

ДИФРАКЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
АДРОНОВ С ЯДРАМИ

539.17
Д -50

ДИФРАКЦИОННОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
АДРОНОВ
С ЯДРАМИ

1-50
7

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ДИФРАКЦИОННОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
АДРОНОВ
С ЯДРАМИ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

95428



КИЕВ НАУКОВА ДУМКА 1987

530

530

УДК 539.1:539.17

Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр. / Редкол.: Ахиезер А. И. (отв. ред.) и др.— Киев: Наук. думка, 1987.— 336 с.

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований по дифракционному взаимодействию адронов с ядрами, полученные в последние годы. Рассмотрены условия применимости дифракционного приближения, неупругая экранировка, неупругие дифракционные ядерные процессы и другие вопросы.

Для научных работников, преподавателей и студентов старших курсов физических факультетов, специализирующихся в области теоретической и экспериментальной ядерной физики, а также физики элементарных частиц.

Редакционная коллегия

А. И. Ахиезер (ответственный редактор),
В. Г. Барьяхтар, А. С. Давыдов,
В. М. Струтинский, П. И. Фолин,
В. М. Черноусенко,
А. И. Ситниченко (ответственный секретарь)



Редакция информационной литературы

Д 1704020000-500
М 221(04)-87

БЗ-22-7-86

© Издательство «Наукова думка», 1987

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник содержит статьи, посвященные теоретическому и экспериментальному исследованию дифракционных ядерных явлений при взаимодействии адронов с ядрами в области промежуточных и высоких энергий. Как известно, взаимодействие между частицами при достаточно высоких энергиях носит дифракционный характер. Отличительная особенность дифракционного взаимодействия состоит в том, что рассеяние непосредственно обусловлено поглощением частиц. Дифракционные явления имеют место, если длина волны относительного движения сталкивающихся частиц мала по сравнению с характерными размерами области, в которой происходит взаимодействие. Дифференциальное сечение рассеяния в этом случае характеризуется резко выраженным максимумом при малых углах, ширина которого определяется величиной отношения длины волны к размерам области взаимодействия. Такой характер рассеяния не зависит от детальной природы взаимодействия, которое характеризуется только конечным радиусом и служит прямым следствием волновой природы сталкивающихся частиц.

Дифракционный характер ядерного взаимодействия ярко проявляется уже при рассеянии нейтронов и протонов с энергиями порядка десятка мегаэлектронвольт и выше на средних и тяжелых ядрах. При таких энергиях длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе мала по сравнению с размерами ядра и ядро можно рассматривать как черное поглощающее тело. В этом случае дифракционные ядерные явления можно описывать по аналогии с оптической дифракцией. При наличии электрического заряда у рассеиваемой частицы необходим учет взаимодействия с кулоновским полем ядра, что приводит к значительному усложнению дифракционной картины. В случае взаимодействия с ядрами сложных частиц дифракционные процессы более многообразны по сравнению с оптическими: кроме упругого рассеяния и поглощения возможны процессы срыва, при которых только некоторые из частиц, входящих в состав падающей системы, захватываются ядром, а также процессы дифракционной диссоциации, при которых рассеиваемая сложная частица расщепляется на две или большее число частиц.

При достаточно высоких энергиях падающих частиц (адронов), когда длина свободного пробега в ядерном веществе становится значительно больше размеров ядра, оптическая модель черного или полупрозрачного ядра оказывается неприменимой. Поскольку в этом случае длина волны падающего адрона значительно меньше радиуса адрон-нуклонного взаимодействия, то рассеяние на ядре можно рассматривать как многократное дифракционное рассеяние на отдельных нуклонах. Дифракционный подход позволяет выразить амплитуду взаимодействия адрона с ядром через амплитуды рассеяния на отдельных нуклонах и формфакторы, зависящие от структуры

ядра. Максимумы и минимумы в угловой зависимости сечения рассеяния возникают в результате интерференции между частями амплитуды, связанными с различной кратностью рассеяния. Так как при многократном рассеянии существенную роль играет интерференция, процессы взаимодействия оказываются очень чувствительными к пространственной структуре ядер.

Общая теория дифракционных ядерных процессов с участием сложных частиц, учитывающая эффекты многократного рассеяния, была разработана академиком АН УССР А. Г. Ситенко в 1959 г. Независимо аналогичные результаты были получены американским физиком Р. Глаубером. Дифракционная теория хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными по рассеянию высокоэнергетических нуклонов и других сильно взаимодействующих частиц на ядрах и является основой для извлечения из этих данных сведений о структуре ядер и ядерном взаимодействии.

Работы А. Г. Ситенко по дифракционной теории многократного рассеяния оказали существенное влияние на развитие современных исследований взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами. Дифракционный метод Ситенко — Глаубера чрезвычайно плодотворен при рассмотрении процессов упругого и неупругого рассеяния частиц высоких энергий на сложных ядрах. С помощью указанного метода удалось объяснить результаты многочисленных экспериментов, поставленных в ведущих лабораториях мира, извлечь из них ценную информацию о свойствах ядра и взаимодействии элементарных частиц и обеспечить целенаправленную постановку новых исследований. В настоящее время представления о дифракционной диссоциации получили дальнейшее развитие в физике элементарных частиц; оказалось, что процессы дифракционной диссоциации ответственны за неупругую экранировку при взаимодействии адронов в области очень высоких энергий.

Работы А. Г. Ситенко и его учеников дали начало направлению, которое является сейчас одним из наиболее перспективных в физике ядра. По этой тематике выполнено большое количество работ как у нас в стране, так и за рубежом. В предлагаемом сборнике представлены работы ведущих ученых из различных научных центров нашей страны, которые в значительной степени инициированы работами А. Г. Ситенко и в которых обсуждаются дальнейшие возможности использования дифракционного подхода для описания различных ядерных процессов в области промежуточных и высоких энергий. Сборник предназначен для научных работников, специализирующихся в области как теоретической, так и экспериментальной ядерной физики, а также физики элементарных частиц. Он будет полезен преподавателям, аспирантам и студентам старших курсов физических факультетов вузов.

Академик АН УССР
А. И. АХИЕЗЕР

УДК 539.1.01

Г. Д. Алхазов, А. А. Воробьев

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА АН СССР

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НУКЛОНОВ В ЯДРАХ МЕТОДОМ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

Основной технической базой экспериментаторов ЛИЯФ АН СССР являются исследовательский нейтронный реактор и ускоритель протонов (синхроциклотрон) с энергией протонов 1 ГэВ. На реакторе и ускорителе ЛИЯФ ведутся исследования свойств атомных ядер и элементарных частиц. В настоящем обзоре отражены результаты исследований, успешно проводившихся в ЛИЯФ в течение ряда лет, в результате которых получены важные сведения о структуре ядра. Речь пойдет об исследовании пространственного распределения нуклонов в ядрах с помощью упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ.

К моменту проведения в Советском Союзе I Конференции по ядерной физике в 1933 г. была сформулирована нуклонная (протон-нейтронная) модель ядра, согласно которой ядро состоит из нейтронов и протонов. Один из создателей нейтронно-протонной модели Д. Д. Иваненко выступил на конференции с ее обоснованием. Время показало, что нуклонная модель ядра действительно хорошая. Согласно этой модели ядро состоит из отдельных нуклонов, которые не теряют основных черт, присущих свободным нуклонам. Это объясняется тем, что энергия связи нуклонов в ядре значительно меньше энергии, которая необходима для расщепления самих нуклонов. Что касается пространственных размеров нуклонных распределений, соотношения между нейтронными и протонными плотностями формы ядер, ответить на эти вопросы тогда было невозможно.

В последующие годы ядро было изучено детальнее. Сейчас мы в основном представляем его строение. Однако ядро — очень сложный объект, который еще не раскрыл всех своих секретов. В последнее время в связи с кварковой структурой нуклонов стала обсуждаться возможность существования в ядрах многокварковых, например, шести-кварковых мешков. Однако в дальнейшем будем считать, что ядро состоит из нейтронов и протонов.

Распределение нейтронов и протонов в ядрах относится к основным, фундаментальным характеристикам ядра, изучение которых имеет большое познавательное значение, а также необходимо для решения практических задач ядерной физики и проверки наших представлений о взаимодействии нуклонов в ядрах и современных ядерных моделях.

Распределения протонов в ядрах успешно исследуются и в настоящее время довольно хорошо изучены для широкого круга ядер благодаря тому, что для их исследования существует хороший метод — рассеяние электронов. Действительно, взаимодействие между электронами и протонами ядра, на которых электроны рассеиваются, хорошо известно — это кулоновское взаимодействие, и для описания рассеяния электронов имеется практически точная теория, которая позволяет по измеренным сечениям определить с высокой точностью распределения протонов в ядрах.

Что касается распределения нейтронов, то здесь ситуация значительно сложнее. Для получения информации о нейтронах ядра необходимо использовать сильно взаимодействующие пробные частицы. С этой целью использовалось рассеяние α -частиц, протонов, нейтронов, дейтронов и других частиц низкой энергии. Однако для сильно взаимодействующих частиц низкой энергии еще не существует удовлетворительной теории рассеяния. Из экспериментов по рассеянию таких частиц можно определять лишь параметры оптического потенциала, феноменологически описывающего соответствующее рассеяние. На вопрос о связи параметров этого потенциала с распределением нуклонов в ядрах пока однозначного ответа нет. Этим объясняется то, что анализ данных по рассеянию частиц низкой энергии приводит к довольно противоречивым выводам о распределении нуклонов.

Несколько слов о существовавших представлениях соотношения нейтронных и протонных распределений в ядрах. Естественно предположить, что в ядрах с равным числом протонов и нейтронов различия между нейтронными и протонными плотностями очень малы. Так, в ядре ^{40}Ca нейтроны и протоны заполняют одни и те же оболочки. И если бы не кулоновское взаимодействие между протонами, то нейтронное и протонное распределения здесь совпадали бы. Однако вследствие кулоновского отталкивания между протонами размер протонного распределения может быть несколько больше, чем нейтронного.

В ядрах, в которых число нейтронов превышает число протонов, избыточные нейтроны располагаются в наружной части ядра. Так, ядро ^{48}Ca содержит восемь избыточных нейтронов, а ядро ^{208}Pb — 44 нейтрона, которые заполняют внешние оболочки. Поэтому, согласно простейшей оболочечной модели ядра, в ядрах с $N > Z$ размеры нейтронных распределений должны быть заметно больше, чем протонных. С другой стороны, известно, что силы притяжения между нейтронами и протонами, больше сил, действующих между нейтронами, или между протонами, т. е. силы np -взаимодействия больше сил nn - или pp -взаимодействия. Это обстоятельство должно приводить к уменьшению различий в формах плотностей нейтронов и протонов. Каковы реально эти различия, до недавнего времени не было выяснено.

Так, еще в 1976 г. на Краковской конференции, посвященной форме ядра, были представлены работы по рассеянию частиц низкой энергии, из которых следовало, что у ядра с $N > Z$ имеется довольно значительная «нейтронная шуба». О значительной «нейтронной шубе»

свидетельствовал также анализ данных по спектрам π -мезоатомов. При размерах ядер 2—6 Фм толщина «нейтронной шубы» допускалась равной 0,5—1 Фм. Сейчас мы знаем, что эти выводы были ошибочными.

Надежные сведения о распределении нейтронов в ядрах были получены только недавно в экспериментах по рассеянию на ядрах протонов относительно высокой энергии — около 1 ГэВ. Оказалось, что при использовании протонов с энергией 1 ГэВ в качестве пробных частиц трудности в интерпретации экспериментальных данных значительно меньше, чем при использовании частиц меньших энергий. Ряд эффектов, играющих важную роль при рассеянии частиц низкой энергии, точно учесть которые довольно затруднительно, при увеличении энергии до 1 ГэВ почти полностью исчезает. В результате механизм реакции становится весьма простым и, следовательно, интерпретация экспериментальных данных достаточно определенной.

За время пролета быстрого протона через ядро можно пренебречь изменением положений нуклонов в ядре. Таким образом, облучая ядро протонами и регистрируя картину рассеяния, мы как бы получаем фотографии, отражающие мгновенные положения нуклонов в ядре. Рассеяние происходит в основном на малые углы, поэтому отклонением траектории рассеиваемого протона от прямой линии внутри ядра можно пренебречь. Рассеиваемый протон взаимодействует с несколькими нуклонами ядра, т. е. с каждым нуклоном, встречаемым на его пути. Как следствие короткодействующего характера протон-нуклонного взаимодействия рассеяние протона на ядре можно представить как последовательность однократных рассеяний.

Поскольку энергия нуклонов ядра мала по сравнению с энергией налетающего протона, то эффектом связи нуклонов можно пренебречь и, следовательно, амплитуду рассеяния на нуклонах ядра можно заменить амплитудой рассеяния на свободных нуклонах. Следует отметить, что амплитуда протон-нуклонного рассеяния имеет весьма сложную спиновую структуру. Однако при энергии протонов 1 ГэВ спин-спиновые члены амплитуды малы, так что их вклад в амплитуду протон-ядерного рассеяния пренебрежимо мал. Это — дополнительное преимущество для изучения пространственной структуры ядра протонов с энергией 1 ГэВ. Протон-ядерное рассеяние в основном определяется центральной (скалярной) частью амплитуды протон-нуклонного взаимодействия. Поскольку, как отмечалось выше, рассеяние при энергии 1 ГэВ происходит на относительно малые углы, то для расчета сечений протон-ядерного рассеяния необходимо знать лишь несколько параметров амплитуды протон-нуклонного рассеяния, определяющих рассеяние на малые углы. Эти параметры с достаточной точностью известны из данных по свободному рассеянию нуклонов.

Картина рассеяния быстрых протонов на ядрах очень схожа с той, которая имеет место в оптике при дифракционном рассеянии света. В амплитуде протон-нуклонного взаимодействия велика мнимая часть. Это означает, что при рассеянии налетающего протона на нуклоне ядра рассеиваемый протон с большой вероятностью поглощается в том смысле, что он выбывает из канала упругого рассеяния. Вследствие

такого поглощения в плоской волне, описывающей налетающие протоны, «выдается дырка» по размеру ядра, причем степень поглощения зависит от плотности нуклонов в ядре. При дальнейшем распространении волны с «дыркой» происходит расплывание этого волнового пакета, в результате чего, если за ядром мы поставим экран, то получим обычную дифракционную картину — с максимумом интенсивности в центре и характерными дифракционными кольцами. Изучение этой дифракционной картины даст информацию о распределении нуклонов в ядре.

Поскольку длина волны налетающих протонов при энергии 1 ГэВ равна 0,12 Фм, то рассеяние таких протонов на ядрах позволяет (в отличие от частиц низкой энергии) изучать мелкие детали нуклонных распределений. Практически пространственное разрешение рассматриваемого метода лимитируется величиной максимального значения передаваемого импульса $q_{\text{макс}}$. Обычно в экспериментах с протонами 1 ГэВ измеряют сечения при $q < q_{\text{макс}} = 2,5 \div 3 \text{ Фм}^{-1}$. Следовательно, данным методом можно обнаружить и исследовать локальные неоднородности плотности с пространственным размером около 0,5—1 Фм. Указанная величина ограничивает лишь пространственное разрешение, точность определения размеров ядер может быть существенно выше. В настоящее время не сформулировано каких-либо принципиальных ограничений точности определения ядерных радиусов, практические ограничения связаны со статистическими и систематическими погрешностями экспериментальных сечений и с некоторыми неопределенностями теоретического анализа данных.

Итак, в эксперименте измеряют дифференциальные сечения рассеяния протонов, т. е. зависимость количества рассеянных протонов от угла рассеяния, а затем анализируют измеренные сечения с целью определения нуклонной плотности. Анализ сечений можно проводить с помощью теории многократного дифракционного рассеяния, которая была сформулирована в 1959 г. независимо американским ученым Р. Глаубером и советским ученым А. Г. Ситенко. При энергии протонов 1 ГэВ эта теория оказалась очень точной, она позволяет получать достаточно точную информацию о нуклонных распределениях в ядрах. Кстати быстрые протоны имеют приблизительно одинаковую чувствительность к протонам и нейтронам ядра. Таким образом, из данных по рассеянию протонов на ядрах извлекаются сведения об изоскалярной плотности, т. е. с сумме нейтронной и протонной плотностей. Сравнивая эти результаты с известными данными о протонной плотности, определенными в опытах по рассеянию электронов, получаем сведения о нейтронных распределениях.

Первые систематические исследования ядер методом рассеяния быстрых протонов (с энергией 1 ГэВ) были начаты в Ленинградском институте ядерной физики в 1972 г. Затем они были продолжены во Франции в Ядерном центре в Сакле (при участии физиков из Гатчины) и сейчас ведутся в США на мезонной фабрике (энергия протонов 800 МэВ), так что можно говорить о новом направлении в ядерной физике, причем первые основные результаты в этой области были получены в ЛИЯФ.

Основная сложность проведения таких экспериментов состоит в выделении канала рассеяния. Недостаточно измерить лишь угол рассеяния, необходимо еще установить характер рассеяния (упругое или неупругое), в частности с возбуждением конкретных уровней в ядре. Канал рассеяния определяется по величине потери энергии рассеиваемой частицы. Поскольку энергия рассеиваемого протона составляет 1 ГэВ, а потеря энергии — связанная с возбуждением ядра — величина порядка 1 МэВ или меньше, то необходим спектрометр очень высокого разрешения. Такой спектрометр был создан в ЛИЯФ. Энергия частиц определяется по величине их отклонения в магнитном поле. Фокусировка частиц осуществляется двумя квадрупольными линзами (и частично краевым полем магнита). Общий размер спектрометра — от мишени до фокальной плоскости, где регистрируются рассеянные частицы с помощью сцинтиляционных счетчиков и многоклеточных пропорциональных камер — около 12 м, общий вес установки — около 30 т. Спектрометр может поворачиваться вокруг оси, проходящей через мишень рассеяния. Угол рассеяния определяется с точностью лучше 1 мрад. Энергетическое разрешение спектрометра 0,1 %, т. е. 1 МэВ. С помощью этого спектрометра исследовались нуклонные распределения уряда ядер.

В дальнейшем на отдельных примерах мы проиллюстрируем возможности изучения структуры ядра методом рассеяния протонов высокой энергии и приведем некоторые результаты. Расчет проводился по теории многократного дифракционного рассеяния, причем в расчете не использовались какие-либо подгоночные параметры, кроме искомого параметра нейтронной плотности.

На рис. 1 для ядра ^{40}Ca дано сравнение нуклонной плотности, найденной в варианте ее параметризации Ферми-распределением (кривая 1), с плотностью, определенной в так называемом модельнонезависимом анализе, в котором нуклонные распределения задаются многопараметрическими функциями, допускающими практически любые «разумные» формы плотности (кривая 2). Плотность, определенная с помощью модельнонезависимого анализа, незначительно отличается от распределения Ферми. В центральной части ядра точность определения плотности невысокая — около 10—20 %, однако на его поверхности плотность определяется достаточно точно (с точностью порядка 1 %). Отметим, что среднеквадратичные нуклонные радиусы, как следует из анализа полученных данных, определяются с точностью около 0,1 Фм. В случае исследования цепочки ядер ряд погрешностей систематического характера в экспериментальных данных и некоторые неопределенности теоретического анализа приблизительно в равной степени сказываются на величинах извлекаемых радиусов ядер с близкими значениями массовых чисел, так что в результате разности радиусов ядер могут быть определены значительно точнее.

На рис. 2 проводится сопоставление протонной плотности для ядра ^4He , полученной из данных по рассеянию на ядрах ^4He электронов, с нуклонной, определенной из данных по рассеянию протонов. Различия между этими плотностями малы. В нуклонной плотности, как и в протонной, в центральной части ядра ^4He наблюдается про-

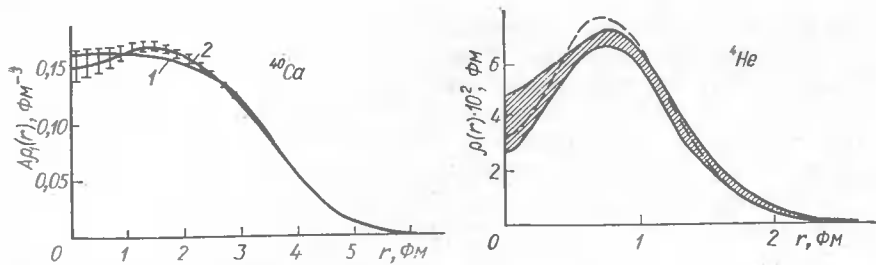


Рис. 1. Нуклонная плотность ядра ^{40}Ca , определенная в результате анализа сечений упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ.

Рис. 2. Одночастичная нуклонная плотность ядра ^4He (штриховая кривая), определенная по сечениям рассеяния протонов, и одночастичная протонная плотность (сплошные кривые), определенная по сечениям рассеяния электронов. Заштрихован коридор ошибок определения протонной плотности в модельно-независимом анализе.

вал. Определена разность среднеквадратичных радиусов нейтронного и протонного распределений в этом ядре: $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} = -0,11 \pm 0,07$ Фм, т. е. радиусы нейтронного и протонного распределений практически совпадают.

Если говорить о более тяжелых ядрах, то основной вывод, который следует из данных по рассеянию протонов, состоит в том, что различия между нейтронными и протонными распределениями в исследованных ядрах очень малы. Полученные результаты полностью отвергают существование у стабильных ядер с $N > Z$ «нейтронной шубы» в том смысле, как это предполагалось. Однако в некоторых ядрах существуют заметные различия между нейтронными и протонными распределениями. Так, поверхность ядра ^{46}Ca оказалась обогащенной нейтронами. На рис. 3 изображена нуклонная плотность в зависимости от расстояния от центра ядра и отношение нейтронной и протонной плотностей, которые в центральной части ядра меньше отношения N/Z , т. е. здесь происходит относительное обеднение нейтронами, а на периферии ядра, наоборот — обогащение ими. В ядре ^{208}Pb это отношение имеет более сложную зависимость. На поверхности ядра наблюдается относительный избыток протонов, что может быть результатом кулоновского расталкивания их в ядре. Однако при дальнейшем увеличении расстояния от центра ядра протонная плотность убывает быстрее, чем нейтронная. В результате периферия ядра оказывается обогащенной нейтронами. Таким образом, формы распределений нейтронов и протонов в этих ядрах заметно различаются. Тем не менее различия между среднеквадратичными радиусами протонного и нейтронного распределений здесь также относительно малы (0,1—0,2 Фм), т. е. значительно меньше, чем допускалось раньше.

Полученные результаты позволяют решить так называемую аномалию Нолен — Шиффера. Суть ее состоит в следующем. Нолен и Шиффер в 1969 г. обратили внимание на связь между величиной разности кулоновской энергии аналоговых состояний ядер-изобар с радиусом орбиты внешних нуклонов ядра. Однако неоднократные попыт-

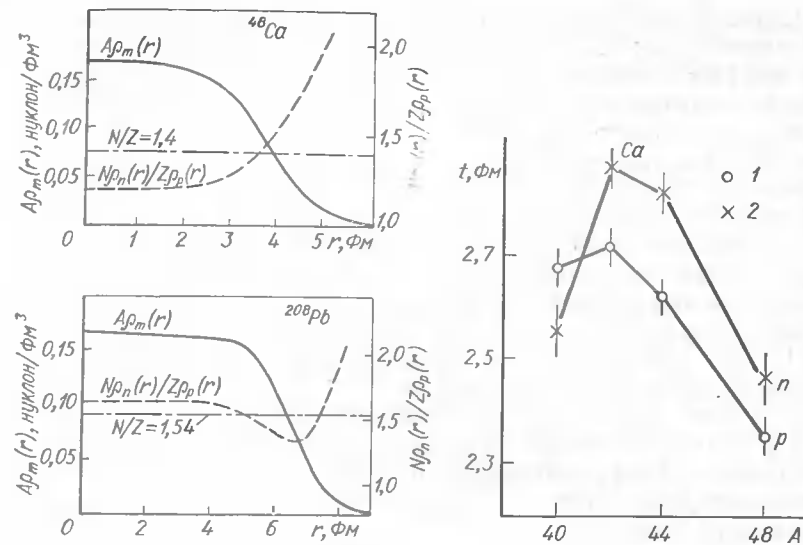


Рис. 3. Нуклонные плотности в ядрах ^{46}Ca и ^{208}Pb (сплошные кривые) и отношения нейтронных плотностей к протонным (штриховые кривые) в зависимости от расстояния от центра ядра. Штрихпунктирные кривые соответствуют отношению числа нейтронов к числу протонов.

Рис. 4. Зависимости толщин поверхностного слоя протонных распределений в ядрах изотопов Са, определенных по данным рассеяния электронов (1) и нейтронных распределений, определенных с помощью анализа данных по рассеянию электронов и протонов (2).

ки согласовать экспериментальные и расчетные значения разностей кулоновских энергий изобар аналоговых состояний при использовании как теоретических протон-нейтронных плотностей, так и прямых экспериментальных результатов по разностям между нейтронными и протонными среднеквадратичными радиусами (которые, как следовало из прежних измерений, были довольно велики) не приводили к успеху. Относительно малые значения разностей между радиусами нейтронных и протонных распределений, а также вывод о довольно большой величине монополярной изовекторной поляризации остова ядра внешними нуклонами позволяют привести расчетные разности кулоновских энергий в соответствие с экспериментальными значениями.

На рис. 4 приведены зависимости толщин поверхностного слоя распределения протонов и нейтронов от массового числа в ядрах изотопов Са. При переходе от ядра ^{40}Ca к ядру ^{46}Ca толщина поверхностного слоя нейтронного распределения t_n значительно увеличивается, однако при дальнейшем увеличении числа нейтронов на $1f_{7/2}$ -оболочке (в случае приближения к дважды магическому ядру ^{48}Ca) величина уменьшается. Полученная зависимость этой величины от атомного номера в изотопической цепочке изотопов Са аналогична наблюдаемой и у толщин поверхностного слоя протонного распределения t_p , однако величина t_n претерпевает более резкие изменения, чем t_p .

На рис. 5 изображены нуклонные плотности некоторых ядер, определенные в результате анализа данных по рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ. По мере увеличения числа нуклонов в ядре радиус полойной плотности возрастает, однако толщина поверхностного слоя и плотность во внутренней части ядра остаются практически неизменными. Полученные результаты подтверждают гипотезу насыщения ядерной плотности.

Проведено сравнение экспериментальных и рассчитанных сечений с теоретическими нуклонными плотностями. Сечения, рассчитанные с плотностями, полученными в «самосогласованной» теории ядра с помощью метода Хартри — Фока, заметно отличаются от экспериментальных. Характер этих расхождений свидетельствует о том, что плотности, рассчитываемые методом Хартри — Фока, слишком круто спадают на поверхность ядра, т. е. имеют заниженную толщину поверхностного слоя. Расхождения аналогичного характера между расчетными и экспериментальными сечениями наблюдаются и при рассеянии электронов на ядрах. Они свидетельствуют, очевидно, о необходимости изменения эффективных нуклон-нуклонных сил в «самосогласованной» теории ядра, применяющей метод Хартри — Фока; или включения в расчет неучтенных эффектов или вообще об изменении самого теоретического подхода.

Однако дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядрах, рассчитанные с плотностями, полученными в рамках теории ядра, использующей метод конечных Ферми-систем (в варианте так называемого «частичного самосогласования»), хорошо описывают экспериментальные данные в широком диапазоне переданных импульсов. Расчетные сечения в этом случае почти идеально соответствуют экспериментальным. Следует отметить, что в расчетах не использовалось ни единого свободного параметра. Указанные плотности —

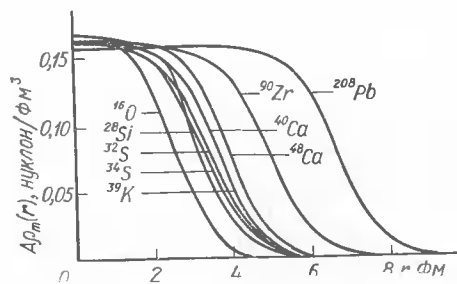
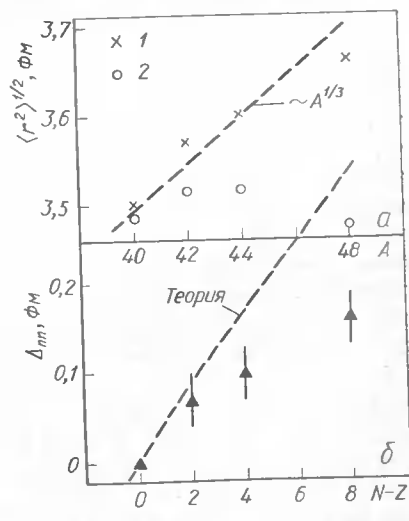


Рис. 5. Нуклонные плотности некоторых ядер, определенные из данных упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ.

Рис. 6. Среднеквадратичные радиусы нейтронных (1) и протонных (2) распределений в ядрах изотопов Са (а) и величины разностей среднеквадратичных нейтронных радиусов $\Delta_{nn} = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ (б).



единственные известные нам теоретические плотности, позволяющие без каких-либо подгоночных параметров получить столь хорошее описание экспериментальных данных. Однако и при использовании этих плотностей в случае ядер с $N > Z$ (^{48}Ca , ^{208}Pb) на склонах дифференциальных сечений проявляются заметные расхождения между расчетными и экспериментальными сечениями, выходящие за пределы ошибок эксперимента и неопределенностей расчета. Причина этих расхождений состоит, очевидно, в том, что теория в ядрах с $N > Z$ приводит к несколько завышенным значениям нейтронного радиуса.

На рис. 6 показано, как изменяются протонные и нейтронные среднеквадратичные радиусы для ядер изотопов Са по мере увеличения числа нейтронов. В то время как в ядре ^{40}Ca нейтронные и протонные радиусы практически совпадают, в ядре ^{48}Ca они различаются — нейтронный радиус больше протонного (хотя эти различия, как уже отмечалось, относительно малы). Величины Δ_{nn} представляют собой разности среднеквадратичных радиусов нейтронных распределений рассматриваемого ядра и ядра ^{40}Ca . Сплошная кривая соответствует предсказаниям теории ядра, использующей метод конечных Ферми-систем. Теория не передает экспериментального хода нейтронных радиусов — теоретические значения нарастают по мере заполнения нейтронной оболочки быстрее, чем экспериментальные. Другие современные варианты теории, несмотря на то, что они позволяют хорошо описать зарядовые распределения ядер и дают правильные значения зарядовых радиусов, также не могут воспроизвести экспериментальную зависимость нейтронных радиусов в ядрах изотопов Са от массового числа. Таким образом, необходимо дальнейшее развитие теории.

Как видно из рис. 1—5, дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах со спином 0 (и 1/2) имеют характерную дифракционную структуру — с периодически повторяющимися максимумами, величина которых быстро убывает по мере увеличения угла, и с довольно глубокими минимумами. Однако при исследовании упругого рассеяния протонов на ядрах 1р-оболочки нами выявлены случаи (рассеяние на ядрах ^9Be , ^{11}B), когда дифракционные минимумы очень малы или вообще отсутствуют (рис. 7), в то время как в соседних ядрах (^{12}C , ^{13}C) сечения имеют обычную форму с хорошо выраженными минимумами. Установлено, что заполнение минимумов в случае ядер ^9Be и ^{11}B — ядер со спином $I > 1/2$ ($I = 3/2$), т. е. у которых имеется статическая деформация, происходит вследствие вклада в сечение компонента, соответствующего рассеянию на квадрупольной составляющей плотности ядра. В результате анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на таких ядрах оказывается возможным (по степени заполнения минимумов) получать сведения о квадрупольной компоненте плотности.

Аналогичная картина заполнения минимумов отмечается и при рассеянии электронов на ядрах со спином $I > 1/2$.

Совместный анализ данных по рассеянию электронов и протонов на таких ядрах позволяет определить несферические компоненты как зарядовой, так и нуклонной (изоскалярной) плотностей. Анализ дан-

ных для ядер 1р-оболочки говорит о малом различии между протонными и нейтронными несферическими компонентами одночастичных плотностей, а отношение квадрупольного момента материи Q_m к квадрупольному моменту заряда Q_c близко к величине A/Z . В частности, в ядре ^{11}B это отношение равно $Q_m/Q_c = 1,8 \pm 0,2$ — по сравнению со значением $Q_m/Q_c = A/Z = 2,2$, которое следует из простейшей коллективной модели, предполагающей совпадение нейтронных и протонных одночастичных распределений (в простейшей оболочечной модели в случае ядра ^{11}B $Q_m/Q_c = 1,0$). Полученные результаты свидетельствуют о значительной роли остаточных нуклон-нуклонных взаимодействий, приводящих к сильной изовекторной квадрупольной поляризации остова ядра внешними нуклонами («дырками»).

В связи с проблемой заполнения минимумов уместно также привести результаты измерений сечений упругого рассеяния на легких ядрах, например на ядрах ^4He , где минимум также отсутствует. Проблема минимумов в сечениях упругого рассеяния в случае ядер ^4He имеет драматическую историю. В первых измерениях сечений рассеяния протонов с энергиями 1 ГэВ на ядрах ^4He , выполненных в Брукхэвене в 1967 г. Палевским и другими, наблюдался довольно глубокий дифракционный минимум, форма которого довольно хорошо согласовалась с расчетами, проведенными с помощью теории Глаубера—Ситенко. Результаты, полученные Палевским, долгое время явля-

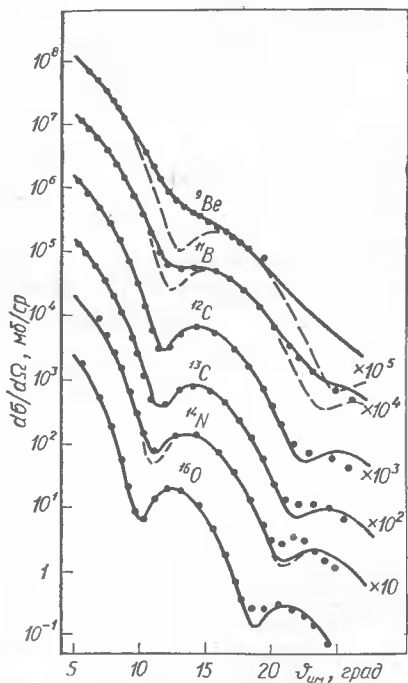


Рис. 7. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядрах 1р-оболочки. Штриховые кривые — расчетные сечения без учета квадрупольного компонента плотности, сплошные — с учетом его.

Рис. 8. Сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ^4He . Штриховая кривая — сечение, рассчитанное без учета зависимости отношения реальной и мнимой частей амплитуды протон-нуклонного взаимодействия от переданного импульса; сплошная — с учетом этой зависимости.

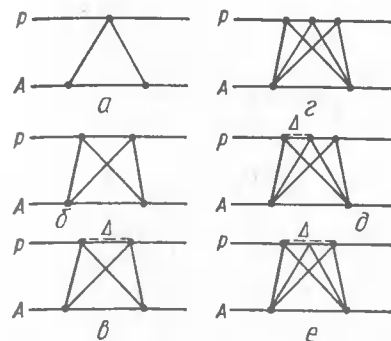
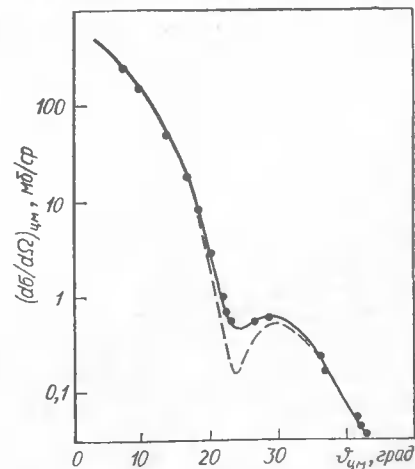
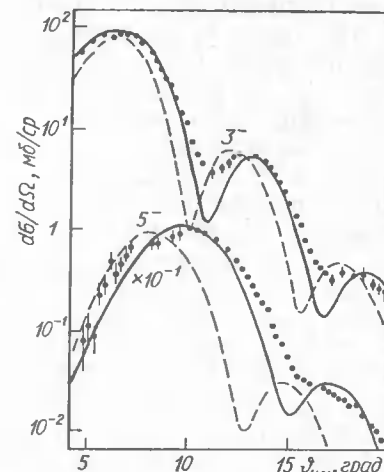


Рис. 9. Однократное рассеяние протона на ядре, т. е. рассеяние на одном из нуклонов ядра (а); двукратное рассеяние протона («обычный» глауберовский график) (б); двукратное рассеяние с Δ_{33} -изобарой в промежуточном состоянии (в); трехкратное рассеяние («обычный» график) (д); трехкратное рассеяние с Δ_{33} -изобарой между двумя актами рассеяния (д), трехкратное рассеяние с перерассеянием Δ_{33} -изобары в промежуточных состояниях (е).

Рис. 10. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{40}Ca . Расчеты проведены на переходных плотностях моделей Бора—Моттельсона (сплошные кривые) и Тасси (штриховые кривые).



лись одними из основных, подтверждающих правильность теории многократного дифракционного рассеяния. Однако в эксперименте, выполненном французскими физиками в Сакле в 1974 г., минимум не наблюдался. Последующие измерения (рис. 8), проведенные нами и США, подтвердили, что минимум действительно отсутствует.

Для описания новых данных были рассчитаны сечения рассеяния с учетом ранее пренебрегавшихся эффектов. Был рассмотрен учет спин-орбитального и спин-спинового протон-нуклонного взаимодействий, нуклонных корреляций в волновой функции ядра ^4He и т. д. Тем не менее в рамках теории Глаубера—Ситенко объяснить наблюдаемое в эксперименте заполнение минимумов не удавалось.

Отметим, что у ядра ^4He спин равен нулю, так что в лабораторной системе плотность этого ядра сферически симметрична. Таким образом, природа заполнения минимума здесь совершенно иная, чем в случае обсуждавшихся выше ядре ^9Be и ^{11}B . Отсутствие минимума в ^4He -рассеянии было объяснено Уолласом и Александром, включившими в расчет процесс, в котором рассеиваемый протон в промежуточных состояниях между актами перерассеяния на нуклонах ядра ^4He находится в возбужденном состоянии Δ_{33} -изобары (рис. 9, в, д). Однако Оже, Лазар и Ломбар показали, что механизм с Δ_{33} -изобарой при более корректном

его рассмотрении, когда учитывается процесс перерасеяния Δ_{33} -изобары (см. рис. 9, e), не позволяет объяснить размытие минимумов.

Предположим, что заполнение дифракционных минимумов в сечениях упругого рассеяния на ядрах ^4He (как и на других легчайших ядрах — ^3He , ^6Li) обусловлено зависимостью отношения реальной и мнимой частей амплитуды протон-нуклонного взаимодействия при энергии 1 ГэВ от переданного импульса. Учет такой зависимости позволяет в рамках теории Глаубера — Ситенко в едином подходе описать форму дифференциальных сечений рассеяния как на легчайших ядрах — с размытыми минимумами, так и на более тяжелых — с хорошо выраженными минимумами.

Выше говорилось об упругом рассеянии протонов, позволяющем получать информацию о плотностях основного состояния ядер. Теперь перейдем к неупругому рассеянию. Неупругое рассеяние позволяет определять так называемую переходную плотность, характеризующую изменение плотности ядра при переходе его из основного состояния в возбужденное. Следует отметить, что в случае переходных плотностей теория допускает (по сравнению с плотностями основного состояния) более значительные различия между нейтронными и протонными компонентами. Экспериментально нейтронные и протонные переходные плотности изучены значительно меньше, чем плотности основного состояния.

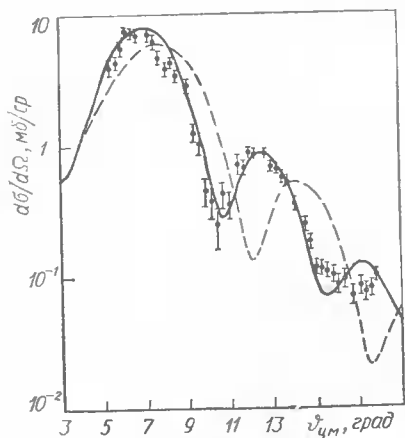
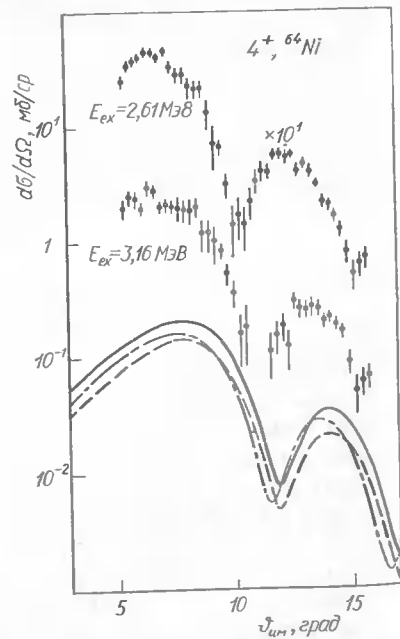


Рис. 11. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{68}Ni , сопровождаемого возбуждением состояния 4^+ . Расчеты выполнены при положительном (сплошные кривые) и отрицательном (штриховые кривые) знаках ядерной деформации.

Рис. 12. Дифференциальные сечения возбуждения протонов с энергией 1 ГэВ состояний 4^+ в ядрах ^{64}Ni . Сплошная, штриховая и штрихпунктирная кривые соответствуют нескольким вариантам расчетов сечений в предположении, что возбуждаемые состояния имеют двухфононную структуру.



На рис. 10 приведено сравнение дифференциальных сечений возбуждения протонами с энергией 1 ГэВ состояний 3^- и 5^- в ядрах ^{48}Ca с соответствующими сечениями, рассчитанными на переходных плотностях, моделей Бора — Моттельсона и Тасси. Видно, что переходная плотность модели Бора — Моттельсона удовлетворительно согласуется с экспериментом, в то время как модель Тасси находится в резком разногласии с ним. В случае модели Бора — Моттельсона в области минимумов также наблюдаются значительные расхождения между расчетными и экспериментальными сечениями — минимумы у расчетных сечений глубже, чем у экспериментальных. Однако расчет здесь проводился без учета зависимости отношения ре-

альной и мнимой частей амплитуды протон-нуклонного взаимодействия. Учет этой зависимости позволяет уменьшить в области минимумов расхождение между расчетом и экспериментом. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных сечений при использовании модели Бора — Моттельсона позволяет считать, что реальная ядерная переходная плотность действительно близка к описываемой моделью Бора — Моттельсона. Это свидетельствует также о поверхностном (а не объемном) характере деформации ядерной материи.

На рис. 11 показано, как по измеренным сечениям неупругого рассеяния протонов на ядрах можно определять знак ядерной деформации. Сечения, рассчитанные для двух знаков ядерной деформации, существенно различаются, причем в данном случае эксперименту соответствует положительный знак деформации.

На рис. 12 проводится сравнение с экспериментом расчетных сечений возбуждения состояния 4^+ в ядрах ^{64}Ni , которые традиционно считались двухфононными. Сечения, рассчитанные в предположении, что возбуждаемые состояния имеют двухфононную природу, как по форме, так и по величине не согласуются с экспериментом. Следовательно, эти состояния нельзя рассматривать как двухфононные. Отметим, что с экспериментом хорошо согласуется расчет, выполненный в предположении, что это однофононные состояния. Таким образом, данные по неупругому рассеянию протонов могут быть использованы для определения природы возбужденных состояний ядер.

Теперь возвратимся к вопросу о соотношении нейтронных и протонных плотностей. На рис. 13 сравниваются изоскалярные переходные плотности, т. е. плотности, включающие протоны и нейтроны, с протонными для $0^+ \rightarrow 2^+$ -переходов (на низшие коллективные 2^+ -состояния).

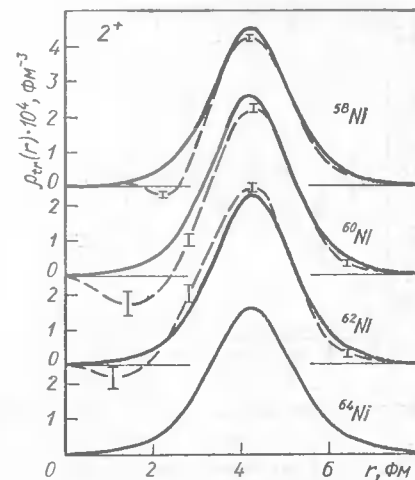
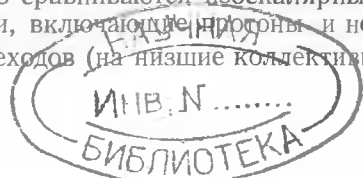


Рис. 13. Сравнение одночастичных изоскалярных переходных плотностей с зарядовыми плотностями для $0^+ \rightarrow 2^+$ -переходов в ядрах изотопов Ni.



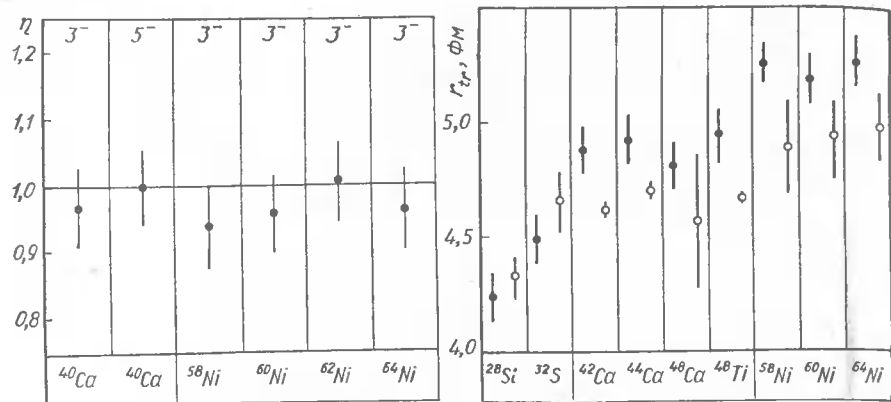


Рис. 14. Отношения изоскалярных матричных элементов и электромагнитных для $0^+ \rightarrow 3^-$ и $0^+ \rightarrow 5^-$ -переходов в ядрах ^{40}Ca и изотопов Ni.

Рис. 15. Сравнение изоскалярных переходных радиусов, полученных из данных по неупругому рассеянию протонов (сплошные кружки), с зарядовыми, полученными из данных по рассеянию электронов (полые кружки), для $0^+ \rightarrow 2^+$ -переходов.

стояния). Плотности нормированы на один нуклон. Протонные плотности получены из данных по рассеянию электронов, а изоскалярные — из данных по рассеянию протонов. Различия между изоскалярными и протонными плотностями здесь малы. Отметим, что в простейшей оболочечной модели протонный компонент переходной плотности для данных ядер должен быть равен нулю (поскольку это ядра с заполненной протонной оболочкой), в действительности (см. рис. 13) он близок к нейтронному. Полученные результаты свидетельствуют о сильной изовекторной квадрупольной поляризации внешними нуклонами остова возбужденного ядра.

На рис. 14 приведены отношения изоскалярных мультипольных матричных элементов и электромагнитных для $0^+ \rightarrow 3^-$ и $0^+ \rightarrow 5^-$ -переходов в ядрах ^{40}Ca и изотопов Ni. Близость этих отношений к единице также свидетельствует о малом различии протонных и нейтронных переходных плотностей для рассматриваемых переходов.

На рис. 15 сравниваются изоскалярные переходные радиусы с электромагнитными для $0^+ \rightarrow 2^+$ -переходов (на низшие коллективные 2^+ -состояния). Для ядер с $N = Z$ эти радиусы в пределах ошибок равны друг другу, или, по-видимому, в этих ядрах изоскалярный переходный радиус несколько меньше электромагнитного. В ядрах с $N > Z$ наблюдается систематическое превышение изоскалярного радиуса над электромагнитным. Отметим, что приведенные здесь характеристики нейтронных и изоскалярных плотностей (см. рис. 2—5, 13—15) удалось получить только по данным рассеяния протонов высокой энергии. Ранее информация об этих величинах отсутствовала.

В настоящее время закончены исследования структуры ядер методом упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ и начаты эксперименты по квазиупругому рассеянию. Имеется в виду

следующая реакция: налетающий протон рассеивается на одном из нуклонов ядра (на протоне или нейтроне) и выбивает его, т. е. это либо реакция $(p, 2p)$, либо (p, np) . Измеряя разность энергий налетающего протона и продуктов реакции, т. е. двух протонов или протона и нейтрона, можно определить энергию отрыва выбиваемого нуклона.

Приведенные результаты показывают, что упругое и неупругое рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ является эффективным средством изучения структуры ядра, позволяющим получать информацию о нуклонных распределениях, по точности сравнимую с получаемой при исследовании зарядовых распределений классическим методом рассеяния электронов. С помощью упругого и неупругого рассеяния быстрых протонов на ядрах в последнее время были получены надежные сведения о нуклонных распределениях (включающих нейтронный компонент), причем оказалось возможным определять не только некоторые интегральные характеристики нуклонных распределений (среднеквадратичные радиусы, мультипольные матричные элементы переходов и др.), но и детальный ход распределения. Одним из важных результатов исследований явился вывод о малости различий между нейтронными и протонными одночастичными плотностями. В то же время в некоторых ядрах были обнаружены различия между этими распределениями, выходящие за пределы погрешностей эксперимента и анализа данных. Сравнение полученных нуклонных плотностей с теоретическими показывает, что данные по упругому и неупругому рассеянию протонов на ядрах могут служить для проверки современных ядерных моделей. Хотя в целом «самосогласованная» теория ядра вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные, тем не менее имеются определенные указания на необходимость ее дальнейшего совершенствования

1. Alhazov G. D., Belostotsky S. L., Donchenkov O. A. Elastic scattering of 1 GeV protons from medium and heavy nuclei and nuclear densities // Nucl. Phys. A.— 1982.— 381.— P. 430.
2. Alhazov G. D., Belostotsky S. L., Vorobyov A. A. Scattering of 1 GeV Protons on Nuclei // Phys. Repts.— 1978.— 42, N 2.— P. 89—144.
3. Алхазов Г. Д. Распределение нейтронов в ядрах // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1978.— 42, № 11.— С. 2218—2233.
4. Алхазов Г. Д. Неупругое рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ и переходные ядерные плотности.— Л., 1982.— 64 с.— (Препринт / АН СССР. Ленингр. ин-т ядер. исслед.; № 753).

В. В. Анисович, Л. Г. Дахно

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА АН СССРНЕУПРУГОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ В ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО
РАССЕЙЯНИЯ ГЛАУБЕРА — СИТЕНКО И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ АДРОНОВ С ДЕЙТРОНАМИ

Введение. Теория многократного рассеяния Глаубера — Ситенко, дополненная учетом неупругого экранирования, является мощным инструментом в изучении составных систем. Важность этой теории определяется тем, что в физике элементарных частиц мы имеем дело в основном с составными системами: с ядрами, состоящими из нуклонов, с адронами, построенными из составляющих кварков. Идея составной структуры частиц на этом не кончается, и мы уже имеем большое количество моделей с новыми кирпичиками мироздания — преонами.

Самый простой объект, к которому применима теория Глаубера — Ситенко, — дейтрон. Эта составная система служит прекрасным полигоном для проверки теории, в частности для изучения эффектов неупругого экранирования.

В адрон-ядерных столкновениях корректность теории Глаубера — Ситенко определяется малой величиной параметра r_{int}^2/R^2 , где r_{int} — радиус взаимодействия налетающей частицы с нуклоном; R — среднее расстояние между нуклонами. В случае дейтрона R — его радиус. Малость параметра r_{int}^2/R^2 приводит к тому, что в адрон-дейтронном рассеянии при высоких энергиях существуют только процессы, показанные на рис. 1. Диаграмма на рис. 1, а соответствует однократному взаимодействию налетающей частицы с нуклоном дейтрона (импульсное приближение). Когда нуклоны дейтрона находятся на расстоянии порядка прицельного параметра, то возможно двукратное перерассеяние налетающей частицы (рис. 1, б). При высокой энергии налетающей частицы становится возможным неупругое перерассеяние: при столкновении с первым конститuentом налетающая частица рождает пучок частиц, который затем поглощается вторым конститuentом (рис. 1, в). При высоких энергиях этот процесс идет с параметрически малой передачей импульса нуклонам-конститuentам: $|x| \sim M^2/2p$, где M — эффективная масса частиц в промежуточном состоянии; p — импульс налетающей частицы в лабораторной системе.

Необходимость учета неупругого экранирования была понята довольно давно [3]. Формула, учитывающая неупругое экранирование, была получена в частном случае (дифракционное рождение резонанса) Памплиным и Россом [4] и в общем случае дифракционного рождения — Грибовым [5]. Однако расчеты неупругого экранирования, выполненные по формуле Грибова — Памплина — Росса, не дали согласия с экспериментом: расчетная величина неупругого экранирования оказалась завышенной (см., например, [6, 7]). Известно, что имеется некоторый механизм, обрезающий экранировку при больших массах

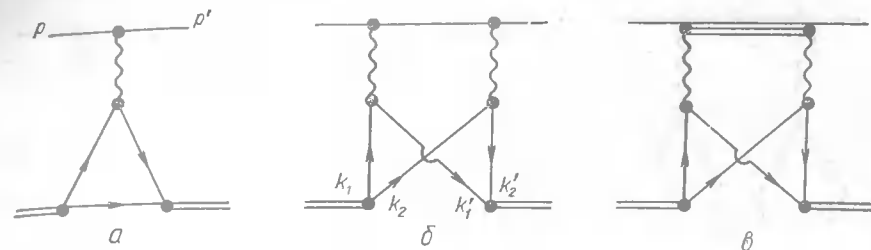


Рис. 1. Диаграммы в теории многократного рассеяния для описания рассеяния на составной системе из двух конститuentов:

а — однократное рассеяние (импульсное приближение); б — двукратное рассеяние — упругая теневая поправка; в — двукратное рассеяние — неупругая теневая поправка.

M пучка частиц в промежуточном состоянии. Анализ, проведенный в работах [8, 9], показал, что формула Грибова — Памплина — Росса справедлива только при рождении частиц вследствие обмена состояниями с вакуумными квантовыми числами. Невакуумные обмены, которые доминируют при больших M , могут приводить к антиэкранирующим эффектам. Именно антиэкранировка обрезает вклад процессов, показанных на рис. 2, б. Вычисления, проведенные в последующих работах [10, 15], показали, что эффекты антиэкранирования играют заметную роль, и учет их позволяет получить хорошее количественное описание экспериментальных данных как по полным сечениям, так и по упругому рассеянию протонов и π -мезонов высокой энергии на дейтроне.

1. **Упругое и неупругое экранирование — общие формулы** Рассмотрена идеализированная задача: все частицы, участвующие в реакции, являются бесспиновыми; конститuentы обладают одинаковой массой m .

Пусть составная система покоится. Тогда ее четырех-импульс есть $P = (2m - \varepsilon, 0, 0, 0)$, где ε — энергия связи системы. Импульс p налетающего адрона высокой энергии направим вдоль оси z : $p = (p_0, 0, 0, p) \simeq (p + \mu^2/2p, 0, 0, p)$.

Амплитуда рассеяния есть сумма амплитуд однократного (см. рис. 1, а) и двукратного (рис. 1, б, в) взаимодействий с конститuentами:

$$A(s, q^2) = A_1(s, q^2) + A_2(s, q^2). \quad (1)$$

Здесь s — квадрат энергии в расчете на один нуклон $s \simeq 2mp$; $q^2 = (p' - p)^2$, где p' есть четырех-импульс рассеянного адрона.

Для описания процессов, показанных на рис. 1, удобно использовать технику фейнмановских диаграмм. Амплитуда однократного взаимодействия

$$A_1(s, q^2) = \int \frac{dkdE}{i(2\pi)^4} \frac{G(k^2) [a'(\tilde{s}, q^2) + a''(\tilde{s}, q^2)] G\left(\left(k + \frac{1}{2}q\right)^2\right)}{(-2mE - k^2 - i0)(2m(\varepsilon + E) + k^2 - i0)(-2mE - (k + q)^2 - i0)}. \quad (2)$$

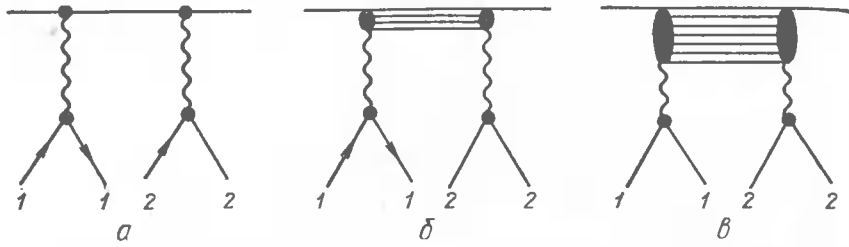


Рис. 2. Диаграммы, описывающие амплитуду перерасеяния на конstituентах A : a — упругое перерасеяние; $б$ — неупругое перерасеяние; волнистые линии — обмен состояниями с вакуумными квантовыми числами; $в$ — неупругое перерасеяние; волнистые линии — обмены состояниями с невакуумными квантовыми числами.

Здесь мы воспользовались тем, что в лабораторной системе справедливо нерелятивистское приближение, и ввели $E = k_0 - m$. В соответствии с этим для конstituентов используются нерелятивистские пропагаторы, а вершина перехода, «составная система \rightarrow конstituенты» (G) записана как функция относительного импульса конstituентов. Переданный импульс q считается малым: $q = (q_0, \mathbf{q}_1, q_z) \simeq (0, \mathbf{q}_1, 0)$, так как $q_0 \simeq q_z \simeq q_1^2/4m \ll |q_1|$. Амплитуда рассеяния на первом и втором конstituентах (a' и a'') зависит от $s = (p + k)^2$ и q^2 . Строго говоря, амплитуды a' и a'' зависят от квадратов четырех-импульсов k^2 и $(k^2 + q)^2$ но в формуле (2) a' и a'' взяты на массовой поверхности $k^2 = m^2$ и $(k + q)^2 = m^2$. Поправки от учета схода с массовой поверхности в амплитудах a' и a'' превышают точность нерелятивистского приближения. При высоких энергиях адрон-нуклонные амплитуды a' и a'' являются гладкими функциями \bar{s} , поэтому можно положить $\bar{s} = s$ и вынести $a'(s, q^2) + a''(s, q^2)$ за знак интеграла.

Интегрирование по E можно легко выполнить, замкнув контур интегрирования вокруг полюсной особенности $[2m(\epsilon + E) + k^2 - i0]^{-1}$. Тогда

$$A_1(s, q^2) = 2[a'(s, q^2) + a''(s, q^2)]F(-q^2), \quad (3)$$

где $F(-q^2)$ — формфактор составной системы

$$F(-q^2) = \frac{1}{16m} \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{G(k^2) G\left(\left(k + \frac{1}{2}q\right)^2\right)}{(m\epsilon + k^2) \left(m\epsilon + \left(k + \frac{1}{2}q\right)^2\right)}. \quad (4)$$

Переход к волновой функции составной системы осуществляется посредством замены $\frac{1}{4\sqrt{m}} \frac{G(k^2)}{(m\epsilon + k^2)} \Rightarrow \Psi(k^2)$.

Если составная система очень рыхлая, то при малых q^2 вероятность двойного перерасеяния мала, и хорошим приближением является учет диаграмм импульсного приближения. Тогда $A(s, q^2) \simeq A_1(s, q^2)$ и полное сечение есть сумма сечений на конstituентах $\sigma_{tot} + \sigma'_{tot}$ (здесь использованы равенство $F(0) = 1$ и условия унитарности при высоких энергиях $\text{Im} A(s, 0) = 2s\sigma_{tot}$ и $\text{Im} a'(s, 0) = s\sigma'_{tot}$).

Рассмотрим упругое перерасеяние (см. рис. 1, б). Амплитуда этого процесса A_2^{el} есть

$$A_2^{el}(s, q^2) = \int \frac{dk_1 dE_1}{i(2\pi)^4} \cdot \frac{dk_2 dE_2}{i(2\pi)^4} \cdot \frac{G\left(\frac{1}{4}(k_1 - k_2)^2\right) G\left(\frac{1}{4}(k'_1 - k'_2)^2\right)}{(-2mE_1 + k_1^2 - i0)(-2mE_2 + k_2^2 - i0) \times} \times \\ \times (-2mE'_1 + k_1'^2 - i0)(-2mE'_2 + k_2'^2 - i0) \times \\ \times \left[\frac{a'(s_1, t_1, M^2) a''(s_2, t_2, M^2)}{\mu^2 - M^2} + \frac{a''(s_1, t_1, \bar{M}^2) a'(s_2, t_2, \bar{M}^2)}{\mu^2 - \bar{M}^2} \right]. \quad (5)$$

Обозначения импульсов пояснены на рис. 1, б. Этот рисунок соответствует первому слагаемому в квадратных скобках (5). Второе слагаемое отвечает перемене порядка перерасеяний на конstituентах. Входящие в (5) переменные равны:

$$s_1 \simeq s_2 \simeq 2mp = s; \\ t_{1,2} \simeq -\left(\pm \kappa + \frac{1}{2}q_1\right)^2 = -\left(\pm \kappa_1 + \frac{1}{2}q_1\right)^2 - \kappa_2^2; \\ M^2 = (p + k_1 - k'_1)^2 \simeq 2p\kappa_z + \mu^2; \\ \bar{M}^2 = (p + k_2 - k'_2)^2 \simeq -2p\kappa_z + \mu^2. \quad (6)$$

Как и в предыдущем случае, амплитуды a' и a'' взяты на массовой поверхности конstituентов: $k_1^2 = k_2^2 = k_1'^2 = k_2'^2 = m^2$. Однако эти амплитуды зависят от виртуальностей M^2 и \bar{M}^2 перерасеянного адрона, и по этим переменным они находятся вне массовой поверхности.

Интегрирование по E_1 и E_2 выполняется замыканием контуров интегрирования вокруг полюсов $(-2mE_2 + k_2^2 - i0)^{-1}$ и $(-2mE'_1 + k_1'^2 - i0)^{-1}$. В результате получаем

$$A_2^{el}(s, q^2) = \frac{1}{m} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d^3\kappa}{(2\pi)^3} \frac{1}{16m} \frac{G(k^2) G((\kappa + k)^2)}{(m\epsilon + k^2) (m\epsilon + (\kappa + k)^2)} \times \\ \times \left[\frac{a'(s, t_1) a''(s, t_2)}{\mu^2 - M^2 - i0} + \frac{a''(s, t_1) a'(s, t_2)}{\mu^2 - \bar{M}^2 - i0} \right] \quad (7)$$

Первый множитель в правой части (7) есть произведение волновых функций $\psi(k^2)$, $\psi((k + \kappa)^2)$. Поскольку слагаемые в квадратных скобках не зависят от k , интегрирование по k приводит к формфактору составной системы $\int d^3k/(2\pi)^3 \cdot \Psi(k^2) \Psi((k + \kappa)^2) = F(4\kappa^2)$. В результате

$$A_2^{el}(s, q^2) = \frac{1}{m} \int \frac{d^3\kappa}{(2\pi)^3} F(4\kappa^2) \left[\frac{a'(s, t_1) a''(s, t_2)}{\mu^2 - M^2 - i0} + \frac{a''(s, t_1) a'(s, t_2)}{\mu^2 - \bar{M}^2 - i0} \right] \quad (8)$$

Упругой теневой поправке Глаубера — Ситенко соответствует замена полюсных слагаемых в квадратных скобках правой части (8) на зна-

чения полувычетов

$$(\mu^2 - M^2 - i0)^{-1} \rightarrow i\pi\delta(M^2 - \mu^2), \quad (\mu^2 - \tilde{M}^2 - i0)^{-1} \rightarrow i\pi\delta(\tilde{M}^2 - \mu^2). \quad (9)$$

Статус этой замены обсудим ниже при рассмотрении неупругих теневых эффектов. Замена (9) приводит к следующему выражению: для

$$A_2^{el}(s, q^2) = \frac{i}{s} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} F(4\kappa_{\perp}^2) a'(s, t_+) a''(s, t_-) \quad (10)$$

$$t_{\pm} = - \left(\pm \kappa_{\perp} + \frac{1}{2} \mathbf{q} \right)^2.$$

Здесь амплитуды a' и a'' находятся на массовой поверхности по виртуальностям всех входящих и выходящих частиц, т. е. являются физическими амплитудами. Выражение (10) определяет амплитуду упругого перерасеяния.

Переходя к рассмотрению амплитуды неупругого перерасеяния, отмечаем, что в квадратных скобках правой части (8) амплитуда отвечает процессу, показанному на рис. 2, а (т. е. рис. 2, а соответствует первому слагаемому в квадратных скобках (8): налетающая частица рассеивается вначале на первом конститuyente, затем на втором; второе слагаемое соответствует обратному порядку перерасеяний). Чтобы получить полную амплитуду, включающую неупругое перерасеяние, необходимо учесть все процессы, представленные на рис. 2:

$$\frac{a'(s, t_1) a''(s, t_2)}{\mu^2 - M^2} + \frac{a''(s, t_1) a'(s, t_2)}{\mu^2 - \tilde{M}^2} \rightarrow A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, M^2, s, t_2). \quad (11)$$

При этом возникает дополнительное интегрирование по переменной κ_z , связанной с массой образовавшегося ливня: $\kappa_z = (M^2 - \mu^2)/2p$. Теперь амплитуда A_2 , включающая упругое и неупругое перерасеяние, есть

$$A_2(s, q^2) = \frac{1}{pt} \int \frac{d\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dM^2}{2\pi} F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right) \times \quad (12)$$

$$\times A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, M^2, s, t_2).$$

Рассмотрим сингулярности подынтегрального выражения (12) в комплексной плоскости M^2 (рис. 3); интегрирование по M^2 ведется вдоль вещественной оси. Амплитуда $A_{3 \rightarrow 3}$ имеет два полюса $M^2 = \mu^2 - i0$ и $M^2 = \mu^2 + i0$, соответствующие упругому перерасеянию. Неупругие перерасеяния типа, приведенного на рис. 2, б, в, приводят к сингулярности в $A_{3 \rightarrow 3}$ при $M^2 \geq M_{\text{порог}}^2 - i0$ (в случае падающего пиона $M_{\text{порог}}^2 = 9\mu_{\pi}^2$, в случае нуклона $M_{\text{порог}}^2 = (m + \mu_{\pi})^2$). Меняя порядок взаимодействия с конститuentами, получаем сингулярности при $M^2 \leq \leq 2\mu^2 - M_{\text{порог}}^2 + i0$. От пороговых сингулярностей влево и вправо тянутся разрезы вдоль вещественной оси. Формфактор $F(-t)$ имеет

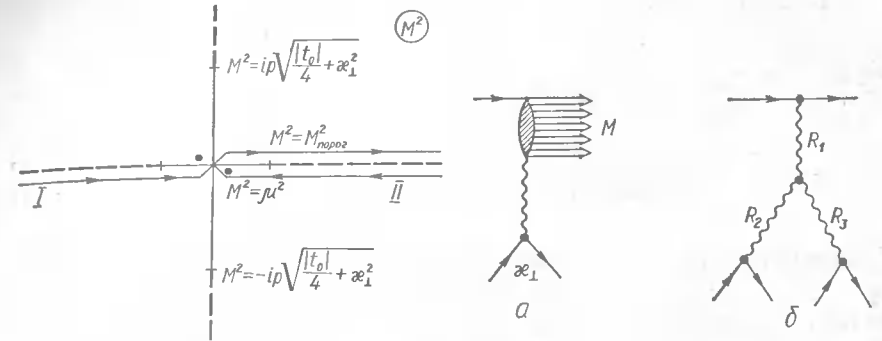


Рис. 3. Сингулярности амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}$ и формфактора (подынтегральное выражение (12)) в комплексной плоскости M^2 . Контур интегрирования I после разворота занимает положение II.

Рис. 4. Рождение пучка частиц с массой M при высокоэнергетичном столкновении (а) и аппроксимация сечения в виде трехреджеонной диаграммы (б).

сингулярность при положительных t . Пусть ближайшая особенность формфактора находится при $t_0 = 16m\epsilon$ (что справедливо для слабосвязанной двухчастичной системы). Тогда сингулярности формфактора в комплексной плоскости M^2 есть $M^2 = \pm ip \sqrt{\frac{|t_0|}{4} + \kappa_1^2}$. На рис. 3 разрезы от этих сингулярностей направлены вдоль мнимой оси.

С ростом импульса p налетающей частицы сингулярности формфактора удаляются от области малых M^2 . Однако сходимость интеграла (12) определяется именно убыванием формфактора, т. е. положением его сингулярностей. Это означает, что с ростом p увеличивается область значений M^2 , существенных в интеграле (12); $M^2 \sim \sim p \sqrt{4m\epsilon}$. Если энергия связи составной системы мала, всегда выполняется $M^2/s \ll 1$.

Введем асимптотическую функцию $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$, которая при $s \gg M^2$ и $M^2 > M_0^2$ (M_0^2 — некоторая большая величина, характеризующая наступление асимптотического режима в неупругой амплитуде (см. рис. 2, б, в), которая удовлетворяет условию

$$A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, M^2, s, t_2) - A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(s, t_1, M^2, s, t_2) \simeq 0. \quad (13)$$

Область больших M^2 ($M^2 \geq M_0^2$) есть область трехреджеонного описания амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}$. Это означает, что здесь можно разложить амплитуду $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$ в феноменологический ряд по трехреджеонным амплитудам и найти коэффициенты этого ряда из экспериментальных данных. Такой ряд будет правильно воспроизводить кроссинговые свойства амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$, т. е. будет давать правильное соотношение между реальной и мнимой ее частями, что существенно при нахождении неупругих теневых поправок.

Представим амплитуду (12) в виде

$$A_2(s, q^2) = \frac{1}{pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dM^2}{2\pi} [A_{3 \rightarrow 3} - A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}] F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right) +$$

$$+ \frac{1}{pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dM^2}{2\pi} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)} \cdot F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right). \quad (14)$$

Сходимость первого интеграла в (14) (далее I_1) осуществляется благодаря быстрому убыванию ($A_{3 \rightarrow 3} - A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$) с ростом M^2 . Поэтому в аргументе формфактора можно пренебречь слагаемым $(M^2 - \mu^2)^2/p^2$, т. е. в плоскости M^2 — сингулярностями формфактора при $M^2 = \pm ip \times \sqrt{|t_0|/4 + \kappa_{\perp}^2}$. Тогда контур интегрирования можно провести через нижнюю полуплоскость (из позиции I в позицию II; см. рис. 3), и от интегрирования по обеим сторонам разреза возникает скачок амплитуд

$$A_{3 \rightarrow 3} - A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)} \rightarrow 2i \operatorname{disc} (A_{3 \rightarrow 3} - A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}), \quad (15)$$

где $\operatorname{disc} f(M^2) = [f(M^2 + i0) - f(M^2 - i0)]/2i$. Поэтому первый интеграл в (14) равен

$$I_1 = \frac{1}{pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} F(4\kappa_{\perp}^2) \int_0^{M_0^2} \frac{dM^2}{2\pi} i [\operatorname{disc} A_{3 \rightarrow 3} - \operatorname{disc} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}]. \quad (16)$$

Второй интеграл в (14) можно удобно преобразовать, введя интегрирование по интервалу $[0, \infty)$:

$$I_2 = \frac{1}{pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} F(4\kappa_{\perp}^2) \int_0^{M_0^2} \frac{dM^2}{2\pi} [A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(M^2 + i0) + A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(-M^2 -$$

$$- i0)] + \frac{1}{pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_{M_0^2}^{\infty} \frac{dM^2}{2\pi} F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right) \times$$

$$\times [A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(M^2 + i0) + A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(-M^2 - i0)].$$

Второе слагаемое в (16) и первое в (17) почти полностью сокращаются, так как в области малых M^2 , где доминируют вакуумные обмены, $\operatorname{disc} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)} = \operatorname{Im} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$. Окончательный ответ легко получить, если учесть, что вблизи полюса, соответствующего упругому перерасеянию

$$\operatorname{disc} A_{3 \rightarrow 3}(M^2 \sim \mu^2) = \pi \delta(M^2 - \mu^2) a'(s, t_+) a''(s, t_-). \quad (18)$$

Окончательно

$$A_2(s, q^2) = \frac{i}{2pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} a'(s, t_+) a''(s, t_-) F(4\kappa_{\perp}^2) +$$

$$+ \frac{i}{pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_{M_{\text{порог}}^2}^{M_0^2} \frac{dM^2}{2\pi} \operatorname{disc} A_{3 \rightarrow 3}(s, t_+, M^2, s, t_2) F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right) +$$

$$+ \frac{1}{2pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_{M_0^2}^{\infty} \frac{dM^2}{2\pi} [A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(s, t_+, M^2 + i0, s, t_2) +$$

$$+ A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(s, t_+, -M^2 - i0, s, t_2)] \cdot F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right) +$$

$$+ \frac{1}{2pm} \int \frac{d^2\kappa_{\perp}}{(2\pi)^2} \int_0^{M_0^2} \frac{dM^2}{2\pi} F(4\kappa_{\perp}^2) [\operatorname{Re} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(s, t_+, M^2 + i0, s, t_2) +$$

$$+ \operatorname{Re} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(s, t_+, -M^2 - i0, s, t_2)]. \quad (19)$$

Последнее слагаемое в (19) реально и численно мало.

Чтобы лучше понять структуру формулы (19), рассмотрим случай, когда конstituенты идентичны ($a' = a''$) и $q^2 = 0$. Обсудим только $\operatorname{Im} A_2(s, 0)$, так как реальная часть амплитуды $A_2(s, 0)$ сравнительно мала.

При $q^2 = 0$ возникает связь между скачком амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}$ и инклюзивным сечением реакции, показанной на рис. 4, а, т. е. $(8\pi pm)^{-2} \operatorname{disc} A_{3 \rightarrow 3} = d^2\sigma/dtdM^2$ (см., например, [19, 20]). Тогда из формулы (19) получаем

$$- \frac{1}{2s} \operatorname{Im} A_2(s, 0) = 2 \int_0^{\infty} d\kappa_{\perp}^2 \frac{d\sigma(s, \kappa_{\perp}^2)}{d\kappa_{\perp}^2} F(4\kappa_{\perp}^2) +$$

$$+ 2 \int_0^{\infty} d\kappa_{\perp}^2 \int_{M_{\text{порог}}^2}^{M_0^2} dM^2 \frac{d^2\sigma}{d\kappa_{\perp}^2 dM^2} F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right) +$$

$$+ \frac{1}{(8\pi pm)^2} \int d\kappa_{\perp}^2 \int_{M_0^2}^{\infty} dM^2 [\operatorname{Im} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(M^2 + i0, \kappa_{\perp}^2) +$$

$$+ \operatorname{Im} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}(-M^2 - i0, \kappa_{\perp}^2)] F\left(4\kappa_{\perp}^2 + \frac{(M^2 - \mu^2)^2}{p^2}\right). \quad (20)$$

Полное сечение на составной системе с учетом экранирующего слагаемого (20) имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\sigma'_{\text{tot}} + \frac{1}{2s} \operatorname{Im} A_2(s, 0). \quad (21)$$

Первое слагаемое в правой части (20) — теневая поправка, обусловленная упругим экранированием, второе — неупругая теневая поправка, обусловленная рождением пучка частиц с помощью вакуумных обменов. Отметим, что при $M_0^2 \rightarrow \infty$ выражение (20) переходит в формулу Грибова — Памплина — Росса.

При $M^2 \sim M_0^2$ подынтегральные выражения второго и третьего слагаемых (20) совпадают, поскольку в этой области с хорошей точностью выполняется соотношение $(8\pi pm)^{-2} \text{Im} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)} = d^2\sigma/dtdM^2$. Это обеспечивает независимость формулы (20) от выбора конкретного значения параметра M_0^2 . Однако при больших M^2 ($M^2 \sim p \sqrt{4m\epsilon}$) такое равенство не выполняется. Конкретные расчеты показывают (см. ниже), что последнее слагаемое в правой части (20) дает вклад, заметно меньше получаемого при замене $(8\pi pm)^{-2} \text{Im} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)} \rightarrow \frac{d^2\sigma}{dt dM^2}$.

Функцию $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$ находим, используя экспериментальные данные по инклюзивному рождению в процессах (см. рис. 4, а). В настоящее время функции $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$ определяются из инклюзивных спектров при параметризации их трехреджеонными диаграммами (см. рис. 4, б):

$$A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)} = \sum_{ijk} A(R_i R_j R_k); \quad (22)$$

$A(R_i R_j R_k)$ — диаграммы типа, представленных на рис. 4, б, определяемые экспериментально. Трехреджеонные диаграммы правильно учитывают кроссинговые свойства амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$, т. е. дают правильное соотношение между реальной и мнимой частями $A(R_i R_j R_k)^*$. Правильное соотношение между $\text{Im} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$ и $\text{disc} A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$ необходимо для конкретного вычисления неупругой теневой поправки. Однако в конкретных вычислениях можно использовать разложение (22), даже если оно не справедливо в области далекой асимптотики (т. е. при $s \rightarrow \infty$). Разложение (22) в этом случае следует понимать как параметризацию $A_{3 \rightarrow 3}^{(асим)}$ в некотором ограниченном интервале s .

2. Вычисление полных и дифференциальных сечений $p d$ и $p d$. Теория многократного рассеяния Глаубера — Ситенко связывает сечение рассеяния на составной системе — дейтроне — с элементарной адрон-нуклонной амплитудой. Основными параметрами теории, таким образом, являются параметры элементарной адрон-нуклонной амплитуды (упругой и неупругой), а также параметры дейтронной волновой функции, которые непосредственно входят в формфактор дейтрона $F(\kappa^2)$.

Формулы, выведенные выше, соответствуют S -волновому приближению для волновой функции дейтрона. В конкретных расчетах желательно использовать реалистические волновые функции, содержащие

* При этом остается открытым вопрос, сколь точно определены коэффициенты ряда (22). Для надежного выделения их желательно иметь переопределенный набор экспериментальных данных, в частности по инклюзивному рождению на поляризованных частицах. Подобные опыты в настоящее время планируются.

D -волну. В этом случае получаем следующее выражение для амплитуды [18]:

$$A_1^{(\alpha\alpha')}(s, q^2) = 2 [a_{hp}(s, q^2) + a_{hn}(s, q^2)] \left\{ (\xi^{\alpha} \xi^{\alpha'}) F_1(q^2) + \left((\xi^{\alpha} \mathbf{q}) (\xi^{\alpha'} \mathbf{q}) - \frac{1}{3} (\xi^{\alpha} \xi^{\alpha'}) q^2 \right) \frac{3\sqrt{2}}{q^2} F_2(q^2) \right\}; \quad (23)$$

$$A_2^{(\alpha\alpha'),el}(s, q^2) = \frac{i}{s} \int \frac{d^2\kappa}{(2\pi)^2} a_{hp}(s, q^2) a_{hn}(s, q^2) \left\{ (\xi^{\alpha} \xi^{\alpha'}) F_1(4\kappa_1^2) + \left[(\xi^{\alpha} \kappa_1) (\xi^{\alpha'} \kappa_1) - \frac{1}{3} \kappa_1^2 (\xi^{\alpha} \xi^{\alpha'}) \right] \frac{3\sqrt{2}}{\kappa_1^2} F_2(4\kappa_1^2) \right\}; \quad (24)$$

$$A_2^{(\alpha\alpha'),in} = 2 \int \frac{d^2\kappa_1}{(2\pi)^2} \left[\int_{M_{порог}^2}^{M_0^2} dM^2 \text{disc} A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, t_2, M^2) + \int_{M_0^2}^{\infty} dM^2 \Sigma A(R_i R_j R_k) \right] \left\{ (\xi^{\alpha} \xi^{\alpha'}) F_1(4\kappa^2) + \left[(\xi^{\alpha} \kappa) (\xi^{\alpha'} \kappa) - \frac{1}{3} \kappa^2 (\xi^{\alpha} \xi^{\alpha'}) \right] \frac{3\sqrt{2}}{\kappa^2} F_2(4\kappa^2) \right\}.$$

Выбор нормировки амплитуды соответствует записи дифференциального сечения на неполяризованном дейтроне в виде

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{1}{64\pi s^2} \frac{1}{3} \sum_{\alpha\alpha'} |A_1^{(\alpha\alpha')}(s, q^2) + A_2^{(\alpha\alpha'),el}(s, q^2) + A_2^{(\alpha\alpha'),in}(s, q^2)|^2. \quad (26)$$

Формула (23) описывает однократное перерассеяние, а (24) и (25) — соответственно упругую и неупругую поправки к амплитуде. Здесь α, α' — индексы поляризации дейтрона в начальном и конечном состояниях ($\alpha, \alpha' = 0, \pm 1$), ξ^{α} — вектор поляризации дейтрона. Функции $F_1(\kappa^2)$ и $F_2(\kappa^2)$ связаны с электрическим G_E^d и квадрупольным G_Q^d формфакторами дейтрона соотношениями

$$G_E^d = F_1(q^2) [G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2)], \quad (27)$$

$$G_Q^d = F_2(q^2) [G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2)] \frac{6\sqrt{2}}{q^2} M_d^2,$$

где G_E^p и G_E^n — зарядовые формфакторы протона и нейтрона.

Таким образом, информация о волновой функции дейтрона заложена в электрическом и квадрупольном формфакторах дейтрона. В численных расчетах были использованы волновая функция Рейда с мягким кором [21], содержащая 6,47 % D -волны, и волновая функция, соответствующая «Парижскому потенциалу» [22], D -волновая компонента которого несколько меньше — 5,77 %.

Обсудим элементарную адрон-нуклонную амплитуду для случая рассеяния протонов на дейтроне; соответствующие результаты для налетающих π -мезонов будут кратко сформулированы ниже.

Амплитуда импульсного приближения (23) и упругая теневая поправка (24) содержат элементарные амплитуды $a_{pp}(s, q^2)$ и $a_{pn}(s, q^2)$. При высоких энергиях ($p \gtrsim 100$ ГэВ/с) эти амплитуды можно считать равными с достаточно высокой точностью*: $a_{pp}(s, q^2) = a_{pn}(s, q^2)$. Стандартная форма записи амплитуды упругого протон-протонного рассеяния

$$a_{pp}(s, q^2) = \sigma_{\text{tot}}^{pp}(s) (i + \rho(s)) e^{\frac{1}{2} b_{pp}(s, q^2) \cdot q^2} \quad (28)$$

Здесь $\sigma_{\text{tot}}^{pp}(s)$ — полное сечение; $b_{pp}(s, q^2)$ — наклон дифракционного конуса; $\rho(s) = \text{Im } a_{pp}(s, 0) / \text{Re } a_{pp}(s, 0)$. Зависимость ρ от переданного импульса практически не сказывается на численных результатах, поэтому в расчетах на дейтроне с хорошей степенью точности можно считать ρ , не зависящим от q^2 .

Формула (25) для неупругой теневой поправки, содержит скачок неупругой амплитуды $\text{disc } A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, t_2, M^2)$ в интервале $[M_0^2, M_0^2]$, где M_0^2 — некоторое значение массы в промежуточном состоянии, характеризующееся наступлением асимптотического режима. Эта область околопороговых значений M^2 характеризуется рождением резонансов Δ , N^* , N^{**} и др. При дальнейшем увеличении M^2 наступает режим трехреджеонной асимптотики. Будем считать, что смена режима происходит при $M_0^2 \simeq 5 \div 7$ ГэВ². Как указывалось выше, скачок амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}$ при $q^2 = 0$ связан с инклюзивным сечением $d^2\sigma/dtdM^2$. При M^2 в интервале от порога до 8 ГэВ² это сечение было измерено экспериментально в работе [24] при $p = 300$ ГэВ/с. Экспериментальные данные [24] используются в численных расчетах.

Для получения информации об амплитуде $A_{3 \rightarrow 3}^{(\text{асим})}$ при больших значениях инвариантной массы M^2 мы воспользовались трехреджеонным разложением инклюзивного спектра $pp \rightarrow pX$:

$$s \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} = \sum_{ijk} \frac{1}{s} V_{jk}^i B_{jk}^i \left(\frac{M^2}{s} \right)^{\alpha_i(t) - \beta_j(t) - \beta_k(t)} \quad (29)$$

Величины V_{jk}^i , B_{jk}^i были найдены в работе [25] из фита экспериментальных данных. Эти величины определяют вес данной трехреджеонной диаграммы в функции $A_{3 \rightarrow 3}^{(\text{асим})}$. В [25] состав инклюзивного спектра определялся трехреджеонными диаграммами PPP , PRR , RPP , RRR , PRP , RPR и $R\pi\pi$ (последняя диаграмма определялась из экспериментального спектра $pn \rightarrow pX$).

Следует отметить, что однозначная связь между величинами $\text{disc } A_{3 \rightarrow 3}$ и $A_{3 \rightarrow 3}^{(\text{асим})}$, с одной стороны, и инклюзивными спектрами, с другой — существует только при $q^2 = 0$. При q^2 , отличном от нуля, такой од-

* Это подтверждается прямыми экспериментальными данными [23], полученными в интервале энергий $FNAL$ на нейтронных пучках.

значной связи нет, и для описания амплитуды неупругого рассеяния необходимо сделать некоторые допущения. Для $q^2 \neq 0$ запишем выражение для $\text{disc } A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, t_2, M^2)$ в следующей форме:

$$\text{disc } A_{3 \rightarrow 3}(s, t_1, t_2, M^2) = (4\pi s)^2 A(M^2) e^{b(M^2)(t_1+t_2)/2} e^{-\tilde{c}q^2}, \quad (30)$$

где

$$A(M^2) = \sum \frac{a_i}{(M^2 - M_i^2)^2 + \Gamma_i} + \frac{c(M^2 - M_{\text{порог}}^2)}{(M^2 - M_{\text{порог}}^2)^2 + d}. \quad (31)$$

Численные значения констант в формуле (28) приведены в работе [17]. Формула (31) записана резонансно-подобным образом: она имитирует хорошо различающиеся в экспериментальном спектре первые три резонанса ($M_1^2 = 1,9$; $M_2^2 = 2,7$; $M_3^2 = 4,1$); последнее слагаемое в формуле (31) представляет собой учет фона. При $q^2 = 0$ ($t_1 = t_2 = t$) формула (30) переходит в инклюзивный спектр $(4\pi s)^2 d^2\sigma/dtdM^2$. Множитель $e^{-\tilde{c}q^2}$ (\tilde{c} — неизвестный параметр порядка характерных наклонов, входящих в описание инклюзивных спектров) добавлен из тех соображений, что может а priori существовать некая дополнительная зависимость от q^2 , которая не может быть определена из экспериментально-го изучения инклюзивных спектров.

Аналогично в случае $q^2 \neq 0$ запишем трехреджеонную амплитуду, входящую в $A_{3 \rightarrow 3}^{(\text{асим})}$ (для всех трехреджеонных графиков кроме PRR и $R\pi\pi$):

$$A(R_i R_j R_k) = (4\pi)^2 s \frac{e^{-\frac{i\pi}{2} [\alpha_i(q^2) - \beta_j(t_1) + \beta_k(t_2)]}}{\sin \left[\frac{\pi}{2} (\alpha_i(q^2) - \beta_j(t_1) - \beta_k(t_2)) \right]} \times \\ \times V_{jk}^i e^{B_{jk}^i(t_1+t_2)/2} \frac{1}{s^{1-\alpha_i(q^2)}} \left(\frac{M^2}{s} \right)^{\alpha_i(q^2) - \beta_j(t_1) - \beta_k(t_2)} e^{-a_{ijk} q^2} e^{-\tilde{g}q^2}. \quad (32)$$

При $q^2 = 0$ выражение (29) совпадает с вкладом трехреджеонного графика в инклюзивный спектр (29); \tilde{g} — неизвестный параметр порядка характерных наклонов B_{jk}^i . В численных расчетах величины \tilde{c} и \tilde{g} брались в интервале $0 - 3$ (ГэВ/с)⁻². Неизвестные параметры \tilde{c}

и \tilde{g} оказываются существенными при отличных от нуля q^2 , т. е. при вычис-

Таблица 1. Теневые поправки к полным сечениям в протон-дейтронных столкновениях ($\sigma_{\text{tot}}^{\text{pd}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}} + \sigma_{\text{tot}}^{\text{pn}} - \Delta\sigma_{\text{el}}^{\text{pd}} - \Delta\sigma_{\text{in}}^{\text{pd}}$)

p , ГэВ/с	$\Delta\sigma_{\text{el}}^{\text{pd}}$, мб	$\Delta\sigma_{\text{in}}^{\text{pd}}$, мб *	$\Delta\sigma_{\text{in}}^{\text{экс}}$ [16] **
100	3,13	0,71	—
200	3,20	0,85	$0,77 \pm 0,09$
310	3,26	0,94	$0,96 \pm 0,12$
500	3,41	1,03	—
1000	3,62	1,15	—

* S-волновое приближение для волновой функции дейтрона.

** При получении $\Delta\sigma_{\text{in}}^{\text{экс}}$ предполагалось $\sigma_{\text{tot}}^{\text{pn}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}}$.

Таблица 2. Состав неупругой поправки при $P=740$ ГэВ/с

$\Delta\sigma_{in}^{pd}$, мб	Res	PPP	PRR	RPP	RRR	$P_{\pi\pi}$	PRP	RPR
-1,15 *	-0,534	-0,478	-0,048	-0,093	-0,033	0,174	-0,160	0,018
-1,10 **	-0,534	-0,499	-0,043	-0,094	-0,039	0,256	-0,171	0,020

* Волновая функция дейтрона содержит S- и D-волны.

лении дифференциальных сечений, в то время как полные сечения вычисляются однозначно.

Вклад диаграммы PRR не может быть определен по формуле (32), поскольку для этого графика при $\alpha_p(0) = 1$, $\beta_R(0) = 1/2$ знаменатель дроби обращается в нуль. Однако эта расходимость фиктивная: она должна сокращаться из-за обращения числителя в нуль. В этом случае возникает следующая формула [17]:

$$A(PRR) = -i(4\pi)^2 s \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{s}{M^2} - 1 \right) V_{RR}^P \frac{1}{s^{1-\alpha_p(q^2)}} \times \\ \times \left(\frac{M^2}{s} \right)^{\alpha_p(q^2) - \beta_R(t_1) - \beta_R(t_2)} e^{-a_{hp} q^2} e^{-\tilde{g} q^2}. \quad (33)$$

Наконец, рассмотрим диаграмму $P_{\pi\pi}$. Сигнатурный фактор, связанный с этой диаграммой, таков, что ее вклад в неупругую теневую поправку оказывается антитеневым. Этот приводит к частичному сокращению неупругой теневой поправки. Амплитуда $P_{\pi\pi}$ имеет вид

$$A(P_{\pi\pi}) = i(4\pi)^2 s \frac{\left[x_1^2 - \frac{q^2}{4} + \left(\frac{M^2}{s} \right)^2 m^2 \right]}{(t_1 - \mu_\pi^2)(t_1 - \mu_\pi^2)} V_{\pi\pi}^P \frac{1}{s^{1-\alpha_p(q^2)}} \times \\ \times \left(\frac{M^2}{s} \right)^{\alpha_p(q^2)} e^{-(a_{hp} + \tilde{g}) q^2}. \quad (34)$$

Численные результаты для полных сечений pd вместе с экспериментальными данными [26], приведены в табл. 1 и 2. Отдельно показаны вклады в неупругую теневую поправку от резонансной области и трехреджеонных диаграмм в S-волновом приближении для волновой функции дейтрона и с учетом D-волны. Вклад D-волны приводит к некоторому уменьшению вклада отдельной трехреджеонной диаграммы. Это уменьшение максимально в диаграмме $P_{\pi\pi}$, что эффективно приводит к 4—5 %-му увеличению неупругой теневой поправки по сравнению с S-волновым приближением.

Дифференциальные сечения pd с учетом D-волны вычислялись и подробно исследовались в работе [18], а затем сравнивались с экспериментальными данными [30] в интервале переданных импульсов до $q^2 \leq 1$ (ГэВ/с)² и энергиях ISR. Результаты вычислений для $p = 740$ ГэВ/с представлены на рис. 5 для волновой функции Рейда с

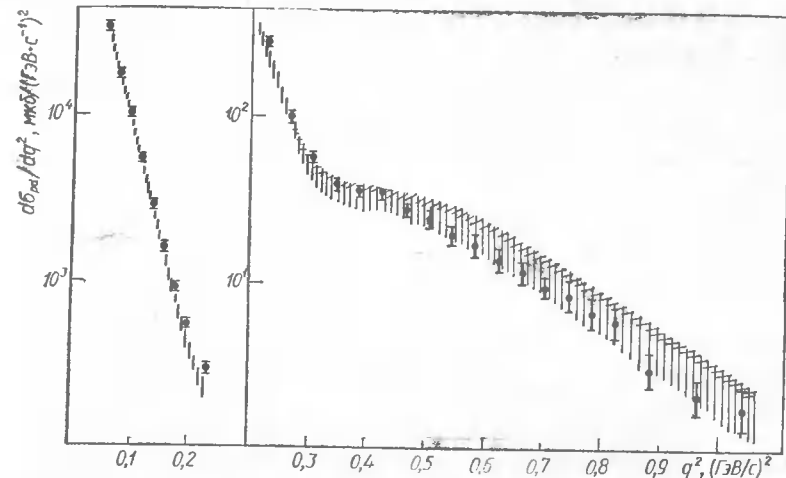


Рис. 5. Дифференциальное сечение pd при $\sqrt{s}=37$ ГэВ ($\sqrt{s_{pd}} = 53$ ГэВ) — эксперимент [30] и коридор, получаемый теоретическими расчетами. Расчет выполнен с волновой функцией Рейда и следующими значениями параметров:

$\sigma_{tot}^{pp} = 41,0$ мб, b_{pp} ($q^2 < 0,15$) = $12,5 \pm 0,6$ (ГэВ/с)⁻² [27, 28], b_{pp} ($q^2 \geq 0,15$) = $10,5 \pm 0,5$ (ГэВ/с)⁻² [28, 29], $\rho = 0,062$ [27].

мягким кором. Эта волновая функция из-за большего содержания D-волны лучше описывает экспериментальные данные в области дифракционного минимума. Коридор ошибок, показанный на рис. 5 одинарной штриховкой, соответствует погрешности в элементарном наклоне b_{pp} . Двойной штриховкой показан коридор ошибок, связанный с неопределенностью в неупругой амплитуде (вариация параметров \tilde{c} и \tilde{g}), — это основная теоретическая неопределенность расчета.

Полное и дифференциальное сечения pd -рассеяния вычисляли аналогичным образом (см. [17]). Однако экспериментальных данных, необходимых для определения неупругой амплитуды $A_{3 \rightarrow 3}$, в случае π -мезонов очень мало. Область рождения резонансов была измерена в [31], но экспериментальные ошибки весьма значительны. При определении вклада трехреджеонной области из-за отсутствия экспериментальных данных по инклюзивному рождению $\pi p \rightarrow pX$, трехреджеонные константы были переопределены по формуле $V_{jk}^{i\pi p \rightarrow pX} = \frac{2}{3} V_{jk}^{pp \rightarrow pX}$, что справедливо для скейлинговых членов.

Результаты вычислений полных сечений показаны в табл. 3. Дифференциальные сечения pd -рассеяния были получены в работе [17] в S-волновом приближении для волновой функции дейтрона при $p = 40$ ГэВ/с и в интервале переданных импульсов $q^2 = 0,01 \div 0,04$ (ГэВ/с)² (в области столь малых переданных импульсов S-волновое приближение является достаточным).

Обсудим точность проделанных вычислений на примере полных и дифференциальных сечений pd -рассеяния. Речь идет о вычислительной

Таблица 3. Теневые поправки к полным сечениям πd

$$\Delta\sigma_{in}^{экс} = -\frac{1}{2}(\sigma_{tot}^{\pi^-d} + \sigma_{tot}^{\pi^+d}) + \sigma_{tot}^{\pi^-p} + \sigma_{tot}^{\pi^+p} - \Delta\sigma_{el}^{\pi d} [26]$$

p , ГэВ/с	$\Delta\sigma_{el}^{\pi d}$	$\Delta\sigma_{in}^{\pi d}$	$\Delta\sigma_{in}^{экс}$
100	1,24	0,51	$0,55 \pm 0,14$
200	1,28	0,55	$0,54 \pm 0,11$
240	1,31	0,57	$0,50 \pm 0,10$
310	1,34	0,58	$0,77 \pm 0,15$
340	1,36	0,59	$0,78 \pm 0,18$

точности; здесь не обсуждаются поправки, лежащие вне «правил игры» теории многократного рассеяния.

Точность получения полного сечения в основном определяется точностью неупругой теневой поправки. Инклюзивное сечение протона экспериментально определяется с точностью 3—5%. Вклад резонансной и трехреджеонной областей в неупругую поправку интегрально очень близок к соответствующим вкладам в инклюзивное сечение. Вводя «фактор надежности», равный двум, получим характерную точность в определении неупругой поправки $\leq 10\%$, т. е. 0,10 мб в интервале энергий 500—1000 ГэВ/с, что составляет 0,2% от полного сечения на дейтроне.

При вычислении дифференциальных сечений основную неопределенность вносит погрешность в определении элементарного наклона $b_{pp} \pm 5\%$ — ошибка в наклоне b_{pp} приводит к неопределенности в дифференциальном сечении в пределах $\pm (15 \div 20)\%$ при $q^2 \approx 0,5$ ГэВ/с² и $\pm (25 \div 30)\%$ при $q^2 \approx 1$ ГэВ/с². Ошибка в наклоне неупругой теневой поправки, которая является основной теоретической неопределенностью в расчете дифференциальных сечений, в два-три раза меньше.

Основной вклад в неупругую поправку к полным сечениям вносят резонансная область и трехпомеронная диаграмма, которые определяют логарифмический рост неупругой поправки с энергией. Остальные вклады малы и частично сокращаются с антитеневым слагаемым R_{pl} .

В численных расчетах можно пользоваться следующей эмпирической формулой для неупругой поправки:

$$\Delta\sigma_{in} [\text{мб}] = -0,303 + 0,20 \ln (s/1 \text{ ГэВ}^2). \quad (35)$$

В заключение следует отметить, что теория многократного рассеяния Глаубера — Ситенко хорошо описывает экспериментальные данные по взаимодействию протонов и пионов высокой энергии с дейтроном в рамках рассмотрения дейтрона как составной системы протона и нейтрона. Введение дополнительных поправок, в частности релятивистских поправок к волновой функции дейтрона или $6q$ -состояний, не является необходимым в рамках обсуждаемой точности. Таким образом, примесь ненуклонных компонент в волновой функции дейтрона довольно мала.

1. Glauber R. J. High-energy collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— 17.— P. 315—414.
2. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, № 2.— С. 152—161.
3. Abers E. S., Burkhardt H., Teplitz V. L., Wilkin C. On the shadow effect in high-energy scattering from deuterons // Nuovo Cim.— 1966.— 42, N 2.— P. 365—411.
4. Pumpin J., Ross M. Inelastic Shadow effects in nuclear total Cross Sections // Phys. Rev. Lett.— 1968.— 21, N 26.— P. 1778—1781.
5. Грибов В. Н. Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1969. 56, вып. 3.— С. 892—901.
6. Gurvitz S. A., Marinov M. S. Inelastic screening in high-energy pion-deuteron scattering // Phys. Lett. B.— 1970.— 32, N 1.— P. 55—60.
7. Анисович В. В., Волковицкий П. Э., Дахно Л. Г. Вычисление теневых эффектов в протон-дейтронных столкновениях // Ядер. физика.— 1972.— 15.— С. 168—183.
8. Anisovich V. V., Dakhno L. G., Volkovitskii P. E. Shadow and antishadow effects in the scattering of particles on the deuteron // Phys. Lett. B.— 1972.— 42, N 3.— P. 224—228.
9. Анисович В. В., Волковицкий П. Э., Дахно Л. Г. Теневые эффекты при рассеянии частиц на дейтроне // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1972.— 63.— С. 1576—1585.
10. Kaidatov A. B., Kondratyuk L. A. Inclusive processes and shadow effects in deuteron // Nucl. Phys. B.— 1973.— 56, N 1.— P. 90—108.
11. Quigg C., Wang L. L. Deuteron scattering at high energies: an application of Triple-Regge analysis // Phys. Lett. B.— 1973.— 43, N 7.— P. 314—318.
12. Anisovich V. V., Dakhno L. G. Elastic and inelastic scattering of high-energy particles on the deuteron // Nucl. Phys. B.— 1975.— 85.— P. 208—220.
13. Khoze V. A., Levin E. M., Ryskin M. G., Strikman M. J. Inelastic shadow correlation for hadron scattering from the deuteron.— 1976.— 16 p.— (Preprint LNPI-233).
14. Сокращение дифракционного конуса в упругом рассеянии на дейтроне и легких ядрах / Я. И. Азимов, Е. М. Левин, М. Г. Рыскин и др. / Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1976.— 23, вып. 2.— С. 131—135.
15. Dakhno L. G. Comments on the high energy shadow correction calculation.— 1976.— 17 p.— (Preprint IHEP 76-117).
16. Alberti G., Baldracchini F. Inelastic shadow correction for hadron-deuteron elastic scattering // Nucl. Phys. B.— 1978.— 138, N 1.— P. 164—174.
17. Дахно Л. Г. Теневые эффекты в рассеянии протонов и π -мезонов на дейтроне // Ядер. физика.— 1983.— 37, вып. 4.— С. 993—1010.
18. Braun V. M., Dakhno L. G., Nikonov V. A. Elastic pd scattering at high energies.— 1985.— 17 p.— Preprint LNPI-1140).
19. Polkinghorne J. C. Models of high energy physics.— Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1975.— 167 p.
20. Quark model and high energy collision / V. V. Anisovich, M. N. Kobrinsky, J. Nyiri, Yu. M. Shabelski.— Singapore: World Sci.— 1985.
21. Reid R. V. Local phenomenological nucleon-nucleon potentials // Ann. Phys.— 1968.— 50.— P. 441—448.
22. Parametrization of the Paris $N-N$ potential / M. LaCombe, M. Loiseau, J. M. Richard et al. // Phys. Rev. C.— 1980.— 21, N 3.— P. 861—873.
23. Measurement of np -elastic scattering at high energies at very small momentum transfers / A. Arefiev, A. Babaev, A. Bamberger et al. // Nucl. Phys. B.— 1984.— 232, N 3.— P. 365—397.
24. Измерение отношения реальной и мнимой частей амплитуд pp - и pd -рассеяния на малые углы в области энергий от 50 до 400 ГэВ / А. А. Кузнецов, Б. А. Морозов, В. А. Никитин и др. // Ядер. физика.— 1981.— 33, вып. 1.— С. 142—159.
25. Excitation of high-energy protons into low-mass states in pd -interaction / Y. Aki-mov, R. Cool, L. Golovanov et al. // Phys. Rev. Lett.— 1975.— 35, N 12.— P. 763—766.
26. Carrol A. S. CERN—HERA 79-03.— Geneva, 1979.— 81 p.
27. Трехреджеонная феноменология в реакции $p + pp \rightarrow X$ / Ю. М. Казаринов, 3*

- Б. З. Копелиович, Л. И. Липидус, И. К. Поташникова // Журн. эксперим. и теор. физика. — 1976. — 70, вып. 4. — С. 1152—1166.
28. *Elastic scattering in the energy range 30 to 345 GeV* / J. P. Burg, M. Chemarin, M. Chevallier et al. // *Soft π - p - and pp -Nucl. Phys. B.* — 1983. — 217. — P. 285—335.
29. *Giacomelli G. Total cross sections and elastic scattering at high energies* // *Phys. Repts. C.* — 1976. — 23, N 1. — P. 123—235.
30. *Inelastic intermediate state in proton-deuteron and deuteron-deuteron elastic collisions at the ISR* / G. Goggi, M. Cavalli-Sforza, C. Conta et al. // *Nucl. Phys. B.* — 1979. — 149. — P. 381—412.
31. *Missing mass spectra observed in $\pi^- + p \rightarrow p + X$ at 25 and 40 GeV/c* / Yu. Antipov, R. Band, R. Busuello et al. // *Phys. Lett. B.* — 1972. — 40, N 1. — P. 147—151.

УДК 539.1.01

А. Н. Антонов, И. Ж. Петков

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
БОЛГАРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК, СОФИЯ

РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И МОДЕЛЬ КОГЕРЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЯДЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ

1. В современной экспериментальной и теоретической ядерной физике интенсивно изучаются процессы упругого и неупругого рассеяния, инклюзивное рождение частиц, квазиупругое рассеяние и другие процессы, характеризующиеся большими передачами импульса. Информация, получаемая в таких экспериментах, касается как физики элементарных частиц (рождение новых частиц, исследование характеристик элементарного акта столкновения и др.), так и физики атомного ядра, поскольку большинство экспериментов проводится при взаимодействии быстрых частиц с ядрами. Поэтому описание взаимодействия частиц с ядрами требует учета механизма взаимодействия и структуры атомного ядра.

При изучении процессов упругого и неупругого рассеяния частиц ядрами широко применяется теория Глаубера — Ситенко [1, 2]. Основной смысл ее — рассмотрение ядра в виде совокупности рассеивающих центров. Полное изменение фазы рассеивающейся частицы складывается из изменений фаз при столкновениях на отдельных нуклонах. Амплитуда рассеяния при таком подходе содержит волновую функцию ядра и амплитуду элементарного акта. Следовательно, из анализа экспериментальных данных можно извлекать информацию о нуклон-нуклонных соударениях и характеристиках ядер. Обычно ядерно-структурная часть теории анализируется в рамках подходов Хартри — Фоковского типа. Известно, что при таком анализе учитывается только часть корреляций между частицами. Более корректный учет корреляций в волновой функции ядра проводится в подходах выходящих за рамки методов типа Хартри-Фока — Боголюбова. Вопрос о применении таких подходов в теории Глаубера — Ситенко в настоящее время представляется открытым.

В модели когерентных флуктуаций ядерной плотности (МКФЯП), предложенной в работах [3, 4], учитываются эффективные наклон-нуклонные корреляции на малых расстояниях, что проявляется, в частности, в поведении импульсного распределения нуклонов ядра при больших импульсах. Поэтому нам представляется целесообразным рассмотреть теорию Глаубера — Ситенко с точки зрения основных положений МКФЯП для выяснения роли коррелятивных эффектов в упругом рассеянии частиц на ядрах, что является целью этой работы.

2. Прежде всего отметим, что в МКФЯП существенная роль принадлежит двум основным ядерным характеристикам — локальной плотности частиц $\rho(\mathbf{r})$ и импульсному распределению $n(\mathbf{k})$. Специфической особенностью модели является установление однозначной функциональной связи между ρ и n , которая для случая систем с монотонно убывающими плотностями имеет следующий аналитический вид [3, 4]:

$$n(\mathbf{k}) = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 \frac{1}{A} \left[6 \int_0^{\alpha/k} \rho(x) x^5 dx - \rho \left(\frac{\alpha}{k}\right) \left(\frac{\alpha}{k}\right)^6 \right], \quad \alpha = \left(\frac{9\pi A}{8}\right)^{1/3}. \quad (1)$$

Связь между этими двумя характеристиками (ρ и n) можно рассмотреть в более общем теоретическом плане.

Вопрос о принципиальной роли локальной плотности частиц в теории многочастичных систем в настоящее время считается хорошо изученным. Энергию системы, волновую функцию и все другие характеристики основного состояния ядра можно рассматривать как некие функционалы от плотности частиц ρ . Импульсное распределение частиц, которое связано с одночастичной матрицей плотности, также в принципе является неким функционалом локальной плотности $n(\mathbf{k}; |\rho\rangle)$. Более того, пользуясь аргументами работ [5, 6], нами показано, что функциональная связь между n и ρ является единственной. Доказательство этого связано с тем, что, во-первых, энергию и волновую функцию можно представить как функционалы импульсного распределения, во-вторых, — посредством одночастичной матрицы плотности $n(\mathbf{k})$ и $\rho(\mathbf{r})$ связаны между собой. Следовательно, возникает возможность сформулировать теорию основного состояния одновременно в терминах плотности и импульсного распределения с учетом функциональной связи между ними в качестве дополнительного ограничения.

{ В общем виде энергетический функционал можно записать в виде

$$\tilde{E}[\rho, n] = E[\rho, n] - E_F \int \rho d\mathbf{r} - \int g(\mathbf{k}) [n(\mathbf{k}) - n(\mathbf{k}; [\rho])] \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}, \quad (2)$$

где E_F и $g(\mathbf{k})$ учитывают ограничительные условия соответственно:

$$\int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = A; \quad (3)$$

$$n(\mathbf{k}) = \tilde{n}(\mathbf{k}; [\rho]). \quad (4)$$

Вариацию $\bar{E}[\rho, n]$ можно теперь проводить независимым образом по n и ρ . Таким образом, уравнения Эйлера — Лагранжа имеют вид:

$$\frac{\delta E}{\delta \rho} + \int \frac{dk}{(2\pi)^3} g(\mathbf{k}) \frac{\delta n(\mathbf{k}; [\rho])}{\delta \rho} = E_F, \quad (5)$$

$$\frac{\delta E}{\delta n} = \frac{g(\mathbf{k})}{(2\pi)^3}, \quad (6)$$

$$\int \rho d\mathbf{r} = A, \quad (7)$$

$$n(\mathbf{k}) = n(\mathbf{k}; [\rho]). \quad (8)$$

Теоретические расчеты для средней энергии отделения \bar{E}_F для ядер ^{16}O и ^{40}Ca хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае, когда функционал имеет вид $n(\mathbf{k}; [\rho])$ (1) из МКФЯП.

Следует отметить, что формулировка теории в терминах $\rho(\mathbf{r})$ (Томаса—Ферми) или $n(\mathbf{k})$ (Ферми-жидкости Ландау) содержится в этой более общей «смешанной» (ρ и n) формулировке теории. Связь между ρ и n заложена в основе самой формулировки МКФЯП.

3. Математическую формулировку МКФЯП целесообразно изложить с помощью метода генераторной координаты (МГК) [7]. В представлении МГК многочастичная волновая функция ядра $\Psi(\{\mathbf{r}_i\})$ записывается в виде [3]:

$$\Psi_n(\{\mathbf{r}_i\}) = \int_0^\infty f_n(x) \varphi(x, \{\mathbf{r}_i\}) dx. \quad (9)$$

В [9] $\varphi(x, \{\mathbf{r}_i\})$ — система многочастичных волновых функций, характеризующихся коллективным параметром x . В МКФЯП $\varphi(x, \{\mathbf{r}_i\})$ описывает виртуальные образования однородной плотности, содержащие все ядерные нуклоны в сфере с радиусом x (так называемые «флуктоны»). Функция $f_n(x)$ — весовая функция состояния $\varphi(x, \{\mathbf{r}_i\})$ в полной волновой функции $\Psi_n(\{\mathbf{r}_i\})$, которая может быть определена из вариационного условия

$$\delta_f \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = 0. \quad (10)$$

Предположим, что существует базис функций $\varphi(x, \{\mathbf{r}_i\})$, которые удовлетворяют соотношению

$$\int d\mathbf{r}_2 \dots d\mathbf{r}_A \varphi^*(x, \mathbf{r}, \mathbf{r}_2, \dots) \varphi(x', \mathbf{r}', \mathbf{r}_2, \dots) = \delta(x - x') \rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (11)$$

где

$$\rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 3\rho_0(x) \frac{j_1(k_F(x)|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|)}{k_F(x)|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} \theta\left(x - \frac{|\mathbf{r} + \mathbf{r}'|}{2}\right), \quad (12)$$

$$\rho_0(x) = \frac{3}{4\pi x^3}, \quad k_F(x) = \left(\frac{3\pi^2}{2}\rho_0\right)^{1/3}$$

— матрица плотности для нуклонов однородно-распределенных в сфере с радиусом x и плотностью $\rho_0(x)$. Из условий (11) и (12) видим, что

функции $\varphi(x, \{\mathbf{r}_i\})$ удовлетворяют следующему условию ортогональности:

$$\int \varphi^*(x', \{\mathbf{r}_i\}) \varphi(x, \{\mathbf{r}_i\}) d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_A = \delta(x - x'). \quad (13)$$

Одночастичная матрица плотности для основного состояния в МКФЯП имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int_0^\infty |f_0(x)|^2 \rho_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dx. \quad (14)$$

С ней связана Вигнеровская функция распределения

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \int \rho\left(\mathbf{r} + \frac{\eta}{2}, \mathbf{r} - \frac{\eta}{2}\right) e^{-i\mathbf{k}\eta} d\eta. \quad (15)$$

При этом распределение плотности

$$\rho(\mathbf{r}) = 4 \int W(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \quad (16)$$

и импульсное распределение нуклонов

$$n(\mathbf{k}) = \int W(\mathbf{k}, \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (17)$$

представляются в виде

$$\rho(\mathbf{r}) = \int_0^\infty |f_0(x)|^2 \rho_0(x) \theta(x - r) dx; \quad (18)$$

$$n(\mathbf{k}) = \int_0^\infty |f_0(x)|^2 \frac{4\pi x^3}{3} \theta(k_F(x) - k) dx. \quad (19)$$

Из (18) следует, что $f_0(x)$ выражается через распределение плотности нуклонов:

$$|f_0(x)|^2 = -\frac{1}{\rho_0(x)} \left. \frac{d\rho(r)}{dr} \right|_{r=x}. \quad (20)$$

Подставляя выражение (20) в (19), определяем функциональную связь между $n(\mathbf{k})$ и $\rho(r)$ (1) в модели.

МКФЯП применялась для анализа различных процессов взаимодействия частиц и ядер с ядрами таких, как упругое рассеяние высокоэнергетических электронов [8], протонов [9—11] и альфа-частиц [12], квазиупругое рассеяние электронов [13], инклюзивное рождение протонов на больших углах в протон-ядерных соударениях [14] и упругое рассеяние тяжелых ионов [15].

В настоящей работе остановимся более подробно только на описании упругого рассеяния протонов и альфа-частиц больших энергий на ядрах. С целью выяснения некоторых особенностей МКФЯП в п. 4 рассматривается рассеяние протонов и альфа-частиц с использованием амплитуды соответствующей модели поглощаемого ядра, в п. 5

подробно обсуждается применение МКФЯП к теории Глаубера — Ситенко.

4. Амплитуда рассеяния на абсолютно черном реле радиусом x задается известной формулой Ахиезера — Померанчука [16]:

$$a(x, \vec{q}) = -\frac{2\pi}{L^2} \frac{x}{q} J_1(qx), \quad (21)$$

где J_1 — функция Бесселя первого порядка; \vec{g} — переданный импульс; L — нормировочная длина. С учетом того, что выражение (21) соответствует рассеянию на отдельном флуктоне с радиусом x , вес которого в реальном ядре задается функцией $|f_0(x)|^2$, амплитуда рассеяния на «реальном» ядре имеет вид [12]:

$$A(\mathbf{q}) = \int_0^\infty dx |f_0(x)|^2 a(x, \mathbf{q}). \quad (22)$$

Поскольку весовая функция $|f_0(x)|^2$ связана с плотностью $\rho(\mathbf{r})$ (см. (20)), то при данном подходе нет свободных параметров при использовании плотностей, полученных из экспериментов по рассеянию электронов ядрами.

Сечение рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{L^4 k^2}{4\pi^2} |A(\mathbf{q})|^2, \quad (23)$$

где k — импульс налетающей частицы, рассчитывалось для случаев рассеяния протонов энергией 1 ГэВ на ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{58}Ni , ^{208}Pb . В качестве примера на рис. 1 приведено сравнение теоретического расчета с экспериментальными данными для ядра ^{40}Ca . Штриховой кривой приведен результат по рассеянию на одном флуктоне с радиусом $x = 3,45$ Фм. Как видно, сечение в этом случае существенно отличается от сечения с учетом вклада всех флуктонов.

В модели рассчитаны сечения рассеяния точечных альфа-частиц с энергией 1,37 ГэВ на ^{12}C и на изотопах кальция $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ с помощью выражений (21)—(23) [12]. На рис. 2 приводится дифференциальное сечение рассеяния альфа-частицы на ^{48}Ca . Параметры, определяющие $|f_0(x)|^2$ посредством $\rho(\mathbf{r})$, взятой в симметризованной фермиевской форме, имеют значения: $R = 4,65$ Фм и $b = 0,66$ Фм. Эти параметры являются эффективными, поскольку альфа-частицы считались точечными. Вводя конечный размер альфа-частицы, устанавливаем следующую приближенную связь между R , b и параметрами сталкивающихся ядер:

$$\begin{aligned} R &\simeq R_1 + R_2, \\ b &\simeq (b_1^2 + b_2^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (24)$$

Отклонение теоретических расчетов от экспериментальных данных в области минимумов сечений в обоих случаях связано с дифракционным приближением для амплитуды (21). Очевидно, более точные результа-

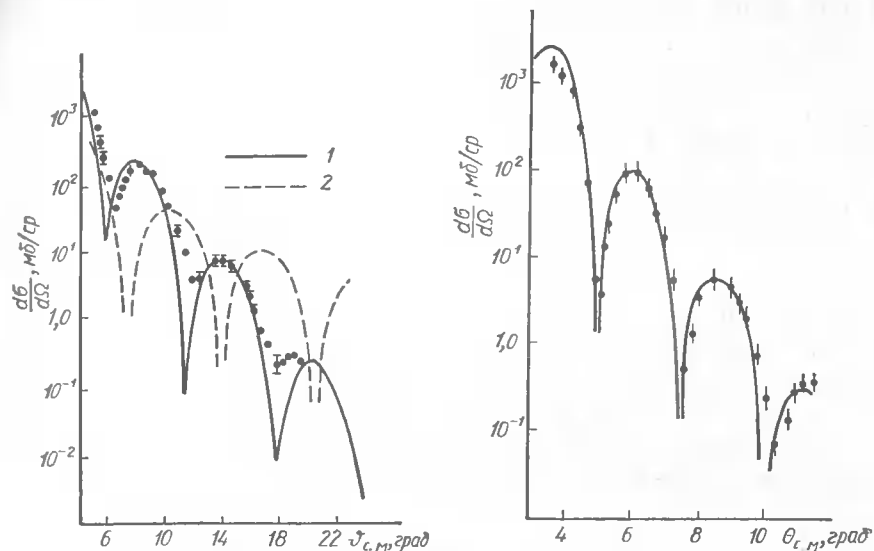


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (1 ГэВ) на ^{40}Ca в МКФЯП в приближении абсолютно черных флуктонов (кривая 1): рассеяние только на одном флуктоне с радиусом 3,45 Фм (кривая 2).

Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния альфа-частиц (1,37 ГэВ) на ^{48}Ca в МКФЯП в приближении абсолютно черных флуктонов (сплошная кривая). Экспериментальные данные взяты из работы [20].

ты можно ожидать, используя реалистическое выражение для амплитуды рассеяния на отдельном флуктоне [10, 11]. Этот вопрос рассмотрен ниже на основе теории Глаубера — Ситенко.

5. Амплитуда упругого рассеяния протонов в теории Глаубера — Ситенко имеет следующий вид:

$$F_{00}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) \langle \Psi(\{\mathbf{r}_i\}) | \Gamma(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_i\}) | \Psi(\{\mathbf{r}_i\}) \rangle d^2\mathbf{b}, \quad (25)$$

где \mathbf{q} — переданный импульс; $\hbar k$ — импульс налетающего протона; Γ — ядерная функция профиля; \mathbf{s}_i — проекция радиуса-вектора \mathbf{r}_i в плоскости, перпендикулярной импульсу $\hbar k$. Пользуясь базисными функциями $\varphi(x, \{\mathbf{r}_i\})$ (см. (9)) амплитуду (25) можно записать в виде [11]:

$$\begin{aligned} F_{00}(q) &= \frac{ik}{2\pi} \int \int \int \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) \langle \Psi(\{\mathbf{r}_i\}) | \varphi(x, \{\mathbf{r}_i\}) \rangle \langle \varphi(x, \{\mathbf{r}_i\}) | \Gamma(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_i\}) | \times \\ &\quad \times \varphi(x', \{\mathbf{r}_i\}) \rangle \langle \varphi(x', \{\mathbf{r}_i\}) | \Psi(\{\mathbf{r}_i\}) \rangle dx dx' d^2\mathbf{b}. \end{aligned} \quad (26)$$

Из (9) и (13) следует соотношение

$$\langle \Psi(\{\mathbf{r}_i\}) | \varphi(x, \{\mathbf{r}_i\}) \rangle = f(x). \quad (27)$$

В духе метода генераторной координаты можно записать

$$\begin{aligned} & \langle \varphi(x, \{\mathbf{r}_{ij}\}) | \Gamma(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_{ij}\}) | \varphi(x', \{\mathbf{r}_{ij}\}) \rangle \approx \\ & \approx \langle \varphi(x, \{\mathbf{r}_{ij}\}) | \Gamma(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_{ij}\}) | \varphi(x, \{\mathbf{r}_{ij}\}) \rangle \delta(x - x'). \end{aligned} \quad (28)$$

Подставляя (28) и (27) в (26), получаем для амплитуды рассеяния

$$F_{00}(q) = \int_0^\infty |f(x)|^2 \left[\frac{ik}{2\pi} \int \exp(iq\mathbf{b}) \langle \varphi(x, \{\mathbf{r}_{ij}\}) | \Gamma(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_{ij}\}) | \varphi(x, \{\mathbf{r}_{ij}\}) \rangle d^2\mathbf{b} \right] dx \quad (29)$$

или (см. (22))

$$F_{00}(q) = \int_0^\infty |f(x)|^2 F_x(q) dx, \quad (30)$$

где $F_x(q)$ — амплитуда рассеяния протона на флуктоне с размером x может быть записана в следующем виде:

$$F_x(q) = f_p(q) + ik \int_0^\infty J_0(qb) \{ \exp[i\chi_p(b)] - G_A(x, b) \exp[i\chi_p(x, b)] \} b db. \quad (31)$$

В (31) $f_p(q)$ — кулоновская амплитуда рассеяния на точечном заряде Z :

$$f_p(q) = - \left(\frac{2\alpha k}{q^2} \right) \exp[2i \arg \Gamma(1 + i\alpha) - 2i\alpha \ln(q/2)], \quad (32)$$

$$\chi_p(b) = 2\alpha \ln b \quad (33)$$

— кулоновская фаза для случая точечного заряда, где $\alpha = \frac{Ze^2}{\hbar v}$ (v — скорость налетающего протона в лабораторной системе). Кулоновская фаза рассеяния на флуктоне с радиусом x имеет вид

$$\chi_p(x, b) = \chi_p(b) + 2\alpha \int_0^\infty J_0(qb) [1 - S(x, q)] \frac{dq}{q}, \quad (34)$$

где $S(x, q)$ — формфактор флуктона

$$S(x, q) = \frac{3}{(qx)^3} [\sin(qx) - qx \cos(qx)]. \quad (35)$$

После интегрирования в (34) приходим к следующему выражению для $\chi_p(x, b)$:

$$\begin{aligned} \chi_p(x, b) = \chi_p(b) + 2\alpha\theta(x - b) \left\{ \ln \left[\frac{x}{b} + \sqrt{\left(\frac{x}{b}\right)^2 - 1} \right] + \right. \\ \left. + \sqrt{\left(\frac{x}{b}\right)^2 - 1} \left[1 - 4(x/b)^2 \right] \frac{1}{3 \left(\frac{x}{b}\right)^3} \right\}. \end{aligned} \quad (36)$$

Ядерную часть амплитуды можно представить в виде

$$G_A(x, b) = \{1 - [G(x, b) + \Delta G(x, b)]\}^A, \quad (37)$$

где

$$G(x, b) = \frac{1}{ik} \int_0^\infty J_0(qb) f_{pN}(q) S(x, q) q dq. \quad (38)$$

Выражение

$$\Delta G(x, b) = \frac{3(A-1)b^2 [G(x, b)]^2}{2(A-2)\langle r^2 \rangle_x} \quad (39)$$

связано с корреляциями из-за учета движения центра масс [17], $\langle r^2 \rangle_x = 0,6 x^2$ — среднеквадратичный радиус флуктона с радиусом x . В расчетах использована параметрическая форма амплитуды протон-нуклонного рассеяния

$$f_{pN}(q) = \frac{k\sigma}{4\pi} (i + \epsilon) \exp(-\beta q^2/2), \quad (40)$$

где σ — полное сечение; β — параметр наклона, ϵ — отношение реальной и мнимой частей амплитуды.

Весовая функция МКФЯП $|f(x)|^2$ определяется плотностью точечных протонов $\rho_p(\mathbf{r})$, которая соответствует зарядовой плотности

$$\rho_{ch}(\mathbf{r}) = \int \rho_{cp}(\mathbf{r}') \rho_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (41)$$

где $\rho_{cp}(\mathbf{r})$ — зарядовая плотность протона. Из (41) можно получить

$$\rho_p(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} S_{ch}(\mathbf{q}) S_{cp}^{-1}(\mathbf{q}) d^3\mathbf{q}, \quad (42)$$

где S_{ch} и S_{cp} — формфакторы, соответствующие плоскостям ρ_{ch} и ρ_{cp} . В предположении, что $\rho_n = \rho_p$ из (20) и (42) получаем функцию

$$|f(x)|^2 = \frac{2x^3}{3\pi^2} \int_0^\infty j_1(qx) S_{ch}(q) S_{cp}^{-1}(q) q^3 dq, \quad (43)$$

где $j_1(qx)$ — сферическая функция Бесселя первого порядка.

Численные расчеты с различными плотностями ρ_{ch} и параметрами амплитуды f_{pN} приведены в работе [11], где детально анализируется сечение рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ^{40}Ca и проводится сравнение с расчетами теории Глаубера—Ситенко с использованием модели независимых частиц (МНЧ) [17].

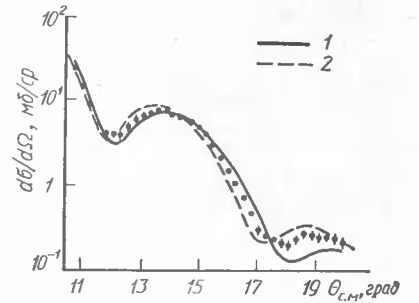


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов (1,04 ГэВ) на ^{40}Ca . В расчете использована зарядовая плотность ρ_{ch} из [18]: 1 — расчет в МКФЯП с использованием теории Глаубера—Ситенко; 2 — расчет в модели независимых частиц [17]. Экспериментальные данные взяты из работы [19].

На рис. 3 в качестве иллюстрации приводим дифференциальное сечение рассеяния протонов (1,04 ГэВ) на ^{40}Ca с использованием данных для ρ_{ch} из модельно-независимого анализа [18], для которой получено лучшее согласие МКФЯП с экспериментальными данными [19]. При расчетах использованы следующие значения параметров амплитуды: $\sigma = 4,4 \text{ Фм}^2$, $\epsilon = -0,28$, $\beta = 0,24 \text{ Фм}^2$. Здесь же приведены и расчеты в рамках МНЧ [17]. Видно, что учет корреляций, содержащихся в МКФЯП, приводит к значительным различиям в сечениях по сравнению с МНЧ и к лучшему согласию с экспериментальными данными. Можно отметить, что некоторое отличие от эксперимента сохраняется особенно при углах, превышающих 18° . Дифференциальное сечение в этой области чувствительно как к значениям параметров амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, так и к ее общей функциональной форме.

При рассеянии на тяжелых ядрах применим так называемый оптический предел теории Глаубера — Ситенко. Процесс рассеяния протонов в МКФЯП с использованием этого предела был рассмотрен в работе [10], где приведены результаты численных расчетов дифференциальных сечений для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{48}Ti , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{208}Pb .

1. Glauber R. J. High-energy collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— 1.— P. 315—414.
2. Ситенко О. Г. До теорії ядерних реакцій за участю складних частинок // Укр. фіз. журн.— 1959.— 4, № 2.— С. 152—161.
3. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh. Coherent fluctuations of nuclear density // Bulg. J. Phys.— 1979.— 6, N 2.— P. 151—163.
4. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh. Nucleon momentum and density distributions in nuclei // Z. Phys. A.— 1980.— 297, N 2.— P. 257—272.
5. Hohenberg P., Kohn W. Inhomogeneous electron gas // Phys. Rev. B.— 1964.— 136, N 3.— P. 864—871.
6. Kohn W., Sham L. J. Self-consistent equations including exchange and correlation effects // Phys. Rev. A.— 1965.— 140, N 4.— P. 1133—1138.
7. Griffin J. J., Wheeler J. A. Collective Motion in Nuclei by the method of generator coordinates // Phys. Rev.— 1957.— 108, N 2.— P. 311—327.
8. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh. High-energy electron scattering on nuclei and nuclear density fluctuation // С. г. Acad. Bulg. Sci.— 1981.— 34, N 1.— P. 19—22.
9. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh. New diffractive approach to proton-nucleus scattering.— Dubna, 1978.— 8 p.— (Preprint JINR; N E2.— 11283).
10. Антонов А. Н., Бонев И. С., Николаев В. А., Петков И. Ж. Упругое глауберовское рассеяние протонов на ядрах в модели когерентных флуктуаций ядерной плотности.— Дубна, 1979.— 16 с.— (Препринт / ОИЯИ; № Р4-12634).
11. Antonov A. N., Christov C. V., Petkov I. Zh. Zero-motion fluctuation correlations in high energy proton elastic scattering on ^{40}Ca // Z. Phys. A.— 1985.— 320.— P. 683—687.
12. Antonov A. N., Nikolaev V. A., Petkov I. Zh. Elastic scattering of high energy alpha-particles on nuclei // Bulg. J. Phys.— 1983.— 10, N 1.— P. 42—49.
13. Antonov A. N., Petkov I. Zh. Quasielastic scattering of high energy electrons by nuclei // Ibid.— 1984.— 11, N 2.— P. 163—175.
14. Антонов А. Н., Николаев В. А., Петков И. Ж. Инклюзивные дифференциальные сечения рождения протонов в протон-ядерных столкновениях в модели когерентных флуктуонов.— Дубна, 1979.— 11 с.— (Препринт / ОИЯИ; № Р4-12207).

15. Антонов А. Н., Бонев И. С., Николаев В. А., Петков И. Ж. Упругое рассеяние тяжелых нонов и когерентные флуктуации ядерной плотности.— Дубна, 1979.— 9 с.— (Препринт / АН СССР. ОИЯИ, № Р4—12633).
16. Ахиезер А. И., Померанчук И. А. Дифракционное рассеяние частиц ядрами // Успехи физ. наук.— 1958.— 65, № 8.— С. 593—617.
17. Alkhasov G. D. Elastic scattering of 1 GeV protons by ^{40}Ca // Z. Phys. A.— 1982.— 305, N 2.— P. 167—193.
18. Sick I. Discrete ambiguity in the experimental ^{40}Ca charge density // Phys. Lett. B.— 1974.— 53, N 1.— P. 15—17.
19. Alkhasov G. D. Elastic and inelastic scattering of 1, 044 GeV protons by ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca and ^{48}Ti // Nucl. Phys. A.— 1976.— 274, N 3.— P. 443—462.
20. Alkhasov G. D. Elastic and inelastic scattering of 11, 37 GeV α — Particles from $^{40,42,44,48}\text{Ca}$ // Ibid.— 1977.— 280, N 3.— P. 365—383.

УДК 539.17.01

А. И. Ахиезер, М. П. Рекало

ХАРЬКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

К ТЕОРИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Введение. В настоящей статье речь пойдет о процессе расщепления релятивистских легких ядер при рассеянии их в электромагнитном поле тяжелых ядер, $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, где A — налетающее ядро; A_1, A_2 — продукты расщепления ядра A ; Z — ядерная мишень с электрическим зарядом eZ ; X — результат электромагнитного возбуждения ядра Z . Естественно, что однофотонный механизм (ОМ) для $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ справедлив при малых значениях переданного ядру Z 3-импульса k , $kR \ll 1$, R — размеры ядра. Из всех процессов теоретически наиболее интенсивно изучалось расщепление дейтрона, $d + Z \rightarrow n + p + Z$ [1—6].

При вычислении сечения расщепления релятивистских дейтронов $d + Z \rightarrow n + p + Z$ (ядра мишени не возбуждаются) в рамках ОМ использовался переход в систему покоя дейтрона [4], где движущееся ядро является источником не только кулоновского поля, но и поперечных фотонов. Такие расчеты требовали ряда традиционных для того времени приближений. Ядро Z рассматривалось только как источник кулоновского поля; отдача этого ядра, а также возможность его возбуждения (или развала) не учитывались. Спиновые свойства ядра Z не принимались во внимание. Электромагнитная структура ядра характеризовалась введением некоторого феноменологического радиуса R , вне которого электромагнитное поле ядра описывалось кулоновским потенциалом, а внутри полагалось равным нулю.

Целый ряд приближений приходилось делать и при вычислении амплитуды элементарного процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$. Ранее эти приближения считались стандартными: ядерные силы выбирались центральными (пренебрегается вкладом D -волны дейтрона) и имеющими нулевой радиус. Расчет амплитуды процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$ ве-

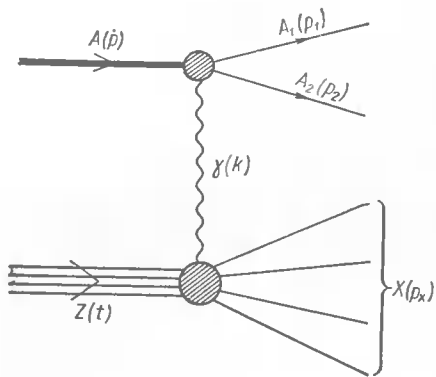


Диаграмма Фейнмана ОМ для $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$.

дется практически в импульсном приближении, нуклоны считались нерелятивистскими. В подобном плане рассматривались и некоторые поляризационные явления в реакции $d + Z \rightarrow Z + n + p$ [6].

Между тем ОМ процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ допускает строгое рассмотрение, свободное от указанных выше предположений. Более того, как будет разъяснено, подобные приближения не нужны вовсе. Так основываясь на диаграмме Фейнмана (рис. 1) ОМ для $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, легко заключить, что дифференциальное сечение (ДС) процесса $A + Z \rightarrow A_1 +$

$+A_2 + X$ может быть связано с отдельными слагаемыми ДС процессов рассеяния электронов на ядре Z , $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ и электро-расщепления ядер A , $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$. При этом не нужно привлекать детали структуры ядер, участвующих в этих реакциях, а также свойства механизмов рассматриваемых реакций. Эта связь ДС, которая обсуждается ниже, является строгой — в той мере, разумеется, насколько применим ОМ.

Будут учтены вклады как поперечных, так и продольных виртуальных фотонов, обмен которыми характеризует ОМ для $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$. Фактически речь будет идти об обобщении формулы Вайцекера—Вильямса [7, 8], в рамках которого удается учесть спины ядер X и Z , возможность возбуждения и развала ядра-мишени. Структура ядер X и Z учитывается при этом в полном объеме. Это обобщение также позволяет получить ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$, отвечающее регистрации обоих образующихся ядер A_1 и A_2 .

Покажем, что результаты [4] при некотором их преобразовании получают дополнительный «запас прочности», и являются в действительности «свободными» от приближений, в рамках которых они были первоначально получены, делая тем самым эти приближения необязательными.

Развиваемое здесь обобщение приближения Вайцекера—Вильямса позволяет рассмотреть расщепление не только дейтронов, но и других более сложных ядер. Оно применимо также и для анализа поляризационных эффектов в процессах $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$. Ниже проанализирована в качестве примера общая структура поляризационных явлений в фоторасщеплении дейтрона, $\gamma + d \rightarrow n + p$, — именно к этому процессу и сводится процесс $d + Z \rightarrow X + n + p$ в рамках ОМ.

Связь дифференциальных сечений. Установим связь ДС процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, изучаемых для ОМ и ДС процессов $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$ и $e^- + Z \rightarrow e^- + X$, также рассматриваемыми в рамках ОМ. При этом должен быть получен ответ на вопрос: если в ре-

акции $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ налетающее ядро A имеет энергию E , то при какой энергии электронов необходимо сравнивать ДС процессов $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$ и $e^- + Z \rightarrow e^- + X$? И должны ли в последних двух реакциях энергии быть одинаковыми? Каковы при этом должны быть угол рассеяния электрона и энергия рассеянного электрона?

Ответы на эти вопросы существенно облегчаются, если кинематические переменные обсуждаемых процессов (энергии частиц и углы их рассеяния) разделить на динамические и нединамические. К нединамическим относятся переменные, зависимость от которых ДС обсуждаемых процессов может быть предсказана в рамках ОМ. Например, для инклюзивных процессов $e^- + A \rightarrow e^- + X$ возникает линейная зависимость от $\text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}$ (θ — угол рассеяния электрона в лабораторной системе), которая характерна для ОМ [9].

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e d\epsilon_2} = \frac{\alpha^2}{(-k)^2} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 M} \left[W_1(\nu, k^2) + \frac{1}{2} \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, k^2) \right],$$

где ϵ_1 (ϵ_2) — энергия начального (конечного) электрона; M — масса ядра Z ; W_1 ; W_2 — вещественные структурные функции (СФ), $\nu = (\epsilon_1 - \epsilon_2) M$, $k^2 = (k_1 - k_2)^2$, k_1 и k_2 — 4-импульсы начального и конечного электронов. Сечение $d^2\sigma/d\Omega_e d\epsilon_2$ в общем случае зависит от трех кинематических переменных, ϵ_1 , ϵ_2 и θ_e . Но для ОМ динамический характер имеет зависимость только от двух инвариантных переменных ν и k^2 . Зависимость от угла рассеяния электрона θ_e (при фиксированных значениях ν и k^2) посредством характерной величины $\text{ctg}^2 \theta/2$ является следствием ОМ. Эта зависимость и позволяет на опыте разделить структурные функции (СФ) W_1 и W_2 . Необходимо подчеркнуть, что для неупругих eA -взаимодействий именно СФ W_1 и W_2 являются фундаментальными электромагнитными характеристиками адрона A , аналогичными электромагнитным формфакторам для упругого eA -рассеяния. Поэтому зависимость от переменных ν и k^2 не может быть предсказана в общем случае.

В результате можно прийти к заключению, что реакцию $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, с одной стороны, и реакцию $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$ и $e^- + Z \rightarrow e^- + X$, с другой — следует сравнивать при одинаковых значениях соответствующего набора динамических переменных; значения нединамических переменных при этом не существенны.

Ниже покажем, что соотношения между наблюдаемыми характеристиками процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$ и $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ не зависят от типа ядер A , A_1 , A_2 и мишени Z . Принципиальным является только справедливость ОМ, сохранение электромагнитного тока (ЭТ) адронов и инвариантность электромагнитного взаимодействия адронов относительно пространственных отражений. Будем исходить из матричного элемента процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, который для ОМ можно представить в виде

$$\mathfrak{M} = \frac{e^2}{k^2} J_\mu^{(1)} J_\mu^{(II)},$$

где $J_{\mu}^{(I)} (J_{\mu}^{(II)})$ — ЭТ перехода $\gamma^* + A \rightarrow A_1 + A_2$ ($\gamma^* + Z \rightarrow X$); γ^* — виртуальный фотон. ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ тогда определяется формулой

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{64\pi^4 k^4} \frac{\omega_{\mu\nu}^{(I)} \omega_{\mu\nu}^{(II)}}{\sqrt{(p \cdot t)^2 - M^2 M_t^2}} \frac{d^3 p_1}{E_1} \frac{d^3 p_2}{E_2}, \quad (1)$$

$$\omega_{\mu\nu}^{(I)} = \overline{J_{\mu}^{(I)} J_{\nu}^{(I)*}}, \quad \omega_{\mu\nu}^{(II)} = (2\pi)^4 \sum_x \int \delta(-k + t - p_x) \overline{J_{\mu}^{(II)} J_{\nu}^{(II)*}} dp_x.$$

Здесь M и M_t — массы налетающего ядра A и ядра мишени Z ; dp_x — элемент фазового объема частиц в X ; черта в определении $\omega_{\mu\nu}^{(I)}$ обозначает суммирование по поляризациям ядер A_1 и A_2 и усреднение по поляризациям налетающего ядра A ; черта в определении тензора $\omega_{\mu\nu}^{(II)}$ обозначает усреднение по поляризациям ядерной мишени и суммирование по поляризациям частиц в X ; E_1 и E_2 , \vec{p}_1 и \vec{p}_2 — энергии и 3-импульсы ядер A_1 и A_2 . Обозначения 4-импульсов приведены на рис. 1.

Исходя из сохранения ЭТ процессов $\gamma^* + Z \rightarrow X$ и $\gamma^* + A \rightarrow A_1 + A_2$ и P -инвариантности электромагнитного взаимодействия ядер, для тензоров $\omega_{\mu\nu}^{(I)}$ и $\omega_{\mu\nu}^{(II)}$ можно записать следующие общие выражения:

$$\omega_{\mu\nu}^{(II)} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_{\mu} k_{\nu}}{k^2}\right) W_1(\nu, k^2) + \frac{1}{M_t^2} \left(t_{\mu} - k_{\mu} \frac{k \cdot t}{k^2}\right) \times$$

$$\times \left(t_{\nu} - k_{\nu} \frac{k \cdot t}{k^2}\right) W_2(\nu, k^2),$$

$$\omega_{\mu\nu}^{(I)} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_{\mu} k_{\nu}}{k^2}\right) \omega_1 + \bar{p}_{\mu} \bar{p}_{\nu} \omega_2 + \bar{p}_{1\mu} \bar{p}_{1\nu} \omega_3 +$$

$$+ (\bar{p}_{\mu} \bar{p}_{1\nu} + \bar{p}_{\nu} \bar{p}_{1\mu}) \omega_4 + i (\bar{p}_{\mu} \bar{p}_{1\nu} - \bar{p}_{\nu} \bar{p}_{1\mu}) \omega_5,$$

где $\bar{p}_{\mu} = p_{\mu} - k_{\mu} k \cdot p_1 / k^2$, $\bar{p}_{1\mu} = p_{1\mu} - k_{\mu} k \cdot p_1 / k^2$ и $\nu = k \cdot t$. СФ W_1 и W_2 определяют инклюзивное ДС процесса $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ со всеми неполяризованными частицами (1). Вещественные СФ $\omega_1, \dots, \omega_5$ зависят от трех инвариантных динамических переменных, а именно: $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p - p_1)^2$ и k^2 . Эти СФ определяют ДС процесса $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$ с регистрацией наряду с рассеянным электроном одного из образующихся адронов (A_1 или A_2) [9]:

$$\frac{d^3 \sigma}{d\epsilon_2 d\Omega_e d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{64\pi^3} \frac{e_2}{e_1} \frac{q}{M \sqrt{s}} \frac{1}{(1-\kappa)} \frac{1}{(-k^2)} [\omega_{xx}^{(I)} + \omega_{yy}^{(I)} +$$

$$+ \kappa \cos 2\varphi (\omega_{xx}^{(I)} - \omega_{yy}^{(I)}) - 2\kappa \frac{k^2}{k_0^2} \omega_{zz}^{(I)} -$$

$$- \cos \varphi \sqrt{2\kappa(1+\kappa) \frac{(-k^2)}{k_0^2}} (\omega_{xz}^{(I)} + \omega_{zx}^{(I)})], \quad (2)$$

где $\kappa^{-1} = 1 - 2\vec{k}_{л.с.} \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} / k^2$, $d\Omega^*$ — элемент телесного угла ядра A_1 в с. ц. и. процесса $\gamma^* + A \rightarrow A_1 + A_2$, φ — азимутальный угол вылета рассеянного электрона; \mathbf{q} — 3-импульс A_1 в с. ц. и. $\gamma^* + A \rightarrow A_1 + A_2$. В (2) использована система координат с осью z вдоль 3-импульса \mathbf{k} виртуального фотона, плоскость xz совпадает с плоскостью, образованной 3-импульсами \mathbf{k} и \mathbf{q} .

Видно, что, изучая κ - и φ -зависимости сечения $d^3\sigma/d\epsilon_2 d\Omega_e d\Omega^*$, можно разделить все четыре вклада в сечение и тем самым найти СФ $\omega_1, \dots, \omega_4$. Естественно, СФ ω_5 не дает вклада в сечение рассеяния неполяризованных электронов.

Зная два набора СФ ω_i и W_k , можно вычислить свертку тензоров $\omega_{\mu\nu}^{(I)}$ и $\omega_{\mu\nu}^{(II)}$ и тем самым установить общую структуру ДС расщепления ядра A в реакции $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$:

$$\omega_{\mu\nu}^{(I)} \omega_{\mu\nu}^{(II)} = W_1 \left[3\omega_1 + \left(-M^2 + \frac{(k \cdot p)^2}{k^2}\right) \omega_2 + \left(-M_1^2 + \frac{(k \cdot p_1)^2}{k^2}\right) \omega_3 + \right.$$

$$+ 2 \left(-p_1 \cdot p + \frac{k \cdot p \cdot p_1}{k^2}\right) \omega_4 \left. \right] + \frac{W_2}{M_t^2} \left[\left(-M_t^2 + \frac{(k \cdot t)^2}{k^2}\right) \omega_1 + \right.$$

$$+ \left(p \cdot t - k \cdot t \frac{k \cdot p}{k^2}\right)^2 \omega_2 + \omega_3 \left(p_1 \cdot t - k \cdot t \frac{k \cdot p_1}{k^2}\right)^2 +$$

$$+ 2\omega_4 \left(p \cdot t - k \cdot t \frac{k \cdot p}{k^2}\right) \left(p_1 \cdot t - k \cdot t \frac{k \cdot p}{k^2}\right) \left. \right].$$

Подставляя эту свертку в формулу (1), получаем выражение для ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ в терминах произведений СФ W_1, W_2 (определяющих инклюзивное сечение процесса $e^- + Z \rightarrow e^- + X$) и СФ $\omega_1, \dots, \omega_4$ (определяющих сечение процесса $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$).

В общем случае не возникает простой связи между ДС процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ и $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$. Удастся только связать ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ со СФ, которые в свою очередь определяют отдельные вклады в ДС процессов $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ и $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$. Эти вклады характеризуют вероятности поглощения виртуальных фотонов с различными поляризациями. Только в пределе очень больших энергий ядер A формула для ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ может быть упрощена настолько, что удастся «увидеть» пропорциональность сечений процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ и $\gamma + A \rightarrow A_1 + A_2$.

Связь ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ с СФ процессов $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ и $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$ имеет самый общий характер, не зависящий от типа рассеиваемого ядра, продуктов его расщепления, спина ядерной мишени и свойств состояния X . При выводе этих формул не использованы какие-либо гипотезы о ядерной структуре частиц A, A_1, A_2, Z и X . Мы исходили только из справедливости ОМ для всех этих процессов и использовали только самые общие свойства электромагнитного взаимодействия адронов — сохранение ЭТ адронов и инвариантность электромагнитного взаимодействия отно-

сительно пространственных отражений. Важно, что эта связь установлена в лабораторной системе реакции $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$.

Большой интерес представляет случай, когда ядро Z не возбуждается, $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$. ДС этого процесса может быть записано в виде

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{k^4} \frac{|\vec{q}|}{\sqrt{s}} \frac{dsd(-k^2)d\Omega^*}{128\pi^2 M_t^2 p^2} \omega_{\mu\nu}^{(I)} \omega_{\mu\nu}^{(II)*}, \quad \omega_{\mu\nu}^{(II)*} = \frac{J_{\mu}^{(II)} J_{\nu}^{(II)*}}{\mu \nu}.$$

Переменная s в реакции $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$ заключена в пределах: $(M_1 + M_2)^2 \leq s \leq (\sqrt{s_t} - M_t)^2$, $s_t = (p + t)^2$ — квадрат полной энергии сталкивающихся ядер A и Z . Пределы изменения переменной k^2 (при данной энергии налетающего ядра A) зависят от инвариантной массы образующихся ядер A_1 и A_2 : $k_-^2 \leq k^2 \leq k_+^2$, $k_{\pm}^2 = 2M_t^2 - 2\hat{E}_1 \hat{E}_2 \pm 2\hat{p}_1 \hat{p}_2$, где \hat{E}_1 и \hat{E}_2 — энергии начального и конечного ядер Z в с. ц. и. реакции $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$, \hat{p}_1 и \hat{p}_2 — их 3-импульсы:

$$\hat{E}_1 = \frac{s_t + M_t^2 - M^2}{2\sqrt{s_t}}, \quad \hat{E}_2 = \frac{s_t + M_t^2 - s}{2\sqrt{s_t}}.$$

Видно, что минимальное значение k^2 (а значит, и наибольшее сечение) достигается [в том случае, когда система ядер $A_1 + A_2$ образуется с наименьшей (пороговой) эффективной массой; $\sqrt{s} = M_1 + M_2$. В этом случае при $E \gg M$ имеем

$$(-k^2)_{\min} = [(M_1 + M_2)^2 - M^2] \frac{2M_t^2}{s_t + M_t^2 - (M_1 + M_2)^2} \simeq 4\epsilon M \frac{M_t^2}{M_t^2 + 2\epsilon M_t}.$$

Удерживая в пределе $s_t \gg M_t^2$ только главные вклады в ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$, получим при малых значениях k^2 , где применим ОМ, следующее выражение (после интегрирования по $d\Omega^*$):

$$\frac{d^2\sigma}{dsd(-k^2)} = \frac{\alpha^2}{4\pi M_t^2} \frac{\sigma_T(s) W_2(0)}{s - M^2} \frac{1}{(-k^2)} \left(1 - \frac{k_{\min}^2}{k^2}\right), \quad (3)$$

где $\sigma_T(s)$ — полное сечение расщепления ядра неполяризованными реальными фотонами.

Характерное произведение $\frac{1}{k^2} \left(1 - \frac{k_{\min}^2}{k^2}\right)$ очень сильно зависит от квадрата переданного 4-импульса: обращаясь в нуль при $k^2 = k_{\min}^2$ сечение достигает максимума при $k^2 = 2k_{\min}^2$.

Таким образом, ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$ для ОМ определяется при больших энергиях и малых переданных импульсах величиной полного сечения поглощения неполяризованных γ -квантов в процессе $\gamma + A \rightarrow A_1 + A_2$.

Формула (3) позволяет вычислить асимптотическое поведение распределения эффективной массы системы $A_1 + A_2$, обращаемой в

реакции $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$ [9]:

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\alpha^2}{4\pi} \frac{\sigma_T(s) W_2(0)}{M_t^2 (s - M^2)} \left[2 \ln \frac{s_t}{a(s)} - b(s)\right]. \quad (4)$$

Вид функций $a(s)$ и $b(s)$ определяется пределами интегрирования по k^2 , а также k^2 -зависимостью полного сечения $\sigma_T(k^2, s)$ и структурной функции $W_2(k^2)$.

Соотношения (3) и (4) между сечениями процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + Z$ и $\gamma + A \rightarrow A_1 + A_2$ не зависят, разумеется, от того, каким способом вычисляется сечение каждого из процессов в отдельности; важно только, чтобы используемые приближения были одинаковы. Принципиальна здесь только справедливость ОМ (в определенной кинематической области).

Чтобы продемонстрировать эффективность этих соотношений, рассмотрим расщепление релятивистских дейтронов, $d + Z \rightarrow n + p + Z$. Для полного сечения фоторасщепления дейтрона $\gamma + d \rightarrow n + p$ воспользуемся известными формулами Бете и Ферми [10, 11], которые характеризуют околопороговое поглощение электрических и магнитных дипольных фотонов соответственно. После подстановки этих выражений для σ_T в (4), получим

$$d\sigma_E = \frac{2}{3} \alpha^2 \frac{E^{3/2} \sqrt{\epsilon_1}}{M(E + \epsilon_1)^3} \frac{ds}{(s - M^2)} \frac{W_2(0)}{M_t^2} \left[2 \ln \frac{s_t}{a(s)} - b(s)\right],$$

$$d\sigma_M = \frac{\alpha^2}{2} \frac{(\mu_p - \mu_n)^2}{M^2} \frac{\sqrt{E\epsilon_1} (\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_0})}{(E + \epsilon_1)(E + \epsilon_0)} \frac{ds}{(s - M^2)} \frac{W_2(0)}{M_t^2} \times$$

$$\times \left[2 \ln \frac{s_t}{a(s)} - b(s)\right], \quad (5)$$

где ϵ_1 — энергия связи дейтрона; ϵ_0 — энергия виртуального синглетного состояния дейтрона; μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона; M — масса дейтрона, E — энергия системы np , образующейся в реакции $\gamma + d \rightarrow n + p$ (речь идет о кинетической энергии вычисляемой по нерелятивистским формулам).

Если в (5) положить $s = 4\epsilon_f + 4m^2$, $\epsilon_f = E$ (m — масса нуклона), где ϵ_f — энергия относительного движения нуклонов, образующихся в реакции $d + Z \rightarrow Z + n + p$ (которая рассматривается в системе покоя дейтрона), то получим формулы для $d\sigma_E$ и $d\sigma_M$, установленные ранее Л. Н. Розенцвейгом и А. Г. Ситенко [4] другим способом. При этом необходимо также представить в (3) $W_2(0)/M_t^2 = 4Z^2$, Z — электрический заряд ядер мишени, а также учесть соотношение

$$\frac{1}{1 - \beta^2} = \frac{(s - M_t^2 - M^2)^2}{4M^2 M_t^2},$$

где β — скорость ядра-мишени в системе покоя дейтрона.

Естественно, что соотношения (3) и (4) между сечениями процессов $\gamma + A \rightarrow A_1 + A_2$ и $A + Z \rightarrow Z + A_1 + A_2$ имеют более общий ха-

ракет, чем формулы (5) для сечения процесса $d + Z \rightarrow Z + n + p$, при выводе которых используется большое число различных предположений — о чем шла речь выше. Чтобы надежно предсказать сечения $d\sigma/ds$ и $d^2\sigma/ds dk^2$ различных процессов $A + Z \rightarrow Z + A_1 + A_2$, нет нужды проводить вычисления в рамках какой-то модели, — достаточно воспользоваться экспериментальными данными относительно полных сечений процессов $\gamma + A \rightarrow A_1 + A_2$.

Расщепление ядер у порога. Рассмотрим более подробно пороговое расщепление $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, когда $\sqrt{s} = M_1 + M_2$, но при этом энергия налетающих ядер A может быть любой, не конкретизируется также и значение квадрата переданного импульса k^2 .

Пороговая амплитуда процесса $\gamma^* + A \rightarrow A_1 + A_2$ характеризуется определенным числом фундаментальных пороговых электромагнитных формфакторов (ЭФ), отвечающих поглощению виртуальных γ -квантов определенной мультипольности.

Число и природа ЭФ могут быть установлены, исходя из требования сохранения полного углового момента и пространственной четности в реакции $\gamma^* + A \rightarrow A_1 + A_2$. При этом ядра A , A_1 и A_2 можно рассматривать как элементарные частицы с определенными спинами и пространственными четностями. Знание ядерной структуры при этом не существенно.

Проиллюстрируем это на ряде примеров.

I. $\gamma^* + {}^4\text{He} \rightarrow n(p) + {}^3\text{He}({}^3\text{H})$. Пороговая амплитуда имеет вид

$$F_{th} = \chi_1^+ [i\sigma \cdot \vec{e} \times \hat{k} f_M(k^2) + e \cdot \hat{k} f_E(k^2)] \sigma_2 \tilde{\chi}_2^+,$$

где χ_1 и χ_2 — двухкомпонентные спиноры нейтрона и ядра ${}^3\text{He}$; e — 3-вектор поляризации γ^* ; \hat{k} — единичный вектор вдоль 3-импульса γ^* . Формфактор $f_M(k^2)$ определяет поглощение $M1$ γ -кванта с образованием систем n и ${}^3\text{He}$ в триплетном состоянии (поперечный формфактор): $f_E(k^2)$ — поглощение монополюсного продольного γ^* (продольный формфактор).

Исходя из T -инвариантности электромагнитного взаимодействия адронов, можно показать, что оба формфактора $f_M(k^2)$ и $f_E(k^2)$ должны быть вещественными функциями пространственно-подобных переданных импульсов k^2 .

II. $\gamma^* + {}^4\text{He} \rightarrow d + d$. Поскольку пара дейтронов образуется у порога в S -состоянии, их суммарный угловой момент может быть равен 0 или 2 (значение $J = 1$ исключается требованием Бозе-статистики образующихся дейтронов). В результате амплитуда порогового расщепления может быть записана в виде

$$F = f_1(k^2) (e \cdot U_1 \hat{k} \cdot U_2 + e \cdot U_2 \hat{k} \cdot U_1) + f_2(k^2) U_1 \cdot U_2 e \cdot \hat{k} + \\ + f_3(k^2) e \cdot \hat{k} U_1 \cdot \hat{k} U_2 \cdot \hat{k},$$

где U_1 и U_2 — 3-векторы поляризации двух дейтронов. Формфактор $f_1(k^2)$ определяет поглощение поперечных $E2\gamma^*$ с образованием двух дейтронов в состоянии с $J = 2$, формфактор $f_2(k^2)$ определяет образование дейтрона с $J = 0$ при поглощении монополюсного (кулоновского)

γ^* , а сумма $f_1 + f_3$ — поглощения продольных $E2$ фотонов с образованием двух дейтронов с $J = 2$.

III. $\gamma^* + d \rightarrow n + p$. Пороговое расщепление дейтрона характеризуется в общем случае пятью ЭФ, так что амплитуда этого процесса может быть записана следующим образом [12]:

$$F = \chi_1^+ [if_1(k^2) e \cdot U \times \hat{k} + f_2(k^2) (\sigma \cdot \hat{k} e \cdot U - \sigma \cdot e \hat{k} \cdot U) + \\ + f_3(k^2) (\sigma \cdot \hat{k} e \cdot U + \sigma \cdot e \hat{k} \cdot U - 2\sigma \cdot \hat{k} e \cdot \hat{k} U \cdot \hat{k}) + \\ + f_4(k^2) e \cdot \hat{k} U \cdot \hat{k} \sigma \cdot \hat{k} + f_5(k^2) e \cdot \hat{k} \sigma \cdot U] \sigma_2 \tilde{\chi}_2^+, \quad (6)$$

где U — 3-вектор поляризации дейтрона. Поскольку пространственная четность дейтрона положительна, то U следует считать аксиальным вектором. ЭФ $f_i(k^2)$ описывают следующие пороговые мультипольные амплитуды: $f_1(k^2)$ ($M1 \rightarrow S = 0$), $f_2(k^2)$ ($M1 \rightarrow S = 1$), $f_3(k^2)$ ($E2T \rightarrow S = 1$), $f_4(k^2)$ ($E2L \rightarrow S = 1$), $f_5(k^2)$ ($E0L \rightarrow S = 1$), т. е. пороговый переход $\gamma^* + d \rightarrow n + p$ описывается в общем случае двумя продольными и тремя поперечными вещественными ЭФ, которые могут быть найдены при исследовании электрорасщепления дейтрона, $e^- + d \rightarrow e^- + n + p$. Естественно, что для определения всех пяти ЭФ необходима постановка разнообразных поляризационных экспериментов.

Если не интересоваться поляризациями ядер, то для любого порогового перехода $A + \gamma^* \rightarrow A_1 + A_2$ тензор W_{ij} в с. ц. и. этого перехода должен иметь особенно простой вид:

$$W_{ij}^* = (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) W_1(k^2) + \hat{k}_i \hat{k}_j W_2(k^2),$$

где СФ $W_1(k^2)$ определяет поглощение поперечных γ^* , а СФ $W_2(k^2)$ — поглощение продольных γ^* . Связь СФ $W_i(k^2)$ с введенными выше ЭФ определяется формулой

I. $\gamma^* + {}^4\text{He} \rightarrow n + {}^3\text{He}$

$$W_1(k^2) = |f_M(k^2)|^2, \quad W_2(k^2) = |f_E(k^2)|^2;$$

II. $\gamma^* + {}^4\text{He} \rightarrow d + d$

$$W_1(k^2) = 2|f_1|^2, \quad W_2(k^2) = 2|f_2|^2 + |2f_1 + f_2 + f_3|^2;$$

III. $\gamma^* + d \rightarrow n + p$

$$W_1(k^2) = \frac{2}{3} \left[|f_1|^2 + |f_2 + f_3|^2 + \frac{E^{*2}}{M^2} |f_2 - f_3|^2 \right],$$

$$W_2(k^2) = \frac{2}{3} \left[2|f_5|^2 + \frac{E^{*2}}{M^2} |f_4 + f_5|^2 \right],$$

где E^* — энергия дейтрона в с. ц. и.; $E^* = (s + M^2 - k^2)/2\sqrt{s}$, $\sqrt{s} = m_n + m_p$.

Свертка тензоров $\omega_{\mu\nu}^{(1)}$ и $\omega_{\mu\nu}^{(11)}$ у порога принимает следующий вид:

$$\omega_{\mu\nu}^{(1)} \omega_{\mu\nu}^{(11)} = W_1(k^2) (\omega_{xx}^{(11)*} + \omega_{yy}^{(11)*}) + \frac{k^4}{k_0^4} W_2(k^2) \omega_{zz}^{(11)*},$$

где использована система координат с осью z , направленной вдоль 3-импульса $\hat{\mathbf{k}}$.

Поляризационные явления в $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ при пороговом образовании системы $A_1 + A_2$ также могут быть исследованы в терминах СФ. Так, для ядра с единичным спином зависимость ДС процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ от векторной и тензорной поляризаций ядра определяется тензором [13]:

$$W_{ij} = (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) a_1(k^2) + \hat{k}_i \hat{k}_j a_2(k^2) + i \epsilon_{ijl} s_l a_3(k^2) + \\ + i \epsilon_{ijl} \hat{k}_i \hat{s}_j \cdot \hat{k}_l a_4(k^2) + (\epsilon_{iab} s_a \hat{k}_b \hat{k}_j + \epsilon_{jab} s_a \hat{k}_b \hat{k}_i) a_5(k^2) + [(\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) a_6(k^2) + \\ + \hat{k}_i \hat{k}_j a_7(k^2)] (s_{ab} \hat{k}_a \hat{k}_b) + s_{ij} a_8(k^2) + (s_{ia} \hat{k}_a \hat{k}_j + s_{ja} \hat{k}_a \hat{k}_i) a_9(k^2) + \\ + i (s_{ia} \hat{k}_a \hat{k}_j - s_{ja} \hat{k}_a \hat{k}_i) a_{10}(k^2), \quad (7)$$

где \vec{s} — вектор поляризации ядра A (в его системе покоя); s_{ab} — тензор квадрупольной поляризации ядра A в с. ц. и. реакции $A + \gamma^* \rightarrow A_1 + A_2$, $s_{ab} = s_{ba}$, $s_{xx}^* + s_{yy}^* + s_{zz}^* M^2/E^2 = 0$, ось z направлена вдоль 3-импульса γ^* ; СФ $a_5(k^2)$ и $a_{10}(k^2)$ характеризуют возможные T -нечетные эффекты в электродинамике легких ядер. Не вдаваясь в детали нарушения T -инвариантности, можно тем не менее утверждать, что эти эффекты обусловлены интерференцией продольной и поперечной компонент ЭТ перехода $A + \gamma^* \rightarrow A_1 + A_2$.

Подчеркнем, что зависимость сечения процесса $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, проинтегрированного по углам вылета продуктов реакции A_1 и A_2 , от векторной и тензорной поляризаций налетающих ядер A также характеризуется совокупностью 10 СФ, зависящих теперь от двух переменных, а именно от k^2 и s -инвариантной массы системы $A_1 + A_2$.

И вне порога T -нечетные эффекты, если они возможны, в обязательном порядке также должны определяться интерференцией амплитуд поглощения продольных и поперечных γ^* . Для векторной поляризации мишени это впервые установлено Ли и Кристом [14]. В [14] впервые были введены СФ функции для неупругого рассеяния электронов мишенью с векторной поляризацией. Две СФ a_1 и a_2 рассеяния неполяризованных электронов неполяризованными адронами были введены несколько ранее [15, 16], хотя по существу, эти функции содержатся в [17]. И, наконец, СФ для тензорной поляризации были введены впервые в [18, 19]. Заметим, что в [20] инклюзивное сечение рассеяния неполяризованных электронов поляризованной мишенью содержит много лишних слагаемых.

Возвращаясь к пороговому расщеплению поляризованных дейтронов, приведем выражение для СФ $a_i(k^2)$ в терминах пяти пороговых ЭФ процесса $\gamma^* + d \rightarrow n + p$:

$$a_1(k^2) = \frac{2}{3} (|f_1|^2 + |f_2 + f_3|^2 + \frac{E^2}{M^2} |f_2 - f_3|^2),$$

$$a_2(k^2) = \frac{4}{3} (|f_5|^2 + \frac{E^2}{M^2} |f_4 + f_5|^2),$$

$$a_3(k^2) = \frac{E}{M} \operatorname{Re} [(f_2 + f_3)(f_4 + f_5)^* + (f_2 - f_3)f_5^*],$$

$$a_4(k^2) = |f_1|^2 + |f_2 + f_3|^2 - \frac{E}{M} \operatorname{Re} [(f_2 + f_3)(f_4 + f_5)^* + (f_2 - f_3)f_5^*],$$

$$a_5(k^2) = -\frac{E}{M} \operatorname{Im} [(f_2 + f_3)(f_4 + f_5)^* + (f_2 - f_3)f_5^*],$$

$$a_6(k^2) = -2|f_1|^2 \frac{M^2}{E^2} + 2|f_2 - f_3|^2,$$

$$a_7(k^2) = -2|f_1|^2 + 2|f_2 + f_3|^2 + 2|f_4|^2 + 2|f_5|^2 \frac{\vec{k}^2}{E^2} + \\ + \operatorname{Re} [-(f_2 + f_3)f_4^* + f_4 f_5^* - 2f_3 f_5^*],$$

$$a_8(k^2) = -2|f_1|^2 + 2|f_2 + f_3|^2,$$

$$a_9(k^2) = 2|f_1|^2 - 2|f_2 + f_3|^2 + 2 \operatorname{Re} [(f_2 + f_3)f_4^* + 2f_3 f_5^*],$$

$$a_{10}(k^2) = 2 \operatorname{Im} [(f_2 + f_3)f_4^* + 2f_3 f_5^*].$$

Поляризационные явления в реакции $\gamma + d \rightarrow n + p$. Поскольку ОМ для $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ работает только при предельно малых значениях квадрата переданного импульса, то для анализа нам необходима характеристика процесса $\gamma + A \rightarrow A_1 + A_2$ с реальным, а не виртуальным фотоном. На примере процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$ мы продемонстрируем здесь, как могут быть проанализированы поляризационные эффекты в общем подходе, не привлекая какие-либо гипотезы о деталях механизма обсуждаемой реакции. Нам не нужно делать каких-либо предположений о спиновой структуре дейтронной волновой функции, о примеси шестикварковой конфигурации в основном состоянии дейтрона и т. д. Исходя только из условия поперечности вектора поляризации фотона его 3-импульсу, можно перечислить простейшие поляризационные эксперименты в $\gamma + d \rightarrow n + p$.

Дифференциальное сечение процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$, просуммированное по поляризациям образующихся нуклонов, имеет следующую общую структуру:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \rho_{ij} H_{ij}, \quad H_{ij} = \overline{J_i J_j^*}, \\ \rho_{ij} = \frac{1}{2} (e_i^{(1)} e_j^{(1)} + e_i^{(2)} e_j^{(2)}) + \frac{\xi_1}{2} (e_i^{(1)} e_j^{(2)} + e_i^{(2)} e_j^{(1)}) - \\ - i \frac{\xi_2}{2} (e_i^{(1)} e_j^{(2)} - e_i^{(2)} e_j^{(1)}) + \frac{\xi_3}{2} (e_i^{(1)} e_j^{(1)} - e_i^{(2)} e_j^{(2)}), \quad (8)$$

где $e^{(1)}$ и $e^{(2)}$ — единичные векторы, ортогональные друг другу, причем $e^{(1,2)} \cdot \mathbf{k} = 0$; \mathbf{k} — 3-импульс γ -кванта в с. ц. и. реакции $\gamma + d \rightarrow n + p$; ξ_i — стандартные параметры Стокса [21]; \mathbf{J} — электромагнитный ток для $\gamma + d \rightarrow n + p$; черта в определении H_{ij} отвечает суммированию по поляризациям нуклонов.

Учитывая векторную и тензорную поляризацию дейтронной мишени, для тензора H_{ij} можно записать [22]:

$$\begin{aligned}
 H_{ij} &= H_{ij}^{(0)} + H_{ij}^{(1)} + H_{ij}^{(2)}, \\
 H_{ij}^{(0)} &+ \hat{m}_i \hat{m}_j h_1 + \hat{n}_i \hat{n}_j h_2, \\
 H_{ij}^{(1)} &= \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{m}} (h_3 \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} + i h_4 [\hat{m}, \hat{n}]_{ij}) + \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{n}} (h_5 \hat{m}_i \hat{m}_j + h_6 \hat{n}_i \hat{n}_j) + \\
 &+ \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{k}} (h_7 \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} + i h_8 [\hat{m}, \hat{n}]_{ij}), \\
 H_{ij}^{(2)} &= (s_{ab} \hat{m}_a \hat{m}_b) (h_9 \hat{m}_i \hat{m}_j + h_{10} \hat{n}_i \hat{n}_j) + (s_{ab} \hat{k}_a \hat{k}_b) (h_{11} \hat{m}_i \hat{m}_j + h_{12} \hat{n}_i \hat{n}_j) + \\
 &+ (s_{ab} \hat{m}_a \hat{k}_b) (h_{13} \hat{m}_i \hat{m}_j + h_{14} \hat{n}_i \hat{n}_j) + (s_{ab} \hat{m}_a \hat{n}_b) (h_{15} \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} + i h_{16} [\hat{m}, \hat{n}]_{ij}) + \\
 &+ (s_{ab} \hat{k}_a \hat{n}_b) (h_{17} \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} + i h_{18} [\hat{m}, \hat{n}]_{ij}), \\
 \hat{\mathbf{k}} &= \mathbf{k}/|\mathbf{k}|, \quad \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{k} \times \mathbf{q}/|\mathbf{k} \times \mathbf{q}|, \quad \hat{\mathbf{m}} = \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{k}}, \\
 \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} &= \hat{m}_i \hat{n}_j + \hat{m}_j \hat{n}_i, \\
 [\hat{m}, \hat{n}]_{ij} &= \hat{m}_i \hat{n}_j - \hat{m}_j \hat{n}_i,
 \end{aligned} \tag{9}$$

где \mathbf{q} — 3-импульс протона; \mathbf{s} — 3-вектор поляризации дейтрона (в системе его покоя), h_1, \dots, h_{18} — вещественные СФ процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$, которые определяют все асимметрии углового распределения нуклонов в конечном состоянии в зависимости от поляризаций сталкивающихся частиц; $h_i = h_i(\mathbf{s}, \mathbf{t})$, $\mathbf{s} = (\rho_1 + \rho_2)^2$, $\mathbf{t} = (k - \rho_1)^2$, k , ρ_1 (ρ_2) — 4-импульсы γ , p (n).

Зависимость ДС процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$ от параметров Стокса начальных фотонов (и поляризационных характеристик дейтронной мишени) определяется следующими свертками:

$$\begin{aligned}
 2\rho_{ij} H_{ij}^{(0)} &= h_1 + h_2 + \xi_3 (h_1 - h_2), \\
 \rho_{ij} H_{ij}^{(1)} &= \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{m}} (\xi_1 h_3 + \xi_2 h_4) + \vec{s} \cdot \hat{\mathbf{k}} (\xi_1 h_7 + \xi_2 h_8) + \\
 &+ \frac{1}{2} \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{n}} [h_5 + h_6 + \xi_3 (h_5 - h_6)], \\
 \rho_{ij} H_{ij}^{(2)} &= \frac{1}{2} (s_{ab} \hat{m}_a \hat{m}_b) (h_9 + h_{10} + \xi_3 (h_9 - h_{10})) + \\
 &+ \frac{1}{2} (s_{ab} \hat{k}_a \hat{k}_b) (h_{11} + h_{12} + \xi_3 (h_{11} - h_{12})) + \\
 &+ \frac{1}{2} (s_{ab} \hat{m}_a \hat{k}_b) (h_{13} + h_{14} + \xi_3 (h_{13} - h_{14})) + \\
 &+ (s_{ab} \hat{m}_a \hat{n}_b) (\xi_1 h_{15} + \xi_2 h_{16}) + (s_{ab} \hat{k}_a \hat{n}_b) (\xi_1 h_{17} + \xi_2 h_{18}).
 \end{aligned} \tag{10}$$

При этом векторы $\mathbf{e}^{(1)}$ и $\mathbf{e}^{(2)}$ направлены вдоль ортов $\hat{\mathbf{m}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$.

Итак, при столкновении поляризованных частиц в $\gamma + d \rightarrow n + p$ должны существовать 17 различных асимметрий. Это общий результат, справедливый для любых γA -столкновений; A — некоторая ядерная мишень, спин которой ≥ 1 (конкретный вид конечного состояния при этом не существен; важно только то, чтобы в конечном состоянии образовывались бы по меньшей мере две частицы). Структура (9) диктуется только требованием сохранения ЭТ адронов (точнее говоря, поперечности вектора поляризации реального γ -кванта) и инвариантности электромагнитного взаимодействия адронов относительно пространственных отражений.

Поляризация протонов в $\gamma + d \rightarrow n + p$ следующим образом зависит от поляризационных характеристик γ -кванта в начальном состоянии (по поляризациям начального дейтрона выполнено усреднение):

$$\mathbf{P} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \rho_{ij} \mathbf{P}_{ij}, \quad \mathbf{P}_{ij} = \hat{\mathbf{m}} P_{ij}^{(m)} + \hat{\mathbf{n}} P_{ij}^{(n)} + \hat{\mathbf{k}} P_{ij}^{(k)}.$$

Исходя из требования P -инвариантности электромагнитного взаимодействия адронов и поперечности векторов поляризации γ -кванта, для тензоров $P_{ij}^{(m, n, k)}$ можно записать следующие общие формулы:

$$P_{ij}^{(m)} = p_1 \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} + i p_2 [\hat{m}, \hat{n}]_{ij},$$

$$P_{ij}^{(n)} = p_3 \hat{m}_i \hat{m}_j + p_4 \hat{n}_i \hat{n}_j,$$

$$P_{ij}^{(k)} = p_5 \{\hat{m}, \hat{n}\}_{ij} + i p_6 [\hat{m}, \hat{n}]_{ij},$$

т. е.

$$\mathbf{P} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \hat{\mathbf{m}} (\xi_2 p_1 + \xi_1 p_2) + \frac{\hat{\mathbf{n}}}{2} [p_3 + p_4 + \xi_3 (p_3 - p_4)] + \hat{\mathbf{k}} (\xi_1 p_5 + \xi_2 p_6).$$

Видно, что при поглощении поляризованных фотонов все компоненты вектора поляризации \mathbf{P} отличны от нуля. И снова — это общая структура поляризации для любого процесса типа $\gamma + A \rightarrow p + X$; A — произвольная ядерная мишень; X — нерегистрируемая совокупность частиц.

И, наконец, для поляризации протонов отдачи в зависимости от поляризации дейтронной мишени можно записать следующее общее выражение (по поляризациям начального γ -кванта выполнено усреднение):

$$\mathbf{P} \frac{d\sigma}{d\Omega} = P^{(m)} \hat{\mathbf{m}} + P^{(n)} \hat{\mathbf{n}} + P^{(k)} \hat{\mathbf{k}},$$

$$P^{(m)} = \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{m}} a_1 + \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{k}} a_2 + (s_{ab} \hat{m}_a \hat{n}_b) a_3 + (s_{ab} \hat{k}_a \hat{n}_b) a_4,$$

$$P^{(n)} = \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{n}} a_5 + (s_{ab} \hat{m}_a \hat{m}_b) a_6 + (s_{ab} \hat{k}_a \hat{k}_b) a_7 + (s_{ab} \hat{k}_a \hat{m}_b) a_8,$$

$$P^{(k)} = \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{m}} a_9 + \mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{k}} a_{10} + (s_{ab} \hat{m}_a \hat{n}_b) a_{11} + (s_{ab} \hat{k}_a \hat{n}_b) a_{12},$$

т. е. в этом случае возникает 12 независимых СФ $a_i = a_i(s, t)$, пять из которых определяют зависимость компонент вектора поляризации протонов от векторной поляризации дейтронной мишени, а другие семь — от тензорной поляризации.

После этого представляется необходимым связать все эти СФ с амплитудами процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$. Эта амплитуда может быть представлена в виде

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{e} = \chi_1^+ F \sigma_2 \tilde{\chi}_2^+,$$

$$F = \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{m}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}} f_1 + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{m}} f_2 + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{k}} f_3 + \sigma \cdot \hat{\mathbf{m}} (\mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{m}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{m}} f_4 + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{m}} \mathbf{U} \times \hat{\mathbf{k}} f_5 + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}} f_6) + \sigma \cdot \hat{\mathbf{k}} (\mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{m}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{m}} f_7 + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{m}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{k}} f_8 + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}} f_9) + i \sigma \cdot \hat{\mathbf{n}} (\mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{m}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}} f_{10} + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{m}} f_{11} + \mathbf{e} \cdot \hat{\mathbf{n}} \mathbf{U} \cdot \hat{\mathbf{n}} f_{12}), \quad (11)$$

где $\vec{e}(\vec{U})$ — 3-вектор поляризации $\gamma(d)$; $x_{1,2}$ — двухкомпонентные спиноры нуклонов. При написании (11) мы учли, что вектор \mathbf{U} является аксиальным, поскольку пространственная четность дейтрона положительна ($S + D$ -состояние np -системы).

СФ h_i следующим образом связана со скалярными амплитудами f_k :

$$3h_1 = |f_1|^2 + |f_4|^2 + |f_7|^2 + |f_{10}|^2 + \frac{E^2}{M^2} (|f_5|^2 + |f_8|^2),$$

$$3h_2 = |f_2|^2 + |f_6|^2 + |f_9|^2 + |f_{11}|^2 + \frac{E^2}{M^2} (|f_3|^2 + |f_{12}|^2),$$

$$2h_3 = \frac{E}{M} \text{Im} A_1, \quad 2h_4 = \frac{E}{M} \text{Re} A_1, \quad A_1 = f_{1f_3}^* + f_{6f_5}^* + f_{9f_7}^* + f_{10f_{12}}^*,$$

$$h_5 = \frac{E}{M} \text{Im} (f_{4f_5}^* + f_{7f_8}^*), \quad h_6 = \frac{E}{M} \text{Im} (f_{2f_3}^* + f_{11f_{12}}^*),$$

$$2h_7 = \text{Im} A_2, \quad 2h_8 = -\text{Re} A_2, \quad A_2 = f_{1f_2}^* + f_{6f_4}^* + f_{9f_7}^* + f_{10f_{11}}^*,$$

$$h_9 = |f_4|^2 + |f_7|^2 - \frac{E^2}{M^2} (|f_1|^2 + |f_{10}|^2),$$

$$h_{10} = |f_2|^2 + |f_{11}|^2 - \frac{E^2}{M^2} (|f_6|^2 + |f_9|^2),$$

$$h_{11} = |f_5|^2 + |f_8|^2 - \frac{E^2}{M^2} (|f_1|^2 + |f_{10}|^2),$$

$$h_{12} = |f_3|^2 + |f_{12}|^2 - \frac{E^2}{M^2} (|f_6|^2 + |f_9|^2), \quad h_{13} = 2 \text{Re} (f_{4f_5}^* + f_{7f_8}^*),$$

$$h_{14} = 2 \text{Re} (f_{2f_3}^* + f_{11f_{12}}^*), \quad h_{15} = \text{Re} A_3, \quad h_{16} = \text{Im} A_3,$$

$$A_3 = f_{1f_2}^* + f_{4f_6}^* + f_{7f_9}^* + f_{10f_{11}}^*,$$

$$h_{17} = \text{Re} A_4, \quad h_{18} = \text{Im} A_4, \quad A_4 = f_{1f_3}^* + f_{6f_5}^* + f_{9f_7}^* + f_{10f_{12}}^*.$$

Таким же способом могут быть получены формулы для СФ a_k и p_l , определяющих поляризацию протонов в $\gamma + d \rightarrow n + p$.

Ситуация существенно упрощается у порога. Так, спиновая структура пороговой амплитуды процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$ определяется только тремя вещественными величинами:

$$F_{th} = ig_1 \mathbf{e} \cdot \mathbf{U} \times \hat{\mathbf{k}} + g_2 \sigma \cdot \hat{\mathbf{k}} \mathbf{e} \cdot \mathbf{U} + g_3 \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{U} \sigma \cdot \mathbf{e},$$

где амплитуда g_1 описывает пороговый переход $M1 \rightarrow {}^1S_0$, разность $g_2 - g_3$ — переход $M1 \rightarrow {}^3S_1$ и сумма $g_2 + g_3$ — переход $E2 \rightarrow {}^3S_1$. Упрощается и структура порогового тензора H_{ij} :

$$H_{ij} = \delta_{ij} x_1 + i \epsilon_{ijl} \hat{k}_l x_2 + i \epsilon_{ijl} s_l x_3 + s_{ij} x_3 + \delta_{ij} (s_a \hat{k}_a \hat{k}_b) x_4.$$

Величины x_k представляют собой комбинации мультипольных амплитуд g_i :

$$3x_1 = g_1^2 + g_2^2 + g_3^2, \quad 2x_2 = g_1^2, \quad 2x_3 = g_2^2, \quad x_4 = -g_1^2 + g_3^2,$$

$$x_5 = -g_1^2 + g_2^2.$$

Подчеркнем, что в наблюдаемые характеристики процесса $\gamma + d \rightarrow n + p$ величины x_2 и x_3 входят только посредством суммы $x_2 + x_3$ (это справедливо для реальных γ -квантов).

Закключение. Итак, общая квантовомеханическая кинематика процессов расщепления легких ядер, рассеиваемых в электромагнитном поле тяжелых ядер может быть исследована такими же методами, какие применяются при изучении процессов рассеяния электронов ядрами [23]. Для процессов $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ в рамках однофотонного механизма удается в явном виде разделить динамические и кинематические аспекты описания не только дифференциальных сечений, но и различных поляризационных характеристик. Удается при этом установить точную связь наблюдаемых характеристик трех групп процессов, а именно $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$, $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ и $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$, когда последние два процесса рассматриваются в лабораторной системе.

1. *Oppenheimer J. R., Phillips M.* Note on the transmutation function for deuterons // *Phys. Rev.* — 1935. — 48, N 6. — P. 500—502.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* К теории передачи энергии при столкновениях // *Журн. эксперим. и теорет. физики.* — 1948. — 18, вып. 8. — С. 750—758.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Расщепление дейтрона при столкновении с тяжелыми ядрами // *Ландау Л. Д. Собрание трудов: В 2-х т. — М.: Наука, 1969. — Т. 2. — С. 54—65.*
4. *Розенцвейг Л. Н., Ситенко А. Г.* Расщепление релятивистского дейтрона в электрическом поле ядра // *Журн. эксперим. и теорет. физики.* — 1956. — 30, вып. 2. — С. 427—428.
5. *Ситенко А. Г.* Взаимодействие дейтронов с ядрами // *Укр. физ. журн.* — 1959. — 67, вып. 3. — С. 377—444.
6. *Ситенко А. Г., Полозов А. Д., Евланов М. В.* Расщепление дейтронов на ядрах при высоких энергиях и учет кулоновского взаимодействия // *Там же.* — 1974. — 19, № 11. — С. 1778—1789.
7. *Pomeranchuk I. Ya., Schmushkevich I. M.* On processes in the interaction of γ -quanta with unstable particles // *Nucl. Phys.* — 1961. — 23, N 3. — P. 452—457.

8. Грибов В. Н., Колкунов В. А., Окунь Л. Б., Шехтер В. М. Ковариантный вывод формулы Вайцекера — Вильямса // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1961. — 41, № 6. — С. 1839—1841.
9. Ахиезер А. И., Рекало М. П. Электродинамика адронов. — Киев : Наук. думка, 1977. — 505 с.
10. Ахиезер А. И., Померанчук И. Некоторые вопросы теории ядра. — М. ; Л. : Гостехтеориздат, 1950. — 405 с.
11. Бете Г., Моррисон Г. Элементарная теория ядра. — М. : Госатомиздат, 1958. — 356 с.
12. Рекало М. П. Захват протонами тепловых нейтронов, сопровождающийся образованием e^+e^- -пар // Ядер. физика. — 1985. — 42, вып. 2. — С. 393—400.
13. Rekaló M. P., Gakh G. I., Rekaló A. P. General structure of polarization phenomenon for inclusive ed-scattering // Abstr. of invited talks and contribut. papers of XI Europh. Deversional Conf. «Nuclear Physics with Electromagnetic Probes», Paris, June 1—5, 1985. — Service de documentation du CEN Saclay 1985. — G2. — P. 254—255.
14. Christ N., KLee T. D. Possible test of C_{st} and T_{st} invariances in $l^+ + N \rightarrow l^+ + \Gamma$ and $A \rightarrow B + l^+ + l^-$ // Phys. Rev. — 1966. — 143, N 4. — P. 1310—1321.
15. Von Gehlen V. Pion production in muon-nucleon collisions // Phys. Rev. — 1980. — 118, N 5. — P. 1455—1457.
16. Gouardin M. Inelastic form factors // Nuovo Cim. — 1961. — 21, N 4. — P. 1094—1099.
17. Dalitz R. H., Yennie D. R. Pion production in electron-proton collisions // Phys. Rev. — 1957. — 105, N 5. — P. 1589—1615.
18. Рекало М. П., Гах Г. И., Рекало А. П. Нейтральные слабые токи и процессы взаимодействия электронов с дейтронами. — Харьков, 1977. — 44 с. — (Препринт / АН УССР. ХФТИ; ХФТИ-77-62).
19. Рекало М. П., Гах Г. И., Рекало А. П. Упругое рассеяние электронов дейтронами и нейтральные слабые токи // Укр. физ. журн. — 1977. — 22, № 12. — С. 2030—2038.
20. Fabian W., Arenhovel H. Electrodisintegration of deuterium including nucleon detection in coincidence // Nucl. Phys. A. — 1979. — 314, N 213. — P. 253—286.
21. Берестецкий В. В., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. Ч.1. — М. : Наука, 1968. — С. 39—45.
22. Рекало М. П. Общий анализ поляризационных явлений в фоторасщеплении дейтрона с учетом нарушения P -инвариантности. — Харьков, 1983. — 15 с. — (Препринт / АН УССР. ХФТИ, № 83—46).
23. Рекало М. П., Гах Г. И., Рекало А. П. Общая структура поляризационных характеристик электрорасщепления дейтрона // Укр. физ. журн. — 1983. — 28, № 9. — С. 1313—1318.

УДК 539.17.01

В. Б. Беляев, С. А. Ракитянский

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

О СУММЕ РЯДА ВАТСОНА В ДИФРАКЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Широко используемое приближение Ситенко — Глаубера или, как его еще называют, дифракционное приближение [1—3] исходит из двух предположений:

1) налетающая частица движется столь быстро, что частицы мишени за время взаимодействия с ней не успевают изменить своего пространственного положения; 2) элементарные амплитуды рассеяния на составляющих мишени имеют пик вперед и хорошо описываются эйкональным приближением. При этих условиях из $(N + 1)$ -частичного уравнения Липпмана — Швингера, которое в приближении фиксиру-

ванных центров имеет вид

$$T_N = \sum_{i=1}^N V_i + \sum_{i=1}^N V_i G_0 T_N, \quad (1)$$

следует хорошо известная формула Ситенко — Глаубера

$$F_{ft}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\mathbf{b} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b}) \langle \psi_f | \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_N) | \Psi_i \rangle, \quad (2)$$

где полная профилирующая функция для рассеяния на N -частичной мишени

$$\Gamma = 1 - \exp\left\{-\frac{im}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{i=1}^N V_i(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i, z) dz\right\} \quad (3)$$

выражается через соответствующие элементарные профилирующие функции

$$\gamma_i = 1 - \exp\left\{-\frac{im}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} V_i(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i, z) dz\right\} \quad (4)$$

в виде суммы, состоящей из N членов:

$$\Gamma = \sum_{i=1}^N \gamma_i - \sum_{i>j} \gamma_i \gamma_j + \sum_{i>j>n} \gamma_i \gamma_j \gamma_n - \dots + (-1)^N \gamma_N \gamma_{N-1} \dots \gamma_2 \gamma_1, \quad (5)$$

которые описывают одно, двух, трех, ... N -кратные столкновения. Причем весь процесс последовательных столкновений происходит на массовой поверхности.

С другой стороны, из уравнения (1) следует выражение для амплитуды рассеяния в виде бесконечного ряда Ватсона:

$$T_N = \sum_{i=1}^N t_i + \sum_{i \neq j} t_i G_0 t_j + \dots = T_N^{(1)} + T_N^{(2)} + \dots \quad (6)$$

Поэтому, будучи эквивалентным исходному уравнению, этот ряд в эйкональном приближении для t_i должен сходиться к амплитуде Ситенко — Глаубера.

Однако, несмотря на тривиальность этого заключения, получение формул (2)—(5) непосредственно из ряда (6) представляет собой далеко не простую задачу. Этой проблеме посвящено довольно много работ [4—10], в которых исследовалась структура ряда (6) в дифракционном пределе с целью выделения тех его членов, которые исчезают или взаимно сокращаются, так как дифракционная амплитуда не содержит вклада от столкновений с кратностью большей, чем число частиц в мишени N .

Эти исследования представляют скорее практический, чем чисто теоретический интерес. Он вызван потребностями практических вычислений в рамках теории многократного рассеяния, в которых приходится ограничиваться конечным числом членов ряда (6). При этом учет различных поправок требует аккуратного анализа их вклада по сравнению с отброшенными членами ряда, так как в противном слу-

чае есть опасность учесть только один член из двух взаимно сокращающихся.

Последовательно, без использования дополнительных предположений, формулы (2)—(5) получены из ряда Ватсона в работах Харрингтона [6] и Айзенберга [10]. Однако им удалось решить эту задачу только в двух частных случаях, а именно, для рассеяния на мишени, состоящей из двух [6] и трех [10] частиц.

Представив свободную функцию Грина G_0 в виде суммы двух слагаемых $G_0 = G_0^{\text{on}} + G_0^{\text{off}}$, описывающих распространение налетающей частицы на массовой поверхности и вне ее, и разбив члены ряда (6) для рассеяния на двухчастичной мишени на две группы

$$T_2 = (t_1 + t_2 + t_1 G_0^{\text{on}} t_2 + t_2 G_0^{\text{on}} t_1) + (t_1 G_0^{\text{off}} t_2 + t_2 G_0^{\text{off}} t_1 + \sum_{n=3}^{\infty} T_2^{(n)}), \quad (7)$$

Харрингтон показал, что в дифракционном пределе первая из этих групп переходит в амплитуду Ситенко — Глаубера, а вторая стремится к нулю благодаря точному сокращению немассового вклада двукратных столкновений с остатком бесконечного ряда.

Айзенберг сделал попытку обобщить этот результат на случай N -частичной мишени. Он воспользовался записью суммы ряда (6) в виде

$$T_N = \sum_{i=1}^N t_i f_i, \quad \text{где } f_i = 1 + \sum_{j \neq i} G_0 t_j f_j,$$

и получил в явном виде дифракционное выражение для матричного элемента от оператора f_i . Это в принципе позволяет вычислить остаток ряда при обрывании суммирования на членах любой кратности столкновений. Далее он рассмотрел рассеяния на трехчастичной мишени. Получив аналитическое выражение для всех членов равенства

$$T_3 = \sum_{i=1}^3 t_i + \sum_{i \neq j} t_i (G_0^{\text{on}} + G_0^{\text{off}}) t_j + \sum_{i \neq j \neq k} t_i (G_0^{\text{on}} + G_0^{\text{off}}) t_j (G_0^{\text{on}} + G_0^{\text{off}}) t_k + \\ + \sum_{i \neq j \neq k} t_i G_0 t_j G_0 t_k f_k,$$

он преобразовал его к виду

$$T_3 = \sum_{n=1}^3 T_{\text{on}}^{(n)} + \left(\sum_{n=1}^3 T_{\text{on}}^{(n)} + \sum_{n=1}^3 T_{\text{off}}^{(n)} + \sum_{n=4}^{\infty} T_3^{(n)} \right), \quad (8)$$

где $T_{\text{on}}^{(n)}$ — вклад n -кратных столкновений на массовой поверхности за вычетом некоторых членов $T_{\text{on}}^{(n)}$ (часть из которых соответствует повторным рассеяниям на одной и той же частице) и убедился, что $\sum_{n=1}^3 T_{\text{on}}^{(n)}$ совпадает с амплитудой Ситенко — Глаубера, а остальные члены сокращаются.

Полученное Айзенбергом выражение для f_i в принципе дает возможность сделать такой анализ ряда Ватсона и для рассеяния на мишени с числом частиц $N > 3$. Однако это требует вычисления громоздких интегралов и сравнения большого количества слагаемых для выделения сокращающихся. Уже для $N = 4$ такое рассмотрение потребовало бы огромной работы. Кроме того, ясно, что таким методом невозможно решить задачу для произвольного N .

Сравнивая формулы (7) и (8), видим, что переход от $(N - 1)$ к N -частицам, вообще говоря, может приводить к другому «рецепту» выделения сокращающихся членов. Поэтому формула (8) не допускает прямого обобщения на произвольные N . Структура разбиения $\sum_{n=1}^3 T_{\text{on}}^{(n)}$ на сумму $\sum_{n=1}^3 T_{\text{on}}^{(n)}$ и $\sum_{n=1}^3 T_{\text{on}}^{(n)}$ в формуле (8) довольно сложна. Она получена Айзенбергом для конкретного случая $N = 3$ прямым сравнением всех членов выражения (8). Поэтому, если и можно в нем заменить $\sum_{n=1}^3$ на $\sum_{n=1}^N$, то для $N > 3$ неизвестно, какие члены из

$$\sum_{n=1}^N T_{\text{on}}^{(n)}$$

включать в $\sum_{n=1}^N T_{\text{on}}^{(n)}$, а какие — в $\sum_{n=1}^N T_{\text{on}}^{(n)}$.

В данной работе мы предлагаем значительно более простой метод, позволяющий, опираясь на формулу Харрингтона (7) для случая двухчастичной мишени, выписывать сокращающиеся в дифракционном пределе члены ряда (6) для рассеяния на произвольной мишени. Причем, нам не требуется для этого знание матричных элементов t_i , G_0 , f_i и вычисление каких-либо интегралов.

Как показано в работе [11], решение уравнения (1) может быть представлено в виде

$$T_N = T_{N-1} + (1 + T_{N-1} G_0) \tau_N (1 + G_0 T_{N-1}), \quad (9)$$

где T_{N-1} — соответствующий оператор, описывающий рассеяние на подсистеме из $(N - 1)$ -частицы, а вспомогательный оператор τ_N удовлетворяет уравнению

$$\tau_N = t_N + t_N G_0 T_{N-1} G_0 \tau_N. \quad (10)$$

Подставив в (9) решение уравнения (10) в виде итерационного ряда, получим

$$T_N = \sum_{i=1}^2 \theta_i + \sum_{i \neq j} \theta_i G_0 \theta_j + \sum_{i \neq j \neq k} \theta_i G_0 \theta_j G_0 \theta_k + \dots = X_N^{(1)} + X_N^{(2)} + X_N^{(3)} + \dots, \quad (11)$$

где введены обозначения $\theta_1 = T_{N-1}$, $\theta_2 = t_N$. Ряд (11) эквивалентен (6) и может быть получен из последнего перегруппировкой членов и частичным суммированием.

Согласно приближению 1), лежащему в основе дифракционной теории, в процессе рассеяния взаимное расположение частиц мишени не меняется. Поэтому подсистему из $(N - 1)$ -частиц можно рассматривать

как одну частицу, создающую некоторый сложный нецентральный потенциал, зависящий от координат ее составляющих, как от параметров. Рассеяние на такой квазичастице описывается оператором θ_1 . Таким образом, ряд (11) представляет собой обычный ряд Ватсона для задачи рассеяния на двухчастичной мишени в приближении фиксированных центров. Ясно, что для оператора T_{N-1} можно получить ряд, аналогичный (11).

Далее, используя метод математической индукции, предполагаем, что для задачи рассеяния на $(N-1)$ -частицах мы уже получили формулы (2)–(5) Ситенко — Глаубера из ряда Ватсона, и покажем, что они получаются и для случая N -частичной мишени.

Последнее автоматически следует из результата Харрингтона, если переписать ряд (11) аналогично (7). Следовательно, сумма

$\Delta_N = T_{N-1}G_0^{off}t_N + t_N G_0^{off}T_{N-1} + \sum_{n=3}^{\infty} X_N^{(n)}$ в дифракционном пределе обращается в нуль. При $N=3$ имеем $T_3 = T_3^D + \Delta_3$, где введено обозначение

$$T_3^D = t_3 + T_2 + t_3 G_0^{on} T_2 + T_2 G_0^{on} t_3. \quad (12)$$

Подставляя в (12) $T_2 = T_2^D + \Delta_2$, получаем

$$T_3 = \sum_{i=1}^3 t_i + \sum_{i \neq j} t_i G_0^{on} t_j + t_1 G_0^{on} t_2 G_0^{on} t_3 + t_2 G_0^{on} t_1 G_0^{on} t_3 + t_3 G_0^{on} t_1 G_0^{on} t_2 + t_3 G_0^{on} t_2 G_0^{on} t_1 + (t_3 G_0^{on} \Delta_2 + \Delta_2 G_0^{on} t_3 + \Delta_2 + \Delta_3). \quad (13)$$

Дифракционный предел Δ_2 и Δ_3 равен нулю. Заметим, что из суммы $\sum_{i \neq j \neq k} t_i G_0^{on} t_j G_0^{on} t_k$ неисчезающими оказались лишь четыре слагаемых.

Остальные ее члены вошли в Δ_3 и сокращаются с суммой некоторой бесконечной подпоследовательности членов ряда (6). Разбиение (13) совпадает с соответствующим результатом (8) Айзенберга.

Для выделения неисчезающих членов в случае рассеяния на мишени с произвольным числом частиц N следует воспользоваться цепочкой уравнений

$$\begin{aligned} T_N &= T_N^D + \Delta_N, \\ T_N^D &= t_N + T_{N-1} + t_N G_0^{on} T_{N-1} + T_{N-1} G_0^{on} t_N, \\ T_{N-1} &= T_{N-1}^D + \Delta_{N-1}, \\ &\dots \dots \dots \\ T_2 &= T_2^D + \Delta_2, \\ T_2^D &= t_1 + t_2 + t_1 G_0^{on} t_2 + t_2 G_0^{on} t_1, \end{aligned} \quad (14)$$

учитывая, что в дифракционном пределе все $\Delta_i \rightarrow 0$. Воспользовавшись уравнениями (14), нетрудно убедиться, что в этом пределе бесконечный ряд (6) превращается в конечную сумму

вида

$$T_N = \sum_{i=1}^N t_i + \sum_{i \neq j} t_i G_0^{on} t_j + \sum_{n=3}^N T_{on}^{(n)}, \quad (15)$$

где $T_{on}^{(n)}$ — только часть членов $T_{on}^{(n)} = T_{on}^{(n)} + T_{on}^{(n)}$, описывающих n -кратные столкновения на массовой поверхности. Так, как легко видеть, $T_{on}^{(n)}$ не содержит, например, членов, соответствующих повторному рассеянию на одной и той же частице мишени в процессе n -кратных столкновений, т. е. произведение

$$t_{i_1} G_0^{on} t_{i_2} G_0^{on} \dots t_{i_{n-1}} G_0^{on} t_{i_n} \quad (16)$$

входит в $T_{on}^{(n)}$ только при условии, что среди чисел i_1, i_2, \dots, i_n нет одинаковых. В противном случае это произведение включается в $T_{on}^{(n)}$. Для $n \geq 3$ операторы $T_{on}^{(n)}$ входят в исчезающие члены и в пределе сокращаются.

Интуитивно ясно, что повторные столкновения с одной и той же частицей могут произойти после рассеяния на какой-либо другой частице на большой угол. В сумме (15), а следовательно, и в формуле Ситенко — Глаубера соответствующих членов нет. Однако это не является ее дефектом и не означает, что она описывает рассеяние только на малых углах, так как члены, описывающие повторные столкновения, изначально учитываются наравне с другими. Они исчезают только благодаря сокращению с остатком ряда и внемассовыми членами.

На примере трехчастичной мишени видно (см. формулу (13)), что из $T_{on}^{(n)}$ исключены также и некоторые произведения (16) даже с различными i_1, i_2, \dots, i_n . Последнее делает структуру $T_{on}^{(n)}$ довольно сложной и не позволяет записать их в общем виде. Для каждого фиксированного N члены $T_{on}^{(n)}$ нетрудно получить из уравнений (14) серией подстановок и группировкой слагаемых.

Основная идея, использованная нами для получения цепочки уравнений (14), это разбиение N -частичной мишени на две группы, состоящие из одной и $(N-1)$ -частиц, что позволяет рассматривать мишень, как эффективно двухчастичную.

Очевидно, с таким же успехом, мы можем разбивать мишень и на две произвольные группы, каждая из которых содержит более одной частицы. В этом более общем случае вместо уравнений (9), (10) имеем [11]

$$\begin{aligned} T_N &= T_{N_1} + (1 + T_{N_1} G_0) \tau_{N_1 N_2} (1 + G_0 T_{N_1}), \\ \tau_{N_1 N_2} &= T_{N_2} + T_{N_2} G_0 T_{N_1} G_0 \tau_{N_1 N_2}, \end{aligned}$$

где $N = N_1 + N_2$, T_{N_i} — оператор рассеяния на i -й группе. Ряд Ватсона принимает вид

$$T_N = \sum_{i=1}^2 T_{N_i} + \sum_{i \neq j} T_{N_i} G_0 T_{N_j} + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} T_{N_i N_2}^{(n)}$$

Таким образом, мишень представлена в виде двух квазичастиц. Поэтому, пользуясь формулой Харрингтона (7), получим

$$T_N = T_{N_1} + T_{N_2} + T_{N_1} G_0^{\text{off}} T_{N_2} + T_{N_2} G_0^{\text{off}} T_{N_1} + \delta_N, \quad (17)$$

где $\delta_N = \sum_{i \neq j} T_{N_i} G_0^{\text{off}} T_{N_j} + \sum_{n=3}^{\infty} T_{N_1 N_2}^{(n)}$ в дифракционном пределе стремится к нулю.

Отметим также, что основная идея, использованная в нашей работе, может быть обобщена и в другом направлении. Можно разбивать мишень на произвольное число групп. Например, сделать разбиение на три группы и воспользоваться формулой (13). Комбинируя разные способы разбиения можно в каждой конкретной задаче максимально упростить анализ структуры ряда (6).

Если мишень состоит из тождественных частиц (например, в случае рассеяния на ядре), то более удобно пользоваться уравнением (17) вместо (14). При этом для четных N , выбирая симметричную цепочку разбиений

$$N = N_1 + N_2 = (N'_1 + N''_2) + (N'_2 + N''_1) = \dots,$$

где $N_1 = N_2$, $N'_1 = N''_1$, $N'_2 = N''_2$, благодаря тождественности частиц, можно рассматривать только одну ветвь $N \rightarrow N_1 \rightarrow N'_1 \rightarrow \dots$, что значительно упрощает анализ структуры ряда (6). Для нечетных N в качестве первого шага следует сделать разбиение $N = 1 + (N - 1)$.

Таким образом, цепочка уравнений (14) или аналогичная цепочка, которая легко может быть получена из уравнения (17), дают возможность для задачи рассеяния на произвольной мишени сгруппировать ряд (6), выделив члены, исчезающие в дифракционном пределе. Такой анализ структуры ряда Ватсона имеет практическое значение при проведении расчетов в рамках теории многократного рассеяния, когда энергия столкновения находится в области применимости дифракционного приближения или близка к ней. В этом случае вместе с отбрасыванием остатка ряда, включающего столкновения с кратностью большей некоторого n , следует также исключить вклад от немассового рассеяния и некоторые члены ряда с кратностью меньшей n .

Возможность выделить в явном виде те слагаемые ряда (6), которые в дифракционном пределе переходят в амплитуду Ситенко — Глаубера, в принципе позволяет вычислять различные поправки к ней.

1. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4.— С. 152—160.
2. Glauber R. J. Cross section in deuterium at high energies // Phys. Rev.— 1955.— 100.— Р. 242—248.
3. Ситенко А. Г. Дифракционное рассеяние нуклонов ядрами и структура ядер // Пробл. физики элементарных частиц и атом. ядра.— 1973.— 4.— С. 546—584.
4. Stierheim M. M. Scattering of pions by light nuclei // Phys. Rev.— 1964.— 135.— Р. 912—920.
5. Remler E. A. High-energy scattering by nuclei // Ibid.— 1968.— 176.— Р. 2108—2112.
6. Harrington D. R. Multiple scattering, the Glauber approximation, and the off-shell eiconal approximation // Ibid.— 1969.— 184.— Р. 1745—1749.

7. Osborn T. A. Glauber theory without the eiconal approximation // Ann. Phys.— 1970.— 58.— Р. 417—453.
8. Тарасов А. В., Цэрэн Ч. К выводу формулы Глаубера из теории Ватсона // Ядер. физика.— 1970.— 12.— С. 978—981.
9. Remler E. A. The impulse, multiple scattering, Glauber and nonrecoil approximation // Ann. Phys.— 1971.— 7.— Р. 114—123.
10. Eisenberg J. M. On the relationship between the Glauber approximation and the Watson multiple scattering theory // Ibid.— 1972.— 1.— Р. 542—555.
11. Беляев В. Б., Ракитянский С. А. Рекуррентные уравнения приближения фиксированных центров // Ядер. физика.— 1985.— 41.— С. 67—78.

УДК 539.17

Ю. А. Бережной, А. С. Молев

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУНИВЕРСИТЕТ им. А. М. ГОРЬКОГО

А. П. Созник

ХАРЬКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ В НЕУПРУГОМ ЯДЕРНОМ РАССЕЯНИИ В МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА — СИТЕНКО

Если длина волны рассеиваемой частицы мала по сравнению с характерными размерами атомного ядра, а ядро сильно поглощает частицы, то рассеяние будет носить дифракционный характер, аналогичный дифракции света в оптике. В области высоких энергий длина свободного пробега рассеиваемого адрона в ядерном веществе больше размеров ядра, а его длина волны мала по сравнению с размерами области нуклон-нуклонного взаимодействия. Поэтому такая высокоэнергетическая частица при столкновении с ядром многократно рассеивается на отдельных нуклонах ядра. Рассеяние по-прежнему будет носить дифракционный характер, а амплитуду рассеяния налетающего адрона на ядром можно выразить через амплитуды рассеяния адрона отдельными нуклонами ядра и функции, характеризующие внутреннюю структуру ядра.

Впервые теория многократного дифракционного рассеяния была разработана независимо Р. Глаубером [1] и А. Г. Ситенко [2] и получила название модели Глаубера — Ситенко (МГС). Различные аспекты и условия применимости МГС изложены в [3—11]. МГС является приближенной теорией рассеяния, а многочисленные поправки к МГС, по-видимому, взаимно компенсируют друг друга [3, 10, 11].

МГС обобщена также на случай неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих коллективных состояний ядер естественной четности [12—14]. Теоретический анализ соответствующих экспериментальных данных позволяет получать сведения о величинах коллективных матричных элементов возбужденных состояний ядер.

В последние годы проводятся прецизионные экспериментальные исследования поляризационных явлений в упругом и неупругом ядерном рассеянии в области высоких энергий. Создание источников поляризованных частиц дает возможность проводить эксперименты по из-

мерению полного набора наблюдаемых (полный опыт). Анализ полного опыта поляризационных экспериментов в гигаэлектронвольтовой области можно проводить на основе МГС. Такой анализ позволяет получать информацию о спин-орбитальной части ядерного взаимодействия и механизме протекания ядерных процессов с участием поляризованных частиц.

Нуклон-нуклонное рассеяние. Оператор, описывающий нуклон-нуклонное рассеяние, зависит от спинов сталкивающихся нуклонов. В общем случае он содержит пять независимых комплексных амплитуд, имеющих различную спиновую зависимость. При рассеянии протонов на бесспиновых ядрах можно пренебречь спин-спиновыми корреляциями и эффектами двойного переворота спина. Пренебрегая также эффектами перезарядки, протон-нуклонную амплитуду можно представить в виде [3, 5, 6, 10]:

$$f_j(\mathbf{q}) = C_j(q) + S_j(q)\sigma\mathbf{n}, \quad j = n, p, \quad (1)$$

где σ — оператор спина рассеиваемого протона; q — переданный импульс; $\mathbf{n} = \mathbf{k} \times \mathbf{k}' / |\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|$, \mathbf{k} , \mathbf{k}' — волновые векторы протона до и после рассеяния.

Угловая зависимость сечения упругого рассеяния протонов на нуклонах в области высоких энергий и малых переданных импульсов хорошо воспроизводится параметризацией амплитуд [3, 5, 6, 10]:

$$C_j(q) = \frac{ik}{2\pi} g_{c,j} \exp\left(-\frac{1}{2} a_{c,j} q^2\right), \quad S_j(q) = \frac{ik}{2\pi} g_{s,j} q \exp\left(-\frac{1}{2} a_{s,j} q^2\right). \quad (2)$$

Здесь $g_{c,j} = (1 - i\alpha_{c,j})\sigma_j/2$, $\alpha_{c,j} = \text{Re} C_j(0)/\text{Im} C_j(0)$; σ_j — полное сечение рассеяния протона j -м нуклоном ядра; $g_{s,j}$ характеризует величину спин-орбитального взаимодействия; $a_{c,j}$ и $a_{s,j}$ определяют убывание амплитуд $C_j(q)$ и $S_j(q)$ с ростом q . Параметры амплитуд (2) определяются из эксперимента и зависят от энергии.

Протон-ядерное рассеяние в МГС. В предположении, что между нуклонами в ядре отсутствуют корреляции, в МГС оператор взаимодействия протона с ядром, состоящим из Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов (A — массовое число ядра), имеет вид

$$F(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} K(q) \int d^3b e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left\{ 1 - \hat{Z} \prod_{i=1}^N [1 - E_i^{(n)}(\mathbf{b})] \prod_{j=1}^Z [1 - E_j^{(p)}(\mathbf{b})] \right\}, \quad (3)$$

$$E_i^{(t)}(\mathbf{b}) = \int d^3r \rho_i^{(t)}(\mathbf{r}) \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}), \quad t = n, p, \quad (4)$$

где $K(q) = \exp(-\langle r^2 \rangle q^2 / 6A)$ — фактор, описывающий эффект отдачи при рассеянии и приближенно учитывающий корреляции, связанные с движением центра масс ядра; $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичный радиус ядра; оператор \hat{Z} означает операцию Z -упорядочения [15]; $\mathbf{r} = (\mathbf{s}, z)$, $\rho_i^{(t)}(\mathbf{r})$ — одночастичная ядерная плотность i -го нейтрона ($t = n$) или i -го протона ($t = p$). Профильная функция $\Gamma_i(\mathbf{b})$ является преобразованием

Фурье амплитуды (1):

$$\Gamma_i(\mathbf{b}) = \gamma_{c,t}(\mathbf{b}) - i\sigma(\hat{\mathbf{k}} \times \nabla) \gamma_{s,t}(\mathbf{b}), \quad \gamma_{c,s,t}(\mathbf{b}) = \frac{g_{c,s,t}}{2\pi a_{c,s,t}} \exp\left(-\frac{b^2}{2a_{c,s,t}}\right), \quad (5)$$

где $\nabla = \partial/\partial\mathbf{b}$, $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$.

Неупругое рассеяние. Рассмотрим неупругое рассеяние протонов с возбуждением низколежащих одно- и двухфононных колебательных состояний ядер естественной четности. Плотность $\rho^{(t)}(\mathbf{r})$ можно представить в виде разложения по параметрам деформации α_{lm} [16]:

$$\rho^{(t)}(\mathbf{r}) = \rho_0^{(t)}(r) + \rho_1^{(t)}(r) \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + \sum_{lm} \sum_{l'm'} \alpha_{lm} \alpha_{l'm'} \left[\frac{1}{2} \rho_2^{(t)}(r) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \times \right. \\ \left. \times Y_{l'm'}(\hat{\mathbf{r}}) - \frac{(-1)^m}{4\pi} c \rho_1^{(t)}(r) \delta_{ll'} \delta_{m,-m'} \right], \quad (6)$$

$$\rho_1^{(t)}(r) = -R_t \frac{\partial \rho_0^{(t)}(r)}{\partial r}, \quad \rho_2^{(t)}(r) = R_t^2 \frac{\partial^2 \rho_0^{(t)}(r)}{\partial r^2},$$

$$c = \frac{1}{2} \int d^3r \rho_2^{(t)}(r) / \int d^3r \rho_1^{(t)}(r), \quad (7)$$

где $\rho_0^{(t)}(r)$ и R_t — плотность и радиус распределения нейтронов (протонов) в основном состоянии ядра соответственно; $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$, индекс i у одночастичной плотности опущен.

При энергиях налетающих протонов $E_p \sim 1$ ГэВ справедливо адиабатическое приближение ($E^* \ll E_p$, E^* и E_p — энергии возбуждения ядра и налетающего протона), согласно которому неупругое рассеяние можно рассматривать как упругое рассеяние на деформированном ядре с последующим усреднением по основному начальному и возбужденному конечному состояниям ядра-мишени. Тогда, подставляя (4) — (6) в (3), можно определить амплитуды упругого рассеяния $\tilde{F}_{el}(\mathbf{q})$ и неупругого рассеяния с возбуждением однофононных $\tilde{F}_{IM}(\mathbf{q})$ и двухфононных $\tilde{F}_{IM_1 I_2}(\mathbf{q})$ состояний в ядрах

$$\tilde{F}_{el}(\mathbf{q}) = \langle 0 | F(\mathbf{q}) | 0 \rangle, \quad (8)$$

$$\tilde{F}_{IM}(\mathbf{q}) = \langle 1, IM | F(\mathbf{q}) | 0 \rangle, \quad (9)$$

$$\tilde{F}_{IM_1 I_2}(\mathbf{q}) = \langle 2, IM_1 I_2 | F(\mathbf{q}) | 0 \rangle, \quad (10)$$

где $|0\rangle$ — вектор основного состояния ядра; $|1, IM\rangle$ — вектор состояния ядра с одним фононом с моментом I и его проекцией M , $|2, IM_1 I_2\rangle$ — вектор состояния ядра с двумя фононами с моментами I_1 и I_2 , которые складываются в суммарный момент I с проекцией M . Отметим, что амплитуды (8) — (10) являются операторами в спиновом пространстве налетающего на ядро протона.

Поляризационные характеристики рассеяния. Все величины, экспериментально наблюдаемые при рассеянии частиц со спином 1/2 ядрами с нулевым спином (мы не будем рассматривать поляризацию ядер в конечном состоянии при неупругом рассеянии), можно в общем случае представить в виде

$$I_{fi}(q)\sigma(q) = \frac{1}{2} \text{Sp} \tilde{F} A_i \tilde{F}^+ A_f, \quad (11)$$

$$\sigma(q) = \frac{1}{2} \text{Sp} \tilde{F} \tilde{F}^+. \quad (12)$$

Выражения (11), (12) описывают функции поворота спина (ФПС) и сечение в упругом рассеянии, а также в неупругом рассеянии с возбуждением одно- и двухфонных состояний в ядрах, если \tilde{F} в (11) и (12) соответственно определяется формулами (8)–(10). В случае неупругого рассеяния в правых частях равенств (11) и (12) подразумевается суммирование по M .

В (11), (12) операторы A_i и A_f определяют спинзые состояния налетающих и рассеянных протонов. Введем векторы $\mathbf{p} = \mathbf{n} \times \mathbf{k} / |\mathbf{n} \times \mathbf{k}|$ и $\mathbf{p}' = \mathbf{n} \times \mathbf{k}' / |\mathbf{n} \times \mathbf{k}'|$. Вместе с вектором \mathbf{n} векторы $\hat{\mathbf{k}}$, \mathbf{p} и $\hat{\mathbf{k}}'$, \mathbf{p}' образуют правые тройки ортогональных единичных векторов. Тогда в (11) оператором A_i , описывающим спиновое состояние (поляризацию) налетающих частиц, является один из операторов

$$1, \hat{\sigma}_k = \sigma_z, \quad \sigma_n = \sigma_y, \quad \sigma_p = \sigma_x. \quad (13)$$

Каждому из этих операторов сопоставляется соответственно значение индекса $i = 0, k, n, p$.

Оператором A_f , описывающим спиновое состояние рассеянных частиц, является один из операторов

$$1, \hat{\sigma}_k = \sigma_z, \quad \sigma_n = \sigma_y, \quad \sigma_p = \sigma_x, \quad \hat{\sigma}_k' = \sigma_x \sin \theta + \sigma_z \cos \theta, \\ \sigma_p' = \sigma_x \cos \theta - \sigma_z \sin \theta, \quad (14)$$

где соответственно $f = 0, k, n, p, k', p'$, а θ — угол рассеяния. В качестве плоскости реакции здесь выбрана плоскость xOz , а оси x, y, z параллельны соответственно векторам \mathbf{p}, \mathbf{n} и \mathbf{k} .

Как известно [17], при упругом рассеянии частиц со спином 1/2 ядрами с нулевым спином имеются три независимые экспериментально измеряемые величины — сечение упругого рассеяния $\sigma_0(q)$ и две ФПС. В качестве независимых ФПС можно выбрать поляризацию $P_0(q) = I_{n0}(q)$, возникающую при рассеянии первоначально неполяризованных частиц, и $Q_0(q) = I_{pk}(q)$ либо

$$S_0(q) = I_{kk}(q) = [1 - P_0^2(q) - Q_0^2(q)]^{1/2}. \quad (15)$$

При рассеянии поляризованных частиц в эксперименте часто измеряются ФПС $A_0^{(p)}(q), D_0(q), A_0(q), A_0'(q), R_0(q), R_0'(q)$. Асимметрия $A_0^{(p)}(q) = I_{on}(q)$, возникающая при упругом рассеянии первоначально поляри-

зованных частиц, равна поляризации $P_0(q)$, деполаризация $D_0(q) = I_{nn}(q) = 1$, а параметры Вольфенштейна $A_0(q) = I_{p'k}(q), R_0(q) = I_{p'p}(q), A_0'(q) = I_{k'k}(q)$ и $R_0'(q) = I_{k'p}(q)$ удовлетворяют равенствам

$$A_0(q) + R_0'(q) = 0, \quad R_0(q) - A_0'(q) = 0. \quad (16)$$

Параметры Вольфенштейна и ФПС $Q_0(q)$ и $S_0(q)$ связаны между собой линейными соотношениями [17].

В неупругом рассеянии протонов с возбуждением однофонных состояний в ядрах с нулевым спином имеются в общем случае восемь независимых экспериментально измеряемых величин [18]. Ими являются сечение $\sigma_l(q)$ и семь ФПС, например: $P_l(q) = I_{n0}(q), D_l(q) = I_{nn}(q), Q_l(q) = I_{pk}(q), S_l(q) = I_{kk}(q), I_{p0}(q), I_{k0}(q)$ и $I_{nk}(q)$. При рассеянии с возбуждением двухфонных состояний в ядрах также имеется восемь независимых величин, в качестве которых можно выбрать те же, что и при рассеянии с возбуждением однофонных состояний.

Вычисление амплитуд. Для вычисления амплитуды (3) подставим (6) в (3), (4). Тогда, учитывая (5), для функций $E(\mathbf{b})$ получим

$$E(\mathbf{b}) = E_c(\mathbf{b}) - i \left[\frac{\partial}{\partial b} E_s(\mathbf{b}) \right] \sigma \mathbf{b} + \frac{i}{b} \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} E_s(\mathbf{b}) \right] \sigma \hat{\mathbf{b}}, \quad (17)$$

$$E_{c,s}(\mathbf{b}) = E_{c,s}^0(\mathbf{b}) + \sum_{lm} \alpha_{lm} E_{c,s}^{lm}(\mathbf{b}) e^{im\varphi} + \sum_{lm} \sum_{l'm'} \alpha_{lm} \alpha_{l'm'} \left[\frac{1}{2} E_{c,s}^{ll'mm'}(\mathbf{b}) - \frac{(-1)^m}{\sqrt{4\pi}} c E_{c,s}^{00}(\mathbf{b}) \delta_{ll'} \delta_{m,-m'} \right] e^{i(m+m')\varphi}, \quad (18)$$

$$E_{c,s}^0(\mathbf{b}) = \int d^3r \rho_0(r) \gamma_{c,s}(\mathbf{b} - \mathbf{s}), \quad (19)$$

$$E_{c,s}^{lm}(\mathbf{b}) = \int d^3r \rho_1(r) \gamma_{c,s}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) e^{-im\varphi}, \quad (20)$$

$$E_{c,s}^{ll'mm'}(\mathbf{b}) = \int d^3r \rho_2(r) \gamma_{c,s}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) Y_{l'm'}(\hat{\mathbf{r}}) e^{-i(m+m')\varphi}, \quad (21)$$

где $\mathbf{b} = \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{b}} = \mathbf{b}/b$, φ — азимутальный угол вектора \mathbf{b} , индексы i и l для упрощения обозначений опущены.

Если в (17) пренебречь зависимостью от спина налетающего нуклона, то, подставляя $E(\mathbf{b})$ в (3) и предполагая, что $|\alpha_{lm}| \ll 1$, амплитуду $F(\mathbf{q})$ можно разложить в ряд по малым α_{lm} . Такое приближение использовалось в [12, 13, 16, 19] для анализа дифференциальных сечений в упругом и неупругом рассеянии протонов ядрами. Если учесть спин налетающего протона, то из-за несферичности ядер в возбужденных состояниях в амплитуде рассеяния (3), (17) возникают слагаемые,

содержащие различные проекции спинового оператора $\sigma \mathbf{b}, \sigma \hat{\mathbf{b}}$. Поскольку различные компоненты оператора спина не коммутируют друг с другом, то амплитуда взаимодействия должна быть упорядочена по времени. Такое упорядочение эквивалентно Z -упорядочению в координатном пространстве [15]. Так как, согласно (17), все $E^{(n)}(\mathbf{b})$ равны

между собой, и соответственно все $E^{(p)}(\mathbf{b})$ также равны между собой, то операция Z -упорядочения в этом случае эквивалентна упорядочению некокоммутирующих операторов $\sigma\mathbf{b}$ и $\hat{\sigma}\mathbf{b}$ при вычислении выражения $[1 - E^{(n)}(\mathbf{b})]^N [1 - E^{(p)}(\mathbf{b})]^Z$. Если воспользоваться свойствами матриц Паули и найти собственные значения оператора (17), то функцию $[1 - E^{(n)}(\mathbf{b})]^N$ можно представить в виде

$$[1 - E^{(n)}(\mathbf{b})]^N = W_N^{(+)} + W_N^{(-)} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial b} E_s^{(n)}(\mathbf{b}) \right] \sigma\mathbf{b} - \right. \\ \left. - \frac{1}{b} \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} E_s^{(n)}(\mathbf{b}) \right] \hat{\sigma}\mathbf{b} \right\} / W_N, \quad (22)$$

$$W_N^{(\pm)} = \frac{1}{2} \{ [1 - E_c^{(n)}(\mathbf{b}) + iW_N]^N \pm [1 - E_c^{(n)}(\mathbf{b}) - iW_N]^N \}, \quad (23)$$

$$W_N = \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial b} E_s^{(n)}(\mathbf{b}) \right]^2 + \left[\frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial \varphi} E_s^{(n)}(\mathbf{b}) \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (24)$$

Аналогичное выражение получается для функции $[1 - E^{(p)}(\mathbf{b})]^Z$ заменой N и n в (22) — (24) соответственно на Z и p . Теперь, используя (22) — (24) и, учитывая (17) — (21), можно разложить амплитуду $F(\mathbf{q})$ в ряд по степеням α_{lm} .

В дальнейшем полагаем $\rho^{(m)}(\mathbf{r}) = \rho^{(p)}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})$ и опускаем индекс t в (6), (7).

Для ядер с $A \gg 1$ можно использовать оптический предел МГС [1, 3], согласно которому выражение (23) можно с хорошей точностью представить в виде

$$W_N^{(\pm)} = \exp[-NE_c^{(n)}(\mathbf{b})] \begin{bmatrix} \text{ch} \\ \text{sh} \end{bmatrix} (iNW_N). \quad (25)$$

Отметим, что численные расчеты в оптическом пределе МГС дают результаты, мало отличающиеся от вычисленных по точным формулам.

Ограничиваясь изучением одно- и двухфононных возбужденных состояний ядер, окончательно получим

$$F(\mathbf{q}) = F_0(\mathbf{q}) + \sum_{lm} \alpha_{lm} F_{lm}(\mathbf{q}) + \sum_{lm} \sum_{l'm'} \alpha_{lm} \alpha_{l'm'} E_{ll'mm'}(\mathbf{q}). \quad (26)$$

Амплитуды $F_0(\mathbf{q})$, $F_{lm}(\mathbf{q})$ и $F_{ll'mm'}(\mathbf{q})$ имеют спиновую структуру

$$F = F^{(0)} - \sigma_+ F^{(-)} - \sigma_- F^{(+)}, \quad (27)$$

где $\sigma_{\pm} = \mp (\sigma_x \pm i\sigma_y) / \sqrt{2}$ — циклические компоненты оператора спина рассеиваемого нуклона.

Амплитуда $F_0(\mathbf{q})$. Для $F_0(\mathbf{q})$ получаем

$$F_0^{(0)}(q) = ikK(q) \int_0^{\infty} J_0(qb) [1 - \exp(-T_c^{(0)}(b)) \cos \gamma] b db, \quad (28)$$

$$F_0^{(\pm)}(q) = -ikK(q) \int_0^{\infty} J_1(qb) \exp(-T_c^{(0)}(b)) \sin \gamma b db, \quad (29)$$

где $\gamma = dT_s^{(0)}(b)/db$. Функции $T_{c,s}^{(0)}(b)$ вычисляются по формулам (19), в которых выражения $\gamma_{c,s;t}(\mathbf{b}-\mathbf{s})$, определенные для pp и pn рассеяний, заменяются в силу использования (25) усредненными величинами

$$\Gamma_{c,s}(\mathbf{b}-\mathbf{s}) = [N\gamma_{c,s;n}(\mathbf{b}-\mathbf{s}) + Z\gamma_{c,s;p}(\mathbf{b}-\mathbf{s})] / A. \quad (30)$$

Амплитуда $F_{lm}(\mathbf{q})$. Неупругое рассеяние протонов с возбуждением однофононных состояний в ядрах описывается амплитудой $F_{lm}(\mathbf{q})$, которая имеет вид [20, 21]:

$$F_{lm}^{(0)}(q) = i^{l-m} kK(q) \int_0^{\infty} J_m(qb) \exp(-T_c^{(0)}(b)) \times \\ \times \left[T_c^{lm}(b) \cos \gamma + \sin \gamma \frac{d}{db} T_s^{lm}(b) \right] b db, \quad (31)$$

$$F_{lm}^{(\pm)}(q) = \pm \frac{i^{-m}}{\sqrt{2}} kK(q) \int_0^{\infty} J_{m\pm 1}(qb) \exp(-T_c^{(0)}(b)) \times \\ \times \left[T_c^{lm}(b) \sin \gamma - \cos \gamma \frac{d}{db} T_s^{lm}(b) \pm mT_s^{lm}(b) \frac{\sin \gamma}{\gamma} \right] b db. \quad (32)$$

Функции $T_{c,s}^{lm}(b)$ определяются выражениями (20), в которых величины $\gamma_{c,s;t}(\mathbf{b}-\mathbf{s})$ заменены на $\Gamma_{c,s}(\mathbf{b}-\mathbf{s})$ согласно (30).

Амплитуда $F_{ll'mm'}(\mathbf{q})$. Неупругое рассеяние протонов с возбуждением двухфононных состояний в ядрах определяется амплитудой $F_{ll'mm'}(\mathbf{q})$, которую можно представить в форме

$$F_{ll'mm'}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} H_{ll'mm'}(\mathbf{q}) - \frac{(-1)^m}{\sqrt{4\pi}} c \delta_{ll'} \delta_{m,-m'} F_{00}(\mathbf{q}), \quad (33)$$

где $F_{00}(\mathbf{q})$ вычисляется согласно (27), (31), (32).

Амплитуда $H_{ll'mm'}(\mathbf{q})$ имеет спиновую структуру (27) с компонентами $H_{ll'mm'}^{(0,\pm)}(q)$:

$$H_{ll'mm'}^{(0)}(q) = i^{-m-m'-1} kK(q) \int_0^{\infty} J_{m+m'}(qb) \exp(-T_c^{(0)}(b)) \times \\ \times \left[K_{ll'mm'}(b) \cos \gamma + L_{ll'mm'}(b) \sin \gamma + M_{ll'mm'}(b) \frac{\sin \gamma}{\gamma} \right] b db, \quad (34)$$

$$H_{ll'mm'}^{(\pm)}(q) = -\frac{i^{-m-m'}}{\sqrt{2}} kK(q) \int_0^{\infty} J_{m+m'\pm 1}(qb) \exp(-T_c^{(0)}(b)) \times \\ \times \left[N_{ll'mm'}(b) \frac{\sin \gamma}{\gamma} \pm K_{ll'mm'}(b) \sin \gamma \mp L_{ll'mm'}(b) \cos \gamma + \right. \\ \left. + |U_{ll'mm'}(b) \pm M_{ll'mm'}(b)| \left(\frac{\sin \gamma}{\gamma^2} - \frac{\cos \gamma}{\gamma} \right) \right] b db. \quad (35)$$

В (34), (35) введены обозначения

$$K_{ll'mm'}(b) = T_c^{lm}(b) T_c^{l'm'}(b) - \left[\frac{d}{db} T_s^{lm}(b) \right] \left[\frac{d}{db} T_s^{l'm'}(b) \right] - T_c^{ll'mm'}(b), \quad (36)$$

$$L_{ll'mm'}(b) = T_c^{lm}(b) \frac{d}{db} T_s^{l'm'}(b) + T_c^{l'm'}(b) \frac{d}{db} T_s^{lm}(b) - \frac{d}{db} T_s^{ll'mm'}(b), \quad (37)$$

$$M_{ll'mm'}(b) = mm' T_s^{lm}(b) T_s^{l'm'}(b) / b^2, \quad (38)$$

$$N_{ll'mm'}(b) = \frac{m+m'}{2b} [T_c^{lm}(b) T_s^{l'm'}(b) + T_c^{l'm'}(b) T_s^{lm}(b) - 2T_s^{ll'mm'}(b)], \quad (39)$$

$$U_{ll'mm'}(b) = \left[m T_s^{lm}(b) \frac{d}{db} T_s^{l'm'}(b) + m' T_s^{l'm'}(b) \frac{d}{db} T_s^{lm}(b) \right] / b. \quad (40)$$

Здесь, как и выше, $T_{c,s}^{ll'mm'}(b)$ определяются формулами (21) с усредненными согласно (30) подынтегральными функциями $\Gamma_{c,s}(b-s)$.

В амплитуде $F_{ll'mm'}(\mathbf{q})$ слагаемые, пропорциональные $T_{c,s}^{ll'mm'}(b)$, описывают одновременное, а пропорциональные произведениям типа $T_c^{lm}(b) T_s^{l'm'}(b)$ — последовательное возбуждения двух фононов с моментами l и l' и проекциями моментов m и m' .

Отметим, что в амплитуду упругого рассеяния $\tilde{F}_{el}(\mathbf{q})$, согласно (8), дают вклад как амплитуда $F_0(\mathbf{q})$, так и амплитуда $F_{ll'mm'}(\mathbf{q})$. Вклад последней дает малые поправки, связанные с возбуждением и уничтожением фонона в промежуточном состоянии в процессе упругого рассеяния протона ядром.

Свойства амплитуд неупругого рассеяния. Выражения для амплитуд $F_{lm}(\mathbf{q})$ и $F_{ll'mm'}(\mathbf{q})$ получены нами в адиабатическом приближении и обладают дополнительными свойствами симметрии. Учитывая, что $Y_{l,-m}(\vartheta, \varphi) = (-1)^m Y_{lm}(\vartheta, -\varphi)$, находим с помощью (20), (21) следующие соотношения для амплитуд

$$F_{l,-m}^{(0)}(q) = (-1)^m F_{lm}^{(0)}(q), \quad F_{l,-m}^{(\pm)}(q) = (-1)^m F_{lm}^{(\mp)}(q), \quad (41)$$

$$H_{ll',-m,-m'}^{(0)}(q) = (-1)^{m+m'} H_{ll'mm'}^{(0)}(q), \quad H_{ll',-m,-m'}^{(\pm)}(q) = (-1)^{m+m'} H_{ll'mm'}^{(\mp)}(q). \quad (42)$$

Соотношения (41), (42) приводят к дополнительным связям между различными ФПС (11) в неупругом рассеянии. В результате для неупругого рассеяния протонов с возбуждением однофононных состояний в ядрах получаем $I_{p0}(q) = I_{k0}(q) = I_{nk}(q) = 0$. ФПС $P_l(q)$, $Q_l(q)$, $S_l(q)$ и $D_l(q)$ связаны между собой соотношением [18, 21]:

$$D_l(q) - S_l(q) [1 - D_l(q)] = P_l^2(q) + Q_l^2(q) + S_l^2(q). \quad (43)$$

Поэтому в полном опыте по неупругому рассеянию протонов с возбуждением однофононных ядерных состояний необходимо изучать всего четыре независимые наблюдаемые.

В неупругом рассеянии протонов с возбуждением двухфононных состояний в ядрах учет свойств (42) также приводит к существованию четырех независимых наблюдаемых.

Поляризационные явления в неупругом рассеянии протонов ядрами изучались также в работах [22—25]. В [22] использовалось разложение по эффективной профильной функции, которое совпадает с приближением одного неупругого соударения [14], а Z-упорядочение сводилось к симметризации некоммутирующих операторов, содержащих различные компоненты оператора спина. Если не переходить к оптическому пределу (25), то выражения для амплитуд (31), (32) совпадают (с точностью до обозначений) с аналогичными выражениями работы [22]. Для полного совпадения приведенных нами формул с результатами работы [22] необходимо заменить плотность $\rho_1(r)$ в (7) переходной плотностью в модели Тасси, которая использовалась в [22] и вычислить T_b (в обозначениях [22]) с помощью формулы суммирования геометрической прогрессии. Однако рассмотренный нами подход представляется более последовательным, чем предложенный в [22].

В работах [23, 24] для вычисления амплитуд $F_{lm}(q)$ и $F_{ll'mm'}(q)$ использовался метод Z-упорядочения, аналогичный упорядоченной форме борновского приближения с искаженными волнами для потенциала, зависящего от спина. При этом искажения падающей и рассеянной волн учитывались в приближении, соответствующем оптическому пределу МГС (25).

В [25] амплитуда $F_{lm}(q)$ вычислена в предположении о малости величины $S_j(q)$ по сравнению с $C_j(q)$. В таком приближении поправки от Z-упорядочения являются величинами третьего порядка малости по константе $g_{s,j}$, входящей в амплитуду $S_j(q)$. Выражения для амплитуды $F_{lm}(q)$, полученные в [24—25], отличаются от (27), (31), (32) вследствие различия слагаемого при операторе $\hat{\sigma} \hat{\mathbf{b}}$ в (22) и наличием в [24, 25] дополнительного слагаемого, пропорционального $\sigma_z = \hat{\sigma} \hat{\mathbf{k}}$. Полученная в [24—25] зависимость амплитуды $F_{lm}(q)$ от σ_z приводит к тому, что в сечении неупругого рассеяния с возбуждением в ядре состояния с моментом l дают вклад амплитуды со всеми проекциями момента M . В [23, 24] отмечается, что вероятность переходов с нечетными $l+M$ мала. Полученные нами амплитуды (31), (32) равны нулю, если $l+M$ нечетно, что следует из равенства $T_{c,s}^{lm}(b) = 0$ в (20) для нечетных $l+m$. Поэтому получаем строгий запрет на переходы с нечетными $l+M$, который был также получен в [22]. Зависимость $F_{lm}(q)$ от σ_z , приводящая к разрешенным возбуждениям ядра с нечетными $l+M$, появляется вследствие предложенной в [23—24] процедуры Z-упорядочения.

Полный набор наблюдаемых. В качестве независимых наблюдаемых в упругом рассеянии выберем сечение $\sigma_0(q)$, поляризацию $P_0(q)$ и ФПС $Q_0(q)$ (или $S_0(q)$), а в неупругом рассеянии с возбуждением одно- и двухфононных состояний — $\sigma_l(q)$, $P_l(q)$, $Q_l(q)$ и $S_l(q)$. Эти наблюдаемые определяются выражениями

$$\sigma(q) = |\tilde{F}^{(0)}|^2 + |\tilde{F}^{(+)}|^2 + |\tilde{F}^{(-)}|^2, \quad (44)$$

$$P(q) \sigma(q) = \sqrt{2} \operatorname{Im} \tilde{F}^{(0)} [\tilde{F}^{(+)*} + \tilde{F}^{(-)*}], \quad (45)$$

$$Q(q)\sigma(q) = -\sqrt{2} \operatorname{Re} \tilde{F}^{(0)} [\tilde{F}^{(+)*} + \tilde{F}^{(-)*}], \quad (46)$$

$$S(q)\sigma(q) = |\tilde{F}^{(0)}|^2 - |\tilde{F}^{(+)}|^2 - |\tilde{F}^{(-)}|^2. \quad (47)$$

Формулы (44) — (47) описывают наблюдаемые в упругом рассеянии протонов, если $\tilde{F}^{(0,\pm)} = F^{(0,\pm)}(q)$, в неупругом рассеянии протонов с возбуждением одного фонона, если $\tilde{F}^{(0,\pm)} = C(I) (-1)^M F_{I,-M}^{(0,\pm)}(q)$, и в неупругом рассеянии протонов с возбуждением двух фононов, если

$$\tilde{F}^{(0,\pm)} = C(I) C(I') \sqrt{1 + \delta_{II'}} \sum_{\mu, \mu'} (I_\mu I_{\mu'} |I - M) F_{II' \mu \mu'}^{(0,\pm)}(q), \quad (48)$$

где $C(I) = \beta_I / \sqrt{2I + 1}$; β_I — динамический параметр деформации ядра. При неупругом рассеянии в правых частях равенств (44) — (47) подразумевается суммирование по M .

Остальные величины, которые можно измерить экспериментально, либо равны нулю, либо выражаются через выбранные выше независимые наблюдаемые. Использование адиабатического приближения приводит в неупругом рассеянии к равенству $P_I(q) = A_I^{(p)}(q)$ ($A_I^{(p)}(q)$ — асимметрия), аналогичному соответствующему равенству в упругом рассеянии. Параметры Вольфенштейна в неупругом рассеянии связаны с $Q_I(q)$, $S_I(q)$, $D_I(q)$ соотношениями [18, 21]:

$$A_I(q) = Q_I(q) \cos \theta - S_I(q) \sin \theta, \quad (49)$$

$$R_I(q) = Q_I(q) \sin \theta + S_I(q) \cos \theta + [1 - D_I(q)] \cos \theta, \quad (50)$$

$$A_I(q) + R_I'(q) = [1 - D_I(q)] \sin \theta, \quad (51)$$

$$R_I(q) - A_I'(q) = [1 - D_I(q)] \cos \theta. \quad (52)$$

Параметры плотности и протон-нуклонной амплитуды, усредненные согласно (30)

№ п/п	Е, ГэВ	Ядро	R, Фм	d, Фм	$ \beta_I $	$g_c, \text{Фм}^2$	$g_s, \text{Фм}^2$
1	0,497	^{40}Ca	3,59	0,56	—	1,62+0,23	0,6—0,48
2	0,497	^{40}Ca	3,59	0,56	—	1,62—0,314	0,6—0,24
3	0,497	^{40}Ca	3,59	0,56	—	1,62—0,314	0,9—0,695
4	0,8	^{92}Zr	5,01	0,60	0,118 (2 ⁺) 0,193 (3 ⁻) 0,054 (4 ⁺)	2,102+0,187	0,4—0,4
5	0,8	^{116}Sn	5,33	0,68	0,140 (2 ⁺)	2,097+0,048	0,3+0,9
6	0,8	^{124}Sn	5,45	0,625	0,100 (2 ⁺)	2,085+0,056	0,3+0,9
7	0,8	^{64}Zn	4,56	0,545	—	2,118+0,169	0,4—0,4
8	1,04	^{12}C	2,10	0,52	0,65 (2 ⁺)	2,24+0,448	0,112+0,9
9	1,04	^{12}C	2,10	0,52	0,65 (2 ⁺)	2,24+0,049	0,3+0,9

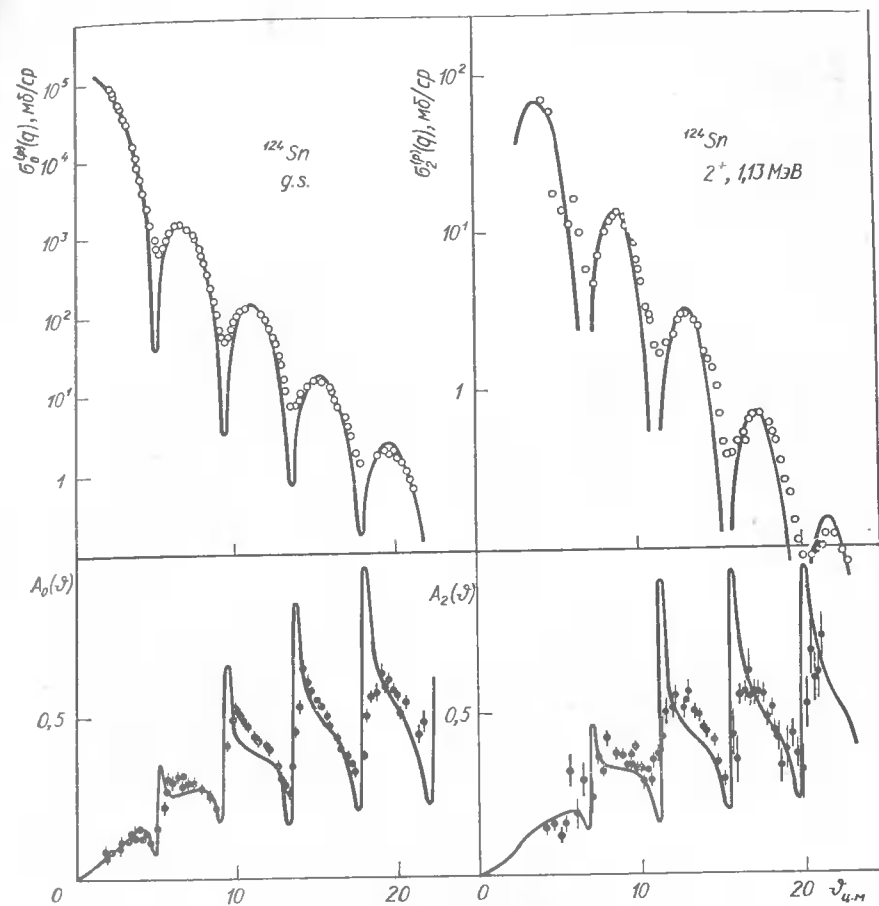


Рис. 1. Дифференциальные сечения (мб/ср) и асимметрии протонов с энергией 0,8 ГэВ, упруго (слева) и неупруго (справа) рассеянных ядрами ^{116}Sn .

Отметим, что формулы (49) — (52) справедливы и для упругого рассеяния протонов ядрами с учетом равенства $D_0(q) = 1$. Тогда формулы (49), (50) связывают параметры Вольфенштейна с ФПС $Q_0(q)$ и $S_0(q)$ в упругом рассеянии, а (51), (52) совпадают с (16).

Анализ экспериментальных данных. В настоящее время в литературе имеются экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию протонов с энергиями 0,5; 0,8 и 1 ГэВ различными атомными ядрами. При энергиях 0,8 и 1 ГэВ измерялись сечения и поляризации (асимметрии) в упругом и неупругом рассеянии протонов ядрами. При энергии 497 МэВ были измерены $\sigma_0(q)$, $P_0(q)$, $Q_0(q)$ (а также $A_0(q)$, $R_0(q)$, $A'_0(q)$, $R'_0(q)$) в упругом рассеянии протонов ядрами ^{40}Ca [26, 27] (полный опыт). Были также измерены параметры Вольфенштейна $A_3(q)$, $R_3(q)$, $A'_3(q)$, $R'_3(q)$ в неупругом рассеянии протонов с

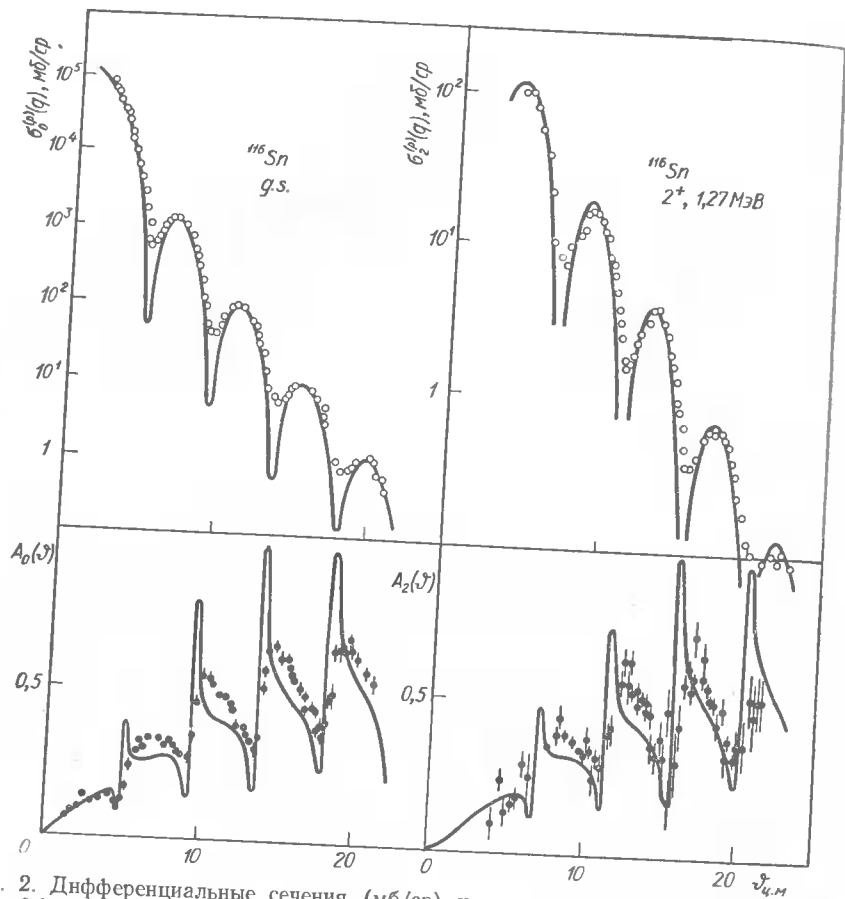


Рис. 2. Дифференциальные сечения (мб/ср) и асимметрии протонов с энергией 0,8 ГэВ, упруго (слева) и неупруго (справа) рассеянных ядрами ^{124}Sn .

энергией 497 МэВ ядрами ^{40}Ca с возбуждением состояния $3^-(E^* = 3,73 \text{ МэВ})$ [28]. Ниже приведены результаты анализа наблюдаемых в неупругом рассеянии протонов с энергией 0,8 ГэВ ядрами ^{92}Zr , ^{116}Sn и ^{124}Sn , с энергией 1 ГэВ ядрами ^{12}C и с энергией 497 МэВ ядрами ^{40}Ca .

Для расчета сечений и ФПС плотность основного состояния ядер выбиралась в виде

$$\rho_0(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{d}\right) \right]^{-1}, \quad \int d^3r \rho_0(r) = 1. \quad (53)$$

Параметры плотности (53) и протон-нуклонной амплитуды (2), усредненные согласно (30), приведены в таблице. В расчетах также использовалось приближение $a_c = a_s = 0$, которое справедливо при $a_c \ll R^2$ и $a_s \ll R^2$ [1, 20, 21, 23]. В этом приближении $\gamma_{c,sl}(\mathbf{b}-\mathbf{s}) = g_{c,sl} \delta(\mathbf{b}-$

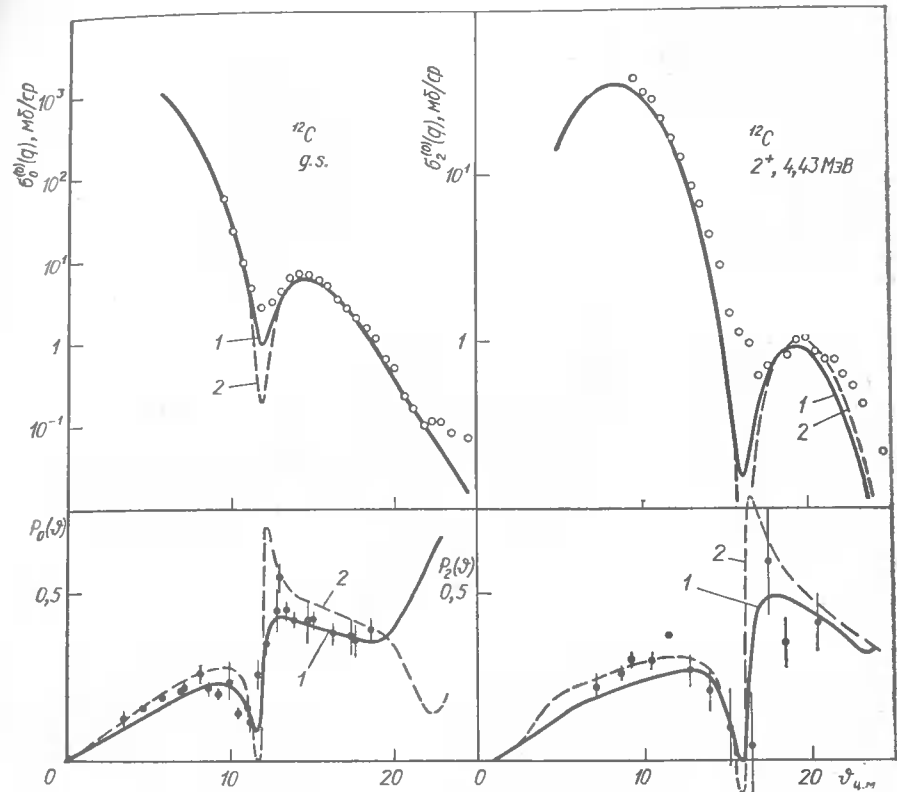


Рис. 3. Дифференциальные сечения (мб/ср) и поляризации протонов с энергией 1 ГэВ, упруго (слева) и неупруго (справа) рассеянных ядрами ^{12}C .

— \mathbf{s}), что позволяет выполнить в (19) — (21) интегрирование по вектору \mathbf{s} .

Рассчитанные [20] и экспериментально измеренные [29—31] сечения и асимметрии упруго и неупруго рассеянных протонов с энергией 0,8 ГэВ ядрами $^{116,124}\text{Sn}$ представлены на рис. 1 и 2. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний поляризованных протонов бесспиновыми ядрами $\sigma^{(p)}(q)$ связаны с соответствующими сечениями для рассеяния неполяризованных протонов $\sigma(q)$ (44) соотношениями

$$\sigma^{(p)}(q) = \sigma(q) [1 + P_0 P(q)], \quad (54)$$

где P_0 — поляризация протонов в падающем пучке. При вычислении сечений рассеяния протонов ядрами $^{116,124}\text{Sn}$ полагалось $P_0 = 1$. Неупругое рассеяние протонов ядрами $^{116,124}\text{Sn}$ с возбуждением состояний 2^+ (соответствующие энергии возбуждения $E^* = 1,27 \text{ МэВ}$ и $E^* = 1,13 \text{ МэВ}$) рассматривалось как рассеяние с возбуждением одного фона в ядрах мишени.

На рис. 3 приведены рассчитанные [20] и экспериментально измеренные [32] сечения и поляризации упругого и неупругого рассеяния

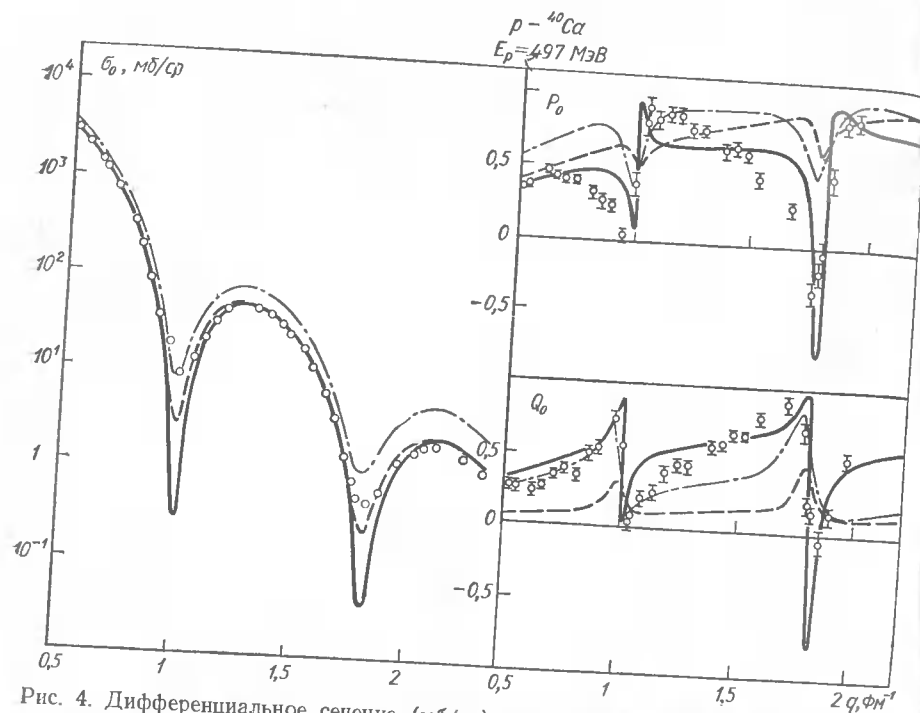


Рис. 4. Дифференциальное сечение (мб/ср), поляризация и ФПС Q_0 протонов с энергией 497 МэВ, упруго рассеянных ядрами ^{40}Ca . Сплошные, пунктирные и штрихпунктирные кривые рассчитаны соответственно с наборами параметров 1, 2, 3.

неполяризованных протонов ($P_0 = 0$) с энергией 1 ГэВ ядрами ^{12}C . Кривые 1 и 2 рассчитаны соответственно с наборами параметров 8 и 9 из таблицы. Уровень 2^+ ($E^* = 4,43$ МэВ) ядра ^{12}C рассматривался как однофонный. Хотя ядро ^{12}C является легким, оптический предел МГС хорошо описывает экспериментальные данные по рассеянию протонов ядрами ^{12}C [12, 16].

При расчетах параметры плотности (53), деформации β_1 и g_s определялись сравнением рассчитанных и измеренных величин $\sigma_0(q)$, $\sigma_1(q)$ в упругом и неупругом рассеянии и $P_0(q)$ в упругом рассеянии. Параметры g_s определялись из данных по нуклон-нуклонному рассеянию. Найденные нами g_s совпадают с определенными другими методами [29—31]. Параметры плотности (53) близки к найденным по рассеянию электронов ядрами. Выражение для поляризации в неупругом рассеянии не содержит свободных параметров.

Результаты анализа сечения $\sigma_0(q)$ и различных ФПС в упругом и неупругом рассеянии протонов с энергией 497 МэВ ядрами ^{40}Ca приведены на рис. 4 и 5 для трех наборов параметров (см. таблицу) [21] вместе с экспериментальными данными [26—28]. В этих расчетах параметры ядерной плотности (53) близки по величине к полученным из экспериментов по рассеянию электронов [33]. Для всех трех набо-

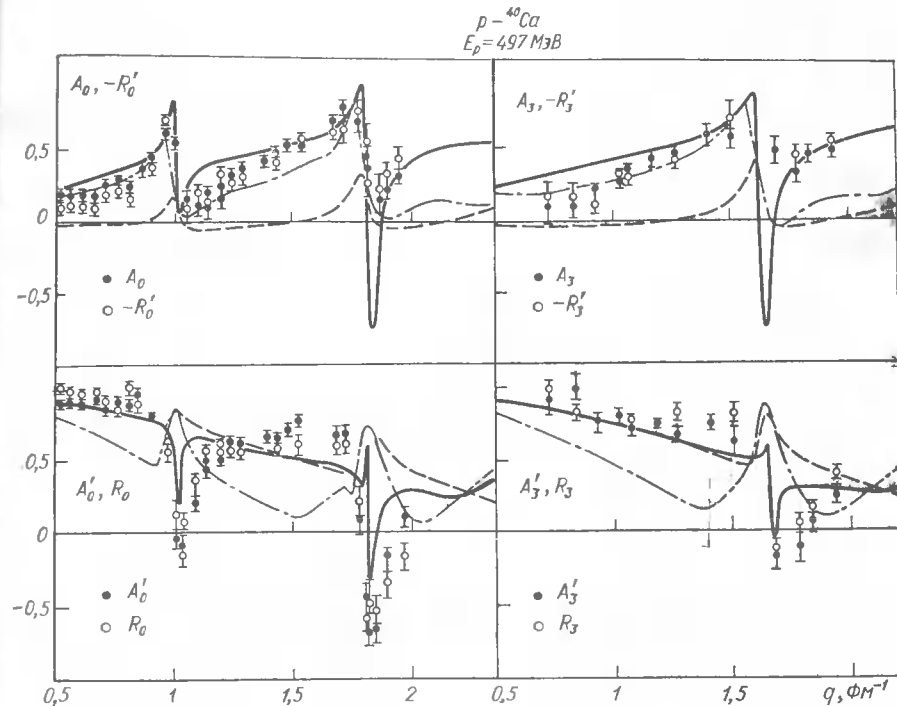


Рис. 5. Параметры Вольфенштейна протонов с энергией 497 МэВ, упруго (слева) и неупруго (справа) рассеянных ядрами ^{40}Ca . Сплошные, пунктирные и штрихпунктирные кривые рассчитаны соответственно с наборами параметров 1, 2, 3.

ров из таблицы величина полного сечения σ_t взята из фазового анализа NN -взаимодействия ([27, 34] и ссылки там же). В первом наборе величина g_s получена в [27] из наилучшего согласия рассчитанных в МГС и измеренных $P_0(q)$ и $Q_0(q)$ в упругом рассеянии протонов ядрами ^{40}Ca , а параметр α_c взят из работы [5]. Второй набор параметров определен из фазового анализа NN -рассеяния [27, 34]. В третьем наборе значение α_c такое же, как и во втором, а g_s найдено в [34] из наилучшего согласия рассчитанных и измеренных $P_0(q)$ и $Q_0(q)$. Отметим, что расчет сечений и ФПС в [34] в отличие от [27] проводился на основе приближенных выражений МГС.

Результаты численных расчетов приводят к соотношениям для параметров Вольфенштейна в неупругом рассеянии

$$A_3(q) + R'_3(q) \approx 0, \quad A'_3(q) - R_3(q) \approx 0, \quad (55)$$

которые аналогичны точным соотношениям (16) для упругого рассеяния. Поэтому на рис. 5 кривые для $A_3(q)$ и $-R'_3(q)$ (а также для $A'_3(q)$ и $R_3(q)$) совпадают. Такой же результат был получен в [28] из сравнения экспериментально измеренных величин.

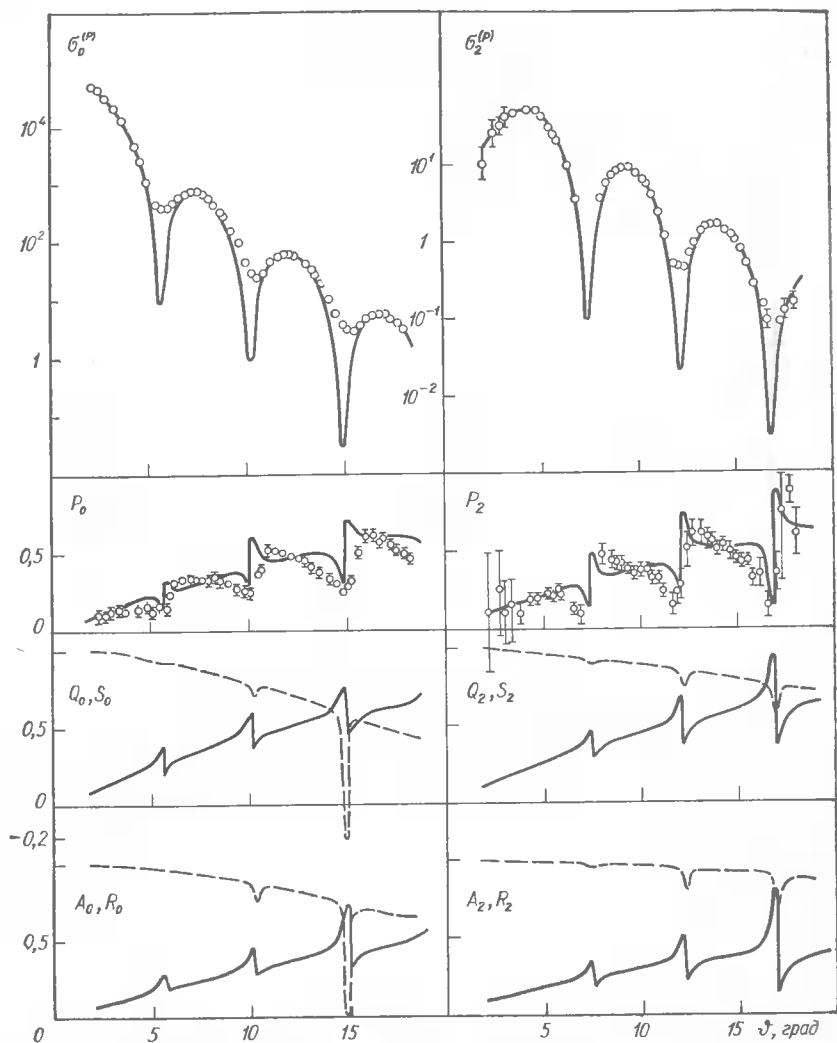


Рис. 6. Дифференциальные сечения (мб/ср), ФПС и параметры Вольфенштейна протонов с энергией 0,8 ГэВ, упруго (слева) и неупруго (справа) рассеянных ядрами ^{92}Zr .

При расчетах уровень 3^- ядра ^{40}Ca рассматривался как однофонный. Величина β_3 не определялась, так как в литературе отсутствует измеренное сечение $\sigma_3(q)$, а параметры Вольфенштейна не зависят от величины β_3 .

На рис. 6 и 7 приведены результаты расчетов сечений и ФПС для рассеяния протонов с энергией 0,8 ГэВ ядрами ^{92}Zr вместе с экспериментальными данными [35]. Поляризация рассеиваемых протонов $P_0 = 0,8$ [35]. Уровни 2^+ и 3^- рассматривались как однофонные.

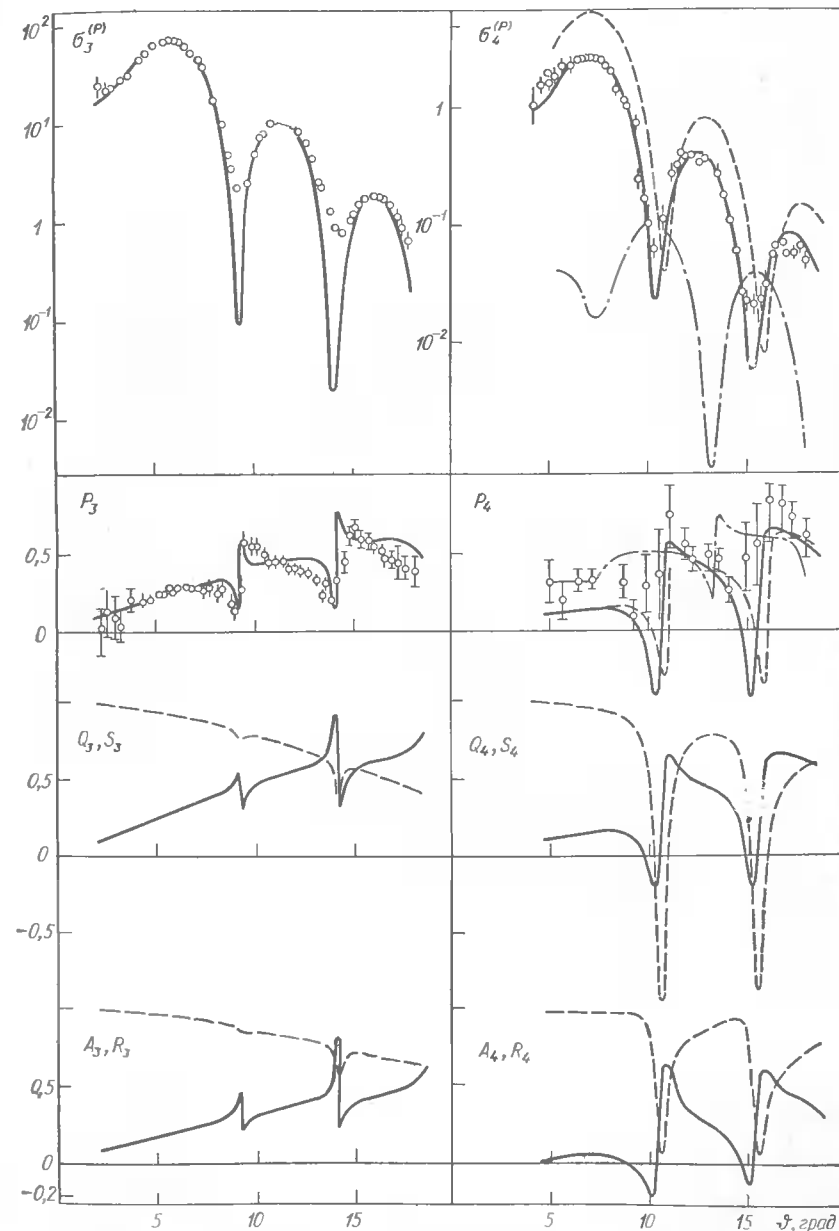


Рис. 7. Дифференциальные сечения (мб/ср), ФПС и параметры Вольфенштейна протонов с энергией 0,8 ГэВ, неупруго рассеянных ядрами ^{92}Zr .

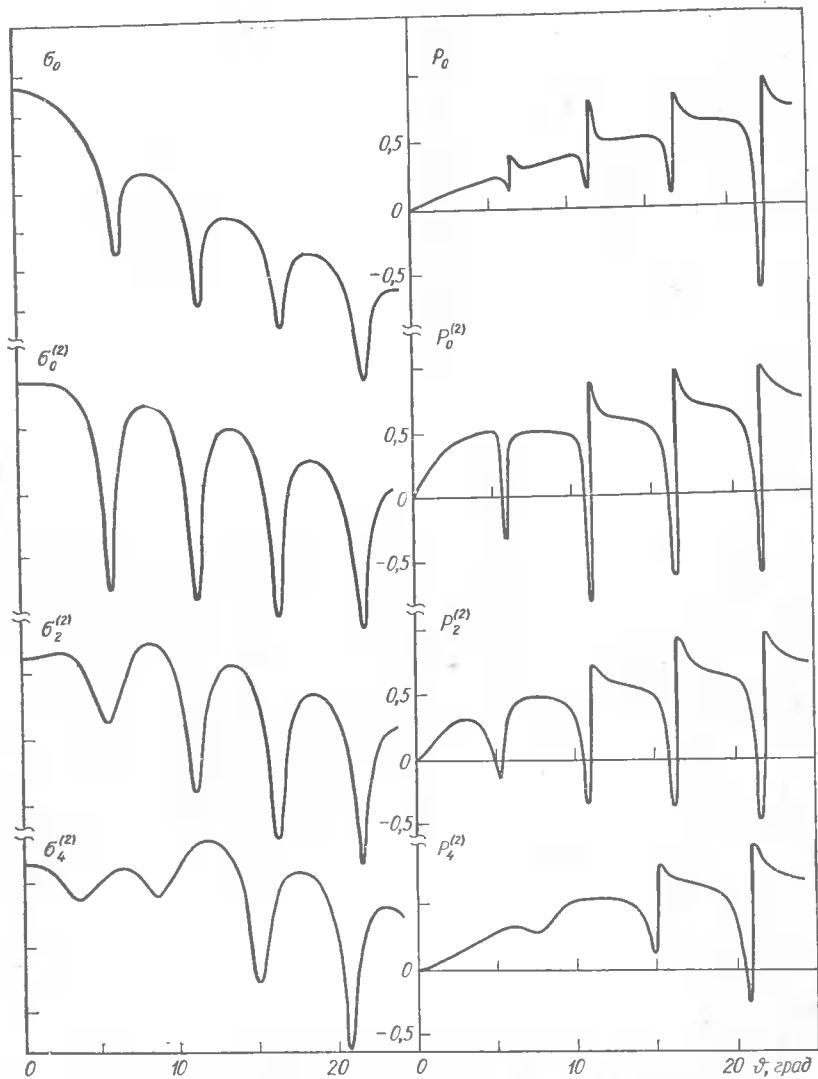


Рис. 8. Дифференциальные сечения и поляризации протонов с энергией 0,8 ГэВ, упруго и неупруго рассеянных ядрами ^{64}Zn .

На рис. 6 и 7 штриховыми кривыми обозначены S_0 , R_0 и S_I , R_I ($I = 2, 3, 4$).

Результаты расчетов $\sigma_4^{(p)}(q)$ и $P_4(q)$ для неупругого рассеяния с возбуждением уровня 4^+ в ядрах ^{92}Zr не согласуются с экспериментальными данными, если предположить, что данный уровень является однофононным (штриховые кривые для $\sigma_4^{(p)}$, рассчитанного при $|\beta_4| = 0,054$ [35], и поляризации P_4) или двухфононным (штрихпунктирные кривые

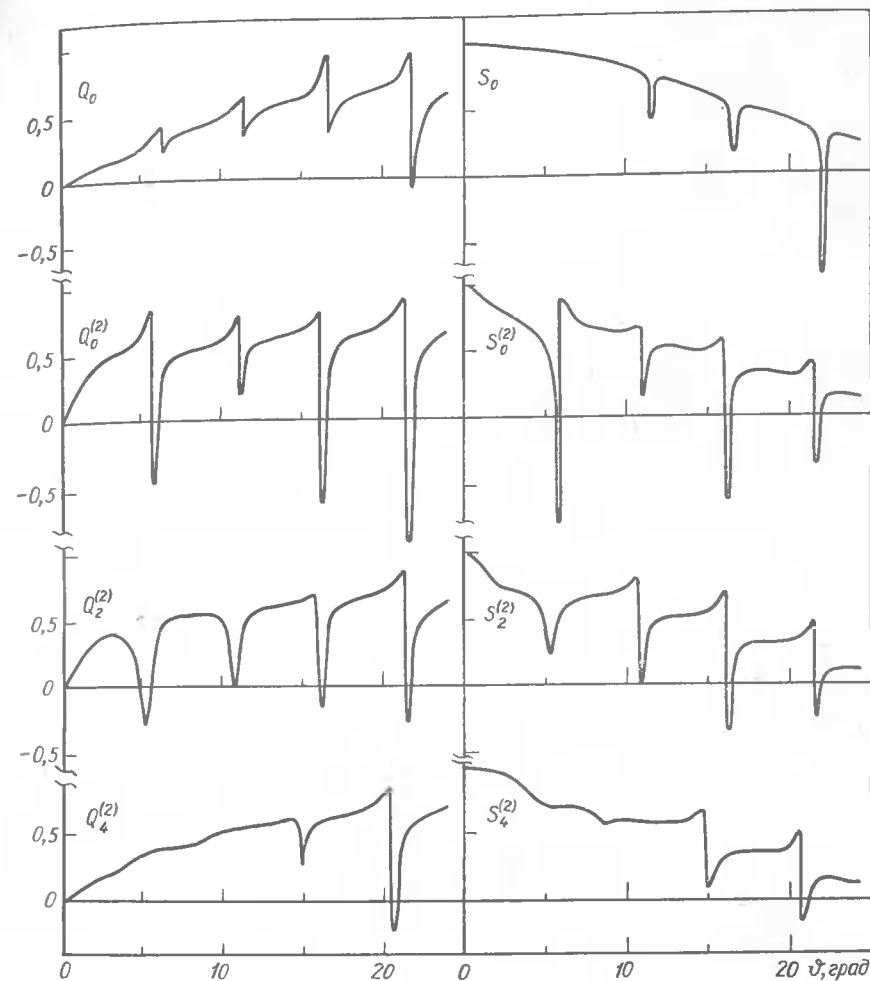


Рис. 9. ФПС протонов с энергией 0,8 ГэВ, упруго и неупруго рассеянных ядрами ^{64}Zn .

для $\sigma_4^{(p)}$ и P_4) с возбуждением двух фононов с моментами $I = I' = 2$ и $|\beta_2| = 0,118$. Поэтому конечное состояние $|4M\rangle$ рассматривалось как смесь однофононного $|1,4M\rangle$ и двухфононного $|2,4M22\rangle$ состояний

$$|4M\rangle = \cos \Psi |1,4M\rangle + \sin \Psi |2,4M22\rangle, \quad (56)$$

где Ψ — угол смешивания. В таком предположении величины $\sigma_4^{(p)}$ и P_4 (сплошные кривые на рис. 7) согласуются с экспериментально измеренными для $\Psi = 51^\circ$.

Свойства сечений и ФПС. В работе [16] установлено, что в МГС сечения неупругого рассеяния с возбуждением одно- и двухфононных состояний в ядрах вместе с сечением упругого рассеяния удовлетво-

ряют дифракционному правилу фаз [36, 37]: сечения неупругого рассеяния с возбуждением в ядре N фононов с суммарным спином I осциллируют в фазе с сечением упругого рассеяния, если $I + N$ четно, и в противофазе, если $I + N$ нечетно. Как показывают расчеты (см. рис. 1 и 2), поляризации в упругом и неупругом рассеянии в области углов рассеяния, не очень близких к нулю, осциллируют в противофазе. На рис. 8 и 9 приведены рассчитанные нами дифференциальные сечения σ_0 и $\sigma_I^{(2)}$, а также ФПС P_0 , Q_0 , S_0 и $P_I^{(2)}$, $Q_I^{(2)}$, $S_I^{(2)}$ протонов с энергией 800 МэВ в упругом рассеянии и неупругом рассеянии с возбуждением в ядрах ^{64}Zn двухфононных колебательных состояний $I = 0, 2, 4$ (спины фононов $I = I' = 2$). Из расчетов следует, что ФПС $P_I^{(2)}$, $Q_I^{(2)}$, $S_I^{(2)}$ в области углов рассеяния, не очень близких к нулю, осциллируют в фазе с соответствующими ФПС в упругом рассеянии, а сечения σ_0 и $\sigma_I^{(2)}$ удовлетворяют дифракционному правилу фаз.

Таким образом, МГС позволяет проводить теоретический анализ экспериментально измеренного полного набора поляризационных наблюдаемых в упругом и неупругом протон-ядерном рассеянии и извлекать из экспериментальных данных важную информацию о ядерной структуре и механизме протекания ядерного рассеяния.

1. Glauber R. J. High energy collision theory // Lect. theoret. phys.— 1959.— 1.— P. 315—414.
2. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, № 2. с. 160—163.
3. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций.— М.: Энергоатомиздат, 1983.— 352 с.
4. Ситенко А. Г. Дифракционное рассеяние нуклонов ядрами и структура ядер // Пробл. физики элемент. частиц и атом. ядра.— 1973.— 4, № 2.— С. 546—584.
5. Alkhasov G. D., Belostotsky S. L., Vorobyov A. A. Scattering of 1 GeV protons on nuclei // Phys. Repts. C.— 1978.— 42, N 2.— P. 89—144.
6. Chaumeaux A., Layly V., Shaeffer R. Proton scattering at 1 GeV // Ann. Phys.— 1978.— 116, N 2.— P. 347—357.
7. Igo G. I. Some recent intermediate and high-energy proton-nucleus research // Rev. Mod. Phys.— 1978.— 50, N 3.— P. 523—560.
8. Whitten C. A., Jr. Proton-nucleus scattering at intermediate energies // Nucl. Phys. A.— 1980.— 335, N 1-2.— P. 419—442.
9. Cameron J. M. New aspects of the hadron—nucleus interaction // Ibid.— 1985.— 434, N 2.— P. 261—286.
10. Auger J. P., Lombard R. J. Proton-nucleus elastic scattering at 1 GeV in the Glauber model // Ann. Phys.— 1978.— 115, N 2.— P. 442—466.
11. Беляев В. Б., Ракитянский С. А. О сумме ряда Ватсона в дифракционном приближении // Ядер. физика.— 1985.— 42, № 6.— С. 1370—1375.
12. Бережной Ю. А., Созник А. П. О неупругом рассеянии частиц высоких энергий в дифракционной модели // Пробл. физики элемент. частиц.— 1973.— Вып. 7.— С. 26—29.
13. Стародубский В. Е. Рассеяние протонов высокой энергии на ядрах ^{58}Ni и ^{208}Pb // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1973.— 17, № 12.— С. 678—682.
14. Karapetyan V. V., Mileev V. N., Titarenko N. N. Inelastic and chargeexchange scattering of high-energy protons by light nuclei // Nucl. Phys. A.— 1973.— 203, N 3.— P. 561—577.
15. Glauber R. J., Franco V. High-energy deuteron cross sections: chargeexchange effects // Phys. Rev.— 1967.— 156, N 5.— P. 1685—1697.
16. Бережной Ю. А., Созник А. П. К теории неупругого высокоэнергетического дифракционного рассеяния // Ядер. физика.— 1974.— 19, № 4.— С. 813—819.
17. Wolfenstein L. Polarization of fast nucleons // Ann. Rev. Nucl. Sci.— 1956.— 6.— P. 43—76.

18. Бережной Ю. А., Молев А. С., Созник А. П. Поляризационные явления в неупругом ядерном рассеянии протонов средних энергий // Ядер. физика.— 1984.— 39, № 1.— С. 24—31.
19. Starodubsky V. E. The excitation of collective nuclear states by high energy particles // Nucl. Phys. A.— 1974.— 219, N 3.— P. 525—542.
20. Бережной Ю. А., Созник А. П., Хоменко Г. А. Поляризация протонов в неупругом ядерном рассеянии // Укр. физ. журн.— 1982.— 27, № 4.— С. 484—490.
21. Функции поворота спина протонов с энергией 600 МэВ, рассеянных ядрами ^{40}Ca // Ядер. физика.— Ю. А. Бережной, А. С. Молев, В. В. Пилпиенко, А. П. Созник. 1985.— 41, № 6.— С. 1420—1424.
22. Ahmad I., Auger J. P. Medium energy inelastic proton-nucleus scattering with spin dependent NN-interaction // Trieste, 1981.— 25 p.— (Preprint / IC/81/230).
23. Faldt G., Osland P. Spin effects in inelastic proton-nucleus scattering // Nucl. Phys. A.— 1978.— 305, N 2.— P. 247—257.
24. Faldt G., Indermasson A. Inelastic proton-nucleus scattering at 800 MeV // Ibid.— 1983.— 392, N 2.— P. 249—270.
25. Harrington D. R., Tutynjian V. Spin-orbit and Pauli correlation effects in intermediate-energy proton-nucleus inelastic scattering // Ibid.— 415, N 3.— P. 432—444.
26. Elastic scattering of 500 MeV polarized protons from ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb and breakdown of the impulse approximation at small momentum transfer / G. W. Hoffmann, L. Ray, M. L. Barlett, et al. // Phys. Rev. Lett.— 1981.— 47, N 20.— P. 1436—1440.
27. First measurement of spin rotation parameter Q for $p - ^{40}\text{Ca}$ elastic scattering at 500 MeV / A. Rahbar, B. Ass, E. Bleszynski et al. // Ibid. N 25.— P. 1811—1814.
28. Observed relations between proton spin observables in natural parity transitions in ^{40}Ca (p, p') Ca and ^{208}Pb (p, p') ^{208}Pb reactions at 500 MeV/B. Ass, E. Bleszynski, M. Bleszynski et al. // Phys. Rev. C.— 1982.— 26, N 4.— P. 1770—1773.
29. Analysis of elastic scattering of 0.8 GeV polarized protons from ^{116}Sn and ^{124}Sn / G. W. Hoffmann, G. S. Blanpied, W. R. Coker et al. // Phys. Rev. Lett. B.— 1978.— 76, N 4.— P. 383—387.
30. Ray L., Coker W. R., Hoffmann G. W. Uncertainties in neutron density determined from analysis of 0.8 GeV polarized proton scattering from nuclei ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{124}Sn , ^{208}Pb // Phys. Rev. C.— 1978.— 18, N 6.— P. 2641—2655.
31. Effects of spinorbit deformation in inelastic scattering at 0.8 GeV/R. P. liljestrang, G. S. Blanpied, W. R. Coker et al. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— 42, N 6.— P. 363—366.
32. Алхазов Г. Д., Белостоцкий С. Л., Воробьев А. А. и др. Экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах.— Л.— 1979.— 33 с.— (Препринт / АН СССР. Ленингр. ин-т ядер. исслед.; № 531).
33. Айзенберг И., Грайнер В. Механизмы возбуждения ядра.— М.: Атомиздат, 1973.— 347 с.
34. Nanda S., Glashauser C. Systematic application of explicit solutions in intermediate energy elastic scattering // Phys. Rev. C.— 1982.— 26, N 2.— P. 458—461.
35. The $^{90,92}\text{Zr}$ (p, p') reaction at $E_p = 800$ MeV / F. T. Baker, A. Scott, M. A. Crimm et al. // Nucl. Phys. A.— 1983.— 393, N 3.— P. 283—300.
36. Blair J. S. Inelastic diffraction scattering // Phys. Rev.— 1959.— 115, N 4.— P. 928—938.
37. Инонин Е. В. Неупругое дифракционное рассеяние // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1966.— 50, № 6.— С. 1592—1602.

А. В. Блинов, И. А. Ванюшин, В. Е. Гречко,
В. В. Дробот, В. А. Ергаков, С. М. Зомбковский,
Л. А. Кондратюк, Ю. В. Королев, Я. М. Селектор,
В. В. Соловьев, В. Ф. Туров, И. В. Чувило,
В. Н. Шуляченко

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ, МОСКВА

УПРУГИЕ И КВАЗИУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЧЕТЫРЕХНУКЛОННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Введение. Детальные и систематические исследования ядерных реакций в малонуклонных системах при средних энергиях (от нескольких сотен мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт на нуклон) позволяют проверить пределы применимости стандартных подходов, основанных на описании ядра как системы нерелятивистских нуклонов, и наметить направления исследований роли кварковых степеней свободы и релятивистских эффектов в ядерной физике. С этой целью в ИТЭФ проводятся исследования ^3Hr - и ^3He -взаимодействий при импульсах ядер 2,5 и 5 ГэВ/с с помощью 80 см жидководородной пузырьковой камеры (эквивалентная энергия протонов $T_p = 318$ и 978 МэВ) [1—7].

По сравнению с электронной техникой пузырьковая камера дает возможность детектировать и идентифицировать частицы в 4π-геометрии. В области промежуточных энергий все заряженные частицы в камере идентифицируются надежно, поэтому преимущества методики пузырьковых камер особенно хорошо проявляются при изучении различных эксклюзивных каналов. Другой важной особенностью наших экспериментов является использование пучка ядер. Поскольку в A_p -эксперименте продукты фрагментации ядра быстрые, это приво-

Таблица 1. Сечения и количество событий для различных каналов

	Реакция	Число событий	Сечение, мб
^3Hr (2,5 ГэВ/с)	$^3\text{Hr} \rightarrow ^3\text{Hr}$	3653	$13,6 \pm 0,8$
	$^3\text{Hr} \rightarrow ^3\text{He}$	2350*	$2,60 \pm 0,05$
	$^3\text{Hr} \rightarrow pdd$	9178	$34,2 \pm 0,4$
	$^3\text{Hr} \rightarrow pppn$	9470	$35,3 \pm 0,4$
^3He (2,5 ГэВ/с)	$^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}$	1441	$10,5 \pm 1,3$
	$^3\text{He} \rightarrow ppd$	4352	$26,3 \pm 0,4$
	$^3\text{He} \rightarrow pppn$	6425	$39,0 \pm 0,5$
^3He (5 ГэВ/с)	$^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}$	3832	$24,5 \pm 1,3$
	$^3\text{He} \rightarrow pp$	5583	$20,6 \pm 0,3$
	$^3\text{He} \rightarrow pppn$	7515	$28,6 \pm 0,4$

* Регистрация в расширенном объеме.

Таблица 2. Экспериментальные и теоретические значения параметров A и b

	A_{exp} мб(ГэВ/с) ⁻²	A_{th}	b_{exp} (ГэВ/с) ⁻²	b_{th}	$\sigma_{\text{exp}}^{\text{el}}$, мб	$\sigma_{\text{th}}^{\text{el}}$
^3Hr (2,5 ГэВ/с)	370 ± 20	427	$28,4 \pm 1,0$	29	$13,6 \pm 0,8$	14,7
^3He (2,5 ГэВ/с)	250 ± 30	341	$23,5 \pm 1,6$	26,6	$10,5 \pm 1,3$	12,9
^3He (5 ГэВ/с)	760 ± 40	750	$30,9 \pm 0,7$	30,2	$24,5 \pm 1,3$	24,7

дит к существенно более высокой эффективности их регистрации, чем в pA -эксперименте, где они медленные.

Суммарная статистика включала приблизительно 13000 и 29000 ^3He -взаимодействий соответственно при импульсах 2,5 и 5 ГэВ/с и примерно 23000 ^3Hr -взаимодействий при импульсе 2,5 ГэВ/с. Полные сечения ^3He -взаимодействий оказались равными $75,8 \pm 1,4$ и $125,2 \pm 1,5$ мб при импульсах 2,5 и 5 ГэВ/с, полное сечение ^3Hr -взаимодействия при импульсе 2,5 ГэВ/с равно $85,7 \pm 1,0$ мб (ошибки статистические). Систематическая погрешность абсолютной нормировки сечений составляет приблизительно 5%. Сечения и количество событий для различных каналов представлены в табл. 1 (ошибки статистические).

1. Упругое рассеяние и перезарядка. На рис. 1 приведены дифференциальные сечения упругого ^3Hr -, He -рассеяния и перезарядки $^3\text{Hr} \rightarrow ^3\text{He}$ при импульсах ядер 2,5 и 5 ГэВ/с; 1 — результаты наших измерений; сплошные кривые — результаты расчетов по теории многократного рассеяния с эйкональными пропагаторами, которая является обобщением теории Глаубера — Ситенко для недифракционного NN -рассеяния. Для описания основных состояний ядер использована модель независимых частиц с гауссовской параметризацией плотности $\rho(r) \sim \exp(-r^2/R^2)$, где $R = 1,54$ Фм для ^3H и 1,56 Фм для ^3He . Как видно из рис. 1, результаты расчетов неплохо согласуются с данными. Сечения упругого рассеяния обеих реакций в измеренном интервале квадрата переданного импульса можно параметризовать в виде $d\sigma/dt = A \exp(bt)$. Экспериментальные и теоретические значения параметров A и b и сечения упругого рассеяния (с учетом поправок) приведены в табл. 2. Полные сечения ^3Hr - и ^3He -взаимодействий, вычисленные с использованием оптической теоремы, также согласуются с экспериментальными значениями ($\sigma_{\text{th}}^{\text{tot}} = 84$ мб для ^3Hr -, $\sigma_{\text{th}}^{\text{tot}} = 70,5$ и 120 мб для ^3He -взаимодействий при импульсах 2,5 и 5 ГэВ/с). Наши данные по упругим сечениям ^3He -рассеяния при $T_p = 978$ МэВ в пределах ошибок согласуются с данными работы [8] при $T_p = 1$ ГэВ.

Важным свойством реакции перезарядки при $T_p = 318$ МэВ является ее большая чувствительность к спин-спиновым членам в амплитуде нуклон-нуклонного рассеяния. На рис. 1 штриховыми линиями представлены результаты расчетов дифференциальных сечений реакций $^3\text{H}(p, p)^3\text{H}$ и $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ в пренебрежении членами в амплитуде нуклон-нуклонного рассеяния, описывающими двойной переверт

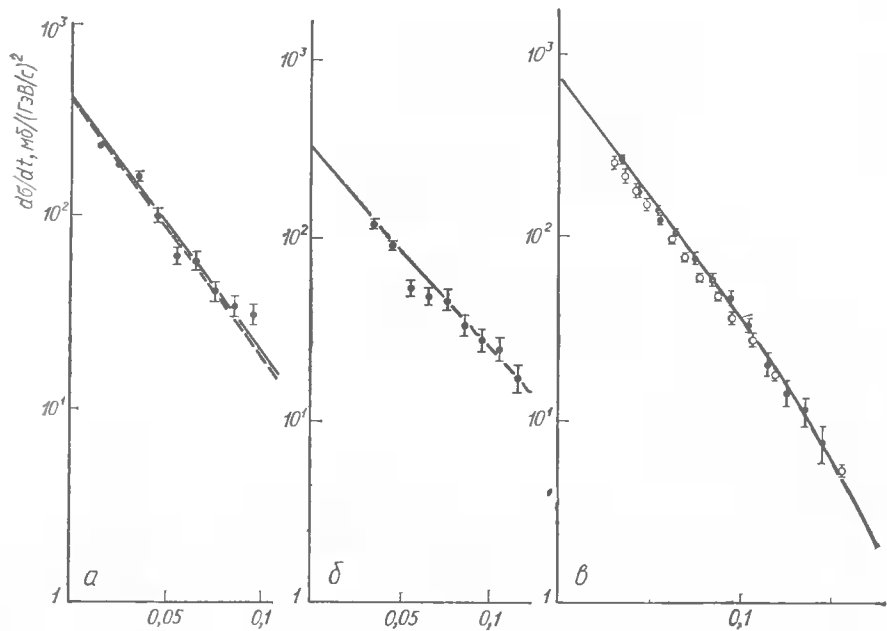
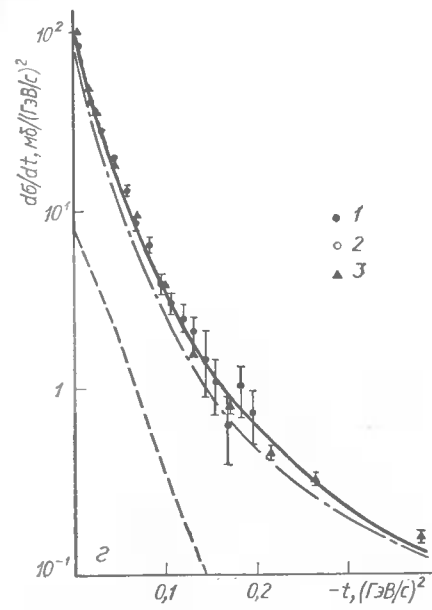


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакций ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$ (а), ${}^3\text{He}(p, p){}^3\text{He}$ (б) — наш эксперимент при $T_p=318$ МэВ (а, б, в) и $T_p=978$ МэВ (в); 2 — работа [8]. Кривые отвечают расчету в рамках теории многократного рассеяния с эйконоальными (а, б, в) и $T_p=978$ МэВ (в). Штрихпунктирная — $T_p=415$ МэВ, штриховые — $T_p=318$ МэВ без учета вклада членов, отвечающих спиновому NN -взаимодействию.

спинов нуклонов. Сечения перезарядки, вычисленные без учета спин-спиновых членов, примерно на порядок меньше правильного результата. Сечения упругого рассеяния оказались практически нечувствительны к учету спин-спиновых членов. Поэтому сечения упругого ${}^3\text{He}p$ -рассеяния вычислялись в пренебрежении спиновыми эффектами. Полное сечение реакции перезарядки равно $2,60 \pm 0,05$ мб и хорошо согласуется с теоретическим значением 2,9 мб.

Для сравнения на рис. 1 приведены также данные по реакции перезарядки из работы [9] (3) и результаты наших расчетов (штрихпунктирная кривая) при $T_p = 415$ МэВ. Хотя по форме теоретическое распределение согласуется с экспериментальным, но по абсолютной величине расчетная кривая находится примерно на 30 % ниже данных работы [9]. Эти расхождения не устраняются при использовании в расчетах других наборов фаз NN -рассеяния.

2. Эксклюзивные каналы $4N$ и NNd и полюсная модель. Ранее нами анализировались реакции полного развала ${}^3\text{H}p \rightarrow 2p2n$ при импульсе налетающих ядер ${}^3\text{H}$ 2,5 ГэВ/с [2] и ${}^3\text{He}p \rightarrow 3pn$ при импульсе ядер ${}^3\text{He}$ 5 ГэВ/с [3]. Было показано, что за исключением сравнительно небольших областей фазового объема основные характеристики этих реакций хорошо описываются в рамках полюсной модели (т. е. в приближении однократного некогерентного рассеяния). Хорошая точ-



(б, в) и ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ (з): 1 — наш эксперимент при $T_p=318$ МэВ (а, б, в) и $T_p=978$ МэВ (в); 2 — работа [8]. Кривые отвечают расчету в рамках теории многократного рассеяния с эйконоальными (а, б, в) и $T_p=978$ МэВ (в). Штрихпунктирная — $T_p=415$ МэВ, штриховые — $T_p=318$ МэВ без учета вклада членов, отвечающих спиновому NN -взаимодействию.

ность этого приближения, как следует из [6, 7], связана с небольшими неупругостями сечений NN -взаимодействия и их сравнительно слабой угловой зависимостью при $T_p < 1$ ГэВ, что приводит к сильной компенсации вкладов различных членов ряда многократного рассеяния. Важен, однако, учет взаимодействия спектаторных нуклонов в конечном состоянии. Этот эффект уменьшает примерно в 2 раза сечения реакций ${}^3\text{H}p \rightarrow 2p2n$ и ${}^3\text{He}p \rightarrow 3pn$.

Здесь мы анализируем новые данные о реакции развала ${}^3\text{He}$ с образованием дейтронов



при импульсах ядра ${}^3\text{He}$ 2,5 и 5 ГэВ/с. События реакции (1) идентифицировались кинематическим анализом с привлечением информации об ионизации частиц практически однозначно в полном фазовом объеме.

Диаграммы, которые дают основной вклад в сечение реакции (1), показаны на рис. 2. Теоретический анализ проводился с использованием реалистических волновых функций (ВФ) двух- и трехнуклонных систем (для потенциала Рейда (RSC)) с учетом S - и D -компонент.

Изучив реакцию ${}^3\text{H}p \rightarrow pnd$ при 2,5 ГэВ/с [1], мы показали, что основной вклад в механизм этой реакции дает полюсная диаграмма квазисвободного рассеяния (QFS) типа рис. 2, а. В то же время были выделены области фазового пространства, где существен эффект взаимодействия pd -системы в конечном состоянии (FSI). Наиболее наглядно эффект интерференции между полюсной диаграммой и треугольной, отвечающей FSI, проявлялся в распределении по косинусу угла между первичным и вторичным протонами в с. ц. м. pn -пары. В области $\cos \theta_{pp}^* \leq -0,8$ экспериментальное распределение резко отличалось от соответствующего распределения упругой перезарядки на массовой поверхности. При построении аналогичного распределения по $\cos \theta_{pp}^*$ в с. ц. м. pp -пары для реакции (1) (рис. 3, а — 2,5 ГэВ/с, 3, б — 5 ГэВ/с) также наблюдается интерференционная картина между QFS- и FSI-взаимодействиями. Сплошными кривыми на рис. 3, а, б представлен некогерентный вклад полюсных диаграмм рис. 2, а—г. Точками показан вклад диаграмм с обменом дейтроном 2, б—в, вклад диаграммы 2, г при наших энергиях пренебрежимо мал и на рисунках не приводится. В области $\cos \theta_{pp}^* > 0,8$ сплошные кривые лежат зна-

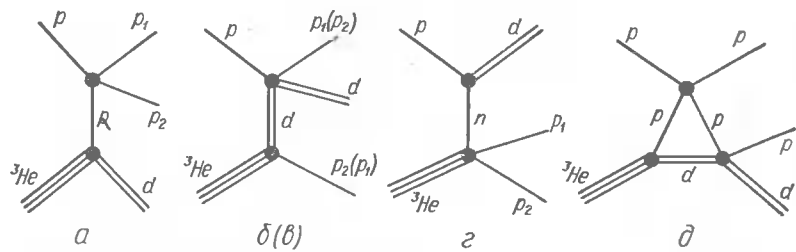


Рис. 2. Диаграммы, дающие основной вклад в сечение реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$.

чительно выше экспериментальных точек. Разумно предположить, что отличие теоретических и экспериментальных спектров при $\cos \theta_{pp}^* > 0,8$ в основном обусловлено взаимодействием в конечном состоянии. Тогда эффективный вклад FSI в сечение реакции (1) должен быть отрицательным и составлять ~ 10 мб при импульсе 2,5 ГэВ/с и ~ 16 мб при 5 ГэВ/с. Отсюда видно, что относительный вклад FSI по сравнению с вкладом квазисвободного рассеяния с увеличением начальной энергии должен расти. Это естественно, если учесть, что с возрастанием энергии дифракционный конус упругого NN -рассеяния сужается.

К настоящему времени реалистических расчетов треугольной диаграммы типа рис. 2, д не проводилось из-за отсутствия внеэнергетических амплитуд реакций $pd \rightarrow pd$ и $pd \rightarrow ppn$, рассчитанных для реалистических потенциалов (например, RSC*). С другой стороны, для изучения структуры вершинной функции распада ${}^3\text{He} \rightarrow pd$ и понимания механизма реакции (1) желательно разделить QFS- и FSI-области. Поэтому в дальнейшем мы сравнивали результаты расчета по модели с данными при ограничении $\cos \theta_{pp}^* < 0,8$. Такое ограничение автоматически приводит к резкому падению сечения в области малых масс pd -системы (т. е. при малых относительных импульсах протона и дейтрона).

Теперь кратко остановимся на самой модели. Как отмечалось, сечение определяется некогерентной суммой вкладов диаграмм рис. 2, а—в (диаграмма 2, в силу больших относительных импульсов в верхней вершине и вследствие того, что спектаторная pp -пара может находиться только в синглетном состоянии, дает пренебрежимо малый вклад: 0,04 мб при 2,5 ГэВ/с и $\leq 0,01$ мб при 5 ГэВ/с). Выражения для амплитуд диаграмм 2, а—в аналогичны приведенным в работе [1]. Дифференциальные сечения упругого pp - и pd -рассеяния брались на массовой поверхности и параметризовались по имеющимся в литературе данным с привлечением результатов фазового анализа [11]. Сход с массовой поверхности при наших энергиях оказывается мал. Так, если учитывать его влияние в рамках модели Монгана с сепарабельным NN -взаимодействием [12], то при начальном импульсе 2,5 ГэВ/с (пак-

* Расчет диаграммы 2, д, когда внеэнергетическая pd -амплитуда вычисляется в рамках сепарабельного потенциала Ямагучи, проведен в работе [10].

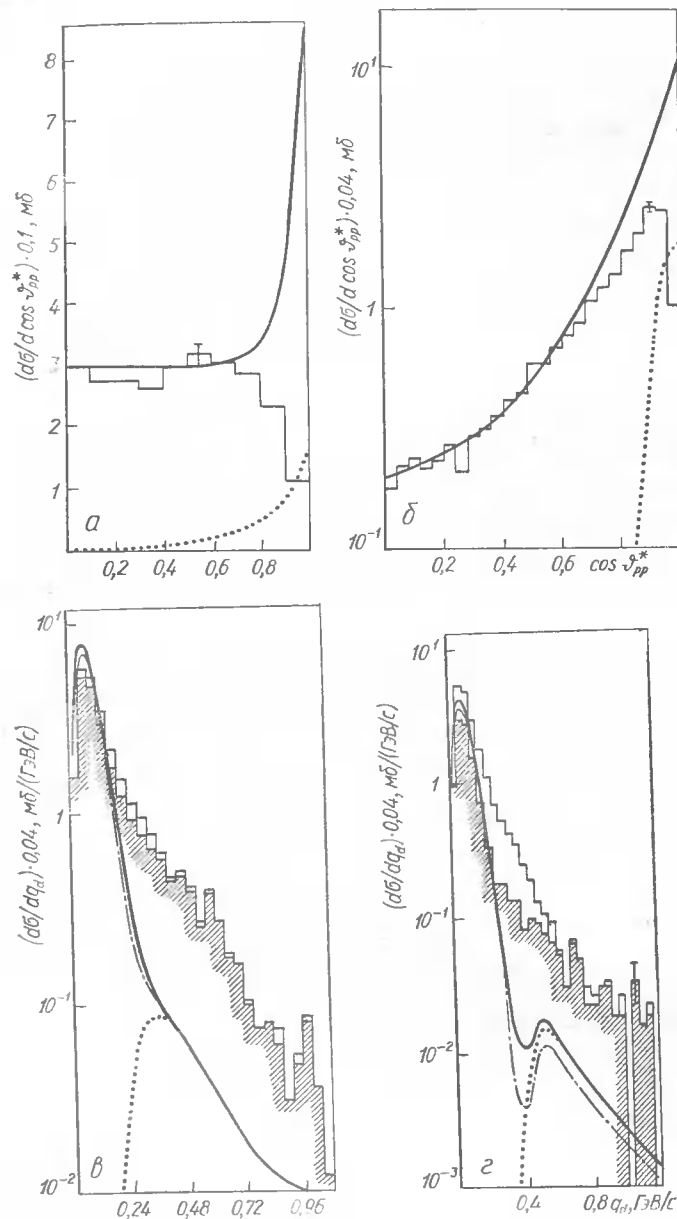


Рис. 3. Распределения для реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$: по косинусу угла θ_{pp}^* между первичными и вылетающим вперед вторичным протоном в с. ц. м. конечных протонов при импульсах 2,5 ГэВ/с (а) и 5 ГэВ/с (б), по импульсу дейтрона q_d в системе покоя ${}^3\text{He}$ при импульсах 2,5 ГэВ/с (в) и 5 ГэВ/с (г). Сплошные кривые — суммарный вклад диаграмм рис. 2, а—г, пунктирные — вклад диаграмм рис. 2, а—г (кривые приведены с учетом D -волн), штрихпунктирные — вклад диаграмм рис. 2, а—г без учета D -волн. Незаштрихованные гистограммы соответствуют полному числу событий, заштрихованные — событиям с отбором.

тически предел применимости модели Монгана) эффект составляет менее 5%. При импульсе 5 ГэВ/с распределение по квадрату переданного 4-импульса (t) от ${}^3\text{He}$ к дейтрону еще более узкое и, по-видимому, эффект схода с массовой поверхности еще меньше. Вершинные функции развала ${}^3\text{He} \rightarrow pd$, когда дейтрон реальный W_1 и вершинные функции развала, когда дейтрон виртуальный W_2 , вычислялись в нерелятивистской потенциальной модели с RSC-потенциалом ($l = 0$ или 2 — относительный орбитальный момент pd -системы). При этом ВФ дейтрона и ${}^3\text{He}$ с учетом S - и D -компонент параметризовались в удобном для аналитических расчетов виде, приведенном в работах [13, 14].

Полные сечения, вычисленные по модели с ограничением $\cos \theta_{pp}^* < 0,8$ оказались равными 24 мб при импульсе 2,5 ГэВ/с и 12,2 мб при 5 ГэВ/с и хорошо совпадают с соответствующими экспериментальными значениями $23,0 \pm 0,3$ мб и $10,6 \pm 0,2$ мб. Подавляющий вклад в сечение вносит диаграмма 2,а (23,1 мб при 2,5 ГэВ/с и 12 мб при 5 ГэВ/с). Учет D -волновых компонент ВФ ${}^3\text{He}$ и дейтрона увеличивает сечение на 13% для диаграммы 2,а и на 30% для диаграмм 2,б—в при обоих импульсах налетающих ядер ${}^3\text{He}$.

Рассмотрим распределение по импульсу дейтронов q_d в системе покоя ядра ${}^3\text{He}$. На рис. 3, в—г (в — 2,5 ГэВ/с; г — 5 ГэВ/с) незаштрихованные гистограммы соответствуют полному числу событий, заштрихованные — числу событий с ограничением $\cos \theta_{pp}^* < 0,8$. Сплошные кривые отвечают суммарному вкладу диаграмм 2, а—в с учетом S - и D -волн, штрихпунктирные — вкладу тех же диаграмм с учетом только S -волн, точками показан вклад диаграмм 2, б—в с учетом S - и D -волн. Как видно из рис. 3, в—г, в области малых импульсов $q_d^2 \sim \kappa_{\tau}^2 = 2\mu_{pd}(\epsilon_{\tau} - \epsilon_d)$ (μ_{pd} — приведенная масса pd -системы; ϵ_{τ} и ϵ_d — энергии связи ${}^3\text{He}$ и дейтрона) превышение теоретической кривой составляет 30%, в то же время в области больших значений $q_d > 0,25$ ГэВ/с экспериментальное сечение больше теоретического примерно в 4 раза.

Хотя эффект FSI полностью не исключается условием $\cos \theta_{pp}^* < 0,8$, такое большое расхождение теории и эксперимента, по-видимому, не объясняется вкладами неучтенных диаграмм (типа 2, д). Отсюда можно сделать вывод, что структура ВФ ${}^3\text{He}$ не может быть полностью понята, если принимать во внимание только нуклонную компоненту ВФ (см. также п. 3).

3. Определение ядерной вершинной функции (ЯВФ) и ядерной вершинной константы (ЯВК) распада ${}^3\text{He} \rightarrow pd$ из данных по реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow ppd$ при импульсах ядер ${}^3\text{He}$ 2,5 и 5 ГэВ/с. Для определения ЯВК выделим прежде всего события, отвечающие QFS-диаграмме 2,а. Учитывая сказанное в п. 2, накладываем два ограничения: 1) $t > 0,833$ (ГэВ/с) 2 (такое ограничение обеспечивает малый сход с массовой поверхности и соответствует $q_d < 16$ ГэВ/с); 2) $\cos \theta_{pp}^* < 0,8$. При таких ограничениях для последующего анализа остается 2316 событий реакции (1) при импульсе 2,5 ГэВ/с и 2242 события при импульсе 5 ГэВ/с.

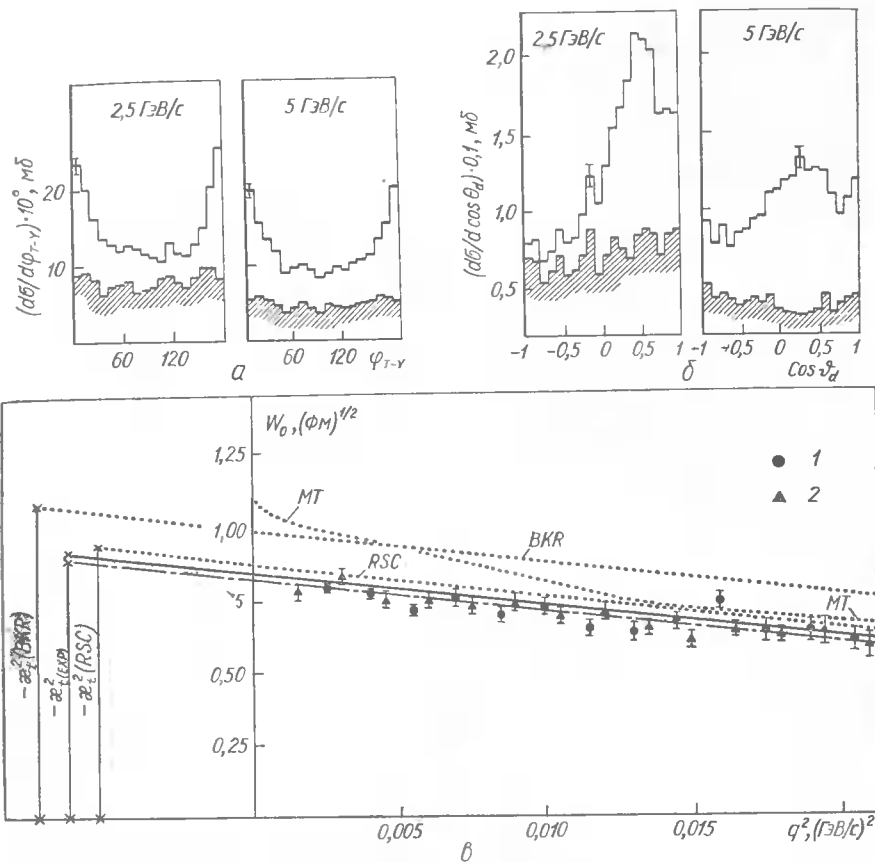


Рис. 4. Распределения по углу Треймана — Янга и углу между начальным протоном и дейтроном (в системе покоя ядра) соответственно для двух значений начальных импульсов ядра: 2,5 и 5 ГэВ/с; незаштрихованные гистограммы отвечают полному числу событий реакции (1), заштрихованные — с двумя ограничениями (а, б) и зависимость ЯВФ распада ${}^3\text{He} \rightarrow pd$ от q_d^2 (в).

Детальный анализ показывает, что отборы 1) и 2) позволяют удовлетворить всем критериям идентификации полюсного механизма (в частности, таким важным, как изотропия по углу Треймана — Янга и углу вылета дейтрона-спектратора; см. рис. 4, а, б) и тем самым достаточно надежно выделить вклад QFS-диаграммы 2, а. Прямой расчет диаграмм 2, б, в, верхняя оценка FSI-диаграммы 2, д (т. е. ее расчет в приближении, когда pp - и pn -амплитуды берутся из соответствующих сечений на массовой поверхности), а также результаты работы [10] показывают, что в рассматриваемой кинематической области суммарный вклад таких диаграмм не превышает 5%.

Пренебрегая W_2 по сравнению с W_0 в области $q_d < 0,16$ ГэВ/с (где, как следует из расчетов с RSC-потенциалом, $W_2/W_0 = 0 \div 0,07$), можно стандартным образом связать ЯВФ W_0 с экспериментальным распреде-

лением $d\sigma/dq_d^2$. Разлагая полученное для W_0 выражение в ряд $\sum_{n=0}^N a_n q_d^{2n}$, находим методом наименьших квадратов коэффициенты разложения (число членов в разложении определялось по критерию Фишера). Последующая экстраполяция в полюс $q_d^2 = -\kappa_\tau^2$ (экспериментальное значение $\kappa_\tau = 0,083$ ГэВ) дает значение ЯВК $G_{\tau,0}$. Для W_0 в виде $W_0 = a_0 + a_1 q_d^2$ мы получим следующие значения параметров разложения: $a_0 = 0,81 \pm 0,02 \pm 0,04$ Фм; $a_1 = -12,8 \pm 2,2 \pm 0,64$ Фм^{1/2} (ГэВ/с)² и соответственно $G_{\tau,0}^2 = 0,81 \pm 0,06 \pm 0,04$ Фм при $\chi^2/n = 1,03$ для импульса 2,5 ГэВ/с и $a_0 = 0,83 \pm 0,03 \pm 0,04$ Фм^{1/2}, $a_1 = -13,0 \pm 2,3 \pm 0,65$ Фм^{1/2} (ГэВ/с)² и соответственно; $G_{\tau,0}^2 = 0,85 \pm 0,06 \pm 0,04$ Фм при $\chi^2/n = 1,02$ для импульса 5 ГэВ/с.

Зависимость W_0 от q_d^2 приведена на рис. 4, в, где 1 — экспериментальные данные при 2,5 ГэВ/с (аппроксимация показана штрихпунктирной линией), 2 — при 5 ГэВ/с (аппроксимация показана сплошной линией), пунктирные кривые соответствуют ЯВФ для потенциалов Рейда (RSC), Мальфлита — Тьона (MT) [15] и Бесселя — Кермана — Рубена (BKR) [15]. Здесь $\epsilon_t = 8,57$ МэВ (MT), $\epsilon_t = 8,27$ МэВ (BKR), $\epsilon_t = 6,96$ МэВ (RSC).

Если следовать процедуре учета кулоновских поправок, предложенной в работах [16, 17], то для перенормированных ЯВК получаем следующие значения: $(G_{\tau,0}^c)^2 = 0,95 \pm 0,07 \pm 0,05$ Фм при 2,5 ГэВ/с и $(G_{\tau,0}^c)^2 = 0,99 \pm 0,07 \pm 0,05$ Фм при 5 ГэВ/с.

Учет схода с массовой поверхности в рамках модели Монгана при нашем ограничении $t > 0,833$ (ГэВ/с)², приводит к уменьшению значений ЯВФ и ЯВК менее, чем на 1 %.

Отметим, что ЯВК, полученные феноменологически разными методами из разных бинарных реакций, лежат в интервале $G_{\tau(t),0}^2 = 0,75 \div 1,38$ Фм (здесь мы не делаем различия между ядрами ³H и ³He). Теоретические значения ЯВК для различных потенциалов лежат в интервале $G_{\tau(t),0}^2 = 0,99$ (OBE) \div 1,14 (RSC) \div 1,62 (MT) Фм. Как видно, ЯВК, найденные эмпирически, довольно чувствительны к методу, с помощью которого они получены. Теоретические значения ЯВК сильно зависят от того, какая получается энергия связи ядра при решении трехчастичной задачи с различными реалистическими потенциалами. Поэтому разумнее сравнивать вершинные функции в физической области.

Из рис. 4, в видно, что в области $q_d < 0,16$ ГэВ/с ЯВФ для MT-, BKR- и RSC-потенциалов (вершинные функции для Парижского и RSC-потенциала практически совпадают [18]) лежат систематически выше вершинной функции, полученной из эксперимента. Так, для RSC — потенциала отклонение составляет приблизительно 7 %, что в свою очередь, как видно из рис. 3, в—г, приводит к различию теоретических и экспериментальных спектров $d\sigma/dq_d$ при $q_d \approx \kappa_\tau$ в 30 %. В рассматриваемой кинематической области ($q_d < 0,16$ ГэВ/с и $\cos \theta_{pp}^* < 0,8$) вклад FSI, по нашим оценкам, не превышает 5 %.

Эти факты в совокупности с результатами п. 2 и работ [18, 19] ука-

зывают на то, что ВФ для существующих реалистических потенциалов завышены в области малых импульсов спектаторов и (через общую нормировку) занижены в высокоимпульсной области.

4. Определение ядерных вершинных функций распада ³He \rightarrow ppp из данных по реакции ³He \rightarrow pppp при импульсах ядер ³He 2,5 и 5 ГэВ/с. ЯВФ полного распада ³He на три нуклона есть интеграл перекрытия ВФ ядра ³He с ВФ непрерывного спектра спектаторной пары нуклонов с относительным импульсом p , суммарным импульсом q (импульсы задаются в системе покоя ядра) и спином s ($s = 0, I = 1; s = 1, I = 0$).

В полюсном приближении ЯВФ просто связаны с дважды дифференциальными распределениями по p и q реакции ³He \rightarrow pppp. Так, для QFS-диаграммы pp-рассеяния (рис. 5, а) имеем

$$\frac{d^2\sigma}{dp^2dq^2} = |I(p, q)|^2 \tau_1(S, p, q), \quad |I(p, q)|^2 = \frac{1}{2} |I^{(0)}(p, q)|^2 + \frac{3}{2} |I^{(1)}(p, q)|^2,$$

а для QFS-диаграммы pn-рассеяния (рис. 5, б)

$$\frac{d^2\sigma}{dp^2dq^2} = |I^{(0)}(p, q)|^2 \tau_2(S, p, q).$$

Здесь $|I^{(0)}|^2$ и $|I^{(1)}|^2$ — квадраты модулей синглетной и триплетной ЯВФ; τ_1 и τ_2 — соответствующие элементы фазовых объемов, содержащие сечения упругого pp- и pn-рассеяния на массовой поверхности (эффект схода с массовой поверхности, как отмечено в п. 3, мал).

Определенная таким образом ЯВФ связана простым кинематическим множителем с часто используемой в литературе спектральной функцией (см., например, [20]): $S(E, q) = \frac{pm}{2} |I(p, q)|^2$, $E = p^2/m$.

Задача определения ЯВФ экспериментально сводится, как и в п. 3, к корректному выделению событий реакции ³He \rightarrow pppp, отвечающих QFS-диаграммам (см. рис. 5, а, б). Для этого накладываем следующие ограничения: 1) $q_{\max} < 0,16$ ГэВ/с; 2) $p_{\max} < 0,2$ ГэВ/с; 3) $|\cos \theta_{pp}^*| < 0,8$ для событий диаграммы 5, а и $-0,7 < \cos \theta_{pp}^* < 0,9$ для событий диаграммы 5, б.

При таких отборах для последующего анализа остается соответственно 949 и 799 событий, отвечающих диаграмме 5, а при импульсах 2,5 и 5 ГэВ/с; 1705 и 1308 событий, отвечающих диаграмме 5, б при импульсах 2,5 и 5 ГэВ/с. Отборы 1)–3) позволяют получить практически полную изотропию по соответствующим углам Треймана — Янга и очень узкие распределения по переданным импульсам в каждой из диаграмм 5, а, б.

Имея возможность получить дважды дифференциальные распределения по обоим переменным p и q , но не имея достаточно большой статистики, анализ был ограничен рассмотрением интегральных им-

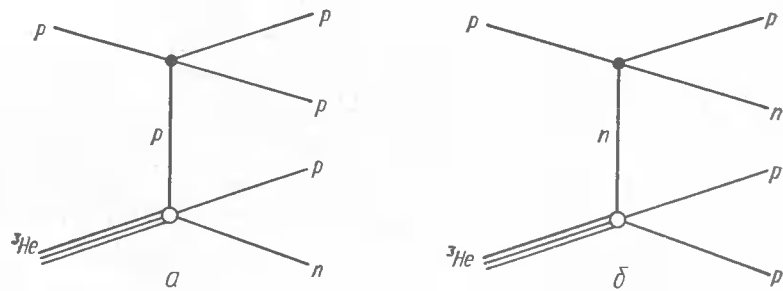


Рис. 5. Диаграммы квазисвободного рассеяния для реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$.

пульсных распределений $\rho_3(q) = \int_0^{p_{\max}^2} |I(p, q)|^2 p dp^2 / 2 = \int_0^{E_{\max}} S(E, q) dE$,

$\rho_3(p) = \int_0^{q_{\max}^2} |I(p, q)|^2 q dq^2 / 2$ и аналогичных импульсных распределений

для синглетной вершинной функции. При этом наблюдается достаточно хорошее согласие между данными, полученными в Сакле из $(e, e'p)$ -реакции на ${}^3\text{He}$ [21] и нашими данными, полученными из анализа реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$ при импульсе 2,5 ГэВ/с и импульсе 5 ГэВ/с.

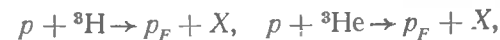
Установлена независимость результата от начальной энергии пучка, что в сильной мере свидетельствует о корректном отборе событий, отвечающих диаграмме с квазисвободным ep и pp -рассеянием.

5. Одночастичные спектры и правила сумм для неупругих сечений и средних потерь энергии. Большой интерес представляет проверка соотношений, которые базируются на самых общих свойствах нерелятивистского гамильтониана ядра, включающего только нуклонные степени свободы. Здесь мы рассмотрим проверку двух таких соотношений, имеющих место в случае применимости эйкональной теории многократного рассеяния.

Первое соотношение — для сумм неупругих сечений рассеяния адрона на ядре без образования новых частиц (глауберовское правило сумм (ГПС) для сечений) — возникает при использовании принципа полноты ядерных волновых функций [22]. Поскольку это правило сумм основано на полноте собственных функций гамильтониана, где учтены только нуклонные степени свободы, его нарушение указывало бы на проявление кварковых или мезонных степеней свободы.

Второе соотношение является аналогом известного правила сумм Томаса — Райхе — Куна для фотопоглощения и представляет собой правило сумм для средних потерь энергии в неупругом адрон-ядерном рассеянии без образования новых частиц [23]. Для получения этого соотношения помимо условия полноты ядерных волновых функций нужно предположить также локальность нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для реакций квазиупругого рассеяния



где p_F — самый быстрый протон в системе покоя ядра; X — система, включающая только нуклоны и не включающая никаких новообразованных частиц, указанные правила сумм записываются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\Omega} = \sum_{f \neq i} \frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} = \langle i | F^+ (\Delta) F (\Delta) | i \rangle - |\langle i | F (\Delta) | i \rangle|^2, \quad (2)$$

$$\overline{\Delta E (\Delta)} \frac{d\sigma_{in}}{d\Omega} = \sum_{f \neq i} (E_f - E_i) \frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} = \frac{1}{2} \langle i | [F^+ (\Delta), [H, F (\Delta)] | i \rangle. \quad (3)$$

Здесь Δ — переданный импульс; H — ядерный гамильтониан, $H | i \rangle = E_i | i \rangle$; $F (\Delta)$ — оператор рассеяния. Если $F (\Delta)$ коммутирует с потенциалом NN -взаимодействия $[V, F (\Delta)] = 0$ (что имеет место, например, если $F (\Delta)$ — локальный оператор), то правая часть ГПС (3), как и ГПС (2), может быть вычислена и выражена через параметры основного состояния ядра и нуклон-нуклонные амплитуды. В рассматриваемом случае правую часть каждого соотношения (2) и (3) удобно представить в виде суммы членов, отвечающих некогерентным одно-, дву- и трехкратному рассеянию [6—7]:

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\Omega} = \sum_{n=1}^3 \frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{e1}}{d\Omega}, \quad (4)$$

$$\overline{\Delta E (\Delta)} \frac{d\sigma_{in}}{d\Omega} = \sum_{n=1}^3 \overline{\Delta E^{(n)} (\Delta)} \frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega}, \quad (5)$$

где средние потери энергии в n -кратном соударении описываются выражением

$$\overline{\Delta E^{(n)} (\Delta)} = \frac{1}{2m} \left(\frac{\Delta^2}{n} + (n-1) O \left(\frac{1}{R^2} \right) \right). \quad (6)$$

Член $\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega}$ в выражении (4) учитывает вклад когерентных процессов в квазиупругое рассеяние. Отметим, что соответствующее выражение для $\overline{\Delta E^{(n)} (\Delta)}$ в работе [23] оказывается ошибочным при $\Delta = 0$. Причина этой ошибки — использование эйконального приближения для оператора рассеяния при вычислении вторых производных. Выражение для $\overline{\Delta E^{(n)} (\Delta)}$ в виде (6) было получено в [7] на основе теории многократного рассеяния Ватсона. Для учета релятивистских эффектов в выражении (6) следует провести замену $\overline{\Delta E^{(n)}} \rightarrow \overline{\Delta E_{rel}^{(n)}} = (\Delta^2 + (nm)^2)^{1/2} - nm + (n-1) O \left(\frac{1}{R^2} \right)$.

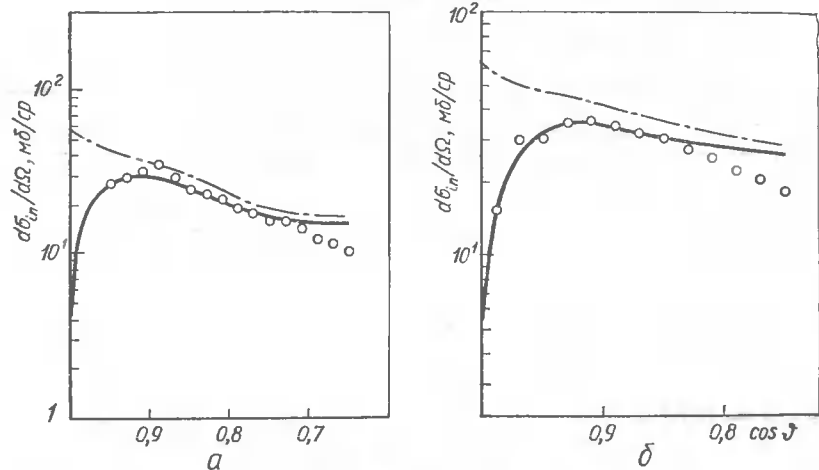


Рис. 6. Дифференциальные сечения $d\sigma_{in}/d\Omega$ квазиупругого ${}^3\text{Hr}$ - (а) и ${}^3\text{He-r}$ -рассеяния (б) при импульсе ядер 2,5 ГэВ/с ($T_p=0,318$ ГэВ) в системе покоя ядра в зависимости от косинуса угла рассеяния $\cos\theta$.

Формулы (4) и (5) следует применять для рассеяния на небольшие углы, поскольку относительная величина поправок в членах двух- и трехкратного рассеяния составляет по порядку величины $(\theta/2)^2$ и $(\theta/3)^2$ соответственно.

Формально левая часть ГПС (2) и (3) должна включать суммирование по всем состояниям конечного ядра с собственными значениями E_f , меняющимися от 0 до ∞ . В реальных условиях максимальная величина E_f всегда ограничена. Как показано в работах [6—7], для насыщения ГПС достаточно учесть интервал энергий возбуждения E_f до 250—300 МэВ. В данных, которые представлены ниже, это условие выполняется.

а). Квазиупругое ${}^3\text{Hr}$ - и ${}^3\text{He-r}$ -рассеяние при импульсе 2,5 ГэВ/с ($T_p=0,318$ ГэВ). На рис. 6 приведены дифференциальные сечения квазиупругого ${}^3\text{Hr}$ - и ${}^3\text{He-r}$ -рассеяния $d\sigma_{in}/d\Omega$ в системе покоя ядра ${}^3\text{H}$ или ${}^3\text{He}$ в зависимости от косинуса угла рассеяния $\cos\theta$. Сплошные кривые отвечают результату расчета по ГПС (4). Теория хорошо согласуется с экспериментом вплоть до $\cos\theta \simeq 0,7 \div 0,8$; для больших углов существенны эффекты фазового объема, которыми пренебрегалось при выводе ГПС (4). Незначительное превышение эксперимента над теорией при $\cos\theta \simeq 0,9$ в случае ${}^3\text{Hr}$ -рассеяния может быть обусловлено фоновым процессом перезарядки начального протона на нейтронах ядра ${}^3\text{H}$, при котором образуются протоны-спектаторы, летящие вперед.

В интервале $0,8 \leq \cos\theta \leq 0,9$ дифференциальные сечения квазиупругого рассеяния оказываются близкими к сумме $\sum_{i=1}^3 d\sigma_{el}^{pN_i}/d\Omega$ (см. рис. 6; штрихпунктирная кривая), которая отвечает вкладу однократного не-

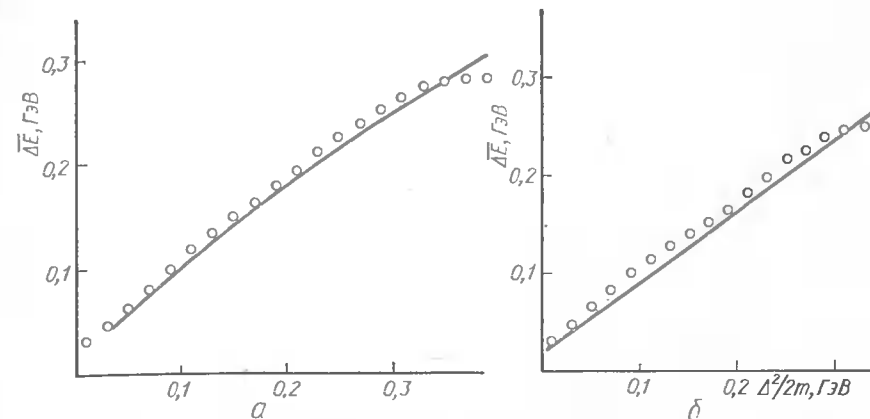


Рис. 7. Средние потери энергии $\overline{\Delta E}$ быстрых протонов в реакциях $p^3\text{H} \rightarrow p_F X$ (а) и $p^3\text{He} \rightarrow p_F X$ (б) при $T_p=0,318$ ГэВ в системе покоя ядра в зависимости от $\Delta^2/2m$. Сплошные кривые отвечают расчету на основе ГПС для средних потерь энергии.

когерентного рассеяния без учета экранировки. Это, как отмечалось выше, является следствием сильной компенсации различных вкладов членов ряда многократного рассеяния. Резкий провал $d\sigma_{in}/d\Omega$ при $\cos\theta \rightarrow 1$ связан с компенсацией суммарного и упругого сечений в ГПС (4).

На рис. 7 приведена зависимость средних потерь энергии в реакциях квазиупругого ${}^3\text{Hr}$ и ${}^3\text{He-r}$ -рассеяния при импульсе 2,5 ГэВ/с как функция $\Delta^2/2m$. Сплошные кривые отвечают результату расчета, основанного на ГПС (5). В области $\Delta^2/2m \leq 0,3$ ГэВ согласие теории и эксперимента хорошее. Расхождение при $\Delta^2/2m > 0,3$ ГэВ вызвано эффектами фазового объема.

б). Квазиупругое ${}^3\text{He-r}$ -рассеяние при импульсе 5 ГэВ/с ($T_p=0,978$ ГэВ). На рис. 8, а представлены дифференциальные сечения квазиупругого ${}^3\text{He-r}$ -рассеяния в системе покоя ядра ${}^3\text{He}$ в зависимости от косинуса угла рассеяния. Штриховая кривая отвечает предсказаниям ГПС (4). В интервале $0,8 \leq \cos\theta \leq 0,97$ эта кривая в среднем на 30 % ниже экспериментальных данных. Более наглядно это расхождение теории и эксперимента прослеживается на рис. 8, б, где приведено отношение $R = (d\sigma_{in}^{эк}/d\Omega)/(d\sigma_{in}^{теор}/d\Omega)$.

Большая часть этого расхождения теории и эксперимента объяснима промежуточным образованием Δ -изобары (механизм двукратного рассеяния $p_F \rightarrow \Delta_F \rightarrow p'_F$ дает вклад примерно 8 %, образование медленной Δ с ее последующим распадом и захватом π -мезона спектаторной NN -парой вносит поправку примерно 12 %). Оставшееся расхождение может быть обусловлено неопределенностью имеющихся данных по упругому NN -рассеянию при нашей энергии, систематическая погрешность в абсолютной нормировке которых составляет 10—15 %.

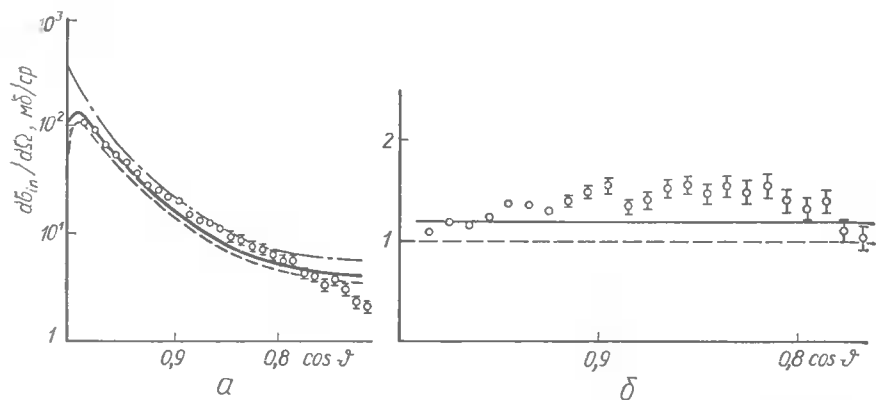


Рис. 8. Дифференциальные сечения квазиупругого ${}^3\text{He}$ -рассеяния при импульсе 5 ГэВ/с ($T_p = 0,978$ ГэВ) в системе покоя ядра ${}^3\text{He}$ (а) и отношение $R = (d\sigma_{\text{in}}^{\text{экс}}/d\Omega) / (d\sigma_{\text{in}}^{\text{GSR}}/d\Omega)$ (б) в зависимости от косинуса угла рассеяния $\cos \theta$. Штриховые кривые отвечают расчету на основе ГПС; сплошные — расчету с учетом образования Δ -изобар в промежуточном состоянии; штрихпунктирная кривая представляет суммарные дифференциальные сечения упругого рассеяния протона на отдельных нуклонах ядра ${}^3\text{He}$.

На рис. 9, а приведены средние потери энергии быстрых протонов в квазиупругом ${}^3\text{He}$ -рассеянии при 5 ГэВ/с в зависимости от $\Delta^2/2m$. Сплошная кривая соответствует предсказаниям правил сумм (8).

На рис. 9, б представлено отношение $R = \Delta E^{\text{экс}}/\Delta E^{\text{теор}}$. В интервале $0,2 \leq \Delta^2/2m \leq 0,5$ ГэВ наблюдается превышение данных над теорией $\sim 10\%$, которое можно объяснить вкладом механизмов с образованием Δ -изобар в промежуточном состоянии, а также поправкой (~ 30 МэВ) на учет средних энергий нуклонов-спектаторов.

в) **Квазиупругая перезарядка протонов на ядре ${}^3\text{He}$.** Здесь экспериментальные данные по реакции ${}^3\text{He} \rightarrow pppn$ при импульсах ядер ${}^3\text{He}$ 2,5 и 5 ГэВ/с используются для проверки выполнимости ГПС для сечений процесса квазиупругой перезарядки протона на ядре ${}^3\text{He}$ $p^3\text{He} \rightarrow n_F X$ (n_F — быстрый нейтрон в системе покоя ядра; X — система ядерных фрагментов, не содержащая пионов).

Воспользовавшись методом учета эффектов перезарядки в процессе многократного рассеяния нуклона в ядре, развитым в работе [24] в случае реакции $pd \rightarrow n_F X$, запишем ГПС для сечений $d\sigma_{\text{ex}}/d\Omega$ процесса $p^3\text{He} \rightarrow n_F X$ в виде

$$\frac{d\sigma_{\text{ex}}}{d\Omega} = \langle i | F^+(\Delta) P_\tau F(\Delta) | i \rangle, \quad (7)$$

где F — оператор рассеяния, зависящий от пространственных и изоспиновых координат нуклонов ядра, а также изоспиновой координаты налетающей частицы; P_τ — проекционный оператор, зависящий от изоспиновых координат нуклонов ядра, который отвечает конечному состоянию $|ppp\rangle$ ($P_\tau |ppp\rangle = |ppp\rangle$; $P_\tau |{}^3\text{He}\rangle = 0$; $|i\rangle$ — начальное состояние налетающего протона и ядра ${}^3\text{He}$; Δ — переданный импульс.

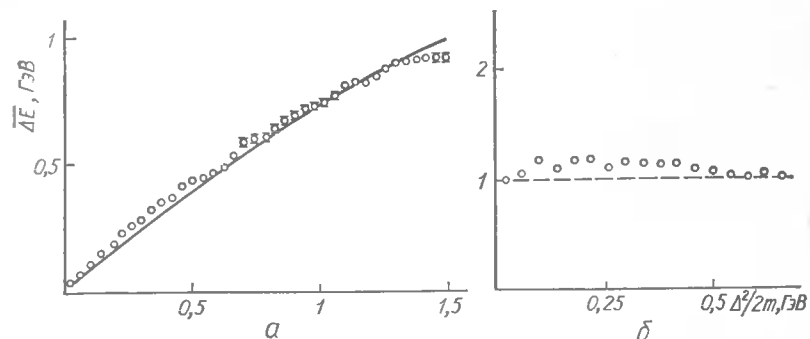


Рис. 9. Средние потери энергии ΔE быстрых протонов в реакции $p^3\text{He} \rightarrow p_F X$ при $T_p = 0,978$ ГэВ в системе покоя ядра ${}^3\text{He}$ (а) и отношение $R = \Delta E^{\text{экс}}/\Delta E^{\text{GSR}}$ в зависимости от $\Delta^2/2m$. Сплошная кривая отвечает расчету на основе ГПС для средних потерь энергии.

Если известен явный вид оператора F (например, в глауберовском приближении), правая часть ГПС (7) может быть вычислена и выражена через параметры основного состояния ядра и NN -амплитуду

На рис. 10 а, б приведены дифференциальные сечения $d\sigma_{\text{ex}}/d\Omega$ процесса $p^3\text{He} \rightarrow n_F X$ при $T_p = 0,318$ и 0,978 ГэВ в системе покоя ядра в зависимости от косинуса угла рассеяния $\cos \theta_{pn}$ (для исключения фона нейтронов-спектаторов проведены отборы по импульсу нейтрона в системе покоя ядра: $p_n > 0,25$ ГэВ/с ($T_p = 0,318$ ГэВ) и $p_n > 1$ ГэВ/с ($T_p = 0,978$ ГэВ)).

Сплошные кривые на рис. 10 отвечают предсказаниям ГПС (7); штрихпунктирными — показаны дифференциальные сечения упругой NN -перезарядки, восстановленные по результатам фазового анализа [11]. Из сравнения данных и предсказаний ГПС (7) следует:

1. В интервале $0,75 \leq \cos \theta_{pn} \leq 0,95$ данные хорошо согласуются с предсказаниями ГПС (небольшое превышение эксперимента над теорией при $T_p = 0,978$ ГэВ обусловлено, по-видимому, эффектами образования Δ -изобар в промежуточном состоянии);

2. Расхождение теории и эксперимента при $\cos \theta_{pn} \geq 0,95$, вероятно, связано с важностью учета в этой области D -волновых компонент ВФ ${}^3\text{He}$, а также спиновых эффектов. В области $\cos \theta_{pn} \leq 0,75$ существенны эффекты фазового объема конечных частиц, которыми пренебрегались при выводе ГПС (7);

3. Вклад кратных процессов в случае реакции $p^3\text{He} \rightarrow n_F X$ усилен по сравнению с квазиупругим $p^3\text{He}$ -рассеянием. Особенно ярко этот эффект проявляется при $T_p = 0,318$ ГэВ, где вследствие малой неупругости и слабой угловой зависимости NN -рассеяния сечение, определяемое ГПС (7), в интервале $0,75 \leq \cos \theta_{pn} \leq 0,85$ примерно на 15% превосходит сечение элементарной NN -перезарядки на свободном нуклоне.

г) **Примесь 6q-мешков в ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ и другие ненуклонные компоненты ВФ.** Используя полученные данные и их сравнение с предсказаниями правил сумм (4) и (5), проведем оценку верхнего предела при-

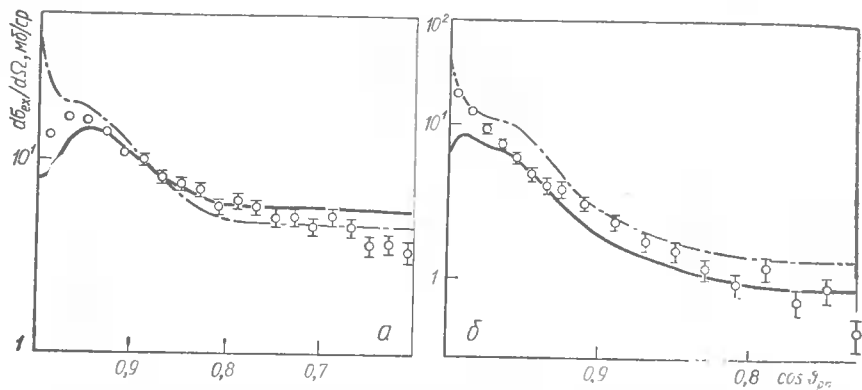


Рис. 10. Дифференциальные сечения $d\sigma_{ex}/d\Omega$ квазиупругой перезарядки $p^3\text{He} \rightarrow npppp$ при $T_p=0,318$ ГэВ (а) и $T_p=0,978$ ГэВ (б) в системе покоя ядра в зависимости от косинуса угла рассеяния $\cos \theta_{pn}$.

меси $6q$ -мешков в ^3H и ^3He . Согласно существующим оценкам [25] примесь $6q$ -мешка в дейтроне может достигать 5—10 %. Отсюда следует, что соответствующая примесь в ^3H или ^3He может быть примерно в 3 раза больше — $P_{6q} \approx 15 \div 30$ %.

Важно также учесть относительную вероятность распада $6q$ -мешка по каналу NN . Для S -волнового $6q$ -мешка (т. е. для мешка, в котором все шесть кварков находятся в S -волне) отношение квадратов амплитуд, определяющих переходы в каналы NN : $\Delta\Delta$: B_8B_8 (где B_8 обозначает цветовой октет барионов), равно 10/90: 8/90: 72/90.

В нашем случае, когда детектируется только NN -канал, сечение (4) должно быть умножено на фактор

$$k = \left\{ 1 - \left[1 - \frac{10}{90} \right] P_{6q} \right\} \quad (8)$$

(мы пренебрегаем здесь возможной примесью $9q$ -мешка). Учитывая, что экспериментальные данные при 318 и 978 МэВ (после учета описанных выше поправок) с точностью около 5 % совпадают с предсказанием правила сумм (4), находим, что для ^3H или ^3He $P_{6q} \leq 5$ % на ядро (или 1,7 % на нуклон).

Оценка P_{6q} с помощью соотношения (7) может оказаться слишком «наивной», так как основана на предположении, что условие полноты для $6q$ -компоненты применимо только тогда, когда все экзотические каналы распада ($\Delta\Delta$, $B_8B_8 \rightarrow N\pi N\pi$ и т. д.) будут открыты. Действительно, вполне возможна такая динамическая ситуация, когда условие полноты имеет место при суммировании только по открытым каналам. Такая ситуация может, например, осуществляться в модели кварковых составных мешков [25]. В нашем случае при 978 МэВ для распада $6q$ -мешка открытыми каналами являются каналы NN и ΔN . При таком подходе точность 5 %, с которой данные по $d\sigma_{in}/d\Omega$ совпадают с предсказанием правила сумм (4), может служить оценкой верхнего предела на примесь Δ -изобары в ^3He .

В п. 3 отмечалось, что распределение по q_d в реакции $^3\text{He} \rightarrow pp d$ сильно отличается (особенно в высокоимпульсной части) от распределения, даваемого в рамках стандартного подхода, в котором учитываются только нуклонные компоненты ядра. Часть расхождения теории и эксперимента при $q_d \approx 300$ МэВ/с можно объяснить за счет обрившегося выше механизма образования медленной Δ -изобары с ее последующим распадом и захватом π -мезона спектаторной NN -парой. Учитывая полученную оценку на примесь $6q$ -мешков, находим, что $6q$ -мешки, по-видимому, не смогли бы объяснить оставшееся расхождение. Поэтому природа наблюдаемого расхождения остается до конца не ясной. Некоторый вклад в область $q_d \approx 300$ МэВ/с может возникать за счет примеси $9q$ -мешков P_{9q} в ^3He (по той причине, что условия на распад $9q$ -мешков по «бесцветным» каналам $3N$ и Nd менее ограничительны). С другой стороны, как отмечалось в работе [26], необязательно, чтобы в ядрах имела место иерархия примесей $P_{6q} \gg P_{9q} \gg P_{12q}$ и т. д. Специфическая структура цветомагнитных и цветоэлектрических сил в многокварковых мешках приводит к тому, что, по-видимому, наиболее энергетически выгодной и поэтому доминирующей является $12q$ -конфигурация (см., например, [27]). В этом случае будет осуществляться иерархия $P_{12q} \gg P_{9q} \gg P_{6q}$. Отметим также, что, как считают некоторые авторы [26], именно примесь $9q$ -мешка объясняет большую величину второго максимума в зарядовом формфакторе ^3He . В этой связи вопрос о величинах примесей многокварковых мешков в легких ядрах представляет большой интерес и требует дальнейшего изучения.

5. Выводы. 1. Показано, что данные по реакциям упругого ^3He -и $^3\text{He}p$ -рассеяния и перезарядки $^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}n$ в области промежуточных энергий хорошо описываются в рамках эйкональной теории многократного рассеяния. При этом дифференциальные сечения перезарядки оказываются очень чувствительны к нуклон-нуклонным амплитудам с двойным переворотом спина.

2. Данные по реакции $^3\text{He} \rightarrow pp d$ при импульсах ^3He 2,5 и 5 ГэВ/с анализировались в рамках полюсной модели с учетом S - и D -волновых компонент ВФ ^3He и d для потенциала RSC. Показано, что даже при кинематическом ограничении, позволяющем заметно уменьшать вклад FSI, имеются характерные отличия теории и эксперимента, особенно заметные в распределении по импульсу q_d при $q_d \approx 300$ МэВ/с. Эти расхождения, по-видимому, могут быть связаны с вкладом ненуклонных степеней свободы в ВФ ^3He и d .

3. Впервые определена вершинная функция распада $^3\text{He} \rightarrow pd$ из реакции $^3\text{He} \rightarrow pp d$ при различных значениях импульса ^3He (2,5 и 5 ГэВ/с). Совпадение (в пределах ошибок) полученных значений ЯВФ в таком широком диапазоне энергий — дополнительный аргумент в пользу корректности использованной процедуры определения ЯВФ. Показано, что ЯВФ для имеющих реалистических потенциалов в области импульсов спектаторов 0—0,16 ГэВ/с лежат систематически выше экспериментальных значений. Полученная экстраполяцией в полюс ЯВК распада $^3\text{He} \rightarrow pd$ находится в разумном согласии с имеющимися в литературе феноменологическими значениями.

4. Впервые определены вершинные функции полного распада ${}^3\text{He} \rightarrow ppp$ из реакции ${}^3\text{He}p \rightarrow pppp$ при значениях импульса ${}^3\text{He}$ 2,5 и 5 ГэВ/с. Одновременное исследование зависимости ЯВФ от обеих переменных p и q , а также явное выделение синглетной компоненты ЯВФ проведено, насколько нам известно, впервые.

5. Показана хорошая применимость глауберовских правил сумм для дифференциальных сечений и средних потерь энергии в случае квазиупругого ${}^3\text{He}$ - и ${}^3\text{He}p$ -рассеяния, а также правила сумм для дифференциальных сечений процесса квазиупругой перезарядки протона на ядре ${}^3\text{He}$ при импульсе 2,5 ГэВ/с. Найденные расхождения при импульсе 5 ГэВ/с интерпретируются как эффекты образования Δ -изобар в промежуточном состоянии. Из степени согласия теории и эксперимента при использовании условия полноты для всех открытых каналов получена оценка верхнего предела возможной примеси $6q$ -мешков в ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ $P_{6q} \leq 5\%$ на ядро (или $\leq 1,7\%$ на нуклон).

1. *Chuvilo I. V. et al.* Investigation of the reaction $t + p \rightarrow p + d + n$ at 2.5 GeV/c triton momentum // *Phys. Lett. B.*— 1980.— 91.— P. 349—352.
2. *Chuvilo I. V. et al.* Investigation of the reaction ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$ at 2.5 GeV/c triton momentum // *Nucl. Phys. A.*— 1982.— 377.— P. 585—597.
3. *Chuvilo I. V. et al.* Study of the reaction ${}^3\text{He}p \rightarrow pppp$ at 5 GeV/c helium momentum // *Proc. of 9th Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct.*— Versailles, 1981.— P. 563.
4. *Блинов А. В. и др.* Исследование дифференциальных сечений реакций ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$ при импульсе ядер трития 2,5 ГэВ/с // *Ядер. физика.* 1982.— 35, вып. 3.— С. 523—531.
5. *Блинов А. В. и др.* Топологические сечения ${}^3\text{He}p$ -взаимодействия и упругое ${}^3\text{He}p$ -рассеяние при импульсе 5 ГэВ/с // *Там же.*— 1984.— 39.— С. 260—263.
6. *Blinov A. V. et al.* Quasielastic ${}^3\text{He}p$ scattering at a 2.5 GeV/c triton momentum. Moscow, 1982.— 13 p.— (Preprint / ИТФ-72).
7. *Блинов А. В. и др.* Квазиупругое ${}^3\text{He}p$ - и ${}^3\text{He}p$ -рассеяние при средних энергиях и глауберовские правила сумм // *Ядер. физика.*— 1984.— 40, вып. 3.— С. 581—596.
8. *Alkhasov G. D. et al.* p - ${}^3\text{He}$ elastic scattering at 1 GeV. // *Phys. Lett. B.*— 1979.— 85.— P. 43—46.
9. *Bizard G. et al.* Charge-exchange $p{}^3\text{H} \rightarrow n{}^3\text{He}$ and elastic $p\text{H} \rightarrow p{}^3\text{H}$ differential cross sections at medium energy // *Nucl. Phys. A.*— 1980.— 338.— P. 451—462.
10. *Блохинцев Л. Д., Веселов А. И., Народецкий И. М.* Эффекты протон-дейтронного перераспределения в реакции $tp \rightarrow pnd$ при промежуточных энергиях // *Ядер. физика.*— 1983.— 37.— С. 312—321.
11. *Arndt R. A. et al.* Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1 GeV // *Phys. Rev D.*— 1983.— 28, N 1.— P. 97—122.
12. *Mongan T. R.* Separable-potential models of the nucleon-nucleon interaction // *Ibid.*— 1969.— 178, N 4.— P. 1597—1611.
13. *Bosted P., Laget J. M.* Electromagnetic properties of the πNN system (II). The $\gamma D \rightarrow D\pi^0$ reaction // *Nucl. Phys. A.*— 1978.— 296, N 3.— P. 413—430.
14. *Hajduk Ch., Green A. M., Sainio M. E.* A convenient analytical form for the triton wave function // *Ibid.*— 1980.— 337, N1.— P. 13—22.
15. *Беляев В. Б., Иргазиев Б. Ф., Орлов Ю. В.* Константы связи (Tdn) (Td^*n) для локальных потенциалов // *Ядер. физика.*— 1976.— 24, вып. 1.— С. 44—51.
16. *Klarsfeld S.* Some remarks about Coulomb effects on vertex parts // *Nuovo Cim.*— 1965.— 39.— P. 975—978.
17. *Досамалов П. О., Долгинский Э. И.* Реакции срыва заряженных частиц, приводящие к слабосвязанным состояниям конечных ядер // *Ядер. физика.*— 1971.— 14, вып. 4.— С. 753—763.
18. *Meier-Hajduk H. et al.* Quasi-elastic electron scattering from ${}^3\text{He}$ // *Nucl. Phys. A.* 1983.— 395, N 2.— P. 332—348.

19. *Myers L. T. et al.* ${}^3\text{He}(p, pp){}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}(p, pp){}^3\text{H}^*$ at 136 MeV // *Phys. Rev. C.*— 1983.— 28.— P. 29—41.
20. *Ciofi degli Atti C.* Electron scattering by nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.*— 1980.— 3.— P. 163—328.
21. *Jans E. et al.* Quasifree ($e, e'p$) reaction on ${}^3\text{He}$ // *Phys. Rev. Lett.*— 1982.— 49, N 14.— P. 974—978.
22. *Glauber R. J., Mattiae G.* High-energy scattering of protons by nuclei // *Nucl. Phys. B.*— 1970.— B21.— P. 135—157.
23. *Simbel M. H., Hufner J., Chiang H. C.* The TRK-sum rule applied to hadron-nucleus scattering at high energy // *Phys. Lett. B.*— 1980.— 94.— P. 11—14.
24. *Glauber R. J., Franco V.* High-energy deuteron cross sections: charge-exchange effects // *Phys. Rev.*— 1967.— 156, N 2.— P. 1685—1697.
25. *Симонов Ю. А.* Адрон-адронное взаимодействие в модели составных кварковых мешков // *Ядер. физика.*— 1982.— 36, вып. 3.— С. 722—731.
26. *Кондратиук Л. А., Шматиков М. Ж.* Кумулятивные процессы и кварковые расщепления в ядрах // *Там же.*— 1985.— 41, вып. 2.— С. 498—511.
27. *Neudatchin V. G. et al.* On the quark structure of the lightest nuclei // *Z. Phys. A.*— 1983.— 313.— P. 375—366.

УДК 530.145.6

А. М. Веселова, С. П. Меркуров

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГОСУНИВЕРСИТЕТ им. А. А. ЖДАНОВА

Л. Д. Фаддеев

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. В. А. СТЕКЛОВА АН СССР,
ЛЕНИНГРАД

КУЛОНОВСКАЯ S-МАТРИЦА И МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Известно, что в ряде случаев рассеяние в системе трех нейтральных частиц можно с хорошей точностью рассматривать как результат последовательных двухчастичных столкновений. Например, квазиклассическое описание попарных столкновений на связанной паре приводит к факторизованному представлению амплитуды рассеяния в терминах двухчастичных амплитуд. Это представление называют приближением Глаубера — Ситенко [1, 2]. В процессах развала ($2 \rightarrow 3$) парное рассеяние определяет старшие члены амплитуды рассеяния при вылете частиц под малыми углами [3, 4]. Существуют и другие приближения, в которых учитывается двухчастичный механизм реакций. Универсальной математической базой для вывода подобных представлений могут служить компактные интегральные уравнения теории рассеяния [5]. Итерации этих уравнений естественным образом порождают представления для амплитуд рассеяния в виде ряда, который содержит произведения парных амплитуд. Количество сомножителей в слагаемых определяет порядок перераспределения. При этом упомянутые приближения могут быть получены, если в итерациях использовать подходящие приближения для парных T -матриц (см., например, [6]).

С другой стороны, попарное однократное и двукратное перераспределение частиц отвечает и за появление неинтегрируемых δ -функ-

ционных и полюсных особенностей ядра S -матрицы для столкновений $(3 \rightarrow 3)$ с тремя частицами в начальном и конечном состояниях. Таким процессам можно сопоставить свободные члены и первые итерации компактных уравнений [7]. Следовательно, в системе нейтральных частиц двухчастичный механизм реакций определяет ряд характерных свойств амплитуд рассеяния.

В настоящей работе рассматриваем особенности амплитуд рассеяния, которые обусловлены процессами перерассеяния в системе трех заряженных частиц. Опишем сингулярности амплитуды рассеяния $(3 \rightarrow 3)$, которые порождают эти процессы и приведем приближенные интегральные представления для амплитуд $(2 \rightarrow 2)$ и $(2 \rightarrow 3)$.

Обозначения. Для описания системы трех частиц используем обычные кинематические переменные x_α, y_α ($\alpha = 1, 2, 3$), например, здесь через x_1 обозначена приведенная относительная координата пары частиц $(2, 3)$ и через y_1 — приведенная относительная координата частицы 1 и центра инерции пары $(2, 3)$. Через k_α и p_α обозначим сопряженные этим координатам импульсы. Точки в шестимерном конфигурационном и импульсном пространствах R^6 обозначим через X и P , $X = \{x_\alpha, y_\alpha\}$, $P = \{k_\alpha, p_\alpha\}$. При этом переход от одной пары относительных координат к другой задается вращением координатной системы в R^6 ; $x_\alpha = c_{\alpha\beta}x_\beta + s_{\alpha\beta}y_\beta$, $y_\alpha = -s_{\alpha\beta}x_\beta + c_{\alpha\beta}y_\beta$, $c_{\alpha\beta}^2 + s_{\alpha\beta}^2 = 1$. Углы вращения выражаются через массы частиц [7]. В этих переменных оператор кинетической энергии H_0 совпадает с шестимерным оператором Лапласа.

Рассмотрим системы заряженных частиц, так что парные потенциалы имеют вид суммы кулоновских и короткодействующих частей

$$v_\alpha(x_\alpha) = \frac{n_{\alpha\alpha}}{|x_\alpha|} + v_\alpha^{(s)}(x_\alpha).$$

В конфигурационном пространстве удобно выделить области Ω_α ($\alpha = 1, 2, 3$), в которых сильно взаимодействуют пары частиц, т. е. области взаимодействия в конечном состоянии. Эти области можно задать неравенством $|x_\alpha| \leq C(1 + |y_\alpha|)^v$, $v < \frac{1}{2}$.

Механизм двухчастичного перерассеяния предполагает, что основной вклад в амплитуду рассеяния определяется взаимодействием в областях Ω_α , где частицы попарно близки одна к другой. В этих областях потенциал взаимодействия V можно с хорошей точностью заменить суммой

$$V_\alpha^{(\alpha)}(X) = v_\alpha(x_\alpha) + v_c^{(\alpha)}(y_\alpha), \quad V(X) = \sum_\nu v_\nu(x_\nu), \quad (1)$$

где кулоновское слагаемое $v_c^{(\alpha)}$ описывает эффективное взаимодействие заряженной пары α с третьей частицей,

$$v_c^{(\alpha)} = \frac{n_{\alpha\alpha}}{|y_\alpha|}, \quad n_{\alpha\alpha} = \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{n_\beta}{|s_{\beta\alpha}|}.$$

Остаток $V - V^{(\alpha)}$ убывает при $|y_\alpha| \rightarrow \infty$ как степень $|y_\alpha|^{-2}$, т. е. представляет собой дипольную поправку к старшему кулоновскому взаимодействию [7]. Обозначим через $H^{(\alpha)}$ — оператор энергии, порожденный потенциалом $V^{(\alpha)}$, $H^{(\alpha)} = H_0 + V^{(\alpha)}$. Этот оператор задает динамику системы в случае, когда точка X перемещается в области Ω_α . Разумеется, за пределами этой области необходимо использовать другие приближения.

Заметим, что в уравнении Шредингера для оператора H переменные делятся, так что задача рассеяния решается явно. Имеется два типа волновых функций. Дискретному спектру парного оператора $h_\alpha = -\Delta + v_\alpha$ отвечают волновые функции

$$U_A^{(\alpha)}(X, p_\alpha) = \psi_A(x_\alpha) \psi_c^{(\alpha)}(y_\alpha, p_\alpha),$$

где ψ_A — собственные функции h_α ; $A = \{\alpha, i\}$, $i = 1, 2, \dots, N$; $\psi_c^{(\alpha)}(y_\alpha, p_\alpha)$ — волновые функции оператора $h_c^{(\alpha)} = -\Delta + v_c^{(\alpha)}$, описывающие рассеяние в кулоновском поле

$$\psi_c^{(\alpha)} = e^{-\frac{\pi\eta_A}{2}} \Gamma(1 + i\eta_A) \Phi(-i\eta_A, 1, i | p_\alpha |, \xi_\alpha),$$

$$\eta_A(|p_\alpha|) = \frac{n_{\alpha\alpha}}{2|p_\alpha|}, \quad \xi_\alpha = |y_\alpha| - (y_\alpha, \hat{p}_\alpha). \quad (2)$$

Волновым функциям непрерывного спектра оператора $h_\alpha \psi_\alpha(x_\alpha, k_\alpha)$ отвечают волновые функции $U_0^{(\alpha)}$, которые имеют вид произведения парных волновых функций

$$U_0^{(\alpha)} = \psi_\alpha(x_\alpha, k_\alpha) \psi_c^{(\alpha)}(y_\alpha, p_\alpha).$$

Резольвента оператора $H^{(\alpha)}$, как и волновые функции, известна в явном виде. Она выражается через резольвенты парных операторов h_α и $h_c^{(\alpha)}$ с помощью контурного интеграла

$$R^{(\alpha)}(z) = \frac{1}{2\pi i} \int d\xi r_\alpha(\xi) r_c^{(\alpha)}(z - \xi),$$

$$r_\alpha(z) = (h_\alpha - z)^{-1}, \quad r_c^{(\alpha)}(z) = (h_c^{(\alpha)} - z)^{-1},$$

где интегрирование ведется вокруг спектра оператора h_α в отрицательном направлении.

Отметим, что в импульсном представлении ядро $R^{(\alpha)}$ имеет особенность $(E_A(p_A) - z)^{-1 + i\eta_A}$, которая отвечает рассеянию на связанной паре в кулоновском поле $n_{\alpha\alpha}/|y_\alpha|$ (здесь $E_A(p_A) = p_\alpha^2 - k_A^2 - z$; $-k_A^2$ — энергия связи).

Резольвента. Рассмотрим далее, какие особенности резольвенты оператора энергии $R(z) = (H - z)^{-1}$ порождаются взаимодействием в областях Ω_α .

В работе [8] показано, что ядро резольвенты в импульсном представлении можно представить в виде суммы

$$R(P, P', z) = \sum_{A, B} (E_A(p_A) - z)^{-1+i\eta_A} \tilde{R}_{AB}(p_A, p'_B, z) (E_B(p'_B) - z)^{-1+i\eta'_B}, \quad (3)$$

где суммирование ведется по всем каналам реакций A, B . При этом трехчастичному каналу сопоставляются значения $A, B = 0$ и $p_0 \equiv P$,

$\eta_0 = \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{2|k_{\alpha}|} |P|$. Таким образом, это ядро имеет два типа особен-

ностей. Первый тип $(p_{\alpha}^2 - \kappa_A^2 - z)^{-1+i\eta_A}$ — двухчастичный — определяется взаимодействием в области Ω_{α} . Второй тип особенностей $(P^2 - z)^{-1+i\eta_0}$ отвечает истинно трехчастичным процессам и существенно зависит от вида кулоновского взаимодействия за пределами этих областей. Напомним, что двухчастичные особенности $(p_{\alpha}^2 - \kappa_A^2 - z)^{-1+i\eta_A}$ можно выделить с помощью обращения сингулярных кулоновских операторов ниже порога распада на три частицы [9]. Для выделения трехчастичных особенностей $(P^2 - z)^{-1+i\eta_0}$ необходима более сложная процедура, которую опишем ниже.

Чтобы получить более детальную информацию о структуре ядра резольвенты, необходимо использовать компактные интегральные уравнения. В частности, это ядро можно представить в виде суммы членов, отвечающих k -кратным, $k = 1, 2 \dots$ парным перерасеяниям. Прежде чем описать это представление, введем ряд новых обозначений. Пусть $\chi_{\alpha}(X)$ — характеристическая функция области Ω_{α} . Парные потенциалы взаимодействия представим в виде суммы двух частей $v_{\alpha} = \hat{v}_{\alpha} + v_{\alpha}^{(0)}$, где первое слагаемое определяет взаимодействие в области Ω_{α} ,

$$\hat{v}_{\alpha}(X) = \frac{n_{\alpha}}{|x_{\alpha}|} \chi_{\alpha}(X) + V_{\alpha}^{(0)}(X),$$

а остаток кулоновского потенциала включен во второе слагаемое,

$$V_{\alpha}^{(0)} = (1 - \chi_{\alpha}) n_{\alpha} |x_{\alpha}|^{-1}.$$

Через $H^{(0)}$ обозначим оператор энергии, порожденный далекодействующими потенциалами, $H^{(0)} = H_0 + V^{(0)}$, $V^{(0)} = \sum_{\nu} v_{\nu}^{(0)}$. В отличие от опе-

ратора $H^{(\alpha)}$ этот оператор правильно описывает динамику частиц вдали от областей двухчастичных взаимодействий Ω_{α} ; \hat{H}_{α} — оператор энергии, в котором учтено короткодействующее взаимодействие пары α , $\hat{H}_{\alpha} = H^{(0)} + \hat{V}_{\alpha}$. Резольвенты этих операторов обозначим через $R^{(0)}(z)$ и $\hat{R}_{\alpha}(z)$.

Ядро резольвенты можно изучить с помощью компактных интегральных уравнений для компонент $\hat{R}_{\alpha\beta}$ [7]:

$$\hat{R}_{\alpha\beta}(z) = (\hat{R}_{\alpha}(z) - \hat{R}^{(0)}(z)) \delta_{\alpha\beta} - \hat{R}_{\alpha}(z) \hat{V}_{\alpha} \sum_{\gamma \neq \alpha} \hat{R}_{\gamma\beta}(z). \quad (4)$$

При этом резольвента выражается через эти компоненты равенством

$$\hat{R}(z) = \hat{R}^{(0)}(z) + \sum_{\alpha, \beta} \hat{R}_{\alpha\beta}(z).$$

Отметим, что в случае нейтральных частиц данная система совпадает с обычными компактными уравнениями для компонент резольвенты [7].

Итерируя эту систему, получаем для компонент $R_{\alpha\beta}(z)$ представление в виде ряда, который содержит всю информацию о процессах перерасеяния частиц на короткодействующих частях потенциалов

$$R_{\alpha\beta}(z) = \sum_k R_{\alpha\beta}^{(k)}(z),$$

где $R_{\alpha\beta}^{(k)} = \sum_{\substack{\nu_1 \neq \alpha \\ \nu_1 \neq \nu_2 \\ \nu_{k-1} \neq \beta}} \hat{R}_{\alpha} \hat{V}_{\alpha} \hat{R}_{\nu_1} \hat{V}_{\nu_1} \dots \hat{R}_{\nu_{k-1}} \hat{V}_{\nu_{k-1}} (\hat{R}_{\beta} - \hat{R}_0)$. При этом особен-

ность ядер $R_{\alpha\beta}$ в импульсном представлении описывается равенством (3), где суммирование следует вести только по связанным состояниям пар α, β , а не по всем парным каналам A, B , и включить также канал распада на три свободные частицы $A, B = 0$. Все эти особенности происходят от соответствующих особенностей ядер \hat{R}_{α} , входящих в уравнение (4), и поэтому естественно совпадают с последними. Следует учитывать, что оператор $R^{(\alpha)}$ правильно описывает старшие члены функции Грина \hat{R}_{α} области Ω_{α} , так что для выделения парных особенностей $(p_{\alpha}^2 - \kappa_A^2 - z)^{-1+i\eta_A}$ можно заменить оператор \hat{R}_{α} на оператор $\hat{R}^{(\alpha)}$.

Перейдем далее к описанию оператора рассеяния.

Оператор рассеяния. Для оператора рассеяния можно получить следующее представление через ядра \tilde{R}_{AB} [8]:

$$S_{AB} = -2\pi i \frac{\exp\left\{-\frac{\pi}{2}(\eta_A + \eta'_B)\right\}}{\Gamma(1 - i\eta_A) \Gamma(1 - i\eta'_B)} \delta(E_A(p_A) - E_B(p'_B)) \times \\ \times \tilde{R}_{AB}(p_A, p'_B, E_B(p'_B) + i0). \quad (5)$$

Это представление означает, в частности, что S -матрица \tilde{S}_{AB} с точностью до множителя совпадает с соответствующей амплитудой рас-

сеяния f_{AB} и, следовательно, не содержит единичного слагаемого [7, 8].

Ядра \tilde{R}_{AB} при $A \neq B$ являются гладкими ограниченными функциями. Диагональные ядра при $B = A$ имеют особенности, обусловленные попарным взаимодействием в конечном состоянии. Опишем эти особенности.

Оператор S_{AA} , $A \neq 0$, описывающий упругое рассеяние частицы на связанной паре ($2 \rightarrow 2$), имеет обычную двухчастичную особенность, которая в старшем порядке совпадает с кулоновской амплитудой рассеяния для оператора $h_c^{(\alpha)}$. Справедливо представление

$$S_{AA} = \frac{i}{\pi} \delta(p_\alpha^2 - p_\alpha'^2) \left(\frac{\eta_A \exp \left\{ -i\eta_A \ln \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2i \arg \Gamma(1 + i\eta_A) \right\}}{2|p_\alpha| \sin^2 \theta/2} + \tilde{f} \right),$$

$$\cos \theta = (\hat{p}_\alpha, \hat{p}'_\alpha); \quad \hat{p}_\alpha = |p_\alpha|^{-1} p_\alpha,$$

где ядро \tilde{f} может иметь слабые особенности, отвечающие мультипольным взаимодействиям [10].

Значительно более сложную структуру имеют особенности оператора S_{00} .

Ядро R_{00} , которое входит в соотношение (5), имеет неинтегрируемые особенности, которые отражает представление

$$\tilde{R}_{00} = F_c + \sum_\alpha F_\alpha + \sum_{\alpha \neq \beta} F_{\alpha\beta} + \tilde{F}_0,$$

где сингулярности сосредоточены в первых трех группах слагаемых. Особенности слагаемого F_c обусловлены остаточным кулоновским взаимодействием $V^{(0)}$ и не связаны непосредственно с перерассеянием в областях Ω_α . Они сосредоточены в направлении рассеяния вперед:

$$F_c = \frac{A_c}{|P - P'|^{5+2i\eta_0}}$$

Ограниченная функция A_c описана в [7]. Слагаемые F_α порождаются однократным рассеянием в области Ω_α , а слагаемые $F_{\alpha\beta}$ — двукратным перерассеянием в областях Ω_β и Ω_α . Особенности этих слагаемых можно выделить в виде

$$F_\alpha = f_\alpha(k_\alpha, k'_\alpha) A_\alpha |p_\alpha - p'_\alpha|^{-3-ia_\alpha},$$

$$F_{\alpha\beta} = \frac{f_\alpha(k_\alpha, k_{\alpha\beta}) f_\beta(k'_{\alpha\beta}, k'_\beta)}{(k_{\beta\alpha}^2 - k_\beta'^2 - i0)^{1+ia_{\alpha\beta}}} A_{\alpha\beta}.$$

Здесь f_α — двухчастичные амплитуды рассеяния для операторов h_α . Ограниченные функции A_α , $A_{\alpha\beta}$ и кулоновские параметры a_α и $a_{\alpha\beta}$ приведены в [7]. Через $k_{\alpha\beta}$ и $k'_{\beta\alpha}$ обозначены промежуточные импульсы частиц при перерассеянии пар β и α [7].

Отметим, что кулоновские особенности оператора рассеяния ($3 \rightarrow 3$) сосредоточены на тех же направлениях конфигурационного пространства, что и в случае нейтральных частиц. При этом вместо δ -функций $\delta(P - P')$ и $\delta(p_\alpha - p'_\alpha)$, которые входили в оператор рассеяния для нейтральных частиц, появляются обобщенные функции $|P - P'|^{-5-2i\eta_0}$, $|p_\alpha - p'_\alpha|^{-3-ia_\alpha}$, а вместо полюса $(k_{\beta\alpha}^2 - k_\beta'^2 - i0)^{-1-ia_{\alpha\beta}}$ — «искаженный» полюс $(k_{\beta\alpha}^2 - k_\beta'^2 - i0)^{-1-ia_{\alpha\beta}}$. Физическая причина появления таких особенностей состоит в том, что область, где могут происходить попарные перерассеяния $\alpha \rightarrow \beta$ свободных частиц, не является ограниченной в конфигурационном пространстве. При этом характеристики попарных столкновений входят через амплитуды f_α и f_β .

При рассеянии частицы на связанной паре ($2 \rightarrow 2$) и ($2 \rightarrow 3$) попарные столкновения происходят в области, размер которой определяется пересечением областей Ω_α и Ω_β . Это приводит к тому, что все сингулярности исчерпываются двухчастичными и отвечают упругому рассеянию двух кулоновских центров в области Ω_α .

В процессах ($2 \rightarrow 2$) можно вычислить старшие члены амплитуд рассеяния, отвечающие процессам перерассеяния. В этом случае итерации $R_{\alpha\beta}^{(k)}$ компактных интегральных уравнений можно упростить, поскольку начальное и конечное состояния системы сосредоточены в областях Ω_α ($\alpha = 1, 2, 3$). При этом в качестве приближенных функций Грина можно использовать операторы $R^{(\alpha)}$ и $R^{(\beta)}$.

Функции Грина, которые описывают промежуточные состояния, можно заменить эйконалными приближениями, которые даны в [7]. Аналогичная процедура может быть использована и для амплитуд ($2 \rightarrow 3$), если частицы разлетаются под малыми углами.

Рассмотрим, например, упругое рассеяние частицы 1 на связанной паре (2, 3). В этом случае амплитуды рассеяния имеют вид суммы чисто кулоновской и гладкой частей

$$f_{AA} = f_c + \tilde{f}_{AA}.$$

При этом гладкой части в приближении двукратного перерассеяния частицы 1 на частицы 2 и 3 отвечают итерации

$$\hat{R}_1 \hat{V}_1 (\hat{R}_2 \hat{V}_2 + \hat{R}_3 \hat{V}_3 + \hat{R}_2 \hat{V}_2 \hat{R}_3 \hat{V}_3 + \hat{R}_3 \hat{V}_3 \hat{R}_2 \hat{V}_2) (\hat{R}_1 - \hat{R}^{(0)}).$$

Как отмечалось выше, ядра \hat{R}_1 в этом случае можно заменить их приближениями в области Ω_1 $R^{(1)}$. По той же причине вместо операторов \hat{V}_1 в данном случае можно поставить полное парное взаимодействие V_1 .

Для амплитуды \tilde{f}_{AA} получаем тогда

$$\tilde{f}_{AA} = U_A^{(1)} V_1 (\hat{R}_2 \hat{V}_2 + \hat{R}_3 \hat{V}_3 + \hat{R}_2 \hat{V}_2 \hat{R}_3 \hat{V}_3 + \hat{R}_3 \hat{V}_3 \hat{R}_2 \hat{V}_2) U_A^{(1)}.$$

Если теперь заменить функции Грина \hat{R}_2 и \hat{R}_3 их эйконалными приближениями, то можно получить для \tilde{f}_{AA} представление, аналогичное приведенному в работе [2].

Для амплитуды развала ($2 \rightarrow 3$) справедливо следующее приближенное представление:

$$f_{0A} = U_0^{(1)} \hat{V}_1 (\hat{R}_2 \hat{V}_2 + \hat{R}_3 \hat{V}_3 + \hat{R}_2 \hat{V}_2 \hat{R}_3 \hat{V}_3 + \hat{R}_3 \hat{V}_3 \hat{R}_2 \hat{V}_2) U_A^{(1)}.$$

Подчеркнем, что для эффективного использования этих представлений функции Грина \hat{R}_2 и \hat{R}_3 следует аппроксимировать приближенными выражениями, которые подробно описаны в [7].

1. *Glauter R. J.* High-energy collision theory // Lect. theort. Phys.— 1959.— 1.— P. 315—414.
2. *Ситенко А. Г.* К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, вып. 2.— С. 152—160.
3. *Watson K. M.* The effect of final state interactions on reaction cross sections // Phys. Rev.— 1952.— 88, N 5.— P. 1163—1171.
4. *Мигдал А. Б.* Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1955.— 28, вып. 1.— С. 3—9.
5. *Фаддеев Л. Д.* Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц // Тр. Мат. ин-та им. В. А. Стеклова АН СССР.— 1963.— 69.— С. 122.
6. *Kvarackhella T. I., Mebonia J. V.* Unitarity effect in the processes of Three-Particle scattering // Few-body problems in physics.— Singapore; Philadelphia: World Sci., 1984.— P. 313—317.
7. *Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д.* Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц.— М.: Наука, 1985.— 398 с.
8. *Веселова А. М.* Определение амплитуд рассеяния в задачах двух и трех заряженных частиц // Теорет. и мат. физика.— 1972.— 13, № 3.— С. 368—376.
9. *Веселова А. М.* Выделение двухчастичных кулоновских особенностей в системе трех заряженных частиц // Там же.— 1970.— 3, № 3.— С. 326—331; Интегральные уравнения для трех частиц с кулоновским дальним действием // Там же.— 1978.— 35, № 2.— С. 180—192.
10. *Квицинский А. А., Комаров И. В., Меркурьев С. П.* Особенности амплитуды рассеяния для медленно убывающих потенциалов // Ядер. физика.— 1983.— 38, вып. 1.— С. 101—114.

УДК 539.17

А. С. Давыдов, Г. Ф. Филиппов

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ АН УССР, КИЕВ

О ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ S-ОБОЛОЧКИ В ЛЕГКИХ МАГИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1. В работе, опубликованной в 1956 г. [1], было показано, что на основе простых соображений, принимающих во внимание действие принципа Паули, можно оценить квартетную длину рассеяния нейтрона на дейтоне. В квартетном состоянии спины трех нуклонов ориентированы параллельно, а минимальная энергия системы достигает тогда, когда скорость нейтрона относительно покоящегося дейтона на больших расстояниях от дейтона равна нулю. Волновая функция квартетного состояния с этой нулевой энергией должна иметь один узел, иначе она не изменит знака при перестановке пространствен-

ных координат нейтронов. Принципу Паули не противоречит и предположение о большом числе узлов, однако слабое взаимодействие между нуклонами при параллельной ориентации всех спинов исключает эту возможность. Единственный узел должен отстоять от центра инерции дейтона на расстоянии, равном по порядку величины радиусу дейтона, поскольку именно на этом расстоянии от центра дейтона находится нейтрон, принадлежащий дейтону, а два нейтрона с параллельными спинами (нейтрон дейтона и нейтрон, налетающий на дейтон) не могут быть в одной точке. Дейтон очень рыхлый, его радиус превышает радиус действия ядерных сил, поэтому, когда расстояние между налетающим на дейтон нейтроном и центром дейтона больше радиуса дейтона, структура волновой функции налетающего дейтона полностью определяется кинематическими (а не динамическими) эффектами и положением узла, о котором шла речь выше. Но это означает, что в первом приближении радиус дейтона совпадает с квартетной длиной рассеяния. Напомним, что длина рассеяния равна расстоянию от центра системы, где находится узел волновой функции, если динамические эффекты малы в той области, радиус которой больше длины рассеяния.

В последнее время стало ясно, что простым инструментом для исследования состояний непрерывного спектра нуклонных систем (в частности, состояний с нулевой энергией) является базис многочастичного гармонического осциллятора [2, 3]. Приведенным нами соображениям можно придать количественный характер, если обратиться к этому новому подходу, получившему название алгебраической версии метода резонирующих групп. Одновременно удастся оценить и длины рассеяния нейтрона на тритоне и на альфа-частице и на магическом ядре ^{40}Ca .

2. Волновую функцию системы в осцилляторном представлении записывают в виде

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle, \quad (1)$$

где $|n\rangle$ — базисные состояния многомерного гармонического осциллятора; n — число осцилляторных квантов возбуждения, соответствующих относительному движению двух подсистем, составляющих нуклонную систему, например, относительному движению нейтрона и дейтона или нейтрона и альфа-частицы и др. Разумеется, базисные состояния $|n\rangle$ зависят и от других квантовых чисел, по которым должно быть проведено суммирование, а также от таких интегралов движения как полный угловой момент, полный орбитальный момент, спин, изоспин и т. д. Однако все индексы, обязанные своим появлением дополнительным квантовым числам и различным интегралам движения, для простоты затем опускаем. Полный орбитальный момент системы полагаем равным нулю, поскольку как раз в состоянии с нулевым орбитальным моментом относительного движения двух подсистем и определяется длина рассеяния.

Коэффициенты C_n экспоненциально убывают с ростом $\sqrt{4n+3}$, если они соответствуют связанному состоянию с энергией $\xi < 0$,

$$C_n = C(4n+3)^{-1/4} \exp\{-\chi\sqrt{4n+3}\}, \quad \chi = \sqrt{2|e|}, \quad (2)$$

где C — некоторый общий для всех больших значений n множитель. Если коэффициенты C_n соответствуют состоянию непрерывного спектра с энергией $E > 0$ (в системе центра масс), то

$$C_n = C(4n+3)^{-1/4} [\sin(k\sqrt{4n+3}) + \operatorname{tg} \delta \cos(k\sqrt{4n+3})], \quad k = \sqrt{2E}, \quad (3)$$

Для вывода формул (2) и (3) достаточно вспомнить определение коэффициентов Фурье

$$C_n = \int \Psi |n\rangle dr$$

и учесть, что функции $|n\rangle$ вследствие их квазиклассического характера в пределе больших n имеют дельтообразное поведение в окрестности точки поворота гармонического осциллятора $r = \sqrt{4n+3}$.

В квартетном состоянии система трех нуклонов связанного состояния не имеет. Что касается непрерывного спектра, то нас будет интересовать лишь случай нулевого E , когда в асимптотическом выражении для коэффициентов Фурье C_n появляется длина рассеяния a :

$$C_n = \bar{C}(4n+3)^{-1/4} (\sqrt{4n+3} - a),$$

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\operatorname{tg} \delta}{k}, \quad \text{при } k \rightarrow 0. \quad (4)$$

В результате экстраполяции соотношения (4) в область малых n длину рассеяния a можно выразить через значение $n = n_0$, при котором функция C_n ($E = 0$) дискретного переменного n имеет узел*

$$a = \sqrt{4n_0 + 3}.$$

В случае квартетного состояния с нулевым орбитальным моментом суммирование в правой части (1) начинается с $n = 2$ и распространяется только на четные n . Нейтрон, приблизившись к дейтону, не может занять состояние с $n = 0$, что запрещено принципом Паули, и с $n = 1$, принадлежащее p -оболочке, где он имел бы орбитальный момент, равный единице. Между тем нейтрон и протон дейтона находятся в s -оболочке, а состояния p -оболочки нуклонами дейтона не заняты. Следовательно, в квартетном состоянии нейтрон, имеющий нулевой орбитальный момент, не может проникнуть в s - и p -оболочку, и его взаимодействие с дейтоном оказывается ослабленным, поскольку, подлетев к дейтону, нейтрон вынужден остановиться на значительном расстоянии от нуклонов дейтона.

Итак, интересующая нас функция C_n ($E = 0$) определена лишь при четных n , имеет узел в точке $n_0 = 0$, а при $n = 2, 4$ и т. д. она близка к асимптотической форме (4). Следовательно, $a = \sqrt{3}$.

В качестве единицы длины во всех приведенных выше формулах мы использовали осцилляторный радиус r_0 . Возвращаясь от безразмерной длины рассеяния a к обычной длине рассеяния \mathcal{A} , имеющей размерность длины, получим

$$\mathcal{A} = ar_0 = \sqrt{3}r_0. \quad (5)$$

Последняя формула справедлива не только для квартетной длины рассеяния нейтрона на дейтоне, но и для синглетной и триплетной длин рассеяния нейтрона на тритоне, для триплетной длины рассеяния нейтрона на ${}^3\text{He}$, а также для длины рассеяния нейтрона на альфа-частице. Подставив в (5) значения r_0 для дейтона, тритона, ${}^3\text{He}$ и альфа-частицы (осцилляторный радиус дейтона больше, чем тритона, а последний больше, чем осцилляторный радиус альфа-частицы), получим правильные соотношения между длинами рассеяния нейтрона на различных ядрах s -оболочки и разумные значения их величин, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными.

Осцилляторный радиус r_0 в рассматриваемом нами приближении может быть выражен через средний квадратичный радиус $\langle |r^2| \rangle^{1/2}$ соответствующего ядра s -оболочки

$$\langle |r^2| \rangle = \frac{3}{4} \frac{A-1}{A} r_0^2, \quad (6)$$

где A — число нуклонов ядра, на котором рассеивается нейтрон ($A = 2$ для дейтона, $A = 3$ для тритона и $A = 4$ для альфа-частицы). Из (5) и (6) следует, что \mathcal{A}^*

$$\mathcal{A} = 2 \sqrt{\frac{A}{A-1}} \langle |r^2| \rangle^{1/2}. \quad (7)$$

Формула (7) устанавливает связь между длинами рассеяния и средними квадратичными радиусами. Разумеется, она справедлива лишь в случаях, перечисленных выше.

Заметим, что ряд Фурье для волновой функции нейтрона, рассеивающегося на ядре ${}^{16}\text{O}$ в состоянии с нулевой энергией и нулевым орбитальным моментом, по-прежнему начинается с $n = 2$ и включает слагаемые с четными n . Однако нуклоны ${}^{16}\text{O}$ находятся не только в s -оболочке, но и в p -оболочке, поэтому взаимодействием подлетающего нейтрона с нуклонами ${}^{16}\text{O}$ уже нельзя пренебречь. Более того, нейтрон в состоянии с нулевым орбитальным моментом притягивается достаточно интенсивно ядром ${}^{16}\text{O}$ и в результате появляется связанное состояние ядра ${}^{17}\text{O}$, спин и полный угловой момент которого равен $1/2$, что непосредственно влияет на величину длины рассеяния на ядре ${}^{16}\text{O}$.

Однако для волновой функции нейтрона, рассеивающегося на ${}^{40}\text{Ca}$, ситуация снова радикально упрощается. Во-первых, суммирование в (1) теперь уже начинается с $n = 4$ (состояния с $n = 0$ и $n = 2$ за-

* Уточняя оценку, несложно показать, что $\mathcal{A} \leq 2 \sqrt{\frac{A}{A-1}} \langle |r^2| \rangle^{1/2}$, т. е. реально \mathcal{A} может быть несколько меньше, чем это следует из (7).

рещены принципом Паули), а в оболочке с $n = 3$ нет нуклонов ^{40}Ca (нуклоны ^{40}Ca заполняют оболочки с $n = 0, 1, 2$). Снова нейтрон с нулевым орбитальным моментом останавливается вдали от нуклонов ^{40}Ca и поэтому его взаимодействием с нуклонами ^{40}Ca можно пренебречь. Функция $C_n(E = 0)$ имеет теперь узел в точке $n_0 = 2$ и

$$a = \sqrt{\pi}, \quad \mathcal{A} = \sqrt{\pi} r_0. \quad (8)$$

Осцилляторный радиус ^{40}Ca и средний квадратичный радиус связаны соотношением

$$\langle |r^2| \rangle = \frac{237}{160} r_0^2, \quad (9)$$

приняв во внимание которое получим вместо (8)

$$\mathcal{A} = 4 \sqrt{\frac{110}{237}} \langle |r^2| \rangle^{1/2}. \quad (10)$$

Представляется интересным проверить экспериментально это теоретическое значение длины рассеяния нейтрона на ^{40}Ca .

4. Мы обсуждали оценку длин рассеяния нейтрона. Все качественные соображения, сформулированные выше, сохраняют силу и для длин рассеяния протона. Для вывода количественных формул асимптотику коэффициентов C_n (формула (4)) необходимо заменить соответствующей асимптотикой, принимающей во внимание кулоновское взаимодействие налетающего протона с ядром.

1. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф. К вопросу о длинах рассеяния медленных нейтронов на дейтонах // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1956.—31, вып. 2.— С. 341—342.
2. Филиппов Г. Ф. Об учете правильной асимптотки в разложениях по осцилляторному базису // Ядер физика.— 1981.— 33, вып. 4.— С. 928—931.
3. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Чоповский Л. Л. Обобщенные когерентные состояния в задачах ядерной физики // Пробл. физики элементар. частиц и атом. ядра.— 1984.— 15, вып. 6.— С. 1338—1385.
4. Филиппов Г. Ф., Василевский В. С., Чоповский Л. Л. Решение задач микроскопической теории ядра на основе техники обобщенных когерентных состояний // Там же.— 1985.— 16, вып. 2.— С. 349—406.

УДК 539.12.126

О. Д. Далькаров, В. А. Карманов

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П. Н. ЛЕБЕДЕВА АН СССР, МОСКВА

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Предисловие. Опубликованные независимо в 1959 г. прекрасные работы Р. Глаубера и А. Г. Ситенко по использованию эйконального приближения для описания процессов рассеяния быстрых частиц сложными ядрами приобрели широкую известность и получили экспериментальное подтверждение. При этом по мере накопления опытных

данных обнаружилось удивительное обстоятельство: упомянутые выше теоретические результаты часто хорошо «работают» даже вне области справедливости исходных положений теории. Среди этих последних главными являются два условия: преимущественность рассеяния вперед в элементарном акте и «замороженность» нуклонов на время пролета налетающей частицы через ядро, т. е. относительная медленность перемещения внутриядерных нуклонов. Экспериментальные факты и теоретические исследования как будто указывали на то, что неадиабатические по движению нуклонов эффекты компенсируются другими поправками. Однако установить это с полной определенностью не удавалось в основном по той причине, что малоугловое рассеяние в элементарном акте и краткость времени пролета частицы через ядро всегда были связаны: преимущественность рассеяния вперед на нуклонах свойственна достаточно быстрым частицам. Положение изменилось совсем недавно (1985 г.) в связи с появлением хороших пучков нерелятивистских антипротонов. Специфика взаимодействия антипротонов с нуклонами такова, что даже сравнительно медленные антипротоны (энергии — в области десяти — ста мегаэлектронвольт) рассеиваются нуклонами преимущественно вперед. Если для применения теории Глаубера — Ситенко к ядрам наиболее существенно именно это, то рассеяние антипротонов ядрами должно следовать предсказаниям указанной теории. В предлагаемой вниманию читателей статье как раз демонстрируется замечательное согласие теории Глаубера — Ситенко с данными новейших экспериментов по рассеянию нерелятивистских антипротонов ядрами. Научная значимость этого факта подробно изложена в статье.*

Введение. В исследовании взаимодействия антипротонов низких энергий (от нескольких до ~ 100 МэВ) с ядрами в последние годы начался качественно новый этап, позволяющий говорить о появлении новой самостоятельной области — антипротонной физики низких энергий. В значительной степени эта область обязана своим рождением принципиально новым экспериментальным возможностям, которые появились после ввода в строй в ЦЕРНе в середине 1983 г. уникального накопительного кольца антипротонов низких энергий — LEAR (Low Energy Antiproton Ring). В этом накопительном кольце в отличие, например, от Sp̄pS-коллайдера, антипротоны не ускоряются, а наоборот, замедляются почти до нулевых энергий (минимальный импульс антипротонов равен 100 МэВ/с, т. е. минимальная энергия ~ 5 МэВ). Другое отличие состоит в том, что на LEAR реализован выведенный антипротонный пучок, импульс антипротонов в котором варьируется от 100 МэВ/с до 1 ГэВ/с. По сравнению с имеющимися в настоящее время антипротонными пучками (БНЛ (США) и КЕК (Япония)) антипротонный пучок LEAR имеет принципиальное преимущество: он практически монохроматичен во всем интервале импульсов, а его интенсивность, особенно в области малых импульсов (≤ 300 МэВ/с), составляет $6 \cdot 10^5$ \bar{p} /с, что в среднем в десять тысяч раз превышает интенсивность других пучков. Достигнутое в настоящее время

* Предисловие к статье написано И. С. Шапиро.

разрешение составляет величину $\Delta p/p \sim 10^{-8}$, однако в ближайшие годы планируется введение электронного охлаждения, что позволит получить разрешение порядка $\Delta p/p \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$. Набор статистики, который требовал ранее месяцы и годы работы, теперь на LEAR может быть выполнен за несколько часов. Понятно, что создание такого уникального инструмента для исследований с помощью антипротонов низких энергий, как LEAR должно повлечь за собой появление качественно новых экспериментальных данных и рождение новых теоретических идей. Это подтверждают первые эксперименты [1] по рассеянию антипротонов низких энергий на ядрах, выполненные на LEAR, и последовавшая вслед за ними активность теоретиков, направленная на понимание того, как выглядят ядра в «антипротонном свете». В результате стало ясно, что антипротон-ядерное рассеяние может быть весьма информативным в решении задач ядерной физики. К ним относятся:

1) *Исследование механизма ядерных реакций.* В рассеянии адронов на ядрах сразу несколько проблем оказываются сплетенными в один тугой узел. Так, для применимости подхода Глаубера — Ситенко [2, 3], успешно используемого при анализе адрон-ядерного рассеяния при высоких энергиях (≈ 1 ГэВ), требуется одновременное выполнение двух основных условий: а) прямолинейность траектории адрона в ядре (эйкональное приближение); б) возможность пренебречь движением внутриядерных нуклонов за время пролета адрона через ядро (адиабатическое приближение), в частности, не учитывается перерассеяние внутриядерных нуклонов друг на друге. Расчеты показывают, что оба эти приближения работают значительно лучше, чем можно было бы ожидать из простых оценок, причем оказалось [4] (рис. 1), что в случае антипротонов механизм Глаубера — Ситенко [2, 3] остается справедливым вплоть до энергии, приблизительно 50 МэВ, тогда как для рассеяния протонов этой энергии он резко противоречит эксперименту. Почему это происходит и каковы реальные пределы применимости подхода Глаубера — Ситенко? Чтобы ответить на эти вопросы, следует по отдельности изучить пределы применимости каждого из указанных выше приближений. В случае протонного пучка это сделать невозможно, выполнение или нарушение условий а) и б) происходит одновременно, так как обеспечивается одной причиной — большим или малым импульсом налетающего адрона. Антипротоны позволяют разделить условия а) и б). Дело в том, что $\bar{p}N$ -рассеяние при низких энергиях чрезвычайно резко направлено вперед; более того с уменьшением энергии наклон конуса возрастает. Для сравнения наклон конуса в pp -рассеянии есть [5] $35,6(\text{ГэВ}/c)^2$ при энергии ~ 50 МэВ, в то же время упругое pp -рассеяние при 50 МэВ практически изотропно [6], наклон конуса в pp -рассеянии при энергии ≈ 1 ГэВ не превышает значение $\leq 6 (\text{ГэВ}/c)^2$, а наклон конуса в $\bar{p}p$ -рассеянии даже при сверхвысоких энергиях (при энергии коллайдера, т. е. примерно 100 ТэВ в лабораторной системе) не превышает $\leq 15 (\text{ГэВ}/c)^2$. Столь большие величины наклона конуса встречались до сих пор только в рассеянии адронов на ядерных

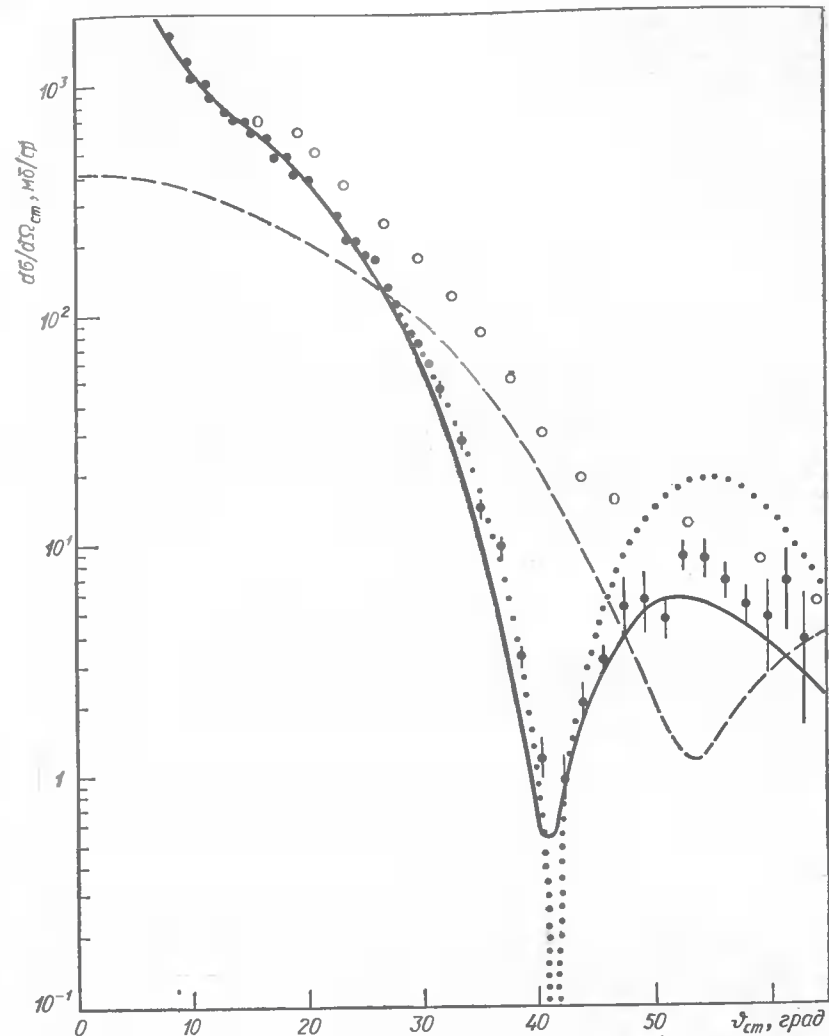


Рис. 1. Упругое дифференциальное сечение рассеяния $\bar{p}^{12}\text{C}$ (сплошная кривая) и $p^{12}\text{C}$ (штриховая кривая) при кинетической энергии $T_p = 46,8$ МэВ. Пунктирная кривая — $p^{12}\bar{\text{C}}$ -сечение в модели абсолютно черной сферы при $R_{\text{эфф}} = 3,96$ Фм. Экспериментальные данные из работы [1].

мишенях (например, в $\pi^{-4}\text{He}$ -рассеянии при энергии π -мезонов приблизительно 200 ГэВ; см. сводку данных в работе [7]). Это специфическое свойство $\bar{p}N$ -рассеяния может обеспечить применимость условия а) в случае, когда не видно причин для выполнения условия б), т. е. дает уникальную возможность независимо, на основании опытных данных, судить о применимости адиабатического приближения. Впервые эти две проблемы оказываются разделенными.

При теоретическом исследовании механизма рассеяния адронов на ядрах был обнаружен ряд очень любопытных фактов. Многие, казалось бы, не связанные друг с другом эффекты (например, перерасеяние внутриядерных нуклонов и сход с массовой поверхности в амплитудах) почти полностью взаимно сокращаются [8]. Попытка улучшить приближение Глаубера — Ситенко, учитывая только один из этих эффектов, лишь ухудшает результат. Эти факты, обнаруженные в рассеянии на дейтроне, до сих пор имеют статус отдельных и ограниченных наблюдений, т. е. до конца не выяснено, что будет при учете более сложных диаграмм и в случае более тяжелых ядер. Кроме того, к поиску глубоких причин этих явлений вызывают эстетические чувства исследователей: наблюдая сокращение нескольких значительных вкладов, невозможно отделаться от ощущения, что должна существовать такая теория, в которой эти вклады отсутствуют с самого начала. С этими наболевшими вопросами мы сталкиваемся и в антипротон-ядерном рассеянии, но в условиях более точного опыта и с новым пробником в руках — антипротоном.

2) *Исследование структуры ядра.* Из-за резкой направленности вперед $\bar{p}N$ -рассеяния дифракция антипротонов на ядрах происходит иначе, чем в случае протонов. Поэтому антипротоны дают новые возможности в исследовании структуры ядра. Кроме того, в неупругом рассеянии $\bar{p}^{12}\text{C}$ с возбуждением уровней остаточного ядра был обнаружен следующий важный факт [1]: в спектре возбуждения ядерных уровней антипротонами сплошной спектр значительно меньше, чем в реакции $^{12}\text{C}(\rho, \rho')^{12}\text{C}^*$. На рис. 2 показан спектр возбуждения ядра в реакции $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ при определенном угле вылета рассеянного антипротона. Отчетливо наблюдаются уровни с энергиями 4,44; 9,64; 15,1 МэВ, два из которых (9,64 и 15,1 МэВ) лежат в сплошном спектре (из-за отсутствия энергетического запрета на развал ядра). Антипротоны обеспечивают высокую резкость изображения пиков, отвечающих возбуждению ядерных уровней. В «протонном свете» это изображение менее контрастно. Для сравнения величина дифференциального сечения в сплошном спектре вблизи 10 МэВ для протонов составляет 0,66 мб/(ср/МэВ) при угле 35° и 0,75 мб/(ср/МэВ) при угле 25° , в то же время для антипротонов эти сечения не превышают величины [1] 0,1 мб/(ср/МэВ). Этот факт представляется весьма интересным для ядерной физики, так как указывает на принципиальную возможность изучения состояний, лежащих в сплошном спектре (таких, как гигантские резонансы в тяжелых ядрах) при существенно лучших фоновых условиях.

3) *Нахождение из ядерных данных параметров $\bar{p}N$ -амплитуды.* Наиболее неопределенный параметр $\bar{p}N$ -амплитуды — отношение ϵ ее действительной и мнимой частей. Обычно оно находится из весьма трудных опытов по интерференции, вызванной кулоновским и сильным взаимодействиями. Данные различных групп противоречат друг другу (рис. 3). В ядре из-за многократных перерасеяний антипротона на внутриядерных нуклонах происходит интерференция $\bar{p}N$ -амплитуд, отвечающих рассеянию на различных нуклонах, даже при от-

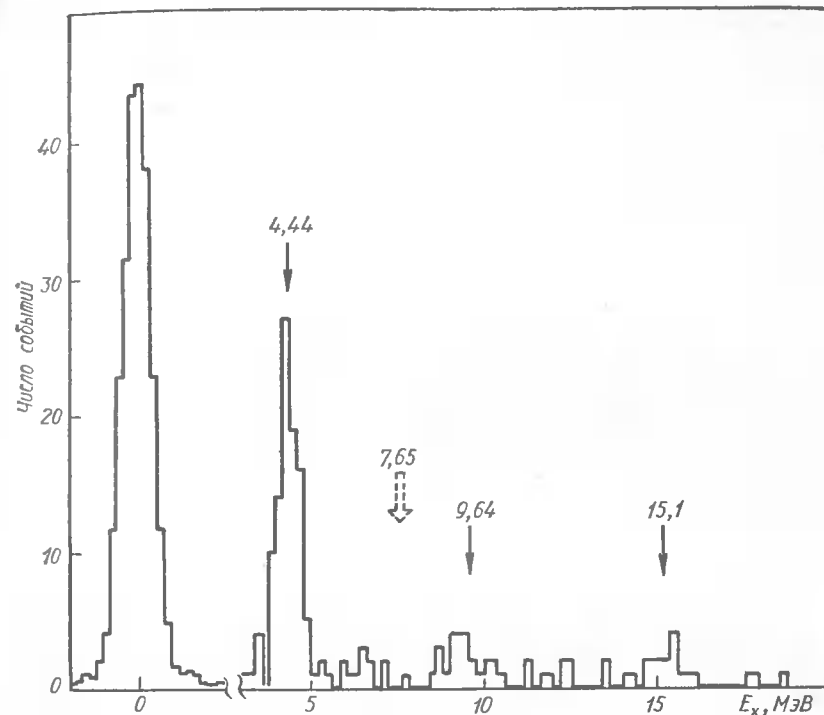


Рис. 2. Энергетический спектр возбуждения конечных состояний в рассеянии на угол 25° . Отложено число событий как функция энергии возбуждения остаточного ядра ^{12}C . Упругий пик уменьшен в 10 раз.

сутствии кулоновского взаимодействия. Сечение в дифракционных минимумах оказывается пропорциональным [4] ϵ^2 . Учет кулоновского взаимодействия антипротона с ядром, весьма существенного при низких энергиях, искажает эту зависимость, но не ослабляет ее. Антипротон-ядерное взаимодействие играет здесь роль третьей стороны и позволяет решить, какое из значений ϵ оказывается истинным. Забегая вперед, отмечаем, что ядерные данные заставляют предпочесть значение ϵ , полученное на LEAR.

Для надежного извлечения параметров $N\bar{N}$ -амплитуд из ядерных данных нужно быть уверенным в механизме процесса и иметь надежные данные по свойствам ядра (плотность, переходные форм-факторы и др.). Поэтому исследование указанных выше трех направлений практически представляет собой единую задачу.

Из сказанного ясны задачи, стоящие перед новой областью исследований, которой, как уже говорилось, является взаимодействие антипротонов с ядрами. В настоящей статье мы обсудим эти задачи и изложим полученные результаты. Пункт 1 посвящен упругому рассеянию антипротонов на ядрах. Напомним формализм теории Глаубера — Ситенко и с его помощью проанализируем данные LEAR [1] по

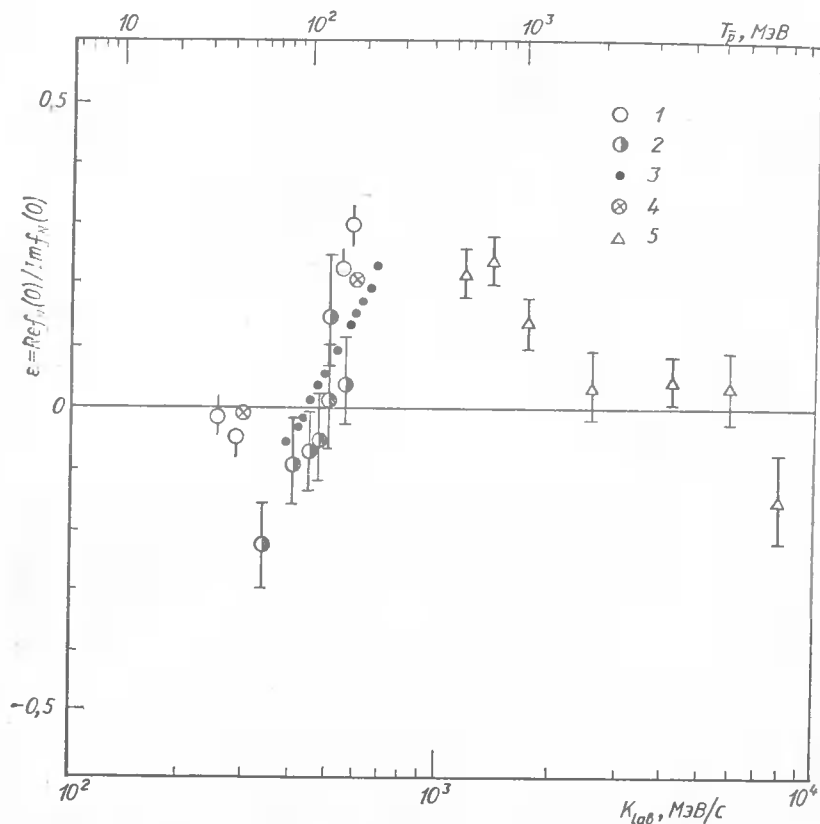


Рис. 3. Отношение $\varepsilon = \text{Re} f_N(0) / \text{Im} f_N(0)$ для амплитуды pN -рассеяния: 1 — данные LEAR [1]; 2 — данные [15]; 3 — данные [16]; 4 — значения ε , полученные в работах [4] из p -ядерных сечений, 5 — из [15].

рассеянию антипротонов на ядрах ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb . В п. 2 обсудим сечение реакции и покажем, что в приближении Глаубера — Ситенко оно определяется только ядерным рассеянием без учета кулоновского взаимодействия. Сечение реакции будет вычислено для рассеяния медленных антипротонов на ядрах ^{12}C , ^{20}Ne и ^{40}Ca . В п. 3 обсуждается неупругое рассеяние антипротонов на ядрах. Приведем формулы для амплитуды рассеяния антипротонов на ядрах с возбуждением уровня конечного ядра. Эти формулы, в которых вся информация о процессе возбуждения уровня содержится в электромагнитном факторе перехода, получаем непосредственно из исходных формул теории Глаубера — Ситенко. В заключение мы подводим итоги и кратко обсуждаем задачи, стоящие перед теорией и экспериментом.

1. Упругое рассеяние В работах Ситенко [2] и Глаубера [3] была получена формула для амплитуды рассеяния адрона на ядре A с переходом ядра из состояния i в состояние f , которая выражает амплитуду через фазы адрон-нуклонного рассеяния и ядерные волновые функ-

ции:

$$F_{if} = i \frac{k}{2\pi} \int d^2\rho e^{-i\rho \cdot r} \int d\tau \Phi_j^*(r_1, \dots, r_A) \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left(2i \sum_1^A \eta_k(\rho_k - \rho_0) \right) \right\} \Phi_i(r_1, \dots, r_A). \quad (1)$$

Здесь $\eta_k(\rho)$ — фаза рассеяния адрона на k -м нуклоне в представлении прицельного параметра; Φ_i, Φ_j — ядерные волновые функции; τ — координаты нуклонов. Эта формула является исходной для получения приближенных выражений, используемых в численных расчетах как упругого, так и неупругого рассеяния.

Рассматриваемое ниже рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах уникально тем, что одновременно с применимостью приближения Глаубера — Ситенко очень важными оказываются кулоновские эффекты, которые существенно влияют на величину сечений в дифракционных минимумах и при малых углах. В отличие от рассеяния адронов высоких энергий на ядрах, где кулоновские эффекты приводят к малым поправкам, в pA -рассеянии в области низких энергий это влияние существенно даже в случае легких ядер. В рамках подхода Глаубера — Ситенко кулоновские эффекты учитываются добавлением к ядерной фазе рассеяния кулоновской фазы. Предполагается, что волновая функция ядра в (1) факторизуется. Это позволяет перейти от многочастичных ядерных волновых функций к значительно более простой величине — ядерной плотности. После ряда преобразований амплитуда (1) упругого рассеяния на ядре A с учетом кулоновских эффектов может быть представлена в следующей форме [3, 9]:

$$e^{i\chi_c} F_{el}(q) = F_c(q) + ik \int_0^\infty J_0(qb) \exp(i\chi_0(b)) \times \\ \times [1 - \exp(i(\chi_N(b) + \chi_1(b)))] b db, \quad (2)$$

где

$$F_c(q) = -2\xi \frac{k}{q^2} \exp(i\varphi_c), \quad (3)$$

$$\varphi_c = -2\xi \ln \left(\frac{q}{2k} \right) + 2\eta, \quad \eta = \arg \Gamma(1 + i\xi), \quad (4)$$

$$\chi_0(b) = 2\xi \ln(kb), \quad (5)$$

$$\chi_1(b) = 8\pi\xi \int_b^\infty \rho(r) \left\{ \ln \left[\frac{1 + (b^2 r^2 - 1)^{1/2}}{b/r} \right] - (1 - b^2/r^2)^{1/2} \right\} r^2 dr, \quad (6)$$

причем кулоновская фаза χ_c есть $\chi_c = \chi_0 + \chi_1$, $J_0(qb)$ — функции Бесселя. Параметр ξ в формулах (2) — (5) есть $\xi = -Zam/k$, где Z — заряд ядра; $\alpha = l^2/\hbar c = \frac{1}{137}$. Знак минус в формуле для ξ от-

вечает случаю кулоновского притяжения. В (2) входит несущественная фаза экранировки $\chi_s = -2\xi \ln(2kR_s)$. Ядерная фаза χ_N имеет вид [3]:

$$\chi_N(b) = \frac{A}{2\pi k} \int e^{-iqb} f_N(q) \Phi(q) d^2q, \quad (7)$$

где

$$\Phi(q) = \int \rho(r) e^{iqr} d^3r, \quad (8)$$

q — переданный ядру импульс; k — импульс налетающего адрона; $\rho(r)$ — ядерная плотность (нормированная на 1). Мы считаем, что входящая в (6) плотность заряда $\rho(r)$ совпадает с ядерной плотностью. Амплитуда рассеяния на нуклоне

$$f_N(q) = \frac{k\sigma(i+\epsilon)}{4\pi} e^{-\frac{1}{2}Bq^2}. \quad (9)$$

При энергии $T_p = 46,8$ МэВ мы использовали следующие параметры $\bar{p}N$ -амплитуд [10]: $\sigma_{pp} = 240$ мб, $\epsilon_{pp} = \epsilon_{pn} = 0$, $B_{pp} = B_{pn} = 35,6$ (ГэВ/с) $^{-2} = 1,4$ Фм 2 . Значение σ_{pn} было нами найдено исходя из величины $\sigma_{pd} = 380$ мб [11] с учетом поправки на экранирование. В формуле (7) были сделаны необходимые изменения, учитывающие отличие амплитуд рассеяния на протоне и нейтроне. Они состоят в том, что фаза $\chi_N(b)$ определялась полусуммой выражений (7) с $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -амплитудами.

При энергии 180 МэВ параметры $\bar{p}N$ амплитуд следующие [5, 10]: $\sigma_{pp} = 157$ мб; $\sigma_{pn} = 136$ мб; $\epsilon_{pp} = \epsilon_{pn} = 0,2$; $B_{pp} = B_{pn} = 22,2$ (ГэВ/с) $^{-2} = 0,86$ Фм 2 .

Ядерная плотность при $4 \leq A \leq 16$ параметризуется в виде [12]:

$$\rho(r) = A^{-1} R^{-3} \pi^{-3/2} \left[4 + \frac{2}{3} (A-4) \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-r^2/R^2}, \quad (10)$$

где для ^{12}C $R^2 = 2,50$ Фм 2 и для ^{16}O $R^2 = 2,92$ Фм 2 [12]. С параметризацией (10) фаза $\chi_N(b)$ вычисляется аналитически. Для более тяжелых ядер плотность описывается формулой Вудса — Саксона:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{\tau}\right)}, \quad (11)$$

где $R = r_0 A^{1/3}$; $r_0 = 1,07$ Фм; $\tau = 0,545$ Фм [13]; $\rho_0 = 7,675 \cdot 10^{-3}$ Фм $^{-3}$ для ^{20}Ne , $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-3}$ Фм $^{-3}$ для ^{40}Ca и $\rho_0 = 0,8732 \cdot 10^{-3}$ Фм $^{-3}$ для ^{208}Pb .

Аналитическое вычисление фазы $\chi_N(b)$ с плотностью (11) невозможно, а численный расчет более громоздок, чем в случае рассеяния адронов высоких энергий, поскольку из-за большой величины параметра B в (9) амплитуду $f_N(q)$ нельзя вынести из-под знака интеграла в (7). Мы вычисляли фазу $\chi_N(b)$ двумя способами:

1) аппроксимировали плотность (11) формулой

$$\rho(r) = \sum_{n=1}^{12} C_n e^{-nr^2/r_a^2}, \quad (12)$$

с которой фаза $\chi_N(b)$ вычисляется аналитически; параметры в формуле (12) приведены в работах [4]; 2) с плотностью (11) аналитически был вычислен формфактор (8) (см. [14]):

$$\Phi(q) = \frac{4\pi\rho_0}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} n e^{-nR/\tau}}{(q^2 + n^2/\tau^2)^2} + \frac{4\pi^2\rho_0\tau^2}{q \operatorname{sh}(\pi q\tau)} \left\{ \pi \operatorname{cth}(\pi q\tau) \sin(qR) - \frac{R}{\tau} \cos(qR) \right\}. \quad (13)$$

Фактор $e^{-nR/\tau}$ обеспечивает чрезвычайно быструю сходимость суммы по n . После подстановки $\Phi(q)$ в (7) фаза $\chi_N(b)$ находилась численно.

Отдача ядра учитывается умножением амплитуды на фактор [9].

Отметим, что без учета кулоновских эффектов амплитуда упругого рассеяния имеет вид

$$F_{el}(q) = ik \int_0^{\infty} \Gamma(b) J_0(qb) b db, \quad (14)$$

где

$$\Gamma(b) = 1 - \exp(i\chi_N(b)). \quad (15)$$

Приводимые ниже расчетные сечения очень чувствительны к параметрам $\bar{p}N$ -амплитуды (9), особенно к отношению действительной и мнимой частей ϵ . В настоящее время неопределенности в значении ϵ весьма велики, а данные различных групп противоречат друг другу. Это видно из сводки данных, показанной на рис. 3. В наших расчетах будем использовать значения ϵ , полученные в эксперименте LEAR, но для сравнения приведем расчеты и со значением ϵ из работы [15].

На рис. 4—6 приведены сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb при энергиях 46,8 и 47,8 МэВ в сравнении с [1]. Сплошные кривые — расчет с учетом кулоновского рассеяния при $\epsilon = 0$ (значение LEAR [10], см. рис. 3). Для иллюстрации величины кулоновского рассеяния штрихпунктирной кривой на рис. 4—6 показано резерфордовское сечение рассеяния на точечном заряде (квадрат модуля амплитуды (3)), пунктирной — сечение при $\epsilon = 0$ без учета кулоновского рассеяния. В минимуме сечения на рис. 4 и во втором минимуме на рис. 5 пунктирная кривая практически совпадает со штриховой. Штриховыми кривыми показаны сечения при $\epsilon = -0,25$ [15]. Заполнение дифракционных минимумов при $\epsilon = 0$ и их чрезвычайное углубление при $\epsilon = -0,25$ происходят за счет кулон-ядерной интерференции, причем сечения весьма чувствительны к величине ϵ (за исключением ядра ^{208}Pb , где преобладающая роль кулоновских эффектов ослабляет чувствительность сечения к ϵ). Высокая чувствительность сечения к ϵ объясняется тем, что в отсутствие

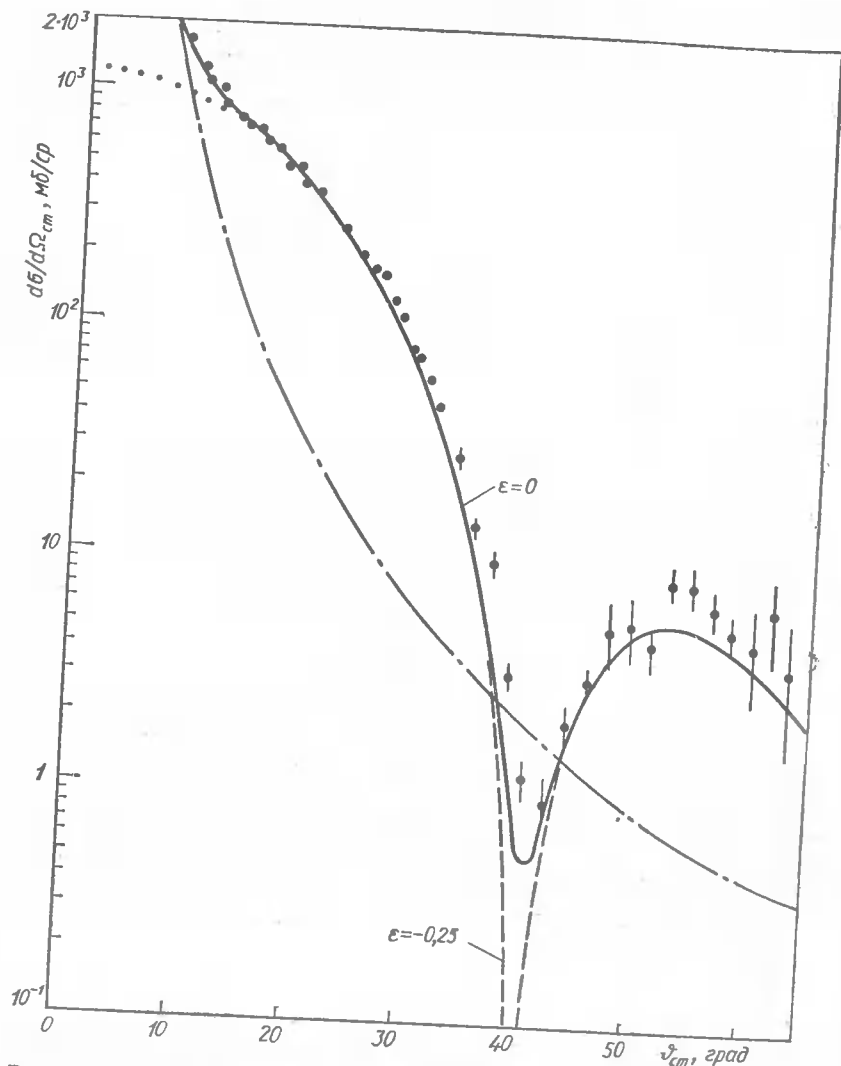


Рис. 4. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\bar{p}^{12}\text{C}$ при энергии 46,8 МэВ. Сплошная кривая соответствует $\epsilon=0$, штриховая — $\epsilon=-0,25$, пунктирная — чисто ядерному рассеянию, штрихпунктирная — кулоновскому рассеянию на точечном заряде Z .

кулоновского рассеяния величина сечения в дифракционных минимумах пропорциональна e^2 [4]*. При наличии кулон-ядерной интерференции зависимость сечения в минимумах от ϵ становится более

* В случае пренебрежения кулоновским рассеянием (не оправданным при энергии ~ 50 МэВ) сечения при $\epsilon=0$ имеют чрезмерно глубокие минимумы, а при $\epsilon=-0,25$ расчетное сечение $\bar{p}^{12}\text{C}$ случайно совпадает с экспериментальными данными (см. [4]). Сечения на ^{40}Ca и ^{208}Pb [1] без кулоновского рассеяния не могут быть описаны ни при каком значении ϵ .

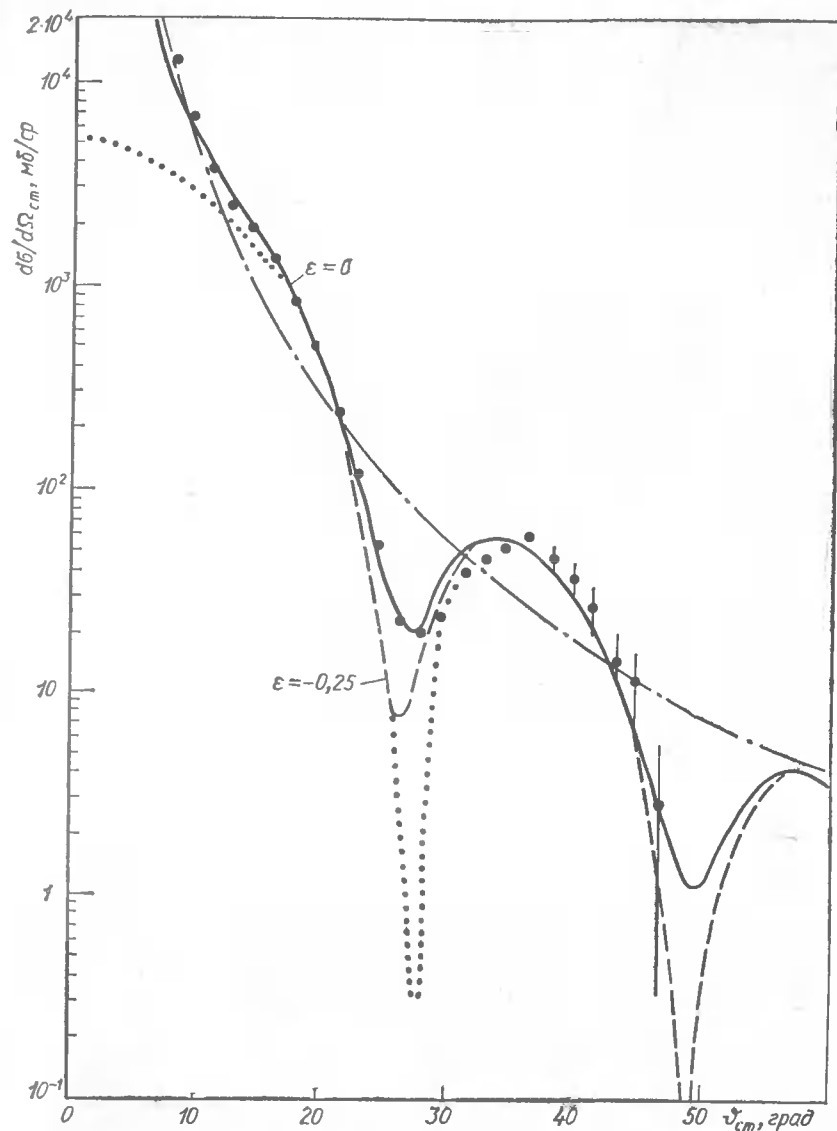


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\bar{p}^{40}\text{Ca}$ при энергии 46,8 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 4.

сложной, но по-прежнему остается очень высокой, причем сечение становится чувствительным к знаку ϵ . Это отмечалось в работе [9]. Итак, при значении $\epsilon=0$ достигается хорошее описание сечений на ядрах ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb при энергии 46,8 МэВ. Значение $\epsilon=-0,25$ исключается экспериментальными данными [1] по рассеянию антипротонов на ядрах. С другой стороны, существенно, что рассеяние протонов той

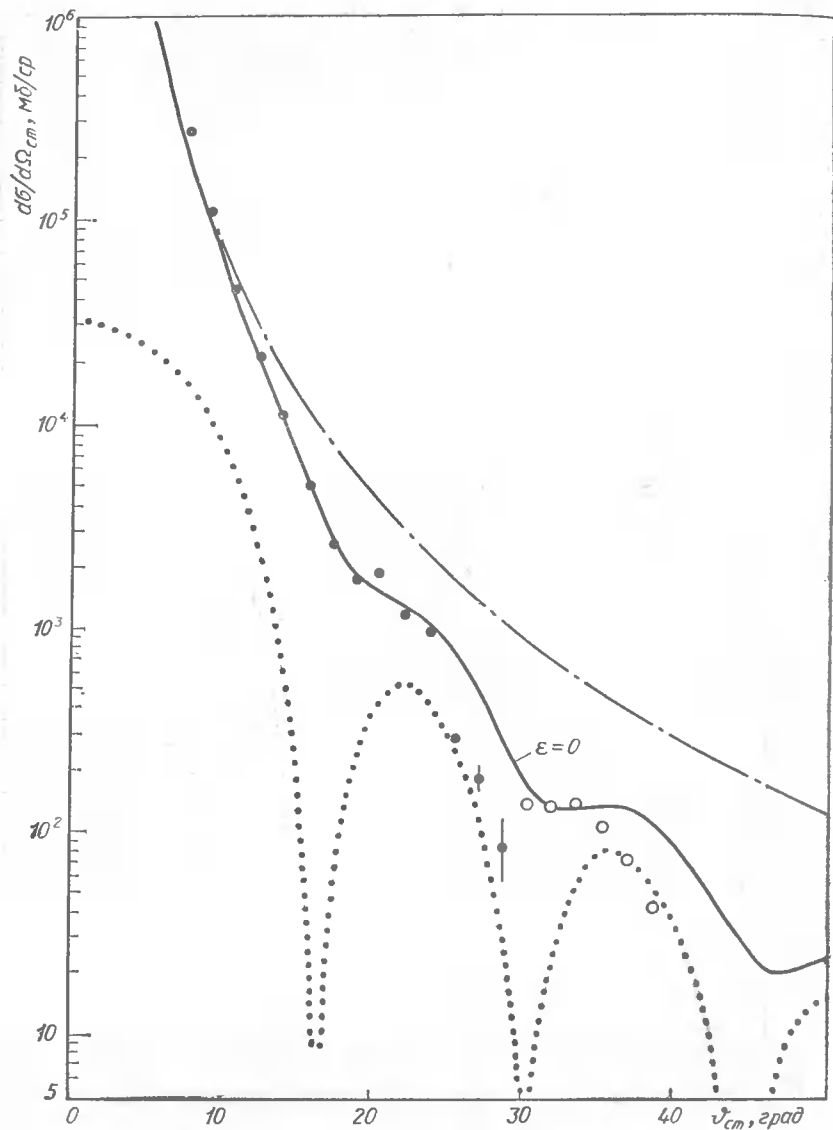


Рис. 6. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\bar{p}^{208}\text{Pb}$ при энергии 46,8 и 47,9 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 4.

же энергии на ^{12}C не обнаруживает выраженного дифракционного поведения [11], а расчеты сечения $p^{12}\text{C}$ в рамках модели Глаубера — Ситенко не согласуются с экспериментом (см. рис. 1).

На рис. 7—9 показаны сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb при энергиях 179,7 и 180,3 МэВ в сравнении с данными [11]. При этой энергии сечения остаются весьма чувст-

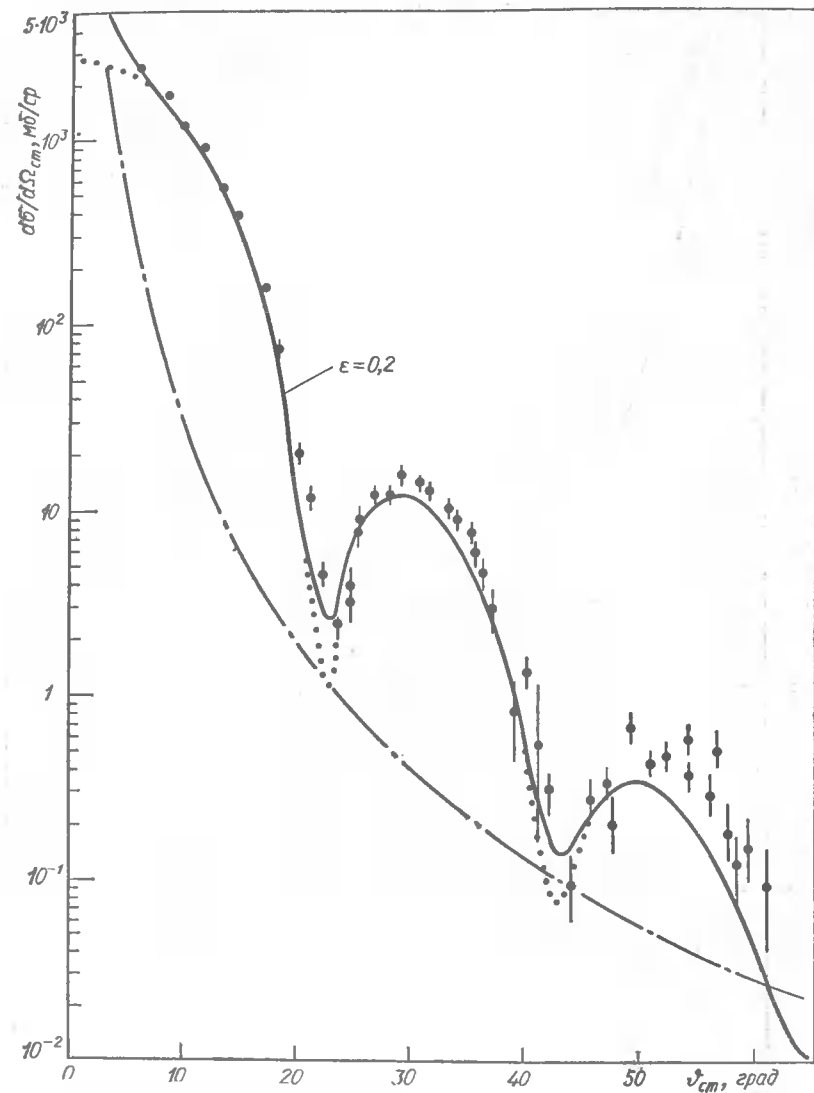


Рис. 7. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\bar{p}^{12}\text{C}$ при энергии 179,7 МэВ ($\epsilon=0,2$). Обозначения те же, что и на рис. 4.

вительными к ϵ . При $\epsilon = 0,2$, согласующемся с данными LEAR [10], имеется хорошее описание экспериментальных данных по антипротон-ядерным сечениям.

В работе [14] были вычислены дифференциальные сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах ^{27}Al и ^{64}Si в интервале импульсов антипротонов 450—900 МэВ/с. Эти сечения хорошо согласуются

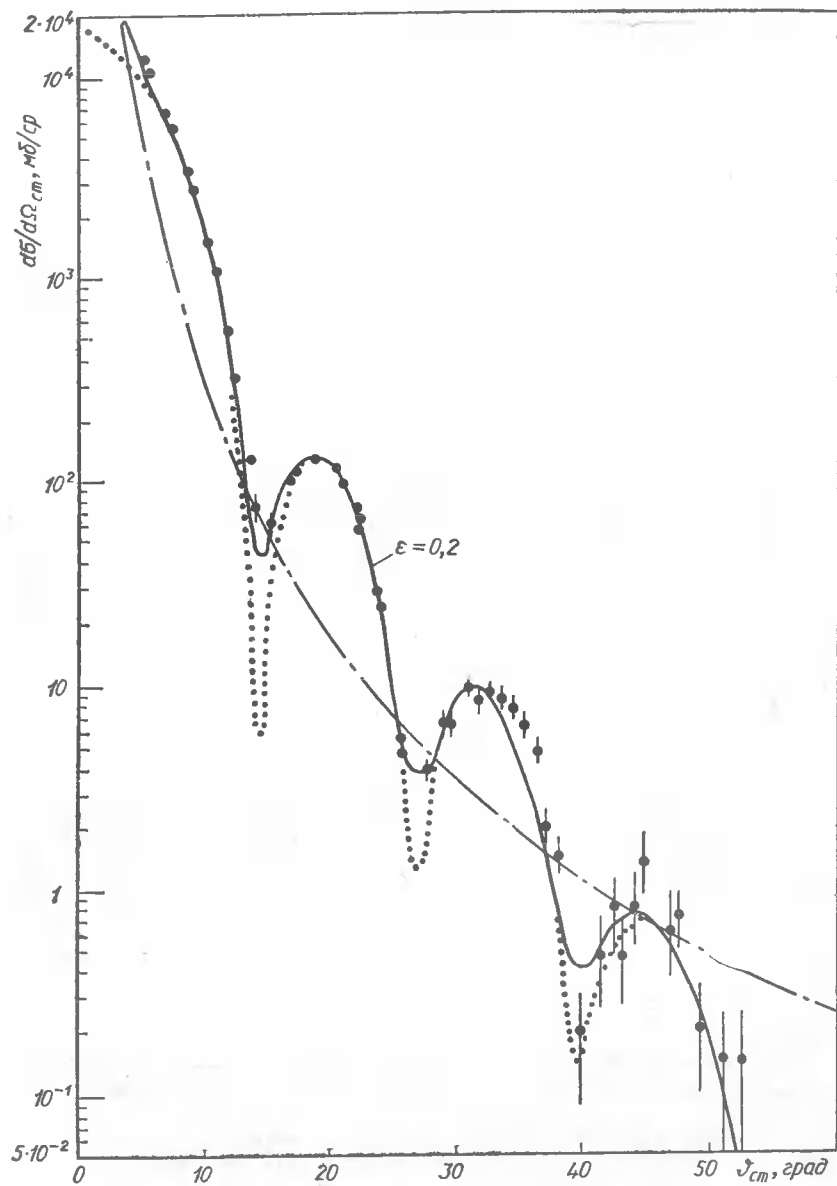


Рис. 8. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\bar{p}^{40}\text{Ca}$ при энергии 179,7 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 4.

с данными КЕК [17] и БНЛ [18] и также весьма чувствительны в минимумах к значению ϵ .

Таким образом, использование ядерных данных позволяет ликвидировать неоднозначность, которая существует сейчас в определении

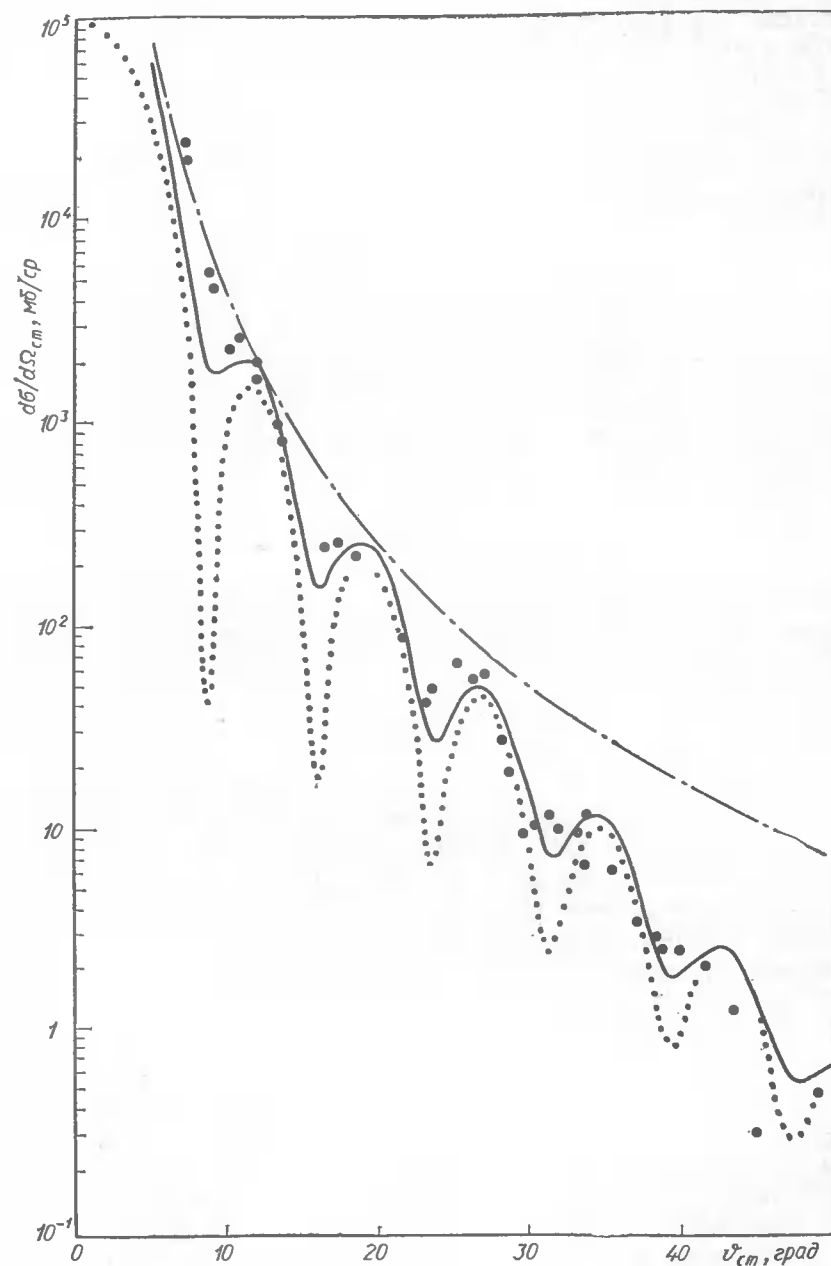


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $\bar{p}^{208}\text{Pb}$ при энергии 180,3 МэВ. Обозначения те же, что и на рис. 4.

величины ε в области низких энергий. Видно, что включение в рассмотрение антипротон-ядерных данных дает возможность, сделать выбор в пользу данных LEAR.

Отметим, что функция $\Gamma(b)$, определяющая по формуле (14) амплитуду чисто ядерного рассеяния, практически совпадает с 1 внутри ядра как в случае рассеяния антинуклонов, так и нуклонов (см. [4]). Это значит, что ядро для этих частиц представляет собой абсолютно черный (в центральной области) шар с размытым краем. По этой причине в выполненном нами расчете антипротон-ядерных сечений оказывается несущественной спиновая структура $\bar{p}N$ -амплитуды (9), весьма существенная в $\bar{p}N$ -рассеянии. Следует подчеркнуть, что из-за большой величины наклона конуса в $\bar{p}N$ -амплитуде эффективный радиус абсолютно черного ядра в случае антипротонов заметно больше (для ядра ^{12}C — в 1,5 раза), чем в случае протонов.

Найдем эффективный радиус абсолютно черной сферы R_{eff} . Определяем его из условия, чтобы сечение рассеяния на черной сфере радиуса

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k^2 R_{\text{eff}}^2}{q^2} J_1^2(qR_{\text{eff}}) \quad (16)$$

совпадало при $\theta = 0$ с квадратом модуля амплитуды (14). Отметим, что для применимости формулы (16), как и приближения Глаубера, требуется, чтобы $kR_{\text{eff}} \gg 1$. Из формул (14) и (16) находим

$$R_{\text{eff}}^2 = 2 \left| \int_0^\infty \Gamma(b) b db \right|. \quad (17)$$

Для $\bar{p}^{12}\text{C}$ получаем $R_{\text{eff}} = 3,96$ Фм, что соответствует коэффициенту r_0 в формуле $R = r_0 A^{1/3}$, равному 1,73 Фм, по сравнению с принятым значением $r_0 = 1,07$ Фм и $R = 0,07 \cdot 12^{1/3} = 2,45$ Фм. Для $p^{12}\text{C}$ -рассеяния $R_{\text{eff}} = 3,06$ Фм [4].

Отметим также, что модель черной сферы (формула (16)) хорошо воспроизводит сечение рассеяния p на ^{12}C до первого минимума $q \leq 1$ Фм $^{-1}$ (см. рис. 1). Превышение расчета над данными при $q > 1$ Фм $^{-1}$ связано с усилением дифракции за счет резкого края.

2. Сечение реакции. Сечение реакции есть разность между полным и упругим сечениями: $\sigma_r = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Полное сечение σ_{tot} выражается с помощью оптической теоремы через амплитуду рассеяния на нулевой угол, а упругое сечение σ_{el} — интегрированием квадрата упругой амплитуды по углам. Как уже подчеркивалось, в амплитуде, особенно при малых углах, доминирует вклад кулоновского рассеяния. Этот вклад, однако, полностью выпадает из разности $\sigma_r = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Это видно из следующей формулы, полученной в работе [2]:

$$\sigma_r = \int d\rho \int d\tau \left\{ 1 - \exp \left(- 4 \text{Im} \sum_1^A \eta_k(\rho_k - \rho_0) \right) \right\} |\Phi_r(r_1, \dots, r_A)|^2. \quad (18)$$

Кулоновская фаза, которая добавляется к η_k , действительна и поэтому не дает вклада в сечение реакции (18). После преобразований сечения реакции приобретает вид

$$\sigma_r = 2\pi \int_0^\infty [1 - \exp(-2 \text{Im} \chi_N(b))] b db, \quad (19)$$

где фаза $N(b)$ описывается формулой (7). Отметим два обстоятельства.

1. Было бы ошибкой пытаться получить сечение реакции исходя из формулы (2) для амплитуды. Эта формула применима при углах $\theta > 1/R_s$, что с большим запасом достаточно для расчетов упругих сечений, но все же не позволяет применять к амплитуде (2) оптическую теорему.

2. Кулоновское рассеяние не влияет на σ_r только в приближении Глаубера — Ситенко. Вне рамок этого приближения кулоновские эффекты могут сказываться на величине σ_r .

На рис. 10 показано сечение реакции для взаимодействия антипротонов с ядром ^{20}Ne . Видно, что расчетные сечения превышают экспериментальные данные на 10 — 15%. Возможная причина этого расхождения может состоять в следующем. В расчетах предполагалось, что наклоны B в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -рассеяниях одинаковы. Вообще говоря, это не так. По наклону конуса в pn -рассеянии нет экспериментальных данных, а теоретически кажется весьма вероятным, что этот наклон меньше, чем в $\bar{p}p$ -рассеянии. Дело в том, что наклон конуса в $\bar{p}p$ -рассеянии определяется вкладом $\bar{p}p$ -резонансов с изоспином, равным 0 и 1, тогда как $\bar{p}n$ -система находится в состоянии только с изоспином 1. Уменьшение наклона конуса в $\bar{p}n$ -рассеянии на 10% привело бы к уменьшению расчетного сечения реакции и его совпадению с экспериментом. Этот же эффект (уменьшение $B_{\bar{p}n}$ по сравнению с $B_{\bar{p}p}$) привел бы к небольшому смещению минимума дифференциального сечения $\bar{p}A$ -рассеяния в область больших q ($\Delta q/q \sim 5\%$) и уменьшению сечения приблизительно на 10%, что привело бы к лучшему согласию с экспериментом (см. рис. 4—9).

3. Сечение с возбуждением ядерных уровней. Амплитуда рассеяния с возбуждением ядерного уровня описывается формулой (1) при $i \neq f$. Далее используется приближение однократного неупру-

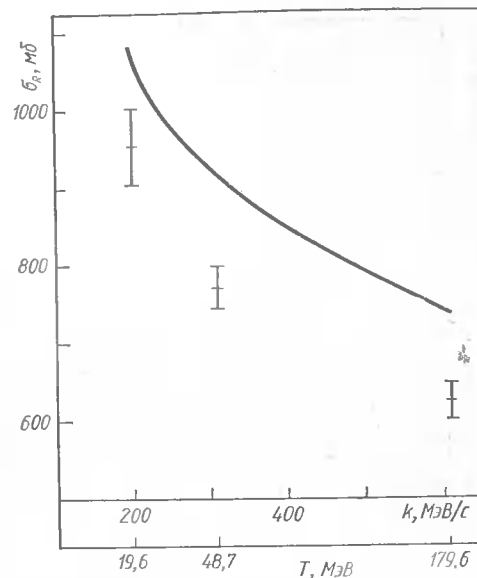


Рис. 10. Сечение реакции для взаимодействия $\bar{p}^{20}\text{Ne}$ как функция энергии (импульса) налетающих антипротонов.

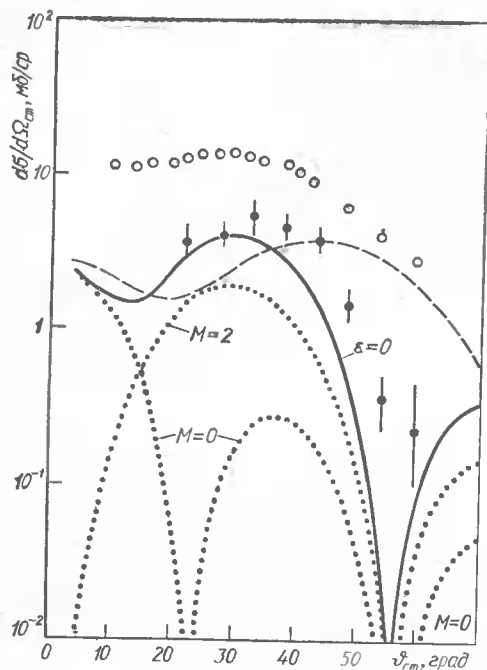


Рис. 11. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния (с возбуждением уровня 2^+ (4,44 МэВ)/ $\bar{p}^{12}\text{C}$ и $p^{12}\text{C}$ (сплошная и штриховая кривые соответственно) при энергии 46,8 МэВ. Пунктирные кривые — сечения $d\sigma_0/d\Omega$ и $d\sigma_2/d\Omega$ для $\bar{p}^{12}\text{C}$ -рассеяния с определенной проекцией спина ($M=0,2$) возбужденного ядра $^{12}\text{C}(2^+)$ на ось пучка ($d\sigma/d\Omega = d\sigma_0/d\Omega + 2d\sigma_2/d\Omega$). Экспериментальные данные взяты из [1].

$$e^{i\chi_s} F_{\text{inel}}^M(q) = \int_0^\infty G_{JM}(b) J_M(qb) db, \quad (20)$$

где

$$G_{JM}(b) = c_{JM} A f_N(0) \tilde{S}_{JM}(b) b \exp(i(\chi_N(b) + \chi_0(b) + \chi_1(b))), \quad (21)$$

фазы χ_0 , χ_1 , χ_N даются формулами (5) — (7),

$$c_{JM} = (-1)^M \frac{2\pi^{1/2}}{(2J+1)^{1/2}} Y_{JM}^*\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \quad (22)$$

$$\tilde{S}_{JM}(b) = \int_0^\infty S_J(q) e^{-\frac{1}{2}Bq^2} J_M(qb) q dq, \quad (23)$$

а $S_J(q)$ определяет электромагнитный формфактор неупругого перехода и параметризуется в виде

$$S_J(q) = q^J (a_1 + b_1 q^2 + c_1 q^4) e^{-\alpha q^2}, \quad (24)$$

того соударения (ОНС) [19, 20], в рамках которого предполагается, что возбуждение уровня происходит в результате однократного акта. После преобразований амплитуда неупругого рассеяния с возбуждением ядерного уровня натуральной четности с моментом и проекцией M на направление падающего пучка в приближении ОНС выражается через электромагнитный формфактор перехода и амплитуду упругого рассеяния. Кулоновские эффекты в неупругом рассеянии учитываем с помощью кулоновской фазы в амплитуде упругого рассеяния, входящей в неупругую амплитуду. В этом приближении (однократный) акт возбуждения уровня осуществляется только за счет сильного взаимодействия налетающего адрона с внутриядерным нуклоном. Выражение для неупругой амплитуды, полученное в [19, 20], после учета кулоновского рассеяния удобно преобразовать к виду

что позволяет вычислить интеграл (23) аналитически (см. [4]). Параметры в (24) известны из данных по неупругому рассеянию электронов. Для возбуждения уровня 2^+ (4,44 МэВ) ядра ^{12}C мы использовали следующие их значения [21]: $a_1 = 0,25$, $b_1 = -0,021$, $c_1 = 0,0004$, $\alpha = 0,54$ (в формуле (24) q в Фм^{-1}).

На рис. 11 и 12 показаны расчеты неупругих сечений $\bar{p}^{12}\text{C}$ с возбуждением уровня 2^+ (4,44 МэВ) соответственно при энергиях 46,8 и 179,7 МэВ. Имеется удовлетворительное описание антипротонных данных [1] (сплошные кривые). В случае протонных данных расчет (штриховая кривая; см. рис. 11) не согласуется с экспериментом, как и для упругого рассеяния (см. [4]).

Некоторое превышение антипротонных данных над расчетом (см. рис. 11) при $\theta > 35^\circ$ ($q > 0,8 \text{ Фм}^{-1}$) может быть связано с несколькими причинами. В частности: а) с неопределенностями в формфакторе перехода (24); б) с уменьшением точности приближения Глаубера — Ситенко при рассеянии на большие углы; в) с коллективной природой возбуждаемого уровня 2^+ и с неприменимостью в этом случае приближения ОНС. В связи с возможностью в) отметим, что модель, в которой уровень 2^+ (4,44 МэВ) является коллективным (вращательным), увеличивает расчетное сечение неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ^{12}C (см. [22]) по сравнению с расчетом в оболочечной модели [12] и приводит к лучшему описанию эксперимента. Аналогичное превышение эксперимента над расчетом в рамках ОНС в области правее максимума наблюдалось и в сечении возбуждения уровня $^{16}\text{O}^*(3^-, 6, 13 \text{ МэВ})$ π^+ -мезонами высокой энергии [23]. Это расхождение исчезало в модели, предполагающей уровень (3-, 6, 13 МэВ) вращательным, причем расчет [24] выполнялся без приближения ОНС, но в рамках теории Глаубера — Ситенко (см. рис. 8 из [24]). В этой связи представляют несомненный интерес аналогичные исследования влияния структуры ядра на взаимодействие антипротонов с ядрами.

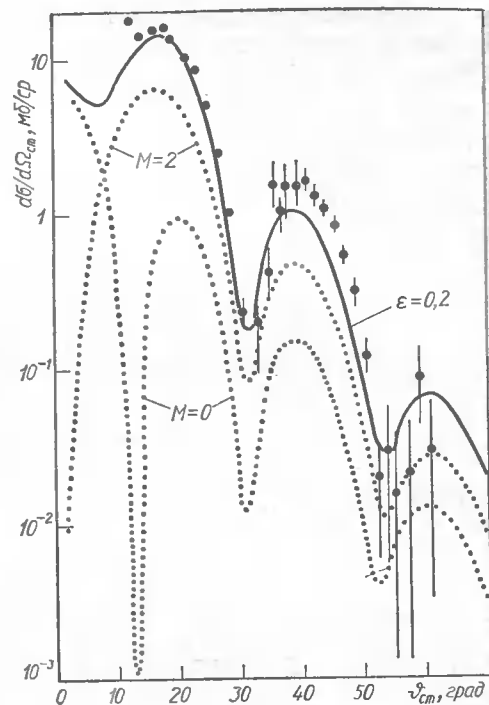


Рис. 12. Дифференциальное сечение неупругого (с возбуждением уровня 2^+ (4,44 МэВ) рассеяния $\bar{p}^{12}\text{C}$ при энергии 179,7 МэВ ($\epsilon = 0,2$). Обозначения те же, что и на рис. 11.

Подчеркнем, что амплитуда возбуждения уровня весьма чувствительна к поверхности ядра [19, 20]. Действительно, множитель $e^{i\chi_N} = 1 - \Gamma(b)$ в формуле (21) равен 0 внутри ядра и переходит в 1 вне ядра. Функция $\tilde{S}(b)$, напротив, быстро затухает вне ядра. Таким образом, интеграл (20) определяется областью перекрытия вблизи поверхности ядра. Поэтому функция $G_{JM}(b)$, определяющая амплитуду (20), отлична от нуля только в области перекрытия вблизи поверхности ядра.

Расчет сечения возбуждения уровня в модели черной сферы с резким краем оказывается очень грубым и занижает результат в 2—3 раза. Мы приводим также на рис. 11 и 12 предсказания для антипротонных сечений с проекциями M спина возбужденного ядра на ось пучка, равными 0 и 2:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + 2 \frac{d\sigma_2}{d\Omega},$$

согласно формуле (22) $C_{21} = 0$, следовательно, $d\sigma_1/d\Omega = 0$. Измерение этих сечений, имеющих, как видно из рисунка, весьма сложную угловую зависимость, явилось бы более детальной проверкой теории.

Сечение $d\sigma_M/d\Omega$ можно легко получить из угловых распределений γ — квантов, испускаемых при переходе ядра в основное состояние. Такие эксперименты для ядра ^{16}O на пучке π^+ - и p -высокой энергии были выполнены в работах [23]. Угловое распределение γ -квантов определяется поляризационной матрицей плотности возбужденного ядра

$$\rho_{MM'}(q) = F_{\text{inel}}^M(q) F_{\text{inel}}^{*M'}(q) / \sum_M |F_{\text{inel}}^M(q)|^2. \quad (25)$$

Из выражений (20) — (23) следует

$$\rho_{MM'} = \rho_{-M, -M'}; \quad \rho_{M, -M'} = (-1)^{M'} \rho_{MM'}; \quad \rho_{-M, M'} = (-1)^M \rho_{MM'}.$$

Поэтому для уровня с $J = 2$ матрица плотности определяется только тремя независимыми элементами: ρ_{00} , ρ_{22} , ρ_{20} (согласно формуле (22), амплитуда $F_{\text{inel}}^M(q)$ отлична от нуля только для проекций M , имеющих одинаковую четность с J). Угловое распределение γ -квантов, испускаемых в переходе $J \rightarrow 0$, может быть получено из формулы

$$W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma, q) = \sum_{MM'} \rho_{MM'}(q) Y_{JM}^{(\lambda)}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) Y_{JM}^{*(\lambda)}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma), \quad (26)$$

где $Y_{JM}^{(\lambda)}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ — известные шаровые векторы фотона; θ_γ — угол между направлением падающего пучка и импульсом γ -кванта; φ_γ — угол между плоскостью рассеяния (\vec{p}, \vec{p}') и плоскостью, образованной импульсами падающего пучка и γ -кванта. Явные выражения для угловых распределений γ -квантов, испускаемых при высвечивании ядер с $J=2$ и $J=3$, приведены в [4].

Заключение. Из приведенных выше расчетов видно, что теоретические кривые, вычисленные в подходе Глаубера — Ситенко, хорошо согласуются с экспериментальными данными [1]. Описание совокупности данных на легких, средних и тяжелых ядрах (^{12}C , ^{20}Ne , ^{27}Al , ^{40}Ca , ^{64}Cu и ^{208}Pb), а также данных по неупругому рассеянию на ^{12}C при одних и тех же (для данной энергии) параметрах не может быть случайным.

Таким образом, мы полагаем, что механизм взаимодействия антипротонов с ядрами при энергиях ≥ 50 МэВ можно считать установленным. Этот механизм описывается теорией многократного рассеяния Глаубера — Ситенко. При столь низких энергиях этот вывод представляется весьма нетривиальным и дает благоприятные возможности для дальнейшего совместного и детального анализа антинуклон-ядерных и антинуклон-нуклонных сечений. Мы видим, что анализ антинуклон-ядерных сечений в рамках приближения Глаубера — Ситенко можно использовать для извлечения информации о параметрах $\bar{p}N$ -амплитуды. Для этой цели необходимо измерить антинуклон-ядерные сечения при различных энергиях пучка антинуклонов. Особенно важны детальные и прецизионные измерения сечений в области их минимумов.

Значительный интерес представляет также прецизионное измерение параметров $\bar{p}N$ -амплитуды (отношение действительной части амплитуды к мнимой и величины наклона дифракционного конуса) в области низких энергий. Такие опыты, вероятно, будут выполнены на LEAR в ближайшее время. Необходимы также более точные измерения сечений рассеяния электронов на ядрах с возбуждением ядерных уровней с целью нахождения формфакторов перехода, необходимых в расчетах неупругих антипротон-ядерных сечений.

Определение ϵ из ядерных данных возможно также и в случае рассеяния других адронов (π , K , p) на ядрах в той области энергий, где применимо приближение Глаубера — Ситенко. Для определения отношения действительной и мнимой частей элементарных амплитуд рассеяния адронов на нуклонах будут необходимы прецизионные измерения адрон-ядерных сечений в дифракционных минимумах.

Сечения в дифракционных минимумах весьма чувствительны не только к параметрам $\bar{p}N$ -амплитуды, но и к поправкам к приближению Глаубера — Ситенко. Хорошее описание сечений для перечисленных выше ядер показывает, что на современном (уже весьма высоком) уровне точности ясного сигнала от этих поправок пока нет. Уточнение параметров элементарной амплитуды и величин антипротон-ядерных сечений в дифракционных минимумах позволит найти фактические пределы применимости подхода Глаубера — Ситенко со стороны низких энергий и больших углов и определить вклад и физическую природу других, менее заметных и более сложных механизмов. Для окончательного решения этих проблем особенно важным кажется не только эмпирическое, но и чисто теоретическое, исходя из первопринципов, обоснование подхода Глаубера — Ситенко к рассеянию антинуклонов низких энергий на ядрах.

Таким образом, подход Глаубера — Ситенко применим к рассеянию антинуклонов на ядрах в неожиданно широком энергетическом интервале, вплоть до очень низких энергий. Этот исключительно плодотворный подход, предложенный почти 30 лет назад, в настоящее время является основой для анализа взаимодействия адронов с ядрами.

1. *Garreta D. et al.* Scattering of antiprotons from carbon at 46,8 MeV // *Phys. Lett. B.*— 1984.— 135.— P. 266—270. *Garreta D. et al.* Elastic scattering of antiprotons from carbon, calcium and lead at 180 MeV // *Ibid.*— 149.— P. 64—68.
2. *Ситенко А. Г.* К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // *Укр. физ. журн.*— 1959.— 4.— С. 152—163; *Ситенко А. Г.* Теория ядерных реакций.— М.: Энергоатомиздат, 1983.— 189 с.
3. *Glauber R. J.* // *Lect. Theor. Phys.*— 1959.— 1.— P. 315—414. *Глаубер Р.* Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами // *Успехи физ. наук.*— 1971.— 103.— С. 641—673.
4. *Далькаров О. Д., Карманов В. А.* Рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах углерода и кислорода // *Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1984.— Т. 39.— С. 288—294. *Далькаров О. Д., Карманов В. А.* Рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах // *Журн. эксперим. и теорет. физики* 1985.— 89, вып. 4.— С. 1122—1133. *Dalkarov O. D., Karmanov V. A.* Elastic and inelastic scattering of low energy antiprotons on ^{12}C and ^{16}O // *Phys. Lett. B.*— 1984.— 147.— P. 1—4; Scattering of low energy antiprotons from nuclei // *Nucl. Phys. A.*— 1985.— 445. P. 579—604.
5. *$\bar{N}N$ and $\bar{N}D$ Interactions.*— A. Compilation, LBL-58, 1972.— 15 P.
6. *Kerman A. K., McManus M., Thaler R. M.* The scattering of fast nucleons from nuclei // *Ann. Phys.*— 1959.— 8.— P. 551—635.
7. *Dakhno L. D., Nikolaev N. N.* Does the failure of multiplescattering theory in pp and $p\alpha$ diffraction scattering suggest 12-quark bags? // *Nucl. Phys. A.*— 1985.— 436.— P. 653—692.
8. *Dalkarov O. D., Kolybasov V. M., Ksenzov V. G.* Nonadiabatic effects in nuclear reactions and the problem of determination of the proton electromagnetic form-factor in the nonphysical region // *Ibid.*— 1983.— 397.— P. 498—518.
9. *Alkhasov G. D., Belostotsky S. L., Vorobyov A. A.* Scattering of 1 GeV protons on nuclei // *Phys. Repts C.*— 1978.— 42.— P. 89—144.
10. *Brückner W. et al.* Real-to-imaginary ratio of the $\bar{p}p$ forward elastic scattering amplitude on the momentum range between 180 and 590 MeV/c // *Phys. Lett. B.*— 1985.— 158, N 2.— P. 180—185.
11. *Tripp R. D.* Review of $\bar{p}p$ formation experiments // *Proc. 5th Europ. symp. on nucl.-antinucleon interactions, Bressanone (Italy), 23—28 June 1980.*— P. 519.
12. *Bassel R. H., Wilkin C.* High-energy scattering and the structure of light nuclei // *Phys. Rev.*— 1968.— 174, N 4.— P. 1179—1199.
13. *Hofstadter R.* Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons // *Ann. Rev. Nucl. Sci.*— 1957.— 7.— P. 231—316.
14. *Dalkarov O. D., Karmanov V. A., Trukhov A. V.* Antiproton-nucleus scattering at low and intermediate energy.— Moscow.— 1986.— 23 p.— (Preprint / P. N. Lebedev Phys. Inst.; N 87).
15. *Cresti M., Peruzzo L., Sartori G.* A measurement of the $\bar{p}p$ differential cross section and of the Coulomb-nuclear interference between 353 and 578 MeV/c // *Phys. Lett. B.*— 1983.— 132, N 1-3.— P. 209—213.
16. *Iwasaki M. et al.* Small-angle $\bar{p}p$ elastic scattering and the real-to-imaginary ratio of the forward amplitude between 413 and 715 MeV/c // *Nucl. Phys. A.*— 1985.— 433, N 4.— P. 580—604.
17. *Nakamura K. et al.* Absorption and Forward Scattering of Antiprotons by C, Al and Cu Nuclei in the Region 470—880 MeV/c // *Phys. Rev. Lett.*— 1984.— 52, N 9.— P. 731—734.

18. *Ashford V. et al.* Low energy antiproton-nucleus elastic scattering // *Phys. Rev. C.*— 1984.— 30, N 3.— P. 1080—1083.
19. *Балашов В. В.* Неупругое рассеяние частиц высокой энергии на ядрах // *Материалы VIII Зимн. шк. ЛИЯФ.*— 1973.— 8, ч. 2.— С. 255—281.
20. *Кондратюк Л. А., Симонов Ю. А.* Возбуждение ядерных уровней электронами и адронами при высокой энергии // *Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1973.— 17, вып. 11.— С. 619—621.
21. *Bouten M., van Leuven P.* Form Factor for inelastic electron scattering from the 4,43 MeV Level in ^{12}C // *Ann. Phys.*— 1967.— 43, N 3.— P. 421—427.
22. *Антонов А. Н., Иношин Е. В.* Упругое и неупругое глауберовское рассеяние протонов на ^{12}C в α -частичной модели // *Ядер. физика.*— 1972.— 16, вып. 1.— С. 74—80.
23. *Кирпичников И. В., Кузнецов В. А., Старостин А. С.* Возбуждение ядра ^{16}O (6.13 МэВ) π^+ -мезонами с импульсом 2,0 ГэВ/с. // *Там же.*— 1984.— 40, вып. 6.— С. 1377—1381; Возбуждение ядра ^{40}Ca (3.74 МэВ) протонами с импульсом 5,0 ГэВ/с. *Там же.* ЯФ.— 1985.— 41, вып. 1.— С. 18—20.
24. *Доплеровское уширение γ -линии и механизм возбуждения уровня ^{12}C (22 $^+$, 4.43 МэВ) / И. В. Кирпичников, В. А. Кузнецов, Л. И. Левинтов, А. С. Старостин // Там же.— С. 21—20.*
25. *Карманов В. А.* Рассеяние адронов высокой энергии на ядре ^{16}O в ядерной молекулярной модели // *Там же.*— 1982.— 35, вып. 4.— С. 848—861.

УДК 539.17.01

М. В. Евланов, А. М. Соколов

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР, КИЕВ

ЭФФЕКТ СИТЕНКО — ТАРТАКОВСКОГО В РЕАКЦИИ ДИФРАКЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ИОНОВ НА ЯДРАХ С РАЗМЫТОЙ ГРАНИЦЕЙ

Введение. В обширной экспериментальной информации, которая была получена в последние годы при изучении процессов расщепления легких и тяжелых ионов на сложных ядрах в инклюзивных и эксклюзивных экспериментах для широкой области энергий [13], данные из эксклюзивных измерений представляют, на наш взгляд, особый интерес для теоретического анализа с целью извлечения сведений о механизмах протекания процесса, структурных особенностях участия в реакции ядер, влиянии строения ядер на различные характеристики ядерных реакций. Это обстоятельство обусловлено тем, что в кинематически полных экспериментах прямым методом совпадения вылетающих фрагментов с одновременным измерением их энергий можно надежно выделить процесс расщепления налетающего иона на интенсивном фоне других реакций. В силу этого информация, полученная в эксклюзивных опытах, является строгим тестом для различных теоретических моделей, применяющихся при анализе данных из инклюзивных экспериментов, в которых часть сведений о процессе теряется из-за суммирования (или интегрирования) по всем ненаблюдаемым каналам.

В настоящей работе предлагается дифракционный подход к описанию эксклюзивных экспериментов по расщеплению легких слабосвязанных ионов, состоящих из двух кластеров, один из которых явля-

ется заряженным, на ядрах с диффузным краем. Учет размытия границы ядра представляется особенно важным, ввиду большой чувствительности процесса дифракционного расщепления к периферической области ядра. Как впервые показано в [9] (в предположении, что размеры ядра значительно превосходят размеры дейтрона), интегральное сечение дифракционного расщепления дейтрона в отличие от сечений упругого рассеяния, срыва и поглощения сильно уменьшается с увеличением размытости границы ядра (эффект Ситенко — Тартаковского). В дальнейшем к этому выводу привели расчеты, в которых не использовалось допущение о малости размеров дейтрона по сравнению с размерами ядер [20]. Характерная зависимость сечения дифракционного расщепления дейтрона от размытости границы ядра приводит к оболочечному эффекту, проявляющемуся в немонотонной зависимости сечения от массового числа ядер. Поскольку сечение дифракционного расщепления сильно уменьшается с увеличением диффузности края ядра, вблизи магических значений массового числа оно должно характеризоваться максимумами. Немонотонная зависимость сечений расщепления дейтронов на сложных ядрах от массового числа ядер, предсказанная теоретически [9], была затем обнаружена экспериментально [18] и подтверждена в работе [15].

Наряду с нашими предыдущими исследованиями инклюзивных спектров частиц из реакций развала легких ионов на сложных ядрах [3, 21] данная работа посвящена дальнейшему изучению дифракционного аспекта процессов фрагментации легких слабосвязанных ионов в ядерных реакциях при средних энергиях с целью изучения структурных особенностей ядер и механизмов протекания процессов.

1. Амплитуда и сечение расщепления легких ионов. Явление дифракционного расщепления дейтрона впервые было предсказано А. И. Ахизером и А. Г. Ситенко [1], а также независимо Р. Глаубером [14] и Е. Л. Фейнбергом [10]. Учет кулоновских эффектов в рамках дифракционной модели был впервые проведен в [11] для упругого рассеяния заряженных нуклонов и в [12] при дифракционном взаимодействии дейтронов с ядрами, обладающими резкой границей поглощения. На возможность протекания различных дифракционных процессов таких, как рассеяние, расщепление и срыв, при взаимодействии других слабосвязанных легких ядер с ядрами указывалось в [6]. В работе [7] на основе дифракционного подхода было изучено упругое рассеяние и расщепление слабосвязанных легких частиц, имеющих кластерную структуру, без учета диффузности границы ядра и кулоновского взаимодействия.

В этой статье мы рассмотрим процесс дифракционного расщепления на ядре A , имеющем размытую границу, легкого иона I , состоящего из двух фрагментов 1 и 2 со сравнительно слабой связью:

$$I + A \rightarrow 1 + 2 + A. \quad (1)$$

При этом один из кластеров (для определенности кластер 2) в налетающем ионе будем считать заряженным. В дальнейшем ограничимся случаем упругого расщепления, при котором ядро-мишень на конечной стадии реакции остается в основном состоянии.

В рамках дифракционного приближения дифференциальное сечение процесса расщепления иона на два фрагмента при наличии кулоновского взаимодействия описывается следующим выражением:

$$d\sigma_d^Z = |f_d^Z(\mathbf{q}, \mathbf{f})|^2 d\Omega \frac{df}{(2\pi)^3}, \quad (2)$$

где амплитуда расщепления $f_d^Z(\mathbf{q}, \mathbf{f})$ имеет вид суммы двух слагаемых, первое из которых отвечает дифракционному расщеплению, а второе учитывает влияние кулоновского поля поглощающего ядра на процесс расщепления

$$f_d^Z(\mathbf{q}, \mathbf{f}) = \{f_d^N(\mathbf{q}, \mathbf{f}) + f_d^C(\mathbf{q}, \mathbf{f})\} e^{2i\eta(R)}. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения: \mathbf{q} — переданный импульс, абсолютная величина которого равна $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$; \mathbf{k} — волновой вектор падающей частицы; θ — угол рассеяния; $\eta(R)$ — фаза рассеяния кулоновским полем ядра; R — радиус ядра; $\mathbf{f} = \beta_2 \mathbf{k}_1 - \beta_1 \mathbf{k}_2$ — волновой вектор относительного движения фрагментов, освобождающихся в результате реакции; $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ — волновые векторы вылетающих кластеров, $\beta_j = m_j / (m_i + m_j)$, m_j — масса j -го фрагмента.

Амплитуда расщепления, обусловленного ядерной дифракцией падающей частицы на рассеивающем ядре (первое слагаемое в (3)), равна

$$f_d^N(\mathbf{q}, \mathbf{f}) = \frac{ik}{2\pi} \int db e^{iqb} \int dr \varphi_f^+(\mathbf{r}) [\omega_1(\mathbf{b}_1) + \omega_2(\mathbf{b}_2) - \omega_1(\mathbf{b}_1)\omega_2(\mathbf{b}_2)] \varphi_0(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ — относительный радиус-вектор кластеров в падающем ядре; $\mathbf{b} = \beta_1 \mathbf{b}_1 + \beta_2 \mathbf{b}_2$; \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 — плоские векторы, модули которых определяют прицельные параметры центров тяжести налетающего иона, кластеров 1 и 2, соответственно.

Функции профиля $\omega_i(\mathbf{b})$ кластеров удобно выбрать в форме распределения Ферми

$$\omega_i(\mathbf{b}) \equiv \omega(b) = \left[1 + \exp\left(\frac{b_i - R}{\Delta}\right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

где параметр Δ характеризует размытость границы ядра.

Волновые функции $\varphi_0(\mathbf{r})$ и $\varphi_f(\mathbf{r})$ относительного движения кластеров до и после взаимодействия налетающего иона с ядром, следуя работе [24], выберем в виде, учитывающем конечность радиуса действия ядерных сил между кластерами в падающем ионе

$$\varphi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\beta-\alpha)^2}} \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r}; \quad (6)$$

$$\varphi_f^+(\vec{r}) = \exp(i\vec{f}\vec{r}) - \left[if - \beta + \frac{\beta^2 + f^2}{2\beta} + \frac{(\beta^2 + f^2)^2}{2\beta(\alpha + \beta)^2} \right]^{-1} \frac{e^{-if r} - e^{-\beta r}}{r}, \quad (7)$$

где величина $\alpha = (2\mu\epsilon/\hbar^2)^{1/2}$ определяется энергией отделения в фрагмента 1 от системы (1 + 2); μ — приведенная масса системы

(1 + 2), параметр β характеризует конечный радиус действия ядерных сил.

В случае нулевого радиуса действия ядерных сил между фрагментами в налетающем ионе волновые функции (6) и (7) переходят соответственно в следующие соотношения:

$$\varphi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{e^{-\alpha r}}{r}, \quad (8)$$

$$\vec{\varphi}_f(\vec{r}) = \exp(i\vec{f}\vec{r}) + \frac{1}{if - \alpha} \frac{e^{-ifr}}{r}. \quad (9)$$

Для потенциала гармонического осциллятора имеем следующий набор функций, удовлетворяющих условию ортогональности:

$$\varphi_0(r) = (\pi R_N^2)^{-3/4} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_N^2}\right), \quad (10)$$

$$\vec{\varphi}_f(\vec{r}) = \exp(i\vec{f}\vec{r}) - \sqrt{8} \exp\left(-\frac{f^2 R_N^2}{2} - \frac{r^2}{2R_N^2}\right), \quad (11)$$

где R_N — параметр, имеющий смысл радиуса налетающей частицы.

Если, как было отмечено выше, частица 2 заряжена, то используем метод, развитый в [8], второе слагаемое $f_d^C(q, f)$ в амплитуде (3), учитывающей влияние кулоновского поля поглощающего ядра, представим в виде

$$f_d^C(q, f) = \frac{1}{\beta_2} F(\beta_1 q, f) f^C(q), \quad (12)$$

где неупругий формфактор

$$F(\vec{q}, \vec{f}) = \int d\vec{r} \varphi_f^*(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} \varphi_0(r) \quad (13)$$

и для случая волновых функций $\varphi_0(r)$ и $\varphi_f(r)$, используемых в настоящей статье, вычислен в работе [4]; амплитуда $f^C(q)$ рассеяния кластера 2 (с импульсом, равным $\beta_2 k$) кулоновским полем ядра

$$f^C(q) = ik_2 g^C(q) \equiv ik_2 [g_0^C(q) + \delta g^C(q)], \quad (14)$$

а функции $g_0^C(q)$ и $\delta g^C(q)$ описываются выражениями

$$g_0^C(q) = \frac{2in}{q^2} \left\{ J_0(qR) + 2in \int_R^\infty d\xi' \frac{J_0(q\xi')}{\xi'} e^{2inln\xi'/R} \right\}, \quad (15)$$

$$\delta g^C(q) = \frac{2in}{q^2} J_0(qR) - \frac{1}{R\lambda_q^2} \left\{ \xi^2 J_0(q\xi) (1 - e^{2inln\xi/R}) - \frac{2\xi}{q} J_1(q\xi) + \right.$$

$$\left. + 2 \int_R^\infty d\xi' \left[n^2 \xi'^2 \frac{J_0(q\xi')}{\xi'} + (1 + in)^2 \xi' J_0(q\xi') \right] e^{2inln\xi'/R} \right\} \Big|_{\xi=R-\lambda/2}^{\xi=R+\lambda/2}.$$

Величина $n = \frac{ZZ_2 e^2 m_2}{\hbar^2 \beta_2 k}$ — кулоновский параметр задачи; Z и Z_2 — заряды ядра-мишени и кластера 2 соответственно; параметр размытия λ , соответствующий различным значениям R , определен в [8].

Для того чтобы сравнить теоретические расчеты с экспериментальными сечениями расщепления легких ионов на сложных ядрах, необходимо выразить сечение (2) в лабораторной системе координат. Для дифференциального сечения, определяющего энергетическое распределение фрагментов из реакции расщепления, получим следующее выражение:

$$\frac{d^3 \sigma_d}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2} = \frac{M}{(2\pi)^3 \hbar^2} \frac{k_1 k_2}{k} |f_d^C(\vec{q}, \vec{f})|^2. \quad (16)$$

Проинтегрировав (16) по всем возможным энергиям освобождающегося фрагмента 2, получим угловые распределения продуктов реакции расщепления.

2. Сравнение теории с экспериментальными данными. Из обширных теоретических расчетов, проведенных нами по реакции расщепления дейтронов, ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и других слабосвязанных ионов на сложных ядрах, мы представляем, будучи ограничены рамками статьи, типичные примеры сопоставления рассчитанных зависимостей с экспериментальными характеристиками для отдельных сортов и энергий бомбардирующих частиц, ядер-мишеней, диапазонов углов и др.

а) *Случай реакции расщепления дейтронов на сложных ядрах.* Нами для сравнения теории с экспериментом взяты данные из эксклюзивных измерений реакции расщепления дейтронов с энергиями 13,6 МэВ [5, 18] и 56 МэВ [16].

Прежде чем переходить непосредственно к обсуждению результатов, отметим, что в настоящей работе при сравнении проведенных нами численных расчетов с экспериментальными данными мы не использовали процедуру нормировки. Параметры волновых функций $\varphi_0(r)$ и $\varphi_f(r)$ системы нейтрон — протон выбирались равными $\alpha = 0,232 \text{ Фм}^{-1}$, $\beta = 1,202 \text{ Фм}^{-1}$ [16]. Используемые ниже значения параметров диффузности близки к значениям, полученным из опытов по рассеянию электронов и анализов по оптической модели [2].

Начнем с анализа работ [5, 18], в которых показана чувствительность сечения реакции расщепления дейтрона к структурным особенностям ядер. Напомним, что в этих измерениях в согласии с теоретическим предсказанием Ситенко — Тартаковского [9] впервые было экспериментально установлено, что сечение реакции расщепления дейтрона немонотонно изменяется с изменением массового числа ядра-мишени и максимальны для магических ядер. Значения сечения различны также для изотопов.

На рис. 1 приведены взятые из работы [5] угловые корреляции между направлениями вылета нейтрона и протона, освобождающихся при расщеплении дейтронов с энергией 13,6 МэВ на изотопах никеля ${}^{58}\text{Ni}$ (1) и ${}^{64}\text{Ni}$ (2). Из рисунка видно, что экспериментальные сечения на магическом по протонам ${}^{58}\text{Ni}$ лежат заметно выше, чем на ${}^{64}\text{Ni}$, имеющем избыток в шесть нейтронов. Полагая, что заполнение

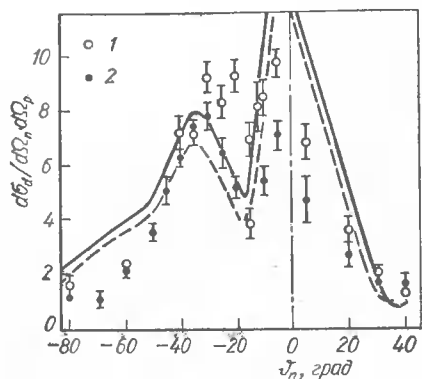


Рис. 1. Угловые корреляции между направлениями вылета нейтронов и протонов, освобождающихся при расщеплении дейтронов с энергией 13,6 МэВ на ядрах ^{58}Ni (1) и ^{64}Ni (2) при фиксированном угле вылета протона $\theta_p = 40^\circ$.

хождение теории с экспериментом объясняется, по-видимому, нестрогим выполнением критерия дифракции

$$kR \gg 1 \text{ или } \lambda \ll R \quad (17)$$

при рассматриваемой энергии дейтронов $E_d = 13,6$ МэВ. Здесь λ — длина волны относительного движения сталкивающихся частиц. Условие (17) предполагает наличие достаточно быстрых дейтронов.

На рис. 2 представлены энергетические (рис. 2, а) и угловые (рис. 2, б) распределения продуктов расщепления дейтронов с энергией $E_d = 56$ МэВ на ядре ^{118}Sn для различных углов вылета нейтрона θ_n и протона θ_p [16]. Сплошные кривые на рис. 2 — это расчеты по формулам настоящей работы с учетом кулоновского и ядерного механизмов расщепления, штрихпунктирные — с учетом расщепления только в ядерном поле, штриховые — численные расчеты, выполненные в работе [16] на основе ргиог-фрмы МИВ (последние кривые приведены на рисунках с указанием нормировочных множителей, используемых для подгонки теории к эксперименту). В наших расчетах волновые функции системы нейтрон-протон выбирались в виде (6) и (7). Радиус ядра ^{118}Sn $R = 8,63$ Фм, параметр диффузности $\Delta = 0,6$ Фм.

Как следует из рис. 2, развитый нами дифракционный формализм приводит к удовлетворительному описанию дифференциальных сечений реакции расщепления дейтронов, измеренных в условиях полной кинематики. В то же время из рис. 2 видно, что расчеты энергетических распределений, основанные на ргиог-форме МИВ, в области малых углов вылета фрагментов приводят не только к количественному, но и к качественному расхождению теоретических сечений с экспериментальными. Рис. 2 демонстрирует существенную роль кулоновского взаимодействия на малых углах вылета частиц в случае тяжелых ядер.

нейтронных подболочек $2p_{3/2}$ и $1f_{7/2}$ в ^{64}Ni дает дополнительное по сравнению с ^{58}Ni размытие границы ядра, мы провели численные расчеты сечений расщепления на этих ядрах с различными значениями параметра диффузности по формуле (16), проинтегрированной во всем энергетическом диапазоне. Сплошная кривая на рис. 1 рассчитана с параметром диффузности $\Delta = 0$, штриховая — с $\Delta = 0,25$ Фм. Рисунок показывает, что теория качественно описывает наблюдавшийся в эксперименте эффект понижения сечения расщепления дейтрона при переходе от ^{58}Ni к ^{64}Ni за счет увеличения параметра диффузности поверхностного слоя ядра. Имеющееся расхождение теории с экспериментом объясняется, по-видимому, нестрогим выполнением критерия дифракции

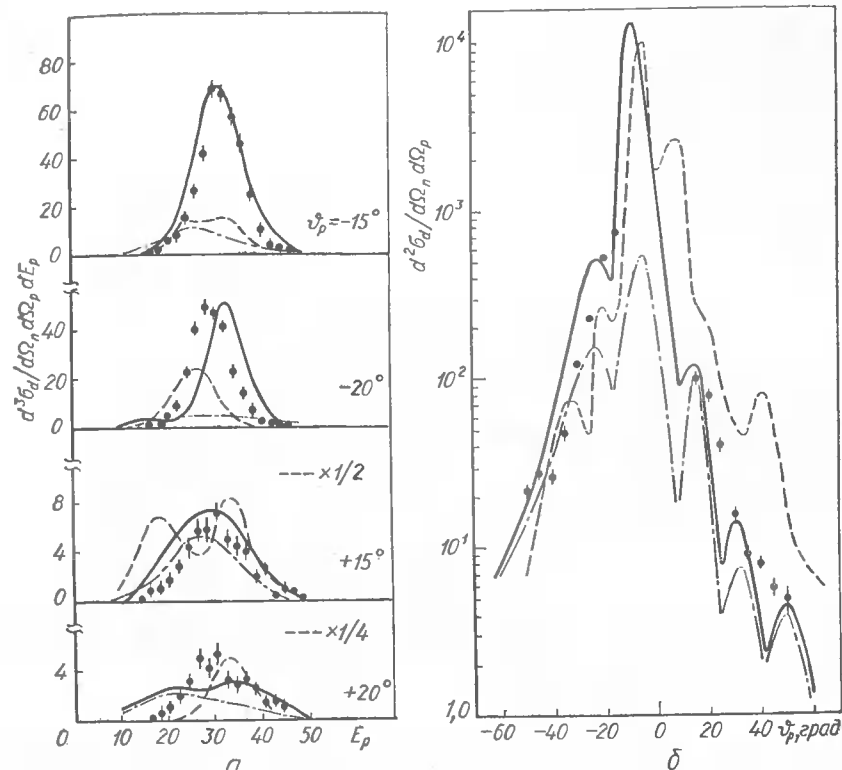


Рис. 2. Энергетические (рис. 2, а) и угловые (рис. 2, б) распределения продуктов расщепления дейтронов с энергией 56 МэВ на ядрах ^{118}Sn для различных углов вылета нейтрона θ_n и протона θ_p .

Как иллюстрация чувствительности дифференциальных сечений расщепления дейтрона к параметру диффузности границы ядра на рис. 3 приведены численные расчеты угловых распределений продуктов реакции расщепления дейтронов с энергией $E_d = 56$ МэВ на ядрах никеля для различных значений параметра диффузности Δ . На рисунке кривая 1 рассчитана при $\Delta = 0$, 2 — $\Delta = 0,5$ Фм, 3 — $\Delta = 1$ Фм. Из рис. 3 следует, что сечения расщепления дейтрона заметно уменьшаются с ростом параметра размытия границы ядра.

На примере интегральных характеристик процесса дифракционного взаимодействия дейтронов с ядрами эффект Ситенко — Тартаковского продемонстрирован на рис. 4, где представлены интегральные сечения дифракционного расщепления σ_d , упругого рассеяния σ_e и срыва σ_n в зависимости от отношения величины размытости края ядра Δ к радиусу R для ядра Pb [20]. Из рисунка видно, что в то время как сечение дифракционного расщепления σ_d при изменении величины Δ/R от 0 до 0,5 уменьшаются примерно в четыре раза, сечения упругого рассеяния σ_e и срыва σ_n изменяются незначительно.

б) *Случай реакции расщепления ионов гелия-3 на сложных ядрах.* Нами для анализа взяты экспериментальные данные из работы [17], где измерены энергетические распределения и угловые корреляции между направлениями вылета протонов и дейтронов, освобождающихся при расщеплении ионов ^3He с энергией 90 МэВ на ядрах ^{12}C , ^{51}V , ^{90}Zr .

В приводимых ниже расчетах ядерные радиусы принимались равными $R^{12\text{C}} = 6,0$ Фм; $R^{51\text{V}} = 6,7$ Фм; $R^{90\text{Zr}} = 7,1$ Фм. Эти величины близки к значениям, полученным в [17]. Параметры диффузности имеют следующие величины:

$$\Delta^{12\text{C}} = 0,25 \text{ Фм}, \quad \Delta^{51\text{V}} = 0,35 \text{ Фм}, \quad \Delta^{90\text{Zr}} = 0,45 \text{ Фм}.$$

Заметим, что эти значения параметров диффузности близки к значениям, полученным из анализа сечений упругого рассеяния ионов по модели сильного поглощения в работе [23]. Энергия отделения дейтрона от гелия-3 равна $\epsilon = 5,4936$ МэВ [17]. Параметры, входящие в волновые функции $\varphi_0(r)$ и $\varphi_t(r)$, выбирались равными $\alpha = 0,42 \text{ Фм}^{-1}$, $\beta = 1,36 \text{ Фм}^{-1}$ [22], $R_N = 1,88 \text{ Фм}$ [19].

Теоретические расчеты реакции расщепления ионов ^3He на ядрах выполнены в пренебрежении кулоновским взаимодействием. Следует ожидать (и это подтверждается настоящими расчетами), что в случае достаточно высокоэнергетических (~ 100 МэВ) ионов ^3He , взаимодействующих со средними ядрами (^{12}C , ^{51}V , ^{90}Zr) с относительно небольшими значениями зарядов, основной вклад в сечение процесса дает механизм ядерного расщепления.

На рис. 5 приведены дифференциальные сечения расщепления ионов ^3He с энергией $E = 90$ МэВ на ядрах ^{12}C , ^{51}V , ^{90}Zr как функции энергии освобождающегося дейтрона E_d для случая, когда дейтроны и протоны фиксируются в плоскости реакции под равными углами $\theta_d = \theta_p = 15^\circ$ по разные стороны от пучка падающих ионов ^3He . Теоретические кривые на этом рисунке получены в импульсном приближении. Рассматриваемый здесь случай соответствует вылету центра масс системы протон — дейтрон под малыми углами. В этих условиях, как показывают наши расчеты, справедливо импульсное приближение.

Сплошные кривые на рис. 5 получены для случая расчета сечений с волновыми функциями (6) и (7), отвечающими потенциалу Ямагучи [24]; штриховые кривые рассчитаны с волновыми функциями (10) и (11) для осцилляторного потенциала и штрихпунктирные — с волновыми функциями (8) и (9) для потенциала с нулевым радиусом действия ядерных сил между кластерами в ядре. Как видно из этих расчетов, учет конечности радиуса действия ядерных сил приводит к увеличению сечения расщепления ионов ^3He на ядрах. Этот вывод справедлив и в случае реакции дифракционного расщепления дейтронов [4].

В качестве примера на рис. 6, а представлены энергетические распределения дейтронов из реакции расщепления ионов ^3He с энергией 90 МэВ на ядрах ^{90}Zr при фиксированном угле вылета протона $\theta_p = 15^\circ$ для различных углов вылета дейтрона θ_d . Сплошные кривые на рис. 6, а получены с волновыми функциями (6) и (7) для потенциала Ямагучи по формуле (16) с амплитудой (4), учитывающей двукратное рассеяние; штриховая — в импульсном приближении. Из сравнения рис. 5 и 6, а видно, что с ростом угла вылета дейтрона θ_d

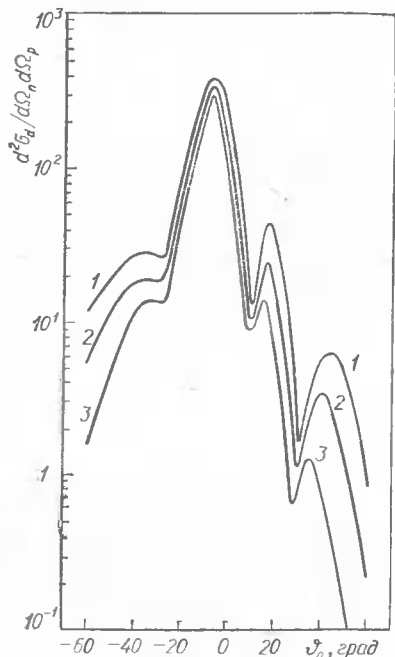


Рис. 3. Рассчитанные по дифракционной модели угловые распределения продуктов реакции расщепления дейтронов с энергией 56 МэВ на ядрах никеля для различных значений параметра диффузности.

Рис. 4. Зависимость интегральных сечений дифракционного расщепления σ_d , упругого рассеяния σ_t и срыва σ_n от размытия границы для ядер свинца.

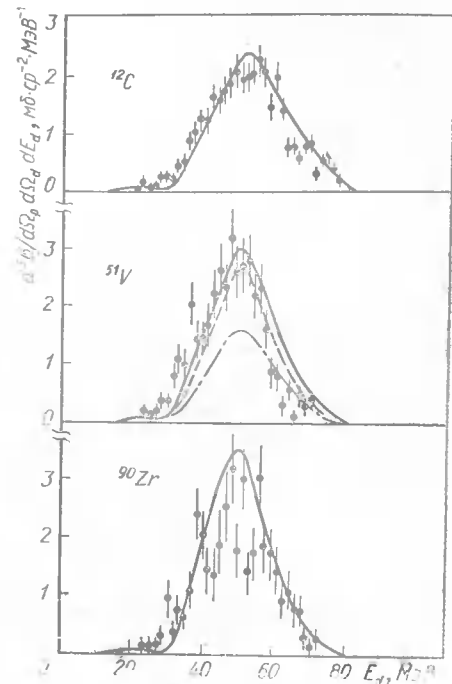
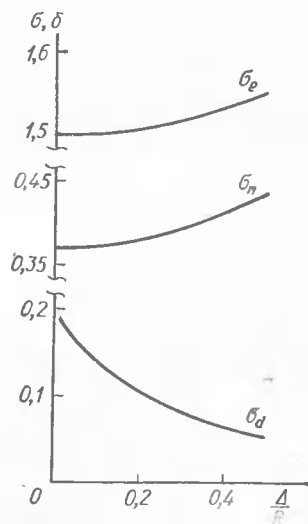


Рис. 5. Энергетические распределения дейтронов из реакции расщепления ионов ^3He с энергией 90 МэВ на ядрах ^{12}C , ^{51}V и ^{90}Zr для углов вылета протона $\theta_p = 15^\circ$ и дейтрона $\theta_d = -15^\circ$. Экспериментальные данные из работы [17].

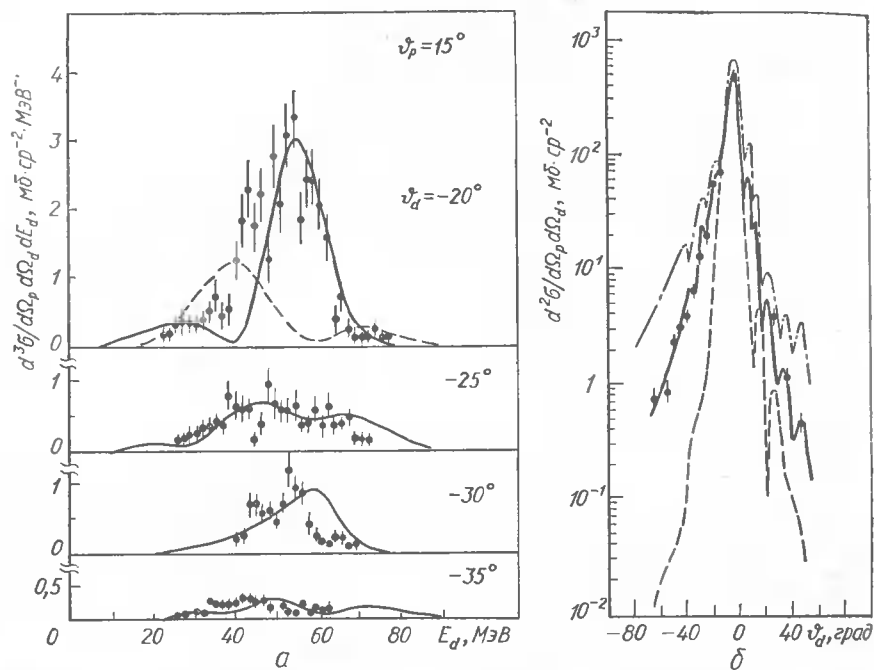


Рис. 6. Энергетические (а) и угловые (б) распределения дейтронов из реакции расщепления ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 90 МэВ на ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ при фиксированном угле вылета протона $\theta_p = 15^\circ$ для различных углов вылета дейтрона θ_d . Экспериментальные данные из работы [17].

при фиксированном угле вылета протона θ_p для согласия теории с экспериментом необходимо в расчетах, наряду с независимым рассеянием отдельных кластеров на ядре, учитывать эффект, связанный с их одновременным рассеянием.

Рис. 6, б демонстрирует сравнение экспериментальных угловых корреляций между направлениями вылета протона и дейтрона, освобождающихся при расщеплении ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 90 МэВ на ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ с теоретическими сечениями, полученными интегрированием спектров (16) во всем энергетическом диапазоне. Сплошная кривая на этом рисунке рассчитана с полным набором волновых функций (6) и (7) для нелокального потенциала и диффузным краем ядра, штриховая — расчет, выполненный в работе [17] в плосковолновом борновском приближении, штрихпунктирная — наш расчет с параметром диффузности, равным нулю. Из рис. 6, б видно, что теория, в основе которой лежит дифракционное приближение, правильно воспроизводит абсолютную величину и осциллирующую структуру сечений, наблюдавшихся в эксперименте.

В качестве иллюстрации на рис. 7 приведены рассчитанные по формуле (16) дифференциальные сечения дифракционного расщепления ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 90 МэВ на ядре ${}^{90}\text{Zr}$ как функции энергии выле-

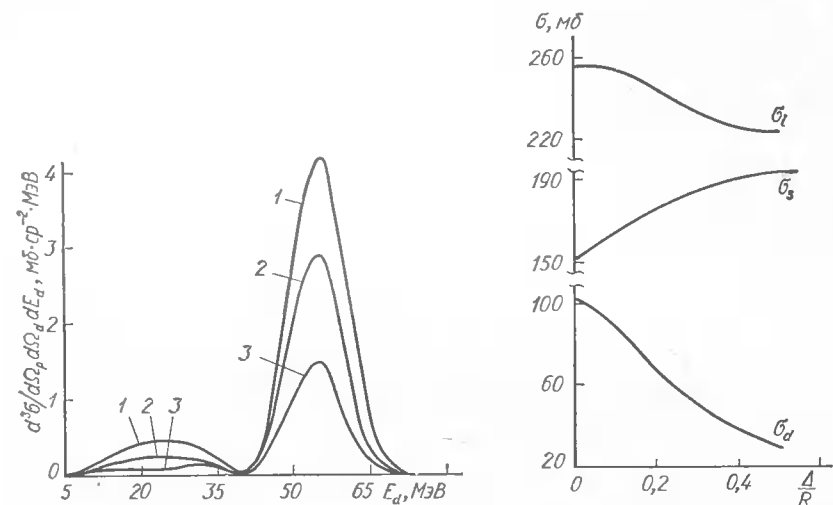


Рис. 7. Рассчитанные по дифракционной модели энергетические распределения дейтронов из реакции расщепления ионов ${}^3\text{He}$ с энергией 90 МэВ на ядре ${}^{90}\text{Zr}$ в случае $\theta_p = 15^\circ$ и $\theta_d = -20^\circ$ при волновых функциях (6) и (7) в зависимости от параметра диффузности Δ .

Рис. 8. Зависимость интегральных сечений дифракционного расщепления σ_d , срыва σ_s и их суммы σ_i от размытия границы ядра на примере реакции ${}^{92}\text{Zr}({}^3\text{He}, dX)$ при энергии $E = 110$ МэВ.

тающего дейтрона E_d в случае $\theta_p = 15^\circ$ и $\theta_d = -20^\circ$ при волновых функциях (6) и (7) в зависимости от параметра диффузности. Кривая 1 рассчитана с $\Delta = 0$, кривая 2 — $\Delta = 0,5$ Фм, кривая 3 — $\Delta = 1$ Фм.

Рис. 8 на примере реакции распада ${}^{92}\text{Zr}({}^3\text{He}, dX)$ при энергии ионов ${}^3\text{He}$ $E = 110$ МэВ иллюстрирует зависимость рассчитанных интегральных сечений дифракционного расщепления σ_d , срыва σ_s и их суммы σ_i от размытия границы ядра [3, 21].

Как следует из рис. 6, б, 7 и 8, отличительной особенностью, вытекающей из дифракционного подхода, является чувствительность сечений расщепления легких ионов к параметру размытости края ядра, а именно: сечения дифракционного расщепления ионов ${}^3\text{He}$ значительно уменьшается с увеличением параметра диффузности границы ядра. Таким образом, эффект Ситенко — Тартаковского, впервые обнаруженный при теоретическом исследовании реакций с участием дейтронов, имеет место и в случае дифракционного расщепления других слабосвязанных ионов на ядрах.

Заключение. В настоящей работе предложен дифракционный подход к описанию кинематических полных экспериментов по расщеплению легких слабосвязанных ионов, состоящих из двух кластеров, один из которых является заряженным, на ядрах с диффузным краем. Развитый формализм применяется для анализа экспериментальных данных из эксклюзивных измерений реакции расщепления дейтро-

нов и ионов гелия-3 в области средних энергий на сложных ядрах для изучения структурных особенностей ядер и механизмов протекания данного процесса.

Показано, что эффект Ситенко — Тартаковского, заключающийся в сильной зависимости сечения дифракционного расщепления дейтронов от величины размытости края ядра, имеет место и в случае расщепления других слабосвязанных ионов на ядра. Из проведенных расчетов сечений реакции расщепления дейтронов при сравнительно невысоких энергиях следует, что для согласия теории с экспериментальными данными важно наряду с ядерным учитывать кулоновский механизм взаимодействия, особенно в области малых углов вылета фрагментов и для тяжелых ядер. С повышением энергии налетающих частиц роль кулоновских эффектов в исследуемом процессе существенно уменьшается. Учет конечности радиуса действия ядерных сил между кластерами в налетающем ионе приводит к увеличению сечения расщепления частиц на ядрах.

Вместе с нашими предыдущими исследованиями инклюзивных процессов фрагментации в ядерных реакциях на основе дифракционного подхода [3, 21] настоящая работа, посвященная изучению эксклюзивных процессов, позволяет сделать общий вывод, что в области сравнительно высоких энергий взаимодействие легких слабосвязанных ионов, состоящих из двух кластеров, с ядрами носит четко выраженный дифракционный характер.

Ввиду сильной чувствительности сечения дифракционного расщепления к диффузности границы ядра, продемонстрированной в данной работе, нам представляется интересной возможность использования реакции расщепления легких ионов для изучения ядерной поверхности именно в эксклюзивных экспериментах, в то время как инклюзивное сечение, будучи суммой вкладов нескольких процессов, слабо зависит от параметра диффузности [3, 21]. Мы ожидаем, следовательно, что эксперименты на совпадения наряду с получением ценных сведений о различных характеристиках ядерных реакций могут быть эффективным средством изучения ядерной поверхности и дать прямую информацию о распределении ядерной плотности в периферической области ядер. Для этой цели было бы желательным осуществление прецизионных измерений в условиях полной кинематики реакции расщепления слабосвязанных легких ионов на магических и соседних с ними ядрах, а также на разделенных изотопах различных элементов в области энергий, отвечающих дифракционному приближению. Насколько нам известно, за исключением экспериментов с дейтронами при сравнительно низких энергиях [5, 15, 18] такие измерения по расщеплению легких слабосвязанных ионов с регистрацией продуктов реакции на совпадения в области более высоких энергий до сих пор не проводились.

1. Ахиезер А. И., Ситенко А. Г. К теории реакции расщепления дейтрона // Учен. зап. Харьк. ун-та. — 1955. — 64, № 6. — С. 9—16.
2. Барретт Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер. — Киев: Наук. думка, 1981. — 419 с.
3. Евланов М. В., Полозов А. Д., Соколов А. М. Исследование инклюзивных процессов с участием легких ионов на основе дифракционной модели // Физика многочастичных систем. — 1984. — № 5. — С. 94—105.
4. Евланов М. В., Полозов А. Д., Стружко Б. Г. О зависимости дифференциальных сечений расщепления дейтрона атомными ядрами от вида $n - p$ -потенциала // Укр. физ. журн. — 1980. — 25, № 5. — С. 813—819.
5. О возможности изучения поверхности ядра при помощи реакций расщепления дейтрона / О. Ф. Немец, В. М. Пугач, М. В. Соколов, Б. Г. Стружко // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1970. — 34, № 8. — С. 1714—1718.
6. Ситенко А. Г., Березной Ю. А. О дифракционном расщеплении легких ядер // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1958. — 35, № 5. — С. 1289—1291.
7. Ситенко А. Г., Исмаилов Е., Тартаковский В. К. О дифракционном взаимодействии легких ядер // Ядер. физика. — 1967. — 5, № 3. — С. 573—582.
8. Ситенко А. Г., Полозов А. Д., Евланов М. В. Расщепление дейтронов на ядрах при высоких энергиях и учет кулоновского взаимодействия // Укр. физ. журн. — 1974. — 19, № 11. — С. 1778—1789.
9. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К. О дифракционном взаимодействии дейтронов с полупрозрачными ядрами с диффузным краем // Там же. — 1961. — 6, № 1. — С. 12—19.
10. Фейнберге Е. Л. О взаимодействии быстрых дейтронов с ядрами // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1955. — 29, № 1. — С. 115—120.
11. Akhiezer A. I., Pomeranchuk I. On the elastic scattering of fast charged particles by nuclei // J. Phys. USSR. — 1945. — 9. — P. 471—475.
12. Akhiezer A. I., Sitenko A. G. Diffraction scattering of fast deuterons by nuclei // Phys. Rev. — 1957. — 106, N 6. — P. 1236—1246.
13. Fragmentation processes in nuclear reactions / G. Baur, F. Rösel, D. Trautmann, R. Shyam // Phys. Repts. — 1984. — 111, N 5. — P. 333—371.
14. Glauber R. J. Deuteron stripping processes at high energies // Phys. Rev. — 1955. — 99, N 5. — P. 1515—1516.
15. Nemets effect in deuteron break-up by heavy nuclei / C. L. Fink, B. L. Cohen, J. C. van der Weerd et al. // Phys. Rev. C. — 1969. — 185, N 4. — P. 1568—1576.
16. Proton-neutron correlation in the deuteron break-up at 56 MeV and prior form DWBA analysis / N. Mathsuoka, M. Kondo, K. Hosono et al. // Nucl. Phys. A. — 1982. — 391, N 2. — P. 357—376.
17. Angular correlation of ($^3\text{He}, pd$) reactions at 90 MeV and elastic break-up of ^3He particles / N. Matsuoka, A. Shimizu, K. Hosono et al. // Nucl. Phys. A. — 1980. — 337, N 2. — P. 269—284.
18. Some features of 13,6 MeV deuterons break-up on medium nuclei / O. F. Nemets, V. M. Pugach, M. V. Sokolov, B. G. Struzhko // Proc. Int. symp. nucl. struct. — Dubna. — 1968. — P. 124.
19. Sauer P. U., Tjon J. A. Three-nucleon calculations without the explicit use of two-body potentials // Nucl. Phys. A. — 1973. — 216, N 3. — P. 549—562.
20. Sitenko A. G., Polozov A. D., Evlanov M. V. The diffraction dissociation of deuterons on the diffused edge nuclei // Phys. Lett. B. — 1974. — 50, N 2. — P. 229—232.
21. Inclusive particle spectra from light-ion fragmentation processes / A. G. Sitenko, A. D. Polozov, M. V. Evlanov, A. M. Sokolov // Nucl. Phys. A. — 1985. — 442, N 1. — P. 122—141.
22. Thompson W. J., Hering W. R. Normalization factors for stripping reactions // Phys. Rev. Lett. — 1970. — 24, N 6. — P. 272—273.
23. Venter R. H., Frahn W. E. Strong absorption model for elastic nuclear scattering and polarization of spin-1/2 particles // Ann. Phys. — 1964. — 27, N 3. — P. 401—424.
24. Yamaguchi Y. Two-nucleon problem when the potential is nonlocal but separable // Phys. Rev. — 1954. — 95, N 6. — P. 1628—1634.

Е. В. Инопин, А. В. Шебеко

ХАРЬКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Введение. В статье изложены некоторые результаты теоретических исследований дифракционных процессов, вызываемых взаимодействиями ядерных частиц (нуклонов, дейтронов, α -частиц и тяжелых ионов) средних энергий с атомными ядрами. Под средними энергиями здесь подразумевается диапазон энергий от нескольких десятков до сотен мегаэлектронвольт. В настоящее время для таких энергий чаще употребляется термин промежуточные энергии.

В формировании этого направления и получение многих определяющих результатов важный вклад внес А. Г. Ситенко. В частности, наши исследования дифракционных процессов были начаты под влиянием оригинальных исследований А. Г. Ситенко и тесных контактов с ним, во время его работы в Харькове.

Краткость нашего обзора в определенной степени может быть компенсирована обращением к работам [1—4], в которых показаны достижения теории ядерных реакций в 50—60-е годы. Благодаря интенсивным экспериментальным и теоретическим исследованиям, выполненным в ядерной физике средних энергий, была извлечена информация о параметрах пространственного распределения нуклонов в ядрах, квантовых числах возбужденных ядерных состояний (одночастичных и коллективных), интегралах перекрытия ядерных волновых функций (так называемых спектроскопических факторах), временах жизни глубоких дырочных состояний в ядрах и других ядерных характеристиках.

Современные достижения и перспективы в изучении свойств ядерной структуры с помощью рассеяния частиц средних энергий определяются, с одной стороны, вводом в эксплуатацию новых ускорителей частиц и соответствующего прецизионного оборудования, а с другой — существованием в теории ядерных реакций общих подходов (теория многократного рассеяния Ватсона, метод искаженных волн (МИВ), подход Глаубера — Ситенко [5, 6] и др.), на основе которых были развиты эффективные методы расчета сечений рассеяния быстрых частиц ядрами.

Плодотворность применений этих методов для описания интересующих нас процессов связана с правильностью используемых представлений о прямом механизме их протекания, когда предполагается, что переходы из начального состояния в конечные под влиянием взаимодействия налетающей частицы с ядерной системой происходят либо непосредственно, либо с помощью возбуждения одного или нескольких промежуточных состояний.

Прямой процесс протекает, минуя стадию образования составного ядра, т. е. является быстрым в ядерном масштабе времен. Полагают, что в нем возбуждается лишь небольшое число степеней свободы

ядра-мишени и налетающей частицы, если последняя является сложной. Между этими степенями свободы распределяются значительная часть переданной энергии, угловой момент и др.

Угловые распределения продуктов прямых ядерных процессов, как правило, характеризуются определенными дифракционными картинками. Ниже обсуждаются новые результаты в интерпретации происхождения дифракционных явлений в рассеянии тяжелых ионов и реакциях передачи между ними.

Прямые процессы при средних энергиях представляют собой привлекательные объекты теории, поскольку при их рассмотрении удается выделить малые (большие) параметры. Такими параметрами, например, в теории дифракционного рассеяния являются отношение длины волны налетающей частицы к радиусу ядра, кулоновский параметр в случае реакций с участием тяжелых ионов, различные параметры «адиабатичности» (содержащие, в частности, отношение энергий возбуждения и начальной), отражением малости которых в теории может служить «замораживание» определенных степеней свободы сталкивающихся частиц. Появляется возможность существенного упрощения теории.

Многие черты ядерных процессов при средних энергиях удается учесть в рамках так называемых моделей сильного поглощения, которые наряду с оптической моделью и квазиклассическим подходом были и продолжают оставаться наиболее распространенными методами исследования (см., например, [7—9]). Эти модели могут быть сформулированы в терминах свойств соответствующей S -матрицы в пространстве углового момента (l -пространстве). Запишем выражение для амплитуды углового рассеяния заряженных бесспиновых частиц:

$$f(\vartheta) = (2ik)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_l - 1)P_l(\cos \vartheta), \quad (1)$$

где ϑ — угол рассеяния, а парциальный элемент S_l -матрицы упругого рассеяния в состоянии с орбитальным моментом l связан с фактором поглощения η_l , фазовым сдвигом δ_l и кулоновской фазой σ_l соотношением

$$S_l = \eta_l \exp [2i\delta_l + 2i\sigma_l]. \quad (2)$$

Отметим, что условие унитарности S -матрицы накладывает ограничение $\eta_l \leq 1$.

В моделях сильного поглощения, о которых идет речь, считается, что, во-первых, длина волны λ относительного движения сталкивающихся частиц мала по сравнению с размером R области сильного взаимодействия:

$$R/\lambda = kR \gg 1, \quad (3)$$

т. е. выполняется условие дифракционного рассеяния. Во-вторых, предполагается, что взаимодействие полностью или частично устраняет из падающей волны определенную совокупность парциальных волн. Тем самым в теории находит отражение наличие поглощения

во входном канале. Так, в модели сильного поглощения с резким краем, предложенной в [10, 11], полагают

$$S_l = \begin{cases} 0, & l < l_0 \gg 1, \\ \exp(2i\sigma_l), & l > l_0. \end{cases} \quad (4)$$

Величина граничного углового момента l_0 определяется следующим образом:

$$l_0(l_0 + 1) = k^2 R^2 (1 - B/E), \quad E > B, \quad (5)$$

где B — кулоновский барьер ($B = Z_1 Z_2 e^2 / R$) для сталкивающихся ядер с зарядовыми числами Z_1 и Z_2 ; E — энергия столкновения.

Если использовать квазиклассическую связь $l = k\rho$ между орбитальным моментом l и прицельным параметром ρ , то можно сказать, что квантовомеханическая модель (4) имеет классический аналог: частицы с прицельными параметрами $\rho < \rho_0 = R\sqrt{1 - B/E}$ полностью поглощаются, в то время как частицы с $\rho > \rho_0$ рассеиваются кулоновским полем точечного заряда.

Модель с резким краем успешно применялась для описания данных по упругому рассеянию α -частиц на ядрах [12] в режиме Фраунгоферовской дифракции, когда осцилляции сечения ядерного рассеяния напоминают те, которые наблюдаются в распределении интенсивности рассеянного света при дифракции от абсолютно черного шара. С помощью этой модели в сочетании с идеями обобщенной модели ядра в работах [13, 14] были заложены основы теории неупругого дифракционного рассеяния частиц деформированными ядрами с возбуждением вращательных и колебательных уровней. Эта теория получила дальнейшее развитие в [15, 16].

Модель (4) является идеализацией реальных ситуаций, в которых важную роль могут играть, во-первых, постепенное выбывание парциальных волн из падающей волны, во-вторых, наличие преломления в ядерном веществе. Поэтому в работах [17—19] модель (4) была модифицирована с учетом таких физических соображений:

$$\eta_l = \left[1 + \exp \frac{l_\eta - l}{\lambda_\eta} \right]^{-1}, \quad (6)$$

$$\delta_l = \delta_0 \left[1 + \exp \frac{l - l_\delta}{\lambda_\delta} \right]^{-1},$$

где $l_\eta \sim l_\delta \sim l_0 \gg 1$, а параметры λ_η и λ_δ характеризуют ширину переходной области в l -пространстве. Условием сильного поглощения в этой модели с размытым краем является неравенство

$$\lambda_\eta \ll l_0. \quad (7)$$

Интерполяция (6) для S -матрицы упругого рассеяния не единственная. Однако следующие обстоятельства делают ее особенно полезной.

Во-первых, многочисленные расчеты методом оптической модели приводят к зависимостям, имеющим близкое сходство с (6) (по меньшей

мере, в наиболее существенной области больших угловых моментов). На рис. 1 и 2 показаны результаты типичных расчетов. На них изображены функция поглощения $D(\lambda)$ (absorptive shape function) и квантовая функция отклонения $\Theta(\lambda)$ (quantal deflection function):

$$D(\lambda) = \frac{d\eta(\lambda)}{d\lambda}, \quad \Theta(\lambda) = \frac{d\delta(\lambda)}{d\lambda} + \theta_R(\lambda), \quad (8)$$

$$\theta_R(\lambda) = \frac{d\sigma(\lambda)}{d\lambda} \left(\lambda = l + \frac{1}{2} \right),$$

которые часто используются в анализах рассеяния ядерных частиц при средних энергиях [20—22]. Во-вторых, как показано в [23], функция типа размытой Ферми-ступеньки и ее производные образуют полную ортонормированную систему функций и могут быть использованы при выяснении вопроса об оптимальной параметризации S -матрицы: путем разложения ее действительной и мнимой части в ряд Фурье по указанной системе удается получить способ введения любого необходимого числа параметров*. Таким образом, решение задачи с размытой Ферми-ступенькой приобретает важное значение в рамках S -матричного подхода. В-третьих, функции (6) являются простыми и удобными с аналитической точки зрения.

Важный вклад в аналитическое вычисление амплитуды (1) в рамках моделей сильного поглощения был сделан Франом и Вентером [26—28], которые разработали новый метод суммирования парциальных амплитуд и предложили новую интерпретацию различных явлений, наблюдаемых в рассеянии тяжелых ионов. В частности, ими было обнаружено, что при определенных условиях соответствующие сечения имеют угловую зависимость, сходную с распределением интенсивности света при френелевской дифракции от края полуплоскости. Явление френелевской дифракции в рассеянии тяжелых заряженных частиц изучалось также в [23], где удалось уточнить результаты, полученные в [26—28].

Сходство двух явлений в квантовом случае и оптике не означает их идентичности. Необходимым условием возникновения дифракции френелевского типа в ядерном рассеянии является наличие сильного кулоновского взаимодействия, когда кулоновский параметр n (параметр Зоммерфельда) значительно превосходит единицу:

$$n = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \gg 1, \quad (9)$$

где v — скорость относительного движения.

Была сделана попытка установить связь между свойствами рассеяния заряженных частиц кулоновским полем и дифракцией Френеля в оптике [28]: заметное искривление классических траекторий движе-

* Исследование форм S -матрицы упругого рассеяния в такой постановке имеет много общего с модельно-независимыми анализами рассеяния быстрых электронов атомными ядрами (см., например, [24]). Укажем также на интересные результаты по восстановлению формы S -матрицы из анализа данных по упругому рассеянию легких ядер [25].

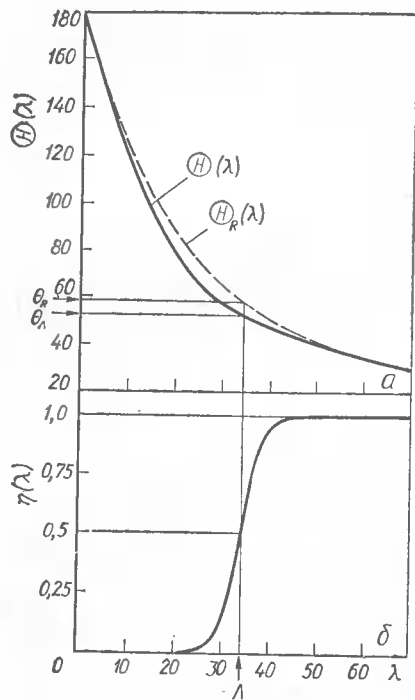
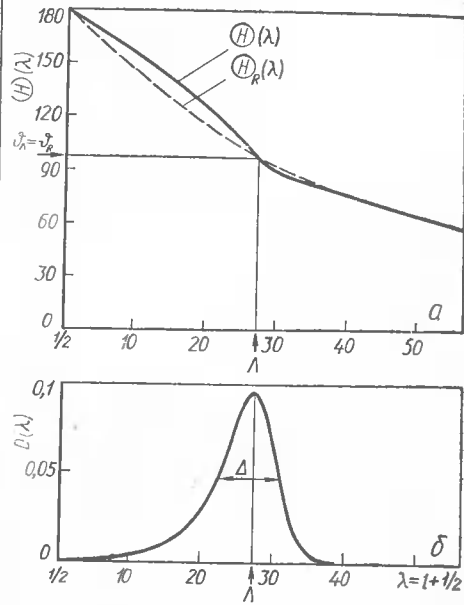


Рис. 1. Фактор поглощения и функция отклонения [20].

Рис. 2. Функции поглощения и отклонения [21].



ло показано, что приближение неплохо работает в области френгоферовской дифракции, и с его помощью получено описание ряда тонких особенностей сечений упругого и неупругого рассеяния α -частиц средних энергий атомными ядрами. В частности, дано объяснение происхождения явления «провала» сечений упругого рассеяния [32, 33]* (резкого возрастания амплитуды осцилляций в окрестности определенного угла θ_1) и была указана одна из возможных причин нарушений определенных фазовых соотношений между сечениями (обобщенного правила фаз Остерна — Блэра) в случае возбуждения вращательных состояний несферических ядер [36]. Последний эффект зависит от знака параметра несферичности и это обстоятельство было использовано [37, 38] для получения информации о форме несферических ядер.

Идеи, высказанные в [29, 30], оказали воздействие на становление новых направлений исследований в рамках оптической модели и квазиклассического подхода: термины полюса Редже, полюсная доминантность и другие вошли в теорию процессов с участием тяжелых ионов (см., например, [8, 22, 39—42]).

В этой связи отметим также вычисления [43, 44] амплитуд упругого протон-ядерного рассеяния при энергиях порядка 1 ГэВ. В этих вычислениях используются аналитические свойства профилирующей функции $S(\rho)$ в плоскости комплексных прицельных параметров. Обзор результатов в этом направлении можно найти в [45].

1. Упругое дифракционное рассеяние. Несмотря на успехи, достигнутые при установлении аналитической структуры сечений дифракционного рассеяния ядерных частиц на ядрах и в предсказании ряда интересных эффектов, методам [26, 27] и комплексных угловых моментов [29, 30] присущи недостатки, которые в ряде случаев затрудняют аналитическое рассмотрение. Так, в подходе Франа — Вентера, основанном на сумматорной формуле Пуассона, задача вычисления амплитуды (1) сводится к исследованию бесконечной суммы интегралов вдоль вещественной оси. По-видимому, громоздкостью этих вычислений, в первую очередь, а также неточностями, допущенными при установлении асимптотик для типичных дифракционных интегралов, можно объяснить вывод недостаточно точных выражений для амплитуды (1), которые, к сожалению, продолжают использоваться в анализах рассеяния тяжелых ионов [7, 22, 46, 47]. В свою очередь в методе комплексных угловых моментов сталкиваются с необходимостью вычисления суммы вычетов в бесконечной совокупности полюсов S -матрицы (например, при углах рассеяния в окрестности так называемого «критического» кулоновского угла θ_c), что требует не меньшей изобретательности, чем суммирование исходного ряда парциальных амплитуд (1).

Подобные трудности не возникают в нашем подходе, предложенном в [48] и развитом позднее [49]. В нем сумма (1) заменяется, по

* Явление провала обсуждалось также в [26], где был введен угол $\theta \approx \theta_c + \mu^{-1}$, который отличается от θ_1 . Используя классификацию, принятую в [23], этот угол фактически совпадает с углом «затухания» осцилляций θ_0 (формула (19.12) в [23]), в то время как θ_1 в [23] называется углом первого провала.

существо, одним или двумя интегралами вдоль вещественной оси, которые могут быть рассчитаны с помощью известных асимптотических методов. В сочетании с другими математическими приемами получаем эффективный способ аналитического исследования дифракционного рассеяния частиц в рамках широко используемых моделей сильного поглощения. Введенное в [48] обобщение формулы Абеля — Плана

для вычисления сумм типа $\sum_{l=0,1,2,\dots}^l f_l$ может применяться как для функций f_ν , регулярных справа от линии $\text{Im } \nu = -\frac{1}{2}$, так и для тех, которые обладают изолированными особыми точками в плоскости комплексных ν . С этой точки зрения можно сказать, что подход [48, 49] занимает промежуточное место между методом комплексных угловых моментов, существенно использующих преобразование Ватсона — Зоммерфельда и получившим широкое распространение в теории полюсов Редже, и процедурой суммирования Пуассона.

Как показано в [49], при углах рассеяния, не слишком близких к π и удовлетворяющих условию

$$l_0 \vartheta \gg 1, \quad (10)$$

амплитуда (1) в модели с резким краем имеет вид

$$f(\vartheta) = \left[G(\vartheta) + \text{sign}(\vartheta_c - \vartheta) \frac{\exp\left(-ix - i\frac{\pi}{4}\right)}{2(\pi x)^{1/2}} \right] f_R(\vartheta) + f^{(+)}(\vartheta) + f^{(-)}(\vartheta), \quad (11)$$

$$G(\vartheta) = \frac{1}{2} \left[1 + 2\pi^{-\frac{1}{2}} \text{sign}(\vartheta_c - \vartheta) \text{Erf}\left(ix\right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (12)$$

$$f^{\pm}(\vartheta) = (2k)^{-1} (l_0/2\pi \sin \vartheta)^{\frac{1}{2}} e^{2i\sigma(l_0 - \frac{1}{2})} \frac{\exp\left(\pm il_0 \vartheta \mp i\frac{\pi}{4}\right)}{\sin[(\vartheta_c \pm \vartheta)/2]}, \quad (13)$$

$$x = n \left\{ (\vartheta - \vartheta_c) \text{ctg} \frac{\vartheta_c}{2} + 2 \ln \frac{\sin(\vartheta_c/2)}{\sin(\vartheta/2)} \right\}. \quad (14)$$

Величина $\vartheta_c = 2 \arctg n/L$ ($L = l_0 + \frac{1}{2}$) совпадает с углом рассеяния заряженной частицы кулоновским полем при ее движении по траектории с наименьшим расстоянием от силового центра, равным R .

Иными словами, в соответствии с классической механикой, угол ϑ_c отвечает рассеянию частиц, движущихся по траекториям, искривленным действием кулоновского взаимодействия и касательным к области сильного взаимодействия.

Результат (11) получен при выполнении неравенства (9), когда амплитуда резерфордского рассеяния $f_R(\vartheta)$ определяется асимптотикой

$$f_R(\vartheta) = (2ik)^{-1} e^{-2in} n^{1+2in} \left(\sin \frac{\vartheta}{2} \right)^{2-2in}. \quad (15)$$

При изучении рассеяния тяжелых ионов нередко сталкиваются с ситуациями, в которых наряду с сильными неравенствами $l_0 \gg 1$ и $n \gg 1$ выполняется условие

$$n/L \sim 1, \quad (16)$$

тогда кулоновский угол $\vartheta_c \sim 1$.

Рассматривая такие ситуации, прежде всего, заметим, что для углов рассеяния, не слишком близких к ϑ_c , $x \gg 1$, так что можно воспользоваться асимптотикой для интеграла вероятности

$$\text{Erf} \sqrt{ix} \sim \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 - (\pi ix)^{-\frac{1}{2}} e^{-ix} \right]. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (11), получаем

$$f(\vartheta) = \Theta(\vartheta_c - \vartheta) f_R(\vartheta) + f^{(+)}(\vartheta) + f^{(-)}(\vartheta), \quad (18)$$

где $\Theta(x)$ — функция-ступенька: $\Theta(x) = 1$, если $x > 0$, и $\Theta(x) = 0$, если $x < 0$. Отсюда для отношения искомого сечения рассеяния $\sigma(\vartheta)$ к резерфордскому $\sigma_R(\vartheta)$ получаем

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = \left| \Theta(\vartheta_c - \vartheta) + \frac{f^{(+)}(\vartheta) + f^{(-)}(\vartheta)}{f_R(\vartheta)} \right|^2. \quad (19)$$

При углах, близких к ϑ_c , это отношение оказывается равным

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = |G(\vartheta)|^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{1}{2} + \text{sign}(\vartheta_c - \vartheta) C(x) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + \text{sign}(\vartheta_c - \vartheta) S(x) \right]^2 \right\}, \quad (20)$$

где через $C(x)$ и $S(x)$ обозначены интегралы Френеля. Этот результат был впервые получен в [23] (см. также [48]).

Согласно [49] соотношение (20) справедливо при условии

$$|\vartheta - \vartheta_c| \ll 2n^{-\frac{1}{2}} \sin \frac{1}{2} \vartheta_c. \quad (21)$$

Для сравнения приведем соответствующий результат из работы Франа [28]:

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{1}{2} - C(x_F) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} - S(x_F) \right]^2 \right\}, \quad (22)$$

$$x_F = 2 \frac{L}{\sin \vartheta_c} \sin^2 \frac{1}{2} (\vartheta - \vartheta_c). \quad (23)$$

Следует иметь в виду, что формула (20) применима лишь в узкой окрестности* кулоновского угла ϑ_c , радиус которой уменьшается с ростом n согласно (21) по закону $n^{-\frac{1}{2}}$, в то время как в работе [28] и более поздних работах [7, 46, 47] (последняя из них посвящена описанию

* В этой окрестности различия между аргументами x и x_F пренебрежимо малы.

рассеяния сверхтяжелых ядер) «разрешенная» область включает не только эту окрестность, но и углы $\vartheta < \vartheta_c$, для которых отношение (22) проявляет характерные френелевские осцилляции. В силу (19) при $\vartheta < \vartheta_c$ (в «освещенной» области) угловая зависимость отношения $\sigma(\vartheta)/\sigma_R(\vartheta)$ определяется формулой

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = \left| 1 + \frac{f^{(+)}(\vartheta) + f^{(-)}(\vartheta)}{f_R(\vartheta)} \right|^2, \quad (24)$$

т. е. интерференцией резерфордской и фраунгоферовской амплитуд и, следовательно, не является френелевской.

Соотношение, справедливое при больших значениях параметров n и l_0 в широком интервале изменения ϑ , вытекает из (11):

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = \left| G(\vartheta) + \text{sign}(\vartheta_c - \vartheta) \frac{\exp\left(-ix - i\frac{\pi}{4}\right)}{2(\pi x)^{1/2}} + \frac{f^{(+)}(\vartheta) + f^{(-)}(\vartheta)}{f_R(\vartheta)} \right|^2, \quad (25)$$

Рассмотренная дифракционная задача с резким краем представляет не только академический интерес: как показано в [49], ее решения могут быть использованы в более реалистических моделях ядерного рассеяния.

Согласно [49] для трехпараметрического варианта модели (6) с $l_\eta = l_\delta = l_0$ и $\lambda_\eta = \lambda_\delta = \lambda$ при углах рассеяния, не слишком близких к π и 0, имеем

$$f(\vartheta) = \left[G(\vartheta) + \text{sign}(\vartheta_c - \vartheta) \frac{\exp(-ix - i\pi/4)}{2(\pi x)^{1/2}} \right] f_R(\vartheta) + \tilde{f}^{(+)}(\vartheta) + \tilde{f}^{(-)}(\vartheta), \quad (26)$$

$$\tilde{f}^{(\pm)}(\vartheta) = k^{-1} (L/2\pi \sin \vartheta)^{1/2} \pi \lambda e^{2i\sigma(l_0)} \frac{\Phi(-i\lambda(\vartheta_c \pm \vartheta), 1; 2i\delta_0)}{\text{sh} \pi \lambda (\vartheta_c \pm \vartheta)} \times \exp\left(\pm iL\vartheta \mp i\frac{\pi}{4}\right), \quad (27)$$

где $\Phi(a, c; x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [50].

Сопоставляя (26), (27) с (11), (13), видим, что главное различие между ними состоит в появлении двух факторов $[\pi\lambda/\text{sh} \pi\lambda(\vartheta_c \pm \vartheta)] \Phi(-i\lambda(\vartheta_c \pm \vartheta), 1; 2i\delta_0)$ вместо $\left(2 \sin \frac{\vartheta_c \pm \vartheta}{2}\right)^{-1}$. Это приводит к существенным модификациям дифракционных картин. Так, один из этих факторов (отвечающий знаку «плюс») при $\lambda \sim 1$ и $\vartheta_c \sim 1$ вносит пренебрежимо малый вклад в области $\vartheta \leq \vartheta_c$, где сечение определяется в основном интерференцией «френелевской» части в (26) и «отрицательной» фраунгоферовской ветви $\tilde{f}^{(-)}(\vartheta)$, так что, например, в «освещенной» области

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = \left| 1 + \frac{\tilde{f}^{(-)}(\vartheta)}{f_R(\vartheta)} \right|^2. \quad (28)$$

Другое отличие состоит в замене l_0 на L как в френелевской, так и в фраунгоферовской частях амплитуды. Оно находит отражение в изменении частоты фраунгоферовских осцилляций сечения и в сдвиге «критического» угла (в (26) — (27) $\vartheta_c = 2\text{arctg} \frac{n}{L + \frac{1}{2}}$), который

фигурирует в рецепте «одной четвертой», предложенном Блэром [51] для определения радиуса ядерного взаимодействия R . При обычных значениях n и L этот сдвиг варьируется в пределах от одного до нескольких градусов.

Предсказываемое поведение сечений упругого рассеяния и точность установленных асимптотик иллюстрируются рис. 3—4. Хорошее согласие аналитических и численных результатов на этих рисунках не является исключительным, а представляет собой общее свойство полученных решений, характерное для широких интервалов изменения параметров n и L .

Расчеты показывают, что соотношение (24) хорошо работает, начиная с первого наиболее высокого максимума и далее в глубине «освещенной» области. Частота осцилляций в этой области увеличивается с ростом граничного углового момента l_0 , а сами они затухают при $n \rightarrow \infty$ с амплитудой порядка $\frac{1}{n^2}$

(рис. 3). При углах ϑ , удовлетворяющих условию (21) (область «полутени»), σ/σ_R изменяется по френелевскому закону (20), который определяет постепенный переход от «света» к «тени». Правда, при обычных значениях $n = 10 \div 100$ на

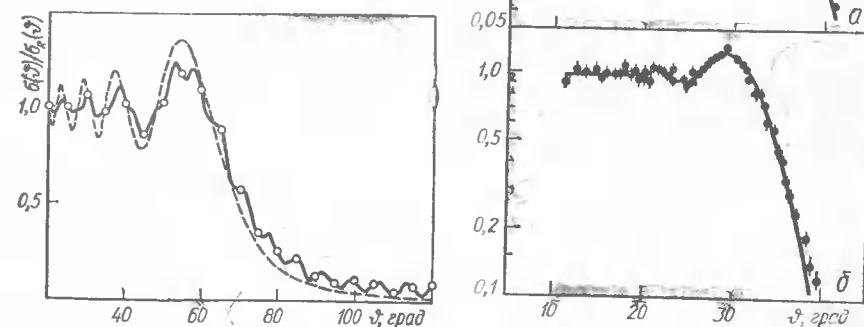


Рис. 3. Отношение сечения упругого рассеяния к резерфордскому сечению для случая с $n=20$ и $l_0=25$. Сплошная кривая рассчитана по формуле (25), пунктирная — по формуле (20), точки — результат численного суммирования парциальных амплитуд.

Рис. 4. Сравнение теории с экспериментом. Кривые рассчитаны по формуле (26) и практически не отличаются от результатов численного суммирования. Значения параметров и точки взяты из [55]:

а — $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $E=116,9$ МэВ, $n=21,50$; б — $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $E=168,0$ МэВ, $n=31,96$.

фоне такой сравнительно плавной зависимости наблюдаются заметