pp} - \sigma_{np})^2$: 5 — Кэрролл и др. (1974), (pp , $pd \rightarrow pp$), 6 — Лонго и др. (1974) (np), Кэрролл и др. (1975) (pp).

энергии разница полных pp - и np -сечений должна асимптотически приближаться к нулю.

Недавно на серпуховском ускорителе была исследована реакция перезарядки $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$ ³². Доминирующей особенностью в этой реакции является A_2 -траектория. Из этих данных было получено, что параметры ρ - и A_2 -траекторий стали гораздо ближе друг к другу:

$$\alpha_\rho(0) = 0,56 \pm 0,02$$
³³, $\alpha_{A_2}(0) = 0,45 \pm 0,03$ ³²

(прежнее, полученное при меньших энергиях значение $\alpha_{A_2}(0) = 0,37$ ³⁴). При равенстве траекторий, разность pp — np полных сечений определяется разностью вычетов ρ и A_2 . Как мы уже обсуждали, в интервале серпуховских энергий полные сечения np - и pp -взаимодействий совпадают. По измерениям ИФВЭ²⁰ (pp), FNAL²¹ (pp) и ИТЭФ — МГУ² (np) экспериментальная разница полных np - и pp -сечений, усредненная по интервалу энергий 25—60 Гэв, составляет

$$\sigma_{np}^{\text{tot}} - \sigma_{pp}^{\text{tot}} = 0,05 \pm 0,11 \text{ мбн.}$$

Отсюда следует (см. (1.5)), что мала разность вычетов ρ - и A_2 -амплитуд.

Равенство траекторий и вычетов ρ и A_2 -амплитуд носит название: «(ρ — A_2)-вырождения». Обменное вырождение, проявляющееся в ряде экспериментальных фактов, не имеет объяснения в реджевской теории, — оно является следствием дуальности.

Как известно, существует некоторая двойственность в описании взаимодействий частиц. При малых энергиях многие процессы хорошо описываются суммой вкладов s -канальных резонансов в амплитуду. С другой стороны, при высоких энергиях теория комплексных моментов представляет амплитуду через t -канальные полюсы и ветвления. Дуальность постулирует прямую связь между s -канальным резонансным описанием и t -канальными обменами, делая оба подхода эквивалентными

$$\text{Im} \sum \text{Res}_s = \text{Im} \sum \text{Regge}_t. \quad (1.6)$$

Нуклон-нуклонное рассеяние принадлежит к так называемым экзотическим реакциям, где отсутствуют резонансы в s -канале. В этом случае

$$\text{Im} \sum \text{Regge}_t = 0.$$

Это означает, что мнимые части полюсов, относящихся к разным сигнатурам, взаимно сокращаются. Необходимым и достаточным условием такого сокращения является равенство вычетов и совпадение траекторий т. е. обменное вырождение. Для нуклон-нуклонного взаимодействия это вырождение ρ — A_2 .

д) Нейтрон-ядерные полные сечения. Неупругое экранирование

Перейдем теперь к ядерным данным, где экспериментальная ситуация более определена. Прежде всего начнем с сечения на дейтоне. На рис. 6 приведены результаты измерений полных сечений взаимодействия с дейтоном как нейтронов, так и протонов. Данные ИФВЭ (pd ²⁰), ИТЭФ — МГУ (nd ²), FNAL (pd ²¹) и Мичиган — FNAL (nd ⁸) превосходно согласуются друг с другом во всем исследованном диапазоне энергий: 10—300 Гэв.

Располагая данными по полным nd -, pd -, np - и pp -сечениям, можно осуществить проверку глауберовской теории на простейшем ядре — дейтерии. Как известно, вычисление сечений взаимодействий частиц с ядрами в глауберовском приближении заключается в учете так называемых

теневых эффектов. В классической теории рассматривается упругое перерассеяние частиц на нуклоне ядра. В этом случае поправку обычно называют упругим экранированием. В случае дейтерия

$$\Delta_{el} = \frac{\sigma_{pp}\sigma_{np}}{8\pi^2} (1 + \rho_p \rho_n) \times \int F(q^2) e^{-bq^2} dq, \quad (1.7)$$

где q — импульс, переданный дейтону; $F(q^2)$ — форм-фактор дейтона; b — наклон дифракционного конуса упругого рассеяния нуклонов.

Памплин, Росс³⁷ и Грибов³⁸ учли эффекты перерассеяния, когда в промежуточном состоянии нуклон находится в возбужденном состоянии. Такая поправка называется неупругим экранированием. Кайдалов и Кондратюк²⁸ дают для нее следующее выражение:

$$\Delta_{inel} = 2 \int F(t) \frac{d^2\sigma}{dM^2 dt} dM^2 dt; \quad (1.8)$$

здесь $d^2\sigma/dM^2 dt$ — дифракционная *) часть сечения инклюзивного процесса $N + N \rightarrow N + X$ с состоянием X , имеющим массу M .

Существенное различие упругого и неупругого эффектов экранирования заключается в том, что в первом случае энергетическая зависимость эффекта определяется в основном поведением элементарных полных сечений σ_{pp} и σ_{np} и мало меняется, если сечение постоянно, в то время как Δ_{inel} — растущая с энергией величина.

Проверку глауберовской теории можно сделать для серпуховского интервала энергий, где имеются непротиворечивые данные по pp -, pd - (ИФВЭ²⁰, FNAL²¹) и np -, nd - (ИТЭФ — МГУ²) полным сечениям. Для величины

$$\Delta = \sigma_{np} + \sigma_{pp} - \sigma_{p(n)d},$$

усредненной по интервалу энергий 30—50 Гэв, имеем

$$\Delta_{\text{эксп}} = 3,3 \pm 0,2 \text{ мбн.}$$

Известно несколько теоретических работ, в которых вычислены величины Δ_T ^{28,39}. Расчеты отличаются деталями учета вклада неупругого экраниро-

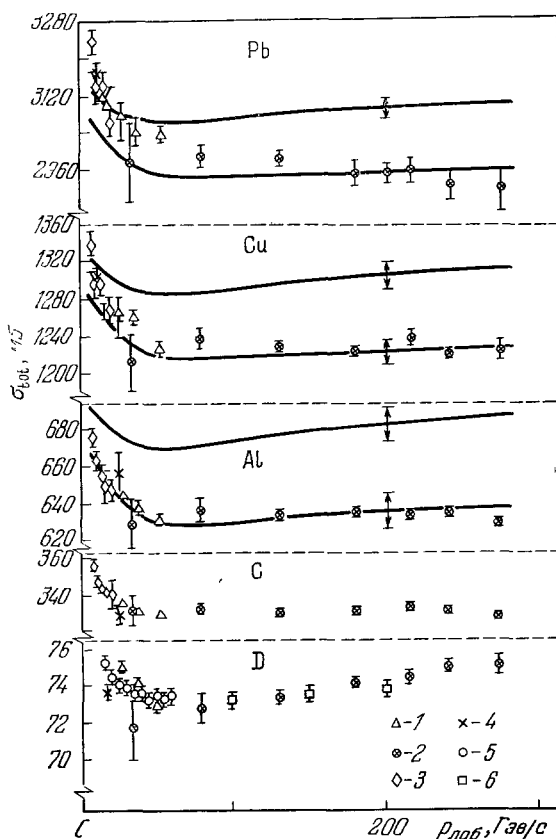


Рис. 6. Полные сечения взаимодействия нуклонов с ядрами.

Кривые — результаты теоретических расчетов: верхние — по теории Глаубера^{23,35}, нижние в модели Карманова — Кондратюка³⁸ с учетом неупругого экранирования. 1А: 1 — Бабаев и др. (1974), 2 — Джонс и др. (1974), 3 — Энглер и др. (1970); рА: 4 — Мак-Корристон и др. (1972), 5 — Горин и др. (1971), 6 — Корролл и др. (1975).

*) То есть часть, обусловленная вакуумным обменом. Такого рода реакции называются дифракционной диссоциацией. Одна из реакций этого класса, а именно, дифракционная диссоциация нейтронов в систему (π^-p) , будет рассмотрена отдельно в гл. 4.

вания и предсказывают для указанной области энергий: $\Delta_T = 3,4 \pm 0,2$. При этом вклад неупругого экранирования составляет $0,5 \text{ мб}$ ²⁸. Таким образом, полученное на опыте значение $\Delta_{\text{экрп}}$ согласуется с предсказаниями теории, учитывающей вклад неупругих перерасеяний.

К сожалению, в области энергий выше 50 Гэв , как мы обсуждали выше, данные трех экспериментов: Лонго и др.⁷ (np), Кэрролла и др.²¹ (pp) и Густавсона и др.²² (pp) противоречивы, и нам пришлось, наоборот, воспользоваться теорией Глаубера, чтобы оценить ситуацию в экспериментах с разностью np - и pp -сечений. Однако принципиальные заключения о глауберовской теории оказалось возможным получить из экспериментальных данных по полным сечениям взаимодействия нейтронов с более

тяжелыми ядрами, к обсуждению которых мы переходим.

На рис. 7 приведены полные нейтрон-ядерные сечения, полученные в эксперименте ИТЭФ — МГУ² (энергия 53 Гэв) в сравнении с теоретическими расчетами⁴⁰. Расчеты велись по формулам³⁵ с использованием параметров вуд-саксоновского распределения ядерной плотности⁴¹ и с учетом поправки на неупругое экранирование³⁶. На рис. 7 данные представлены необычно: проведенная от руки кривая соединяет экспериментальные точки, размер которых соответствует масштабу экспериментальных ошибок, а пределами указаны неопределенности теоретически вычисленных сечений.

Большие ошибки параметров распределения ядер-

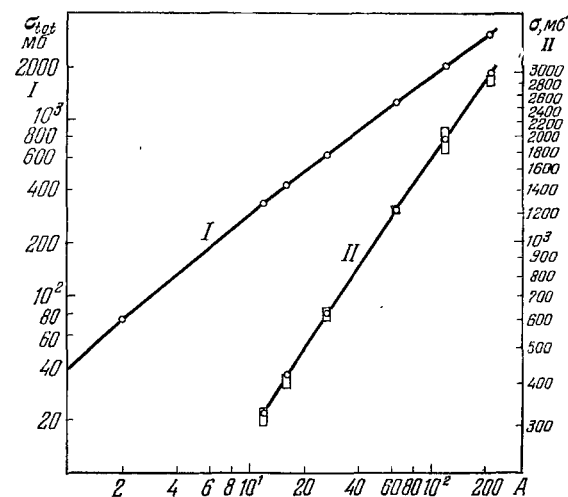


Рис. 7. Нейтрон-ядерные полные сечения как функция атомного номера A по данным опыта ИТЭФ — МГУ².

Данные представлены в двух масштабах. Кривые⁷ проведены от руки через экспериментальные точки, размер которых соответствует величине ошибок. На кривой II показаны неопределенности теоретических вычислений сечений.

ной плотности не позволяют получить достаточную точность в теоретических расчетах, чтобы выявить детали при сравнении с данными эксперимента непосредственно в абсолютных сечениях. Однако если рассматривать изменение сечения с энергией $((1/\sigma) d\sigma/dE)$, то точность теоретических расчетов в этом случае значительно повышается, поскольку плохое знание не зависящих от энергии параметров мало влияет на результат⁴⁰. Энергетическая зависимость полных нейтрон-ядерных сечений оказывается чувствительной к механизму взаимодействия частиц с ядерным веществом, и сравнение экспериментальных данных с теорией позволяет выявить детали этого взаимодействия. Действительно, полные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами будут иметь энергетическую зависимость даже в том случае, если такая зависимость отсутствует для элементарных полных сечений взаимодействия нуклонов. Такое поведение ядерных сечений является проявлением чисто ядерных эффектов, т. е. обусловлено отличием взаимодействия нуклонов с нуклонами от взаимодействия нуклонов с ядерным веществом. Это различие связано с тем, что на поведение ядерных полных сечений оказывает влияние изменение с энергией

наклона (b) дифракционного конуса, изменение отношения (ρ) реальной части амплитуды рассеяния к мнимой, и увеличение с энергией (Δ_{inel}) неупругого экранирования. Две последние причины приводят к уменьшению n -ядерных сечений с энергией в том случае, если элементарные σ_{np} и σ_{pp} -сечения перестают изменяться с энергией. На рис. 8 изображена экспериментально измеренная в опыте ИТЭФ — МГУ² энергетическая зависимость полных сечений n -ядра в интервале энергий 25—60 Гэв. Положительная величина производных на графике означает, что в указанном интервале полные сечения уменьшаются с энергией. Как видно из рис. 8, теоретическая кривая 2 с учетом неупругого экранирования³⁶ прекрасно согласуется с экспериментальными точками. Полученная при этом величина (единственный параметр теории) энергетической зависимости элементарного нуклон-нуклонного сечения:

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \right)_{NN}^T = 7.2 \cdot 10^{-4} \text{ Гэв}^{-1}$$

может быть сравнена с непосредственно измеренными на опыте значениями:

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \right)_{np} = (7.7 \pm 2.3) \cdot 10^{-4} \text{ Гэв}^{-1} \text{ } ^2,$$

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \right)_{pp} = (5.2 \pm 1.2) \cdot 10^{-4} \text{ Гэв}^{-1} \text{ } ^{21}.$$

Аналогичный расчет по теории Глаубера^{35,40} (кривая 1, с «выключенными» ядерными эффектами: $\Delta_{inel} = 0$, ρ и $b = \text{const}$) приводит к тому, что параметр энергетической зависимости элементарного сечения оказывается слишком большим:

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE} \right)_{NN}^{\text{Глаубер}} = 13 \cdot 10^{-4} \text{ Гэв}^{-1}.$$

Таким образом, экспериментальные данные хорошо описываются теорией и указывают на присутствие ядерных эффектов в энергетической зависимости полных нейтрон-ядерных сечений. Такое «нестимулированное», т. е. не обусловленное целиком энергетической зависимостью элементарных np - и pp -полных сечений, поведение ядерных сечений впервые удалось наблюдать в эксперименте ИТЭФ — МГУ². Это оказалось возможным благодаря значительному увеличению точности измерений и тому, что измерения проводились в интервале энергий, близком к минимуму в энергетической зависимости элементарных полных сечений.

Как мы уже видели, и полные pp - и np -сечения имеют минимум в районе 50—100 Гэв и далее начинают расти с энергией. Возникает вопрос, какова будет картина энергетической зависимости в этой области энергий для n -ядерных полных сечений? С точки зрения классической глауберовской теории (упругое экранирование) энергетическое поведение ядерных сечений будет подобным тому, какое существует для элементарных сечений, только в значительной мере «сглаженное». Такое поведение естественно назвать «стимулированным». Однако положение меняется, если принять во внимание неупругое экранирование. Как известно, рост с энергией полного сечения соответствует логарифмическому закону, с другой стороны, в модели Карманова — Кондратюка³⁶, Δ_{inel} тоже растет с энергией по

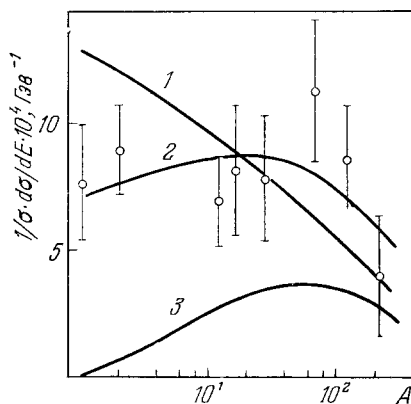


Рис. 8. Относительная величина энергетической зависимости полных сечений как функция атомного номера. По данным опыта ИТЭФ — МГУ². Кривые — теоретический расчет: 1 — по теории Глаубера^{13,35}, 2 — в модели Карманова — Кондратюка³⁶ с учетом неупругого экранирования, 3 — то же, что 2, но без учета энергетической зависимости элементарных нуклон-нуклонных полных сечений.

логарифмическому закону. Эффект неупругого экранирования компенсирует влияние роста элементарных сечений, и в принципе можно представить ситуацию, когда ядерные сечения: а) будут, продолжать рост, но более медленный, б) выйдут на константу, или в) даже начнут падать с энергией. Эффект компенсации зависит от атомного номера.

На рис. 6 приведены данные по полным сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами, полученные в Батавии⁸ в интервале энергий 30—280 Гэв. Эти данные имеют высокую точность (к сожалению, уменьшающуюся к меньшим энергиям) и превосходно согласуются с данными ИТЭФ—МГУ².

Полные *nd*-сечения показывают медленный рост для энергий, больших 100 Гэв, однако, начиная с углерода, экспериментальные сечения практически становятся постоянными, а в случае свинца и не показанного на рис. 6 урана, возможно, и уменьшаются с энергией. В некотором смысле на ядрах мы имеем иную асимптотику в энергетической зависимости полных сечений, чем в полных сечениях элементарных частиц. Грибов предсказывает⁴², что при сверхвысоких энергиях полные сечения на нуклонах и ядрах сравниваются. Возможно, что уже сейчас мы находимся в начале процесса сближения сечений. С этой точки зрения идеи, впервые высказанные Памплином и Россом³⁷, Грибовым³⁸, и на этой основе модели неупругого экранирования, развитые Кайдаловым, Кондратюком, Кармановым, Анисовичем и др.^{23,36,39} и нашедшие экспериментальное подтверждение в работах ИТЭФ—МГУ² и в Батавии⁸, имеют глубокий физический смысл. Конечно экспериментальная проверка асимптотики ядерных полных сечений — задача не простая, но возможная; для этого необходимо создание встречных пучков с ядрами.

2. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ПРОТОНАХ

а) Измерение *pp*-рассеяния на нейтронном пучке. Экспериментальные данные при энергиях до 24 Гэв

Использование нейтронных пучков для исследования упругого нейтрон-протонного рассеяния накладывает некоторые дополнительные требования к экспериментальным установкам. Во-первых, помимо угла рассеяния или переданного импульса, необходимо измерять энергию, при которой произошло рассеяние, поскольку импульс налетающего нейтрона неизвестен; во-вторых, надо знать поток нейтронов заданной энергии, т. е. спектр нейтронов пучка, чтобы нормировать полученные сечения по абсолютной величине. Для того чтобы понять основную схему измерений, рассмотрим несколько упрощенных кинематических формул

$$|t| \approx p_{\perp}^2 \approx p_{\text{лаб}}^2 \theta_n^2 \quad (2.1)$$

где $p_{\text{лаб}}$ — импульс налетающего нейтрона, θ_n — угол рассеянного нейтрона. С другой стороны, поперечный импульс может быть определен из угла рассеяния протона отдачи:

$$p_{\perp} \approx 2M_p \operatorname{ctg} \psi_p, \quad (2.3)$$

где M_p — масса протона, ψ_p — угол протона отдачи. Как видно из (2.3), p_{\perp} не зависит от $p_{\text{лаб}}$. Таким образом, если измерять углы рассеяния нейтрона θ_n и протона отдачи ψ_p , можно, приравняв (2.2) к (2.3), получить

импульс налетающего нейтрона:

$$p_{\text{лаб}} \approx \frac{2M_p \operatorname{ctg} \psi_p}{\sin \theta_n} \quad (2.4)$$

и из (2.3) — $|t|$:

$$|t| \approx 4M_p^2 \operatorname{ctg}^2 \psi_p. \quad (2.5)$$

Кроме того, p_{\perp} может быть измерено по тангенциальной составляющей времени пролета τ протона отдачи. Выделение упругой реакции может быть осуществлено из условия компланарности: направления рассеянного нейтрона и протона отдачи в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, должны быть коллинеарны.

Отобранные упругие события — это двумерный массив чисел, каждый элемент которого представляет собой произведение сечения упругого рассеяния на поток нейтронов заданной энергии:

$$\Delta N(E, t) = \frac{d\sigma_{\text{el}}}{dt}(E, t) W(E) \Delta E \Delta t. \quad (2.6)$$

Для получения абсолютного сечения $d\sigma_{\text{el}}/dt$ необходимо либо определить форму спектра и суммарный поток нейтронов в пучке из дополнительных измерений, либо осуществить процедуру экстраполяции (при фиксированной энергии) равенства (2.6) при $t \rightarrow 0$. Используя оптическую теорему, связывающую $d\sigma/dt(E, 0)$ с $\sigma^{\text{tot}}(E)$, можно получить абсолютную нормировку сечений, а заодно и спектр нейтронов в пучке $W(E)$.

Примерно по этой схеме проводились все измерения упругого np -рассеяния на нейтронных пучках. Первые измерения при энергии свыше 10 Гэв были выполнены группой Шоппера (см. ⁴³) в ЦЕРНе в 1969 г. и Лонго и др. (см. ⁴⁴) в 1970—1971 гг. Измерения были осуществлены с использованием методики оптических искровых камер и относились к области дифракционного рассеяния. В 1973 г. Энглером и др. ⁴⁵ впервые для детектирования нейтронов были использованы проволоочные искровые камеры, что позволило значительно увеличить статистический материал. Кроме того, в этой работе исследования были распространены на гораздо более широкий интервал по переданному импульсам. Всего было зарегистрировано $\sim 2 \cdot 10^5$ упругих событий в интервале $|t|$ от 0,06 до $3 (\text{Гэв}/c)^2$ для интервала энергий $10\text{—}24 \text{ Гэв}$. Абсолютная нормировка сечений была осуществлена путем нормировки на полные сечения с использованием оптической теоремы. Данные, полученные в этой работе, приведены на рис. 9.

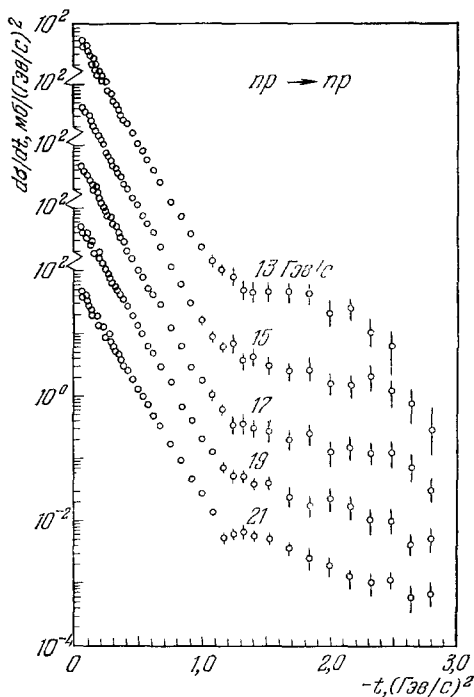


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого np -рассеяния по данным ⁴⁵.

На рис. 10 приведено сравнение np -упругого рассеяния при импульсе 19 Гэв/с с данными Аллаби и др.⁴⁶ по pp -рассеянию при импульсе $19,2 \text{ Гэв/с}$. Как видно из рисунка, np -данные в пределах точности совпадают с pp -рассеянием не только в области малых переданных импульсов, что отмечалось и в более ранних работах^{43,44}, но и во всей измеренной области вплоть

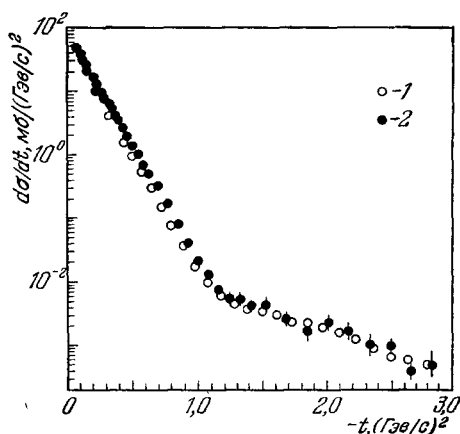


Рис. 10. Сравнение упругого np - и pp -рассеяния при энергии 19 Гэв .

pp : 1 — Аллаби и др. (1968), np : 2 — Энглер и др. (1973).

импульсов. Кинематические параметры: t и $p_{\text{лаб}}$ определялись путем измерения углов рассеянного вперед нейтрона и протона отдачи. Дополнительно импульс протона отдачи определялся из измерения времени пролета на базе 2 м . Схема установки при ведена на рис. 11.

Абсолютная нормировка сечений была осуществлена путем определения потока нейтронов с помощью пучковых мониторов и использования формы импульсного распределения нейтронов в пучке. Спектр импульсов нейтронов (рис. 12) был измерен в специальном опыте с помощью калориметра, который мы уже обсуждали³. В этом же опыте мониторные телескопы были прокалиброваны к абсолютному потоку нейтронов, определенному с помощью калориметра. Точность абсолютной нормировки сечений в такой процедуре составляла $\pm 35\%$. Независимая проверка получения абсолютных сечений была сделана с помощью процедуры экстраполяции сечений к оптической точке с использованием данных^{2,20} по полным сечениям и отношения реальной части аппаратуры рассеяния к мнимой^{48,49}. Оба способа согласовывались с 20% -ной точностью. Экспериментальные данные по сечению упругого np -рассеяния как функция от t в интервале энергий $10\text{--}70 \text{ Гэв}$ представлена на рис. 13. Поведение рассеяния очень похоже на то, какое было при меньших энергиях. Как и раньше, в районе

до $|t| = 2,8 \text{ (Гэв/с)}^2$. При этом np -данные в точности повторяют нерегулярность и изменение закона t -зависимости сечения в районе $|t| = 1,2 \text{ (Гэв/с)}^2$. Эта нерегулярность в упругом pp -рассеянии впервые была обнаружена и исследована в работах Аллаби и др.⁴⁷.

б) Исследование np -рассеяния на ускорителе в Серпухове⁴

Исследование np -упругого рассеяния на ускорителе в Серпухове⁴ является частью большого цикла работ по изучению взаимодействия нейтронов с протонами, осуществленного в совместном ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН-эксперименте³⁻⁶.

Измерения проводились на пучке нейтронов, имеющем широкий спектр

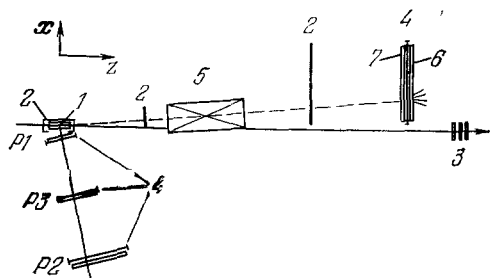


Рис. 11. Схема установки ЦЕРН — ИТЭФ по упругому рассеянию⁴:

1 — водородная мишень, 2 — счетчики анτισовпадений, 3 — монитор, 4 — гибридные камеры, 5 — очищающий магнит, 6 — нейтронный счетчик, 7 — железный конвертор, $P1, P2, P3$ — протонные счетчики.

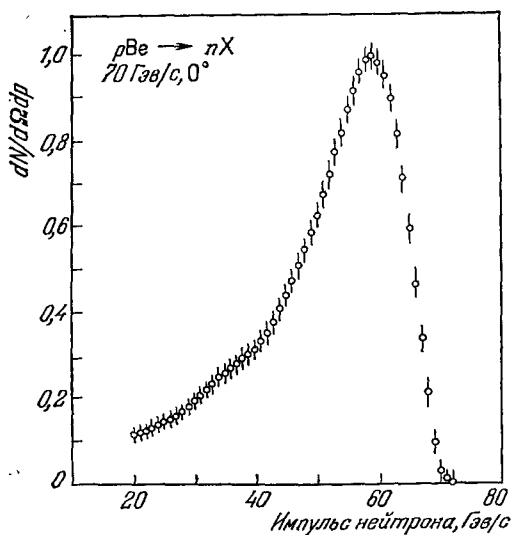


Рис. 12. Спектр импульсов нейтронов, генерированных 70 Гэв-протонами на бериллиевой мишени под 0° .

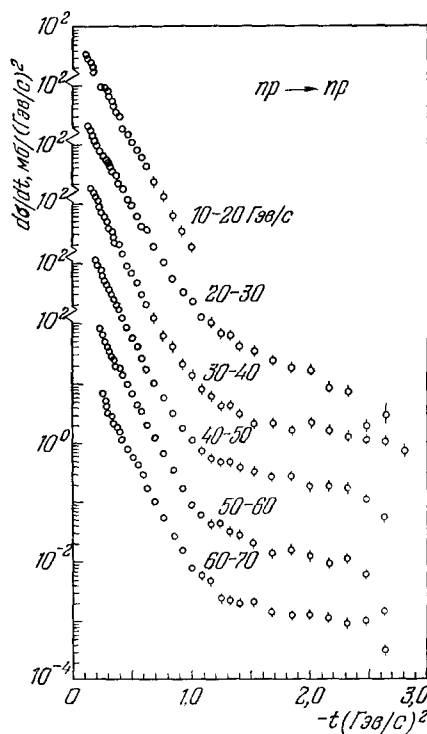


Рис. 13. Дифференциальное сечение упругого np -рассеяния по данным опыта ЦЕРН — ИТЭФ ⁴.

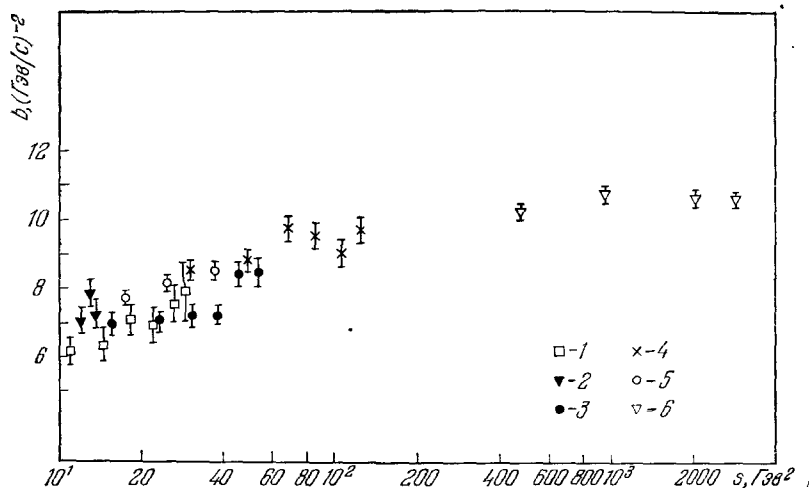


Рис. 14. Параметр наклона дифракционного конуса np - и pp -рассеяния. Значения приведены для $|t| \geq 0,13$ (Гэв/с)². np : 1 — Энглер и др. (1969), 2 — Перл и др. (1970), 3 — Гиббард и др. (1971), 4 — Бёмер и др. (1975). pp : 5 — Хартинг и др.⁵¹ (1965), 6 — Барбиллини и др. (1972).

$|t| \sim 1$ Гэв наблюдается изменение t -зависимости. Если описать дифракционную область ($|t| > 0,13$ (Гэв/с)²) выражением Ae^{bt} , то для наклона b получаются данные, приведенные на рис. 14. Наклон дифракционного конуса в np -рассеянии медленно увеличивается с энергией (примерно как $\ln s$) в исследуемом интервале. В перекрывающихся областях np - и pp -данные совпадают. Зависимость b от энергии становится более пологой, если судить по pp -данным, полученным при энергии встречных пучков⁵⁰.

Подведем итог двух разделов. Равенство полных np - и pp -сечений и близость упругого рассеяния в дифракционной области, с оптической точки зрения означает, что распределение ядерной материи в нейтронах и протонах в периферических областях практически одинаково.

3. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ «НАЗАД» НЕЙТРОНОВ НА ПРОТОНАХ (np -ПЕРЕЗАРЯДКА)

а) М е т о д ы и з м е р е н и я

В большинстве экспериментальных работ по исследованию рассеяния «назад» нейтронов на протонах (упругой np -перезарядки) при высоких энергиях использовались два метода.

1) М е т о д д в о й н о й п е р е з а р я д к и. Нейтрон возникает в результате упругой перезарядки протонов на внутренней мишени ускорителя. На внешней H_2 -мишени нейтрон в свою очередь упруго перезаряжается в протон. Протон анализируется по импульсу, и измеряется его угол рассеяния. Условием того, что произошла двойная упругая перезарядка, является равенство энергии вторичного протона с энергией протона в кольце ускорителя.

Преимуществом этого метода является то, что распределения по переданному импульсу могут быть измерены до очень малых значений $|t|$ (определяется угловым разрешением протонного спектрометра). Однако при высоких энергиях требуется очень хорошее импульсное разрешение протонного спектрометра для надежного выделения упругих событий. В этом методе имеются также трудности, связанные с абсолютной нормировкой сечений.

2) М е т о д п о л н о й к и н е м а т и к и. В этом методе используется пучок нейтронов в широком импульсном интервале. Для восстановления полной кинематики упругой реакции производится измерение угла и импульса протона, а также измеряется энергия нейтрона отдачи по времени пролета, кроме того, измеряются углы нейтрона. Неупругие события могут быть отделены от упругих, поскольку кинематика каждого события оказывается переопределенной.

К достоинствам этого метода следует отнести высокую надежность выделения упругих событий от фона, что в особенности важно при исследованиях при высоких энергиях, и возможность получения большой статистики в результате использования полного спектра нейтронов пучка. Недостатком метода является необходимость надежного определения эффективности нейтронного детектора в широком диапазоне энергии нейтронов. Эта величина очень существенна, поскольку непосредственно входит в исследуемую зависимость сечения перезарядки от переданного импульса. Для получения абсолютных сечений в этом методе требуется знание формы спектра нейтронов пучка и измерение абсолютного потока нейтронов.

б) np -перезарядка при энергиях до 30 Гэв

Первые измерения упругого np -рассеяния «назад» при энергиях выше 2 Гэв были осуществлены в 1962 г. Палевским и др.⁵² методом двойной перезарядки. В распределении по t был получен очень острый пик в области $t \sim 0$ с шириной на полувысоте, равной $p_{\perp} \approx 150$ Мэв/с.

В 1965 г. этой же группой⁵³ было найдено, что распределение по переданному импульсу в этой реакции может быть описано двумя экспонентами с наклонами: 50 и 4 (Гэв/с)⁻². Аналогичный результат был получен Маннингом и др.⁵⁴ в 1966 г. при энергии 8 Гэв. Миллер и др.⁵⁵ в 1971 г. исследовали перезарядку в интервале энергий 3–12 Гэв. Энергетическая зависимость сечения при $t = 0$ оказалась равной

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\text{ex}} \approx p^{-2,1}.$$

На рис. 15 приведены данные, получен-

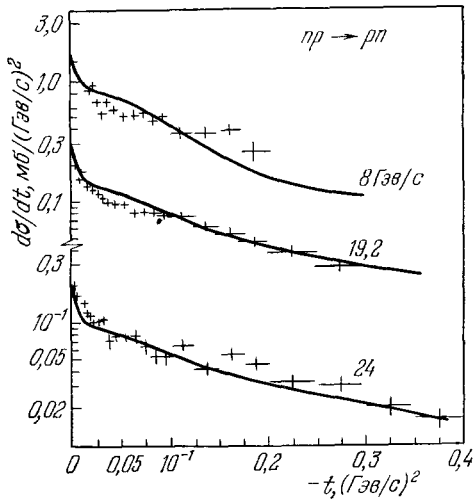


Рис. 15. Дифференциальные сечения np -перезарядки по данным⁵⁶.

Кривые — теоретический расчет по интерференционной модели реджезованного пиона с ветвлениями⁵⁷.

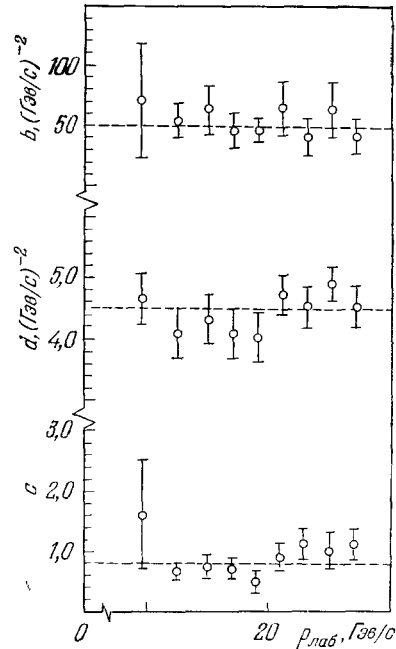


Рис. 16. Параметры двухэкспоненциального описания дифференциального сечения перезарядки: $d\sigma/dt = A(e^{-b|t|} + ce^{-d|t|})$ в интервале энергий 8–29 Гэв по данным работы⁵⁷.

ные Энглером и др.⁵⁶ в 1971 г. при энергиях 8; 19 и 24 Гэв, выполненные методом двойной перезарядки.

Последние измерения в этой области осуществлены Дэвисом и др.⁵⁷ в 1972 г. в интервале энергий 8–29 Гэв. В работе был использован метод полной кинематики. Полученные сечения аппроксимировались выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = A(e^{-b|t|} + ce^{-d|t|}). \quad (3.1)$$

Было получено, что наклон конусов экспонент b и d , а также параметр c не зависят от энергии (рис. 16). Отсюда следовало, что, во-первых, нет изменения наклонов (сужения или расширения) дифракционных конусов ни в одной из двух экспонент и, во-вторых, не меняется с энергией соотношение между экспонентами. Таким образом, сечение может быть

представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(p_{\text{лаб}}) [e^{-(5.1 \pm 0.8)|t|} + (0.8 \pm 0.4) e^{-(4.5 \pm 0.15)|t|}].$$

Что касается энергетической зависимости, то экспериментальные данные хорошо описывались степенной функцией

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(t) p_{\text{лаб}}^{-n}$$

с показателем $n = 1.95 \pm 0.10$ по данным ^{55,57}.

в) Пионный обмен в реакции np -перезарядки

Итак, в реакции np -перезарядки наблюдается проявление дальнего действующего взаимодействия, выражающегося в существовании очень острого пика. Наклон пика порядка $1/m_\pi^2$, где m_π — масса пиона. Естественно связать этот пик, а равно и простой кинематический закон изменения сечения с энергией $p_{\text{лаб}}^2$ с пионным обменом. Еще в 1958 г. Чу ⁵⁸ указал, что np -амплитуда рассеяния имеет полюс в нефизической области при $t = m_\pi^2$, что должно приводить к острому t -зависимости вблизи нуля. Однако из-за псевдоскалярности пиона один пионный обмен сам по себе вместо пика дает зануление сечения при $t = 0$. Для того чтобы возник пик, π -обмен должен сопровождаться некоторым «фоном», слабо меняющимся с t . Тогда этот пик может быть результатом деструктивной интерференции между пионным обменом и ассоциированным «фоном».

Природа «фона» с теоретической точки зрения не была ясной, и в большинстве ранних моделей его рассматривали феноменологически ^{59,60}. Наиболее простой является модель с обменом «элементарным» пионом с не зависящим от энергии форм-фактором и «фоном», практически равным пионной константе $g^2/4\pi$ ⁶¹, т. е. величине, получаемой из так называемой «абсорбции для бедняков» ⁶². В этой модели ⁶³

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{np}^{\text{ex}} &\approx \frac{2\pi}{s(s-4M_p^2)} (|\Phi_2^{(\pi)}|^2 + |\Phi_4^{(\pi)}|^2), \\ \Phi_2^{(\pi)} &= \frac{g^2}{4\pi} \left(\frac{t}{t-m_\pi^2} - 1 \right) e^{at}, \\ \Phi_4^{(\pi)} &= \frac{g^2}{4\pi} \frac{t}{t-m_\pi^2} e^{at}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $g^2/4\pi = 15$, $a \approx 5.5$ ($\text{Гэв}/c$)⁻². Эта простая модель описывает все основные экспериментально наблюдаемые характеристики np -перезарядки:

- 1) дает правильный порядок величины сечения;
- 2) описывает острый пик вперед;
- 3) дает $\approx p_{\text{лаб}}^{-2}$ зависимость сечения от энергии, и есть серьезные основания, таким образом, считать, что интерферирующий пионный обмен является доминирующим в механизме, определяющем поведение np -перезарядки при средних энергиях.

Черты модели мало зависят от того, рассматривается ли обмен элементарной частицей (как мы обсуждали выше) или реджезованным полюсом ⁶⁴ (это, понятно, поскольку $\alpha_\pi(0) \approx 0$), или когда в качестве «фона» в реджевской теории выступают генерированные полюсом ветвления ⁶⁵⁻⁶⁸ *).

*) В отличие от феноменологических моделей, в теории комплексных моментов этот «фон» имеет ясный физический смысл и возникает по внутренней логике теории как генерированное пионом π -поперонное ветвление. Ветвление не имеет определенной четности и не обращается в нуль при $t = 0$; в отличие от полюса, имеет плавную t -зависимость, т. е. все те качества, которыми должен обладать «фон» для воспроизводства правильной интерференционной картины.

Все это справедливо, пока мы рассматриваем только пионный обмен. Однако квантовые числа реакции np -перезарядки допускают также ρ - и A_2 -обмены. В реджевской теории сечение перезарядки

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np}^{\text{ex}} \approx \frac{2\pi}{s(s-4M_p^2)} \sum_{i=\pi, \rho, A_2} |\varphi^{(i)}|^2, \quad (3.3)$$

$$\varphi^{(i)} = F_i(t) s^{\alpha_i(t)},$$

где $\alpha_i(0) \approx 0; 0,5$ и $0,5$ для π, ρ и A_2 соответственно. Отсюда видно, что энергетическая зависимость сечения перезарядки для $t=0$ будет: $p_{\text{лаб}}^{-2}$, если доминирует пионный обмен, $p_{\text{лаб}}^{-1}$ в случае ρ и A_2 . Возникает вопрос: почему в экспериментальных данных по np -перезарядке, исследованной до энергии 27 Гэв , не обнаруживается влияния ρ - и A_2 -поллюсов?

Вклад ρ - и A_2 -особенностей может быть оценен, если использовать факторизацию. Поллюс ρ является доминирующим в реакции πN -перезарядки. Вершина ($\rho\pi\pi$) может быть извлечена из анализа $\pi-\pi$ -рассеяния. Вклад A_2 можно принять равным ρ из условия $\rho-A_2$ -вырождения (см. выше). По оценке⁶³ численные значения вычетов амплитуд $\varphi^{(\rho, A_2)}$ оказываются малыми по сравнению с константой пионного обмена. Таким образом, становится понятным, почему реджевское поведение не проявляет себя по крайней мере до энергий $\lesssim 30 \text{ Гэв}$. Однако по мере роста энергии реджевские члены должны играть все более важную роль, и точка 30 Гэв может оказаться переломной в поведении реакции np -перезарядки.

Сложилась любопытная ситуация. Экспериментально найдено, что амплитуды φ реакции np -перезарядки не зависят от энергии. Это справедливо во всем исследованном диапазоне энергий от 1 до 27 Гэв .

Реджевская теория объясняет такое поведение доминирующим влиянием пионного обмена. Однако теория *предсказывает*, что с увеличением энергии характер поведения перезарядки изменится (возрастание роли ρ - и A_2 -особенностей), а именно:

1) Энергетическая зависимость сечения начнет уменьшаться (постепенный переход от $p_{\text{лаб}}^{-2}$ -зависимости к $p_{\text{лаб}}^{-1}$).

2) Появится энергетическая зависимость в t -распределении: падение сечения с энергией при малых t будет больше («вымирание» переднего пика).

Такое предсказание не стимулировано непосредственно экспериментальными данными, и его следует рассматривать как *теоретическое*.

Может, однако, оказаться, что характер поведения np -перезарядки сохранится при всех энергиях. Будет иметь место рассмотренная выше однопионная модель, в которой полностью отрицается роль ρ и A_2 обменов. Нет теоретических соображений, почему это должно быть так, поэтому предсказание такой модели следовало бы рассматривать как «наивную прагматическую экстраполяцию»⁶³. Примерно так Дью и Лидер⁶³ сформулировали обстановку, которая сложилась перед тем, как стали известны результаты исследования реакции np -перезарядки при энергиях свыше 30 Гэв .

г) np -перезарядка в интервале энергий $22-65 \text{ Гэв}$
(ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН-эксперимент⁶⁵)

Эксперимент был выполнен на нейтронном пучке серпуховского ускорителя. Установка представляла собой двухплечевой спектрометр (рис. 17). Исследования реакции перезарядки осуществлялись методом полной кинематики. Угол и импульс рассеянного вперед протона определялись в магнитном спектрометре. Нейтрон детектировался в сцинтилляционных счет-

чиках нейтронного детектора. По тому, какой из нейтронных счетчиков

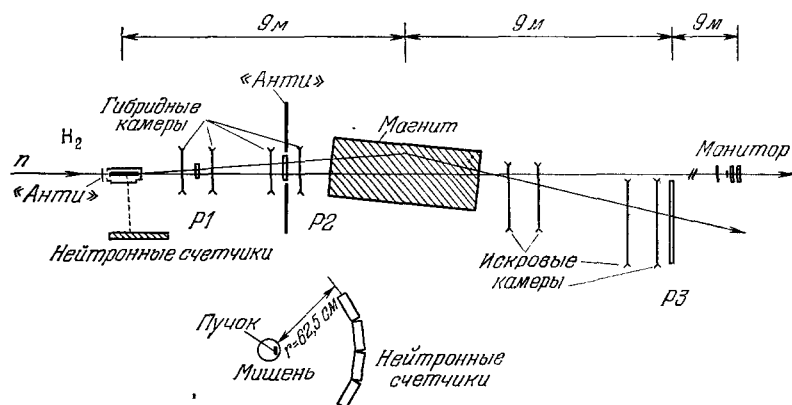


Рис. 17. Схема установки ИТЭФ—Карлсруэ—ЦЕРН по исследованию pr -перезарядки ⁵.

сработал, определялся азимутальный угол рассеянного нейтрона. Энергия

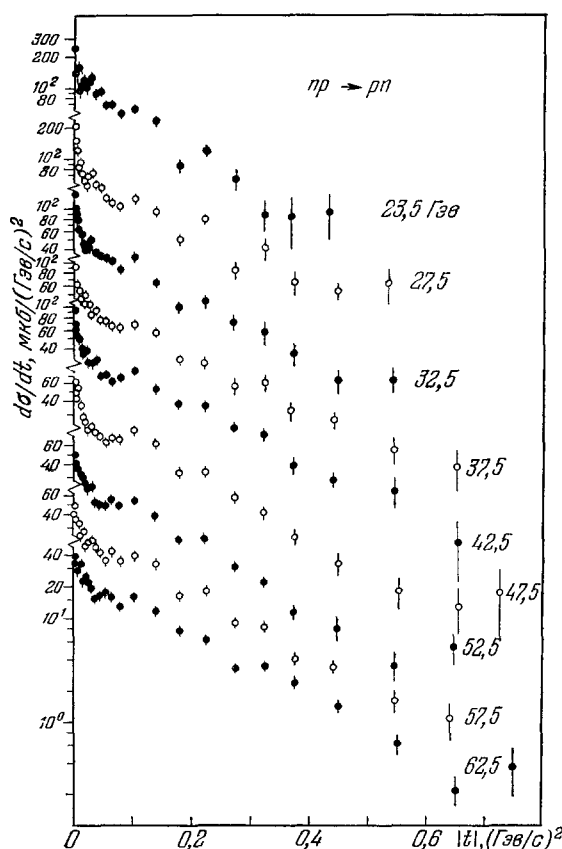


Рис. 18. Дифференциальное сечение pr -перезарядки в интервале энергий серпуховского ускорителя ⁵.

получения сечения в точке $t=0$ была применена экстраполяционная формула, где зависимости, обусловленные пионным обменом, выделены

нейтронов измерялась методом времени пролета. В эксперименте использовались гибридные ионовые камеры, имеющие лучшее по сравнению с обычными ионовыми камерами разрешающее время (~ 125 нсек). Это позволило использовать поток нейтронов в пучке $\sim 2 \cdot 10^7$ нейтронов за импульс ускорителя. Всего в эксперименте было зарегистрировано около 50000 событий упругой pr -перезарядки.

Дифференциальные сечения pr -перезарядки приведены на рис. 18 для девяти интервалов первичного импульса нейтронов.

Как можно видеть из приведенных данных, острый пик наблюдается во всех интервалах импульсов вплоть до 65 Гэв. В районе $|t| \sim 0,1 (\text{Гэв}/c)^2$ есть указание на «плечо». Для $|t| > 0,2 (\text{Гэв}/c)^2$ сечение может быть представлено как экспоненциальная функция от t с наклоном около $7 (\text{Гэв}/c)^{-2}$. Поскольку в сечении перезарядки при малых значениях t доминирует пионный обмен, то для

в явном виде (см. (3.2)):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{s(s-4M_p^2)} \frac{1}{(t-m_\pi^2)^2} A e^{at}. \quad (3.4)$$

Для экстраполяции использовалась область $|t| < 0,02$ (Гэв/с)². Полученные таким образом значения $(d\sigma/dt)_{t=0}$ приведены на рис. 19. В интервале серпуховских энергий наблюдается ослабление энергетической зависимости:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \approx p_{\text{лаб}}^{-(1,5 \div 1,6)}.$$

Особенно четко это можно видеть на рис. 20, где приведена зависимость от энергии параметра A в экстраполяционной формуле (3.4). В случае однопионного обмена (3.2), характеризуемого зависимостью $p_{\text{лаб}}^{-2}$, параметр A

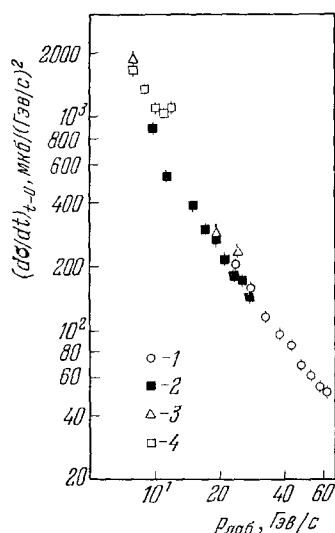


Рис. 19. Зависимость np -перезарядки при $t=0$ от импульса.

1 — Бабаев и др. (1975), 2 — Дэвис и др. (1972), 3 — Энглер и др. (1971), 4 — Миллер и др. (1971).

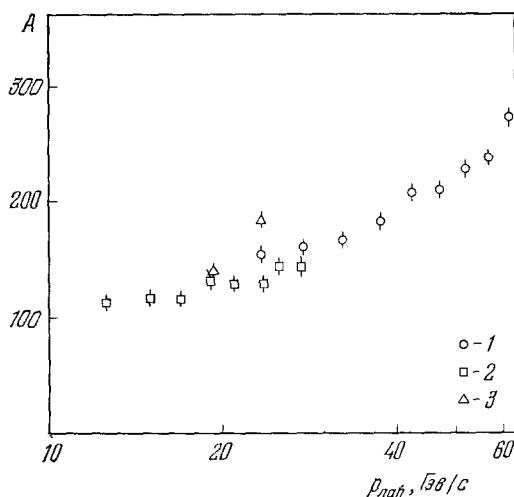


Рис. 20. Зависимость коэффициента A от импульса при параметризации дифференциального сечения np -перезарядки в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{A}{s(s-4M_p^2)} \frac{1}{(t-m_\pi^2)^2} A e^{at}.$$

1 — Бабаев и др. (1975), 2 — Дэвис и др. (1972), 3 — Энглер и др. (1971).

должен быть не зависящей от энергии константой. Такому поведению параметра A не противоречат экспериментальные данные с энергией меньше 25 Гэв. Однако при больших энергиях виден несомненный рост параметра A , что означает изменение энергетической зависимости, определяемой однопионным обменом.

Анализ данных с помощью двухэкспоненциального описания (3.1), показал, что наблюдается изменение t -зависимости с энергией: происходит постепенное относительное уменьшение переднего пика.

Более детальное изменение энергетической зависимости сечения как функции от t можно видеть на рис. 21, где приведена эффективная траектория $\alpha_{\text{эфф}}$, определенная из соотношения

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{2\alpha_{\text{эфф}}(t)-2} F(t) = s^{-n(t)} F(t).$$

$\alpha_{эфф}(t)$ очевидным соотношением связана с показателем степенной зависимости сечения от энергии:

$$\alpha_{эфф}(t) = \frac{2-n(t)}{2}.$$

Основные изменения (по сравнению с данными при меньших энергиях ($< 30 \text{ Гэв}$)) наблюдаются в области $|t| > 0,06 (\text{Гэв}/c)^2$, где $\alpha_{эфф}$ приобретает значения $0,3-0,4$, что уже близко к ожидаемым для ρ - и A_2 -траекторий. В то же время в районе $|t| < 0,02 (\text{Гэв}/c)^2$ значения $\alpha_{эфф}$ меньше. Здесь виден «дип» с шириной такой же, как в пике в дифференциальном сечении. Это указывает, с одной стороны, на продолжающееся доминирование пионного обмена в этой области переданных импульсов ($\alpha_{эфф}$ имеет здесь наименьшее и близкое к нулю значение) и, с другой, на «вымирание»

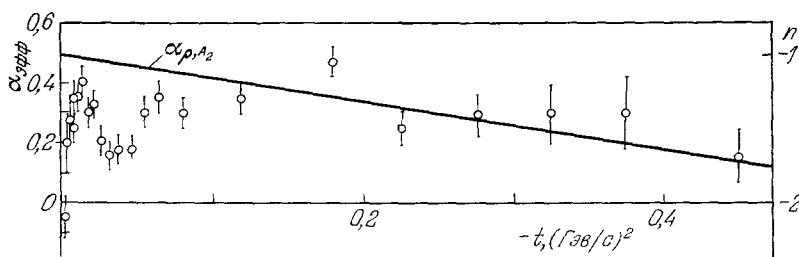


Рис. 21. Эффективная траектория np -перезарядки в интервале энергий $20-65 \text{ Гэв}$ по данным ИТЭФ — Карlsruэ — ЦЕРН-эксперимента⁵.

Для сравнения линий показана усредненная ρ , A_2 -траектория: $\alpha_{\rho, A_2} = 0,5 + 0,8t$. На правой шкале показатель степенной зависимости сечения np -перезарядки от s ; n и $\alpha_{эфф}$ связаны соотношением $n = 2 - 2\alpha_{эфф}$.

переднего пика в сечении (в этой области — наибольший показатель степени энергетической зависимости сечения). Видимо, имеет место нерегулярность в промежуточной области ($0,02 < |t| < 0,06 (\text{Гэв}/c)^2$), которую можно увидеть также и в угловых распределениях (рис. 18).

Таким образом, при экспериментальном исследовании реакции np -перезарядки в интервале серпуховских энергий наблюдаются измерения режима в поведении сечения перезарядки. Такого рода изменения давно предсказывались в реджевских моделях^{63,68,69}, и связано это было, как уже обсуждалось, с возрастающей ролью ρ - и A_2 -обменов при высоких энергиях. Наблюдаемая на эксперименте тенденция согласуется с этими предсказаниями.

4. ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ НЕЙТРОНОВ НА ПРОТОНАХ

а) Методы исследования нуклонной диссоциации

Диссоциация нуклонов в πN -систему, так же как и другие неупругие реакции со многими частицами в конечном состоянии, изучалась главным образом в пузырьковых камерах. Только недавно нуклонная диссоциация стала исследоваться в экспериментах с электронной методикой^{6,9,70}. Электронный эксперимент обладает существенным достоинством — возможностью получения большой статистики. Однако использование электронной методики для изучения реакции с многими частицами в конечном состоянии наталкивается на серьезные трудности. Причем эти трудности катастрофически нарастают с увеличением числа частиц в конечном состоянии. Действительно, для описания реакции $2 \rightarrow 2$ необходимо и достаточно

двух кинематических параметров: s и t . Уже для перехода $2 \rightarrow 3$, к которому принадлежит реакция диссоциации нуклонов в систему (πN), понадобится пять параметров. И далее: $3N \rightarrow 4$ параметров для реакции $2 \rightarrow N$.

Таким образом, первая трудность состоит в выделении реакции. Экспериментальная установка, предназначенная для исследования реакции $2 \rightarrow 3$, должна позволять измерять такое количество переменных, чтобы можно было определить все пять кинематических параметров.

Вторая трудность заключается в получении сечения. Для этого необходимо знать эффективность, с которой установка регистрирует многочастичные состояния. Число независимых кинематических переменных определяет размерность фазового пространства. Так, для реакции $2 \rightarrow 3$ матрица эффективности должна быть пятимерной. Количество ячеек в матрице определяется размером ячейки, а размер выбирается так, чтобы длина ячейки вдоль оси данной кинематической переменной была больше (или порядка) соответствующей экспериментальной ошибки. Дифференциальная эффективность в ячейках определяется моделирующей программой Монте-Карло. Точность измерения параметров, информативность опыта и требуемая статистика оказываются тесно связанными: число ячеек должно быть меньше статистики, а линейный размер ячейки превышать соответствующую ошибку измерения. Так, в ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН-эксперименте ⁶, содержащем $\sim 15\,000$ событий реакции нейтронной диссоциации, 5-мерная матрица эффективности состояла из 6048 ячеек: $\Delta E \times \Delta t \times \Delta M^* \times \Delta \cos \theta^* \times \Delta \varphi = 3 \times 7 \times 12 \times 6 \times 4$.

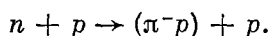
И, наконец, третья проблема — это представление полученных результатов. Наибольшей информативностью обладают непосредственно измеренные на опыте дифференциальные сечения: $d^5\sigma/dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 dx_5$, где x_i ($i = 1, \dots, 5$) независимые кинематические параметры *). Однако количество точек оказывается очень большим, и в такой форме данные практически недоступны для непосредственного обозрения. Традиционное представление данных в виде одномерных графиков или двумерных распределений возможно лишь в интегро-дифференциальном виде: $d\sigma/dx_i$ и $d\sigma/dx_i dx_h$ при x_i фиксированном — одномерные кривые, $d^2\sigma/dx_i dx_h$ и $d^3\sigma/dx_i dx_h dx_L$ при x_i фиксированном — двумерные кривые. Основная трудность здесь заключается в интегрировании по нефиксированным переменным. Геометрические размеры установки и сама процедура отбора событий определяют некоторую ограниченную область фазового пространства. Эта область не одинакова в разных экспериментах. Приведение же данных к полному объему (экстраполяция данных при интегрировании на неизмеряемые области) является в общем случае процедурой некорректной. Поэтому данные в интегро-дифференциальном виде имеют скорее иллюстративное значение, а для получения количественных данных следует по возможности пользоваться дифференциальным сечением.

Перейдем теперь к краткому описанию экспериментов с использованием электронной методики для исследования нуклонной диссоциации.

В ИТЭФ, — Карлсруэ — ЦЕРН-эксперименте ⁶ исследовалась дифракционная диссоциация нейтронов на протонах в систему ($\pi^- p$) в интервале энергий Серпуховского ускорителя (35—65 Гэв). Измерения велись на той же установке (с незначительными изменениями), на которой изучалась обсуждавшаяся выше реакция $n p$ -перезарядки. В опыте измерялись: импульс и угол протона и угол π^- -мезона системы ($\pi^- p$), азимутальный

) В качестве параметров могут быть выбраны, например, p_N , t , M^ , $\cos \theta^*$ и φ^* , где p_N — импульс первичного нуклона, t — квадрат 4-мерного импульса, переданного нуклону отдачи, M^* — инвариантная масса πN -системы, θ^* , φ^* — спиральные углы распада πN -системы в собственной СЦМ ⁶. Иногда вместо углов θ^* и φ^* выбираются стандартные углы Готтфрида — Джексона.

угол, энергия и время пролета протона отдачи. Измерения этих величин было достаточно для кинематического определения реакции



В эксперименте FNAL⁹ та же реакция исследовалась на нейтронном пучке ускорителя в Батавии в интервале энергий 50—300 Гэв. Протон и π^- из системы $(p\pi^-)$ анализировались в магнитном спектрометре, кроме того, измерялся азимутальный угол протона отдачи реакции в сцинтилляционном годоскопе, окружающем газообразную H_2 -мишень высокого давления. Реакция: $n + p \rightarrow (\pi^- p) + p$ выделялась из условия компланарности: протон отдачи — $(\pi^- p)$ -система. Полученные в работе⁹ результаты — предварительные.

И, наконец, в эксперименте ЦЕРНа⁷⁰ электронной методикой исследовалась реакция протонной диссоциации: $p + p \rightarrow (n\pi^+) + p$ на встречных кольцах при энергии сталкивающихся протонов 45 Гэв. Предварительные результаты были представлены на лондонскую конференцию по физике высоких энергий 1974 г.

Прежде чем перейти к обсуждению данных, полученных в этих работах, остановимся кратко на результатах исследования при малых и средних энергиях.

б) Нуклонная диссоциация при энергиях до 30 Гэв. Псионный обмен в механизме Дека³¹

Исследования проводились с помощью пузырьковых камер⁷¹. Главные черты дифракционной диссоциации, наблюдаемые при средних энергиях (< 30 Гэв), следующие:

1) πN -система образуется предпочтительно с малыми значениями инвариантной массы,

2) энергетическая зависимость реакции слабая,

3) t -зависимость имеет дифракционный характер ($\approx e^{Bt}$) с наклоном B , являющимся функцией массы πN -системы (наклон тем меньше, чем выше значение массы),

4) распределение по $\cos \theta_{GJ}$ в системе Готтфрида — Джексона имеет пик в районе $\cos \theta_{GJ} = 1$.

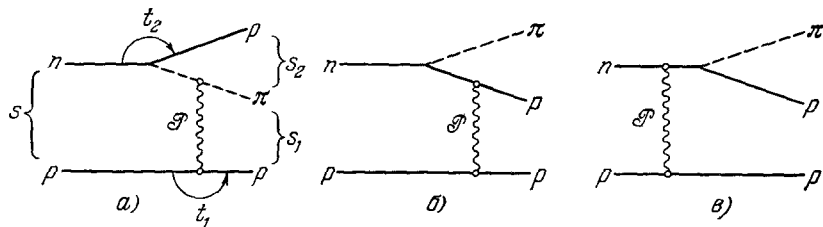


Рис. 22. Диаграммы механизма Дека, описывающие диссоциацию нейтронов в систему $(\pi^- p)$:

а) с пионным обменом, б, в) с барионным обменом.

Все эти черты находят объяснение в механизме Дека⁷², который иллюстрируется диаграммой а) на рис. 22. Матричный элемент, соответствующий этой диаграмме:

$$|M_a| = \gamma_1(t_1) \gamma_2(t_2) s_1^{\alpha_{\mathcal{P}}(t_1)} s_2^{\alpha_{\pi}(t_2)}; \quad (4.1)$$

здесь $\gamma_1(t_1)$ и $\gamma_2(t_2)$ — функции переданных импульсов, $\alpha_{\mathcal{P}} \approx 1 + 0,3t_1$ и $\alpha_{\pi} \approx -0,02 + t_2$ — померонная и пионная траектории. Периферичный

характер функции $\gamma_1(t_1)$ определяется дифракционным поведением вершины $P - \mathcal{P} - P'$, а $\gamma_2(t_2)$ — пионным пропагатором: $(t_2 - m_\pi^2)^{-1}$. Таким образом, t -зависимость процесса может быть представлена как

$$|M_a|^2 \approx \exp(at_1 + bt_2). \quad (4.2)$$

Мультипериферический характер матричного элемента (4.2) приводит к сильным кинематическим ограничениям на s_1 и s_2 :

$$\frac{s_1 s_2}{s} \approx \text{const}. \quad (4.3)$$

Поскольку траектория померона значительно выше пионной, то преимущество будут иметь процессы, когда $s_1 \sim s$ и $s_2 \ll s$. Это приводит к малым значениям масс π -системы и померону-обменной энергетической зависимости реакции диссоциации. По этим же причинам повышается плотность заселения областей вблизи $\cos \theta_{GJ} = 1$ и азимутального угла $\varphi_{GJ} = 0$. Для спиральных углов это соответствует областям: $\cos \theta^* = 0$ и $\varphi^* = \pi$.

в) Угловые и другие характеристики распада возбужденной системы в нуклонной диссоциации при высоких энергиях. Барионный обмен в механизме Дека

При малых и средних энергиях (< 30 Гэв) в угловых распределениях реакции диссоциации наблюдается пик в рассеянии вперед в углах Готтфрида — Джексона ($\cos \theta_{GJ} > 0$). При переходе к высоким энергиям в угловых распределениях наступают существенные изменения. Впервые это было наблюдеено в работе ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶ в реакции: $n + p \rightarrow (\pi^- p) + p$ при энергии 60 Гэв. Эти данные приведены на рис. 23. Помимо четко выраженного пика вперед ($\cos \theta_{GJ} > 0$), хорошо описываемого механизмом Дека, с реджезованным однопионным обменом (OPER)⁷³, экспериментальные данные показывают также пик назад ($\cos \theta_{GJ} < 0$), который не предсказывается этой моделью. Пик назад в распределении по $\cos \theta_{GJ}$, как это отмечалось в⁷⁰, может происходить из-за распадов s -канальных резонансов (N_{1520}^* , N_{1688}^*), рождающихся в реакциях с померонным обменом. Влияние резонансов можно в значительной мере подавить, если отобрать события с инвариантной массой меньшей, чем массы резонансов и с малыми t . (t -распределение реакции с образованием s -канальных резонансов шире, чем дифракционный пик реакции диссоциации.) На рис. 24 приведено угловое распределение для событий с $M^* < 1,42$ Гэв/ c^2 и $-t < 0,23$ (Гэв/ c^2). Видно, что пик назад остается значительным и не может быть обусловлен рождением s -канальных резонансов.

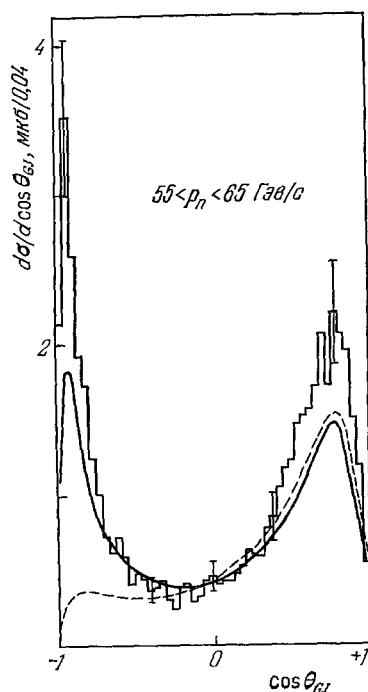


Рис. 23. Распределение по полярному углу в системе Готтфрида — Джексона.

По данным эксперимента ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶. Сплошная кривая представляет модель Дека с пионным и барионным обменами (Пономарев⁷⁴), штриховая кривая — модель Дека, только с пионным обменом (OPER⁷³).

На рис. 25 приведено распределение по инвариантной массе π^-p -системы. Модель OPER предсказывает слишком мягкий спектр масс и не

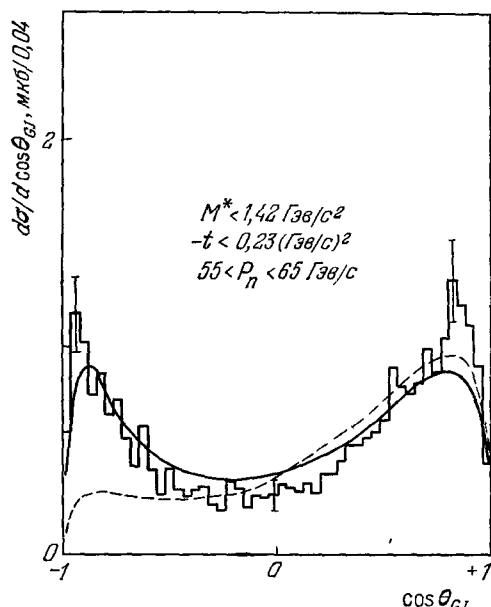


Рис. 24. То же, что на рис. 23, только с ограничениями на массу π^-p -системы $M^* < 1,42 \text{ Гэв/с}^2$ и $-t < 0,23 (\text{Гэв/с})^2$.

в состоянии описать экспериментальное распределение. Точно так же, как однопионный обмен в модели Дека приводит к появлению пика вперед,

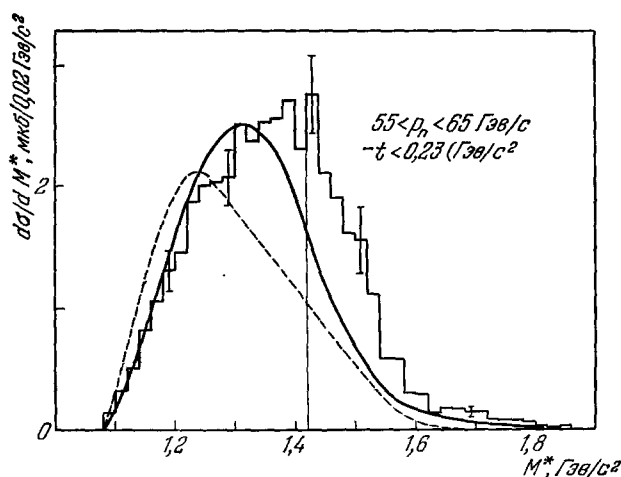


Рис. 25. Распределение по массе π^-p -системы для $|t| < 0,23 (\text{Гэв/с})^2$. По данным эксперимента ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶. Сплошная кривая — модель Дека с пионным и барионным обмeнами⁷, штриховая кривая — только пионный обмен (OPER¹³). Теория применима только в области малых масс ($M^* \lesssim 1,4 \text{ Гэв/с}^2$).

пик назад может быть получен с помощью похожего механизма, если однопионный обмен в модели Дека заменить барионным обменом. Такая модель, включающая все диаграммы на рис. 22 и учитывающая их интер-

ференцию, была развита Пономаревым⁷⁴. Как видно из рис. 24, 25, эта модель удовлетворительно описывает как угловое распределение с пиком назад, так и «ужестчение» спектра масс.

В особенности убедительно выглядит разделение механизмов пионного и барионного обменов на двумерном распределении по угловым переменным, например $\cos \theta^*$ и φ^* . Из сравнения экспериментального спектра

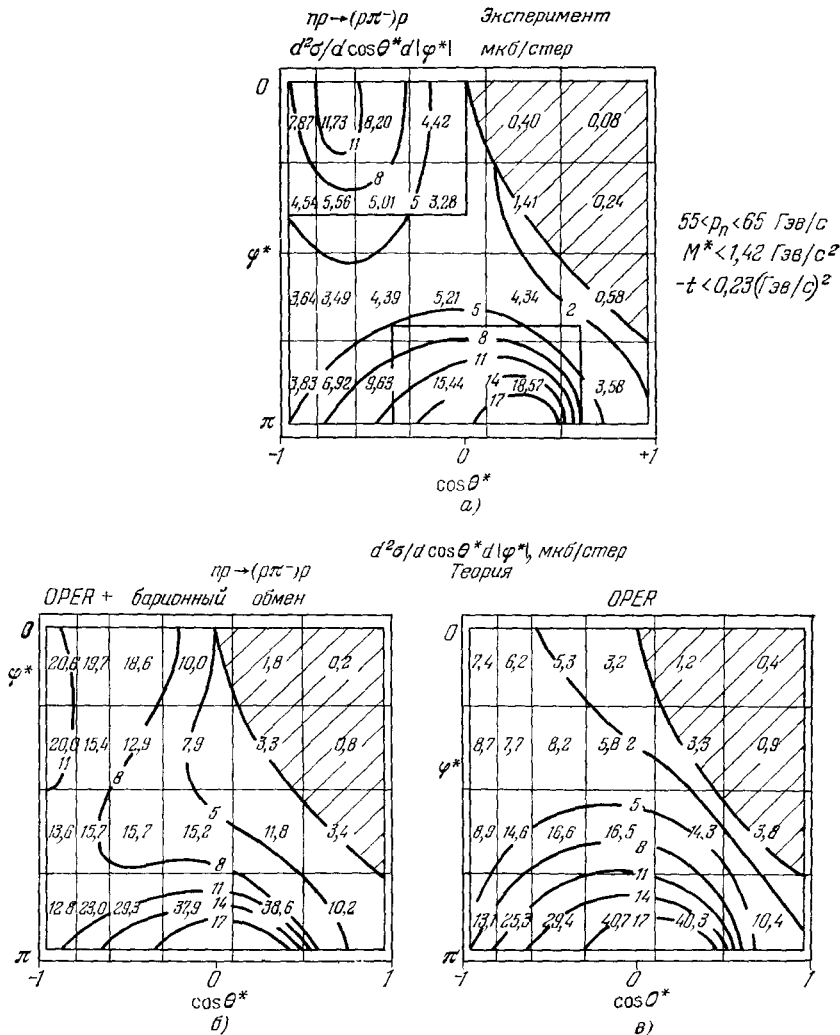


Рис. 26. $\cos \theta^*$, φ^* -распределение.

а) Экспериментальные сечения $d^2\sigma/d\cos\theta^*d|\varphi^*|$ в мкб/степ для $55 < p_p < 65 \text{ Гэв/с}$, $M^* < 1,42 \text{ Гэв/с}^2$ и $0,05 < |t| < 0,23 (\text{Гэв/с})^2$ (кривые, проведенные от руки, — изобары; приведены данные эксперимента ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶; заштрихована область, где эффективность регистрации событий в установке мала); б, в) теоретические сечения $d^2\sigma/d\cos\theta^*d|\varphi^*|$ мкб/степ для пионного и барионного обменов⁷⁴ и только для пионного обмена⁷⁵, соответственно для тех же, что и в а), ограничений на кинематические переменные.

(рис. 26, а) с теоретическими (рис. 26, б и в) можно выделить области, где доминируют однопионный и барионные обмены соответственно. Для этих областей, выделенных по двум переменным: $\cos \theta^*$ и φ^* , можно построить распределения по третьей переменной — массе и провести сравнения с теорией отдельно по пионному и барионным обменам (рис. 27).

Теоретические кривые модели ⁷⁴, включающей барионные обмены, по форме удовлетворительно описывают различные экспериментальные распределения, однако по абсолютной величине (теоретические кривые на всех рис. 23—27 приведены с единой нормировкой на экспериментальные данные на рис. 24) сечения в теории примерно вдвое превышают экспериментальные.

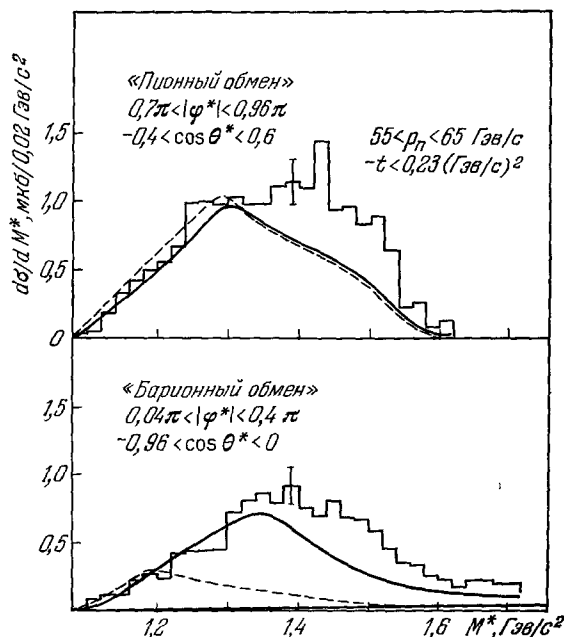


Рис. 27. Спектры масс системы $(\pi^- p)$, соответствующие выделенным (см. рис. 26) областям по углам $\cos \theta^*$ и φ^* :

а) где доминирует пионный обмен, б) где доминирует барионный обмен. Кривые — теоретические модели. Модель Дека, учитывающая пионный и барионный обмены ⁷⁴, — сплошная кривая. Только пионный обмен (OPER ⁷³) — штриховая.

масс $\pi^- p$ -системы. Данные получены в эксперименте FNAL ⁹. Наблюдается излом в t -зависимости сечения в области $|t| \approx 0,2 \text{ (Гэв/с)}^2$ для малых масс, который пропадает при переходе к большим массам. Обращает на себя внимание интересное явление: наклон дифференциального сечения зависит от массы образующейся возбужденной системы. На рис. 29 приведена зависимость B , наклона дифракционного конуса, как функция масс, полученная в опытах ^{6,9,70,71} в интервале энергий 19—1000 Гэв. Для малых значений масс наклон примерно вдвое больше, чем наклон дифракционного конуса упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Для масс примерно на $0,5 \text{ Гэв/с}^2$ выше порога образования системы $(\pi^- p)$ наклон падает до уровня около половины упругого наклона. Такая картина имеет место для всех энергий в интервале 19—1000 Гэв. Корреляция «масса — наклон» отдельно для пика вперед ($\cos \theta_{GJ} > 0$) и назад ($\cos \theta_{GJ} < 0$) по данным ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН ⁶ показана на рис. 30. В области малых масс наклон пика назад почти вдвое превышает наклон для пика вперед, однако с ростом масс наклоны для разных областей по $\cos \theta_{GJ}$ сближаются.

Корреляция «наклон — масса» может быть понята, по крайней мере качественно, как кинематический эффект в механизме Дека ⁷⁴. Мультипериферический характер диссоциации приводит к выражению (4.2) для

сечения в теории примерно вдвое превышают экспериментальные. Обсуждаемая теоретическая модель ⁷⁴ не учитывает эффектов перерасеяния. Как показано в ⁷⁵, возникающая при учете перерасеяния деструктивная интерференция может существенно понизить теоретические сечения. Независимым указанием на существование эффектов перерасеяния может служить наблюдаемая структура в t -распределении около $-t \approx 0,2 \text{ (Гэв/с)}^2$ (рис. 28).

г) t -зависимость
нуклонной
диссоциации.
Корреляция
«масса — наклон»

Угловое распределение для всех реакций дифракционной диссоциации носит ярко выраженный периферический характер. На рис. 28 показаны дифференциальные сечения реакции $\pi p \rightarrow (\pi^- p) p$ для различных интервалов

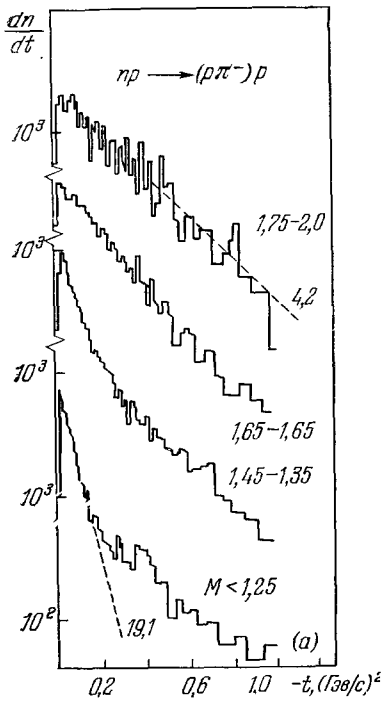


Рис. 28. t -распределение нейтронной диссоциации для разных интервалов масс πp -системы. Данные эксперимента FNAL *.

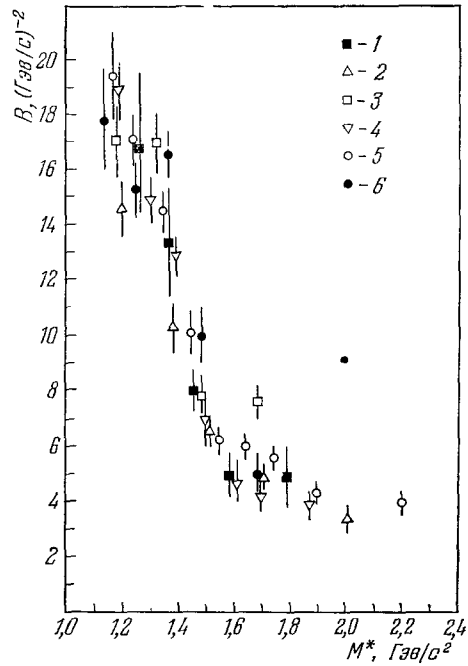


Рис. 29. Корреляция «наклон — масса» в дифракционной диссоциации нуклонов. 1—3 пузырьковые камеры: 1 — 19 Гэв, 2 — 24 Гэв, 3 — 28 Гэв, 4 — FNAL, np , 50—300 Гэв, 5 — встречные кольца, ЦЕРН, pp , 1000 Гэв, 6 — ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН, np , 60 Гэв.

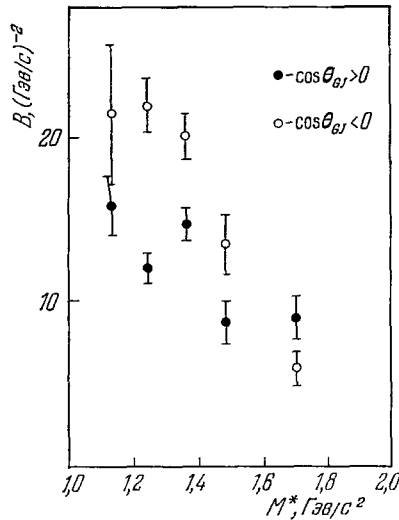


Рис. 30. Корреляция «наклон — масса» отдельно для рассеяния вперед ($\cos \theta_{GJ} > 0$) и назад ($\cos \theta_{GJ} < 0$) в системе Готтфрида — Джексона. По данным эксперимента ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН *.

квадрата матричного элемента. В общем случае кинематические переменные t_1 и t_2 независимы, и интересующее нас дифференциальное сечение процесса $d\sigma/dt_1$ (проинтегрированное по всем кинематическим переменным, кроме t_1) должно иметь наклон ($\sim b$), характерный для процессов с померонным обменом, т. е. примерно равный наклону упругого рассеяния.

Однако вблизи порога образования системы $(\pi^- p)$: $M^* \sim M_p + m_\pi$ переменные t_1 и t_2 оказываются связанными законами сохранения

$$t_2 \approx t_1 \pm 2q\sqrt{|t_1|}, \quad (4.4)$$

где q — модуль 3-импульса в СЦИ M^* . Знаки (+) или (—) в (4.4) соответствуют значениям $\cos \theta_{GJ} = +1$ или -1 (т. е. разные для пика вперед или назад в распределении по $\cos \theta_{GJ}$).

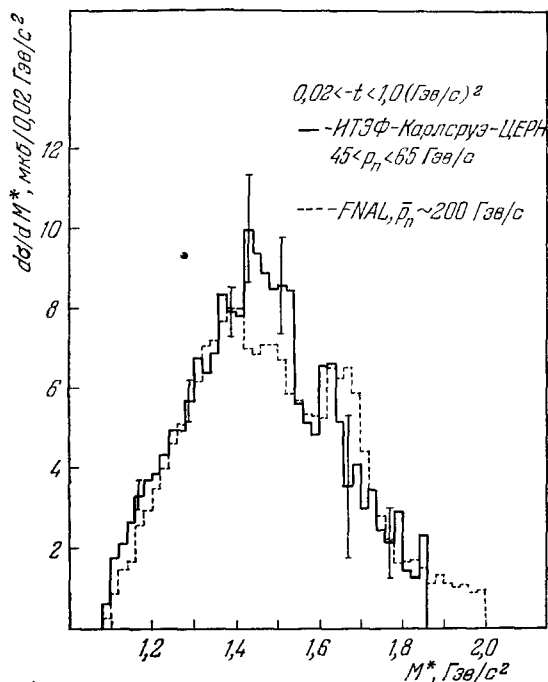
Таким образом, в области малых масс наклон пика для событий, соответствующих рассеянию назад ($\cos \theta_{GJ} < 0$), будет больше, чем для случаев рассеяния вперед ($\cos \theta_{GJ} > 0$) ($B_{\text{назад}} \approx a + b + (2qb/\sqrt{|t_1|})$, $B_{\text{вперед}} \approx a + b - (2qb/\sqrt{|t_1|})$). Если не делать различия между событиями рассеяния вперед и назад, т. е. проинтегрировать по $\cos \theta_{GJ}$, то $\bar{B} \sim (a + b)$.

Рис. 31. Спектры масс π^-p -системы нейтронной диссоциации при энергиях 45–65 Гэв (ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶ — сплошная линия) и 200 Гэв (FNAL⁹ — штриховая линия).

Для больших масс корреляция (4.4) нарушается. Это должно было привести к уменьшению наклона B до уровня упругого рассеяния. Однако образование s -канальных резонансов может дополнительно уменьшать этот наклон, поскольку угловое распределение реакции, связанной с образованием резонансов, значительно шире дифракционного пика диссоциации. Действительно, на рис. 29, 30 крутой спад наклонов в районе масс $\sim 1,4$ – $1,5$ Гэв/с² соответствует порогу образования резонансов (N_{1520}^* и N_{1688}^*), которые видны на массовом распределении реакции диссоциации (рис. 31).

д) Энергетическая зависимость нуклонной диссоциации

На рис. 31 показаны распределения масс системы $(\pi^- p)$ в реакции диссоциации нейтронов на протонах, полученные в опытах на ускорителях в Серпухове⁶ и Батавии⁹. Эти распределения приведены в абсолютных сечениях и практически совпадают, несмотря на большую разницу в энергиях, при которых исследовались реакции. На рис. 32 приведены энергетические зависимости сечений нейтронной диссоциации для различных интервалов масс π^-p -системы. Данные ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶



и FNAL⁹ хорошо согласуются друг с другом, а сечения практически не зависят от энергии.

И, наконец, полные сечения диссоциации нуклонов в интервале от 8 до 1500 Гэв показаны на рис. 33. Из приведенных данных видно, что слабое падение сечения диссоциации нуклонов на протонах с энергией, наблюдаемое при малых и средних энергиях, еще более замедляется и практически выходит на константу при высоких энергиях. Сечения реакций диссоциации протонов и нейтронов, различные при средних энергиях, постепенно

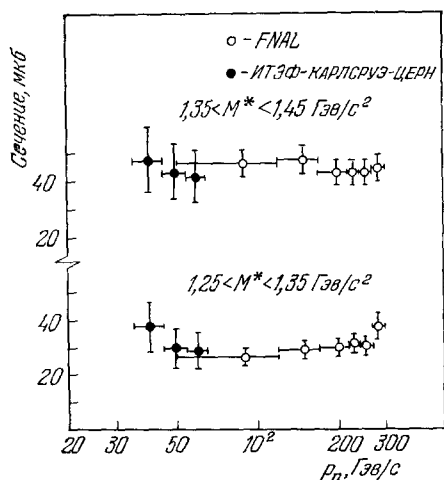


Рис. 32. Энергетическая зависимость сечения диссоциации нейтронов для двух интервалов масс, проинтегрированного по интервалу $|t| : 0,02 - 1,0$ (Гэв/с)². Данные ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶ и FNAL⁹.

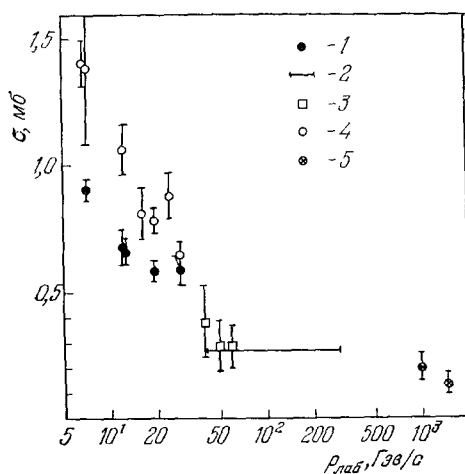


Рис. 33. Полные сечения дифракционной диссоциации нуклонов.

$np \rightarrow (p\pi^-)$: 1 — пузырьковая камера, 2 — FNAL, 3 — ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН; $pp \rightarrow (p\pi^+)p$: 4 — пузырьковые камеры, 5 — встречные кольца.

сближаются по мере увеличения энергии и, по-видимому, сравниваются при высоких энергиях (если сравнить данные Серпухова⁶ и Батавии⁹ с pp -данными встречных колец⁷⁰ *). Такое поведение разумно с теоретической точки зрения. В силу изотопической инвариантности диаграммы механизма Дека одинаковы для диссоциации протонов и нейтронов. Поскольку в механизме Дека обмен осуществляется помероном, этот механизм доминирует при высоких энергиях, что приводит к равенству этих реакций. При малых и средних энергиях в реакции $pp \rightarrow (\pi^+n) + p$ и $np \rightarrow (\pi^-p) + p$ вносят вклад также и другие диаграммы (обмены состоянием с изоспином единица) разные для обеих реакций, все они «вымирают» с ростом энергии.

В заключение раздела сформулируем выводы:

1) Подробные, основанные на большом статистическом материале исследования дифракционной диссоциации нейтронов на протонах, осуществленные электронной методикой в двух экспериментах ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶ и FNAL⁹, позволили установить, что при энергии свыше 30 Гэв имеет место ряд не наблюдавшихся ранее особенностей, таких, как пик назад в распределении по $\cos \theta_{c.l.}$ в системе Готтфрида — Джексона.

*) Во всех реакциях рассматривается диссоциация налетающей (в лабораторной системе) частицы, поэтому на рис. 33 приведены pp -сечения⁷⁰, деленные на два.

смещение максимума в спектре масс в сторону больших масс, выход сечения на константу при высоких энергиях и другие эффекты.

2) Вся совокупность наблюдаемых эффектов может найти объяснение в механизме Дека, если наряду с одноопионным обменом учитывать барионные обмены и интерференцию⁷⁴.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги: что мы узнали нового о взаимодействии нуклонов в результате исследования взаимодействия нейтронов, проведенных последнее время?

1. Полные сечения нейтронов на протонах имеют минимум в районе ~ 70 Гэв и далее начинают расти с энергией (FNAL⁷), аналогично тому, как это имеет место для полных pp -сечений.

2. Полные сечения np - и pp -взаимодействий с высокой точностью совпадают (np : ИТЭФ — МГУ²; pp : ИФВЭ²⁰, FNAL²¹) (в интервале энергий Серпуховского ускорителя). С точки зрения реджевских представлений, это означает, что мала разность вычетов ρ и A_2 амплитуд, поскольку ρ и A_2 траектории близки друг к другу^{32,33}. Равенство траекторий и вычетов означает, что особенности вырождены. Обменное вырождение является следствием дуальности.

3. Измерения нейтрон-ядерных полных сечений^{2,8} показали справедливость глауберовского подхода к описанию нуклон-ядерного взаимодействия, причем впервые было получено, что наряду с учетом упругого экранирования в классической глауберовской теории¹³ следует принимать во внимание также эффекты неупругого перерасеяния^{35,36,28,37,41}. Небольшая поправка на неупругое экранирование играет, однако, существенную роль, поскольку является одной из главных причин того, что асимптотика нуклон-ядерных и элементарных нуклон-нуклонных сечений качественно различна.

4. Исследования np -упругого рассеяния⁴ показали, что с ростом энергии дифракционный конус сужается. Вместе с pp -данными изменение наклона примерно соответствует логарифмическому закону. Сужение дифракционного конуса нуклон-нуклонного рассеяния является одним из фундаментальных предсказаний реджевской теории.

5. Близость упругого np - и pp -рассеяния в широком диапазоне переданных импульсов, а также равенство полных сечений означают, что взаимодействие нуклонов в разных изотопических состояниях практически одинаково как в периферических, так и более глубоких областях.

6. При экспериментальном исследовании реакции np -перезарядки в интервале серпуховских энергий наблюдаются изменения режима в поведении сечения перезарядки⁵. Такого рода изменения давно предсказывались в реджевских моделях^{69,68,63}, и это было связано с возрастающей ролью ρ и A_2 обменов при высоких энергиях. Наблюдаемая на эксперименте тенденция согласуется с этими предсказаниями.

7. Исследования дифракционной диссоциации нейтронов на протонах, осуществленные в экспериментах ИТЭФ — Карлсруэ — ЦЕРН⁶ и FNAL⁹, позволили установить, что при энергиях выше 30 Гэв имеет место ряд не наблюдавшихся ранее явлений: пик назад в распределении по $\cos \theta_{GT}$ в системе Готтфрида — Джексона, смещение максимума в спектре масс в сторону больших масс, выход сечения на константу при высоких энергиях. Все эти эффекты могут найти объяснение в механизме Дека⁷², учитывая наряду с одноопионным также и барионные обмены⁷⁴.

На какие вопросы в нуклон-нуклонных взаимодействиях хотелось бы получить ответ в ближайшем будущем?

1) Прежде всего необходимо выяснить ситуацию с полными сечениями взаимодействия протонов с протонами и нейтронов с протонами для энергии свыше 50 Гэв.

2) Очень важно исследовать структуру нуклонов на малых расстояниях. Для этой цели необходимо изучение взаимодействия нуклонов с очень большими поперечными переданными импульсами (рассеяние на 90° в СЦИ). Такие опыты с нейтронами при высоких энергиях еще не ставились.

3) С другой стороны, открыт вопрос о взаимодействии нуклонов в области далекой периферии, области сверхмалых переданных импульсов. Кулоновское взаимодействие препятствует проведению таких исследований на заряженных частицах. Однако нейтральные адроны позволяют это сделать. Нейтрон — это превосходный инструмент, с помощью которого можно изучать взаимодействия нуклонов друг с другом в интервале переданных импульсов $10^{-2} - 10^{-5}$ (Гэв/с)² 76. До сих пор такая возможность не была реализована.

Пользуюсь случаем, чтобы выразить признательность моим коллегам Ю. В. Галактионову и Ю. А. Камышкову, в постоянном общении с которыми в процессе совместной работы «нейтронного» цикла вырабатывалась общая точка зрения на большинство вопросов, изложенных в настоящей статье. Я благодарен им, а также Л. Б. Окуню за замечания при подготовке рукописи к печати.

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 30, 423 (1956).
Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 30, 424 (1956).
2. А. И. Бабаев и др., ЯФ 20, 71 (1974).
3. V. Böhmer et al., Nucl. Instr. and Meth. 122, 313 (1974).
4. V. Böhmer et al., Nucl. Phys. B91, 266 (1975).
5. А. Бабаев et al., ibid. B110, 189 (1976).
6. А. Бабаев et al., Diffraction Dissociation of Neutrons into $(p\pi^-)$ on Protons in the Momentum Range 35 to 65 GeV/c. Preprint CERN, Geneva, 23 June 1976.
7. M. J. Longo et al., Phys. Rev. Lett. 33, 725 (1974).
8. L. W. Jones et al., ibid., p. 1440.
9. J. Biel et al., ibid. 36, 504 (1976).
J. Biel et al., Investigation of the Reaction $n + p \rightarrow (p\pi^-) + p$ at Fermilab Energies, Contribution to the EPS International Conference on High-Energy Physics, Palermo, 1975.
10. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 41, 667 (1961). G. F. Chew, S. C. Frautchi, Phys. Rev. 7, 394 (1961); 126, 1202 (1962).
S. C. Frautchi, M. Gell-Mann, F. Zachariasen, ibid., p. 2204.
11. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
12. В. А. Любимов, в кн. Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц, М., «Наука», 1975, с. 81.
13. R. J. Glauber, Phys. Rev. 100, 242 (1955).
14. V. N. Gribov, A. A. Migdal, in: Proc. of the 14th Intern. Conference on High Energy Physics, Geneva, 1968, p. 943.
15. Н. Л. Григоров, и др. ЖЭТФ 34, 506 (1958).
16. M. N. Kreisler et al., Phys. Rev. Lett. 20, 468 (1968).
17. J. Engler et al., Phys. Lett. B31, 669 (1970).
J. Engler et al., ibid. B32, 716 (1971).
18. Ю. В. Галактионов, Докт. диссертация, ИТЭФ, 1976.
19. L. W. Jones et al., Phys. Lett. B36, 509 (1971).
20. Ю. П. Горин и др., ЯФ 14, 998 (1971).
21. A. S. Carroll et al., Phys. Rev. Lett. 33, 928 (1974).
A. S. Carroll et al., Total cross Sections on π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} on protons and deuterons between 23 and 280 GeV/c. Preprint Fermilab — Pub — 75/51-EXP. 7100.104.
22. H. R. Gustafson et al., Phys. Rev. Lett. 32, 441 (1974).
23. G. Charlton et al., ibid. 29, 515 (1972).
24. C. Bromberg et al., ibid. 31, 1563 (1973).

25. A. Firestone et al., Phys. Rev. **D10**, 2080 (1974).
26. U. Amaldi et al., ibid. **B44**, 112 (1973).
27. S. R. Amendolia et al., Phys. Lett. **B44**, 119 (1973).
28. A. B. Kaidalov, L. A. Kondratyuk, Nucl. Phys. **B56**, 90 (1973).
29. В. А. Любимов, в кн. Элементарные частицы. Третья школа физиков ИТЭФ, вып. 2, М., Атомиздат, 1975, с. 18.
30. F. Sehrempp, B. Sehrempp, Rapporteur talk at Palermo Conference, Ref. TH 2054-CERN (1975).
31. A. Bouquet et al., Possible Incompatibility between the NN and NN Total Cross Sections and the Regge Pole Model. Preprint PAR-LPTHE 74/11 (1974).
32. W. D. Arp et al., A Study of the Reaction $\pi^- p$ in $\eta^0 n$ et Momenta up to 40 GeV/c. Preprint IHEP 74-117, Serpukhov, 1974.
33. В. Н. Болотов и др., ЯФ **18**, 1046 (1973).
34. O. Guisan et al., Phys. Lett. **18**, 200 (1965).
35. V. Franco, Phys. Rev. Lett. **24**, 1452 (1970).
36. В. А. Карманов, Л. А. Кондратюк, Письма ЖЭТФ **18**, 451 (1973).
37. J. Pumplin, M. Ross, Phys. Rev. Lett. **81**, 1778 (1968).
38. В. Н. Грибов, ЯФ **56**, 892 (1969).
39. V. V. Anisovich et al., Phys. Lett. **B42**, 224 (1972).
40. Ю. В. Гадактионов, А. В. Любимов, Т. Н. Цветкова, Письма ЖЭТФ **20**, 210 (1974).
41. L. R. B. Elton, Nuclear Sizes, Oxford, 1961.
42. В. Н. Грибов, в кн. Элементарные частицы. Первая школа физиков ИТЭФ, вып. 1, М., Атомиздат, 1973, с. 65.
43. J. Engler et al., Phys. Lett. **B29**, 321 (1969).
44. M. L. Perl et al., Phys. Rev. **D1**, 1857 (1970).
45. B. G. Gibbard et al., Nucl. Phys. **B30**, 77 (1974).
46. J. Engler et al., ibid. **B62**, 160 (1973).
47. J. V. Allaby et al., Phys. Lett. **B28**, 67 (1968).
48. J. V. Allaby et al., ibid. **B34**, 431 (1971).
49. G. G. Beznogikh et al., ibid. **B30**, 274 (1969).
50. L. M. Dutton et al., Nucl. Phys. **B9**, 594 (1969).
51. G. Barbillini et al., Phys. Lett. **B39**, 663 (1972).
52. D. Harting et al., Nuovo Cimento **38**, 60 (1965).
53. H. Palevsky et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 509 (1962).
54. J. L. Friedes et al., ibid. **15**, 38 (1965).
55. G. Manning et al., Nuovo Cimento **A41**, 167 (1966).
56. E. L. Miller et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 984 (1971).
57. J. Engler et al., Phys. Lett. **B34**, 528 (1971).
58. M. B. Davis et al., Phys. Rev. Lett. **29**, 139 (1972).
59. G. F. Chew, Phys. Rev. **112**, 1380 (1958).
60. A. Ashmore et al., Nucl. Phys. **36**, 258 (1962).
61. R. J. N. Phillips, Phys. Lett. **4**, 19 (1963).
62. G. Bizard, B. Diu, Nuovo Cimento **A25**, 467 (1975).
63. P. K. Williams, Phys. Rev. **181**, 1963 (1969).
64. B. Diu, E. Leader, Neutron-Proton Charge Exchange at High-Energy — a Crucial Reaction. Preprint PAR-LPTHE 75/1 (1975).
65. J. Engler et al., Nuovo Cimento **A9**, 311 (1972).
66. K. Huang, I. J. Nuzinich, Phys. Rev. **164**, 1972 (1967).
67. А. Б. Райдалов, Б. Н. Карманов, ЯФ **7**, 1147 (1968).
68. G. L. Kane et al., Phys. Rev. Lett. **25**, 1519 (1970).
69. К. Г. Боресков и др., ЯФ **21**, 825 (1975).
70. К. А. Тер-Мартirosyan, Взаимодействие при высоких энергиях (теория комплексных моментов и эксперимент). Препринт ИТЭФ № 417, Москва, 1966.
71. E. N. Nagy et al., The pp Diffraction Dissociation into $(n\pi^+) + p$ at $\gamma_\delta = 45$ GeV, Contribution to the 17th International Conference on High-Energy Physics, London, 1974.
72. C. Broll, La Reaction $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ a haute energie, Thesis, Orsay, 1976.
73. E. Dahe-Jensen et al. (Scandinavian Bubble Chamber Collaboration), Nucl. Phys. **B87**, 426 (1975); см. также цит. там литературу.
74. R. T. Deck, Phys. Lett. **13**, 169 (1964).
75. К. Г. Боресков и др., ЯФ **15**, 361 (1972).
76. К. Г. Боресков и др., ibid., с. 557.
77. См. препринт, цит. в ⁶, р. 57.
78. E. L. Berger, P. Piriä, Phys. Lett. **B59**, 361 (1975).
79. V. A. Tsarev, Phys. Rev. **D11**, 1864 (1975).
80. ITEP, Moscow, IEKP, Karlsruhe, Letter of Intent, Neutron Elastic Scattering at very Small Angles. CERN/SPSC/75—47/169 (1975).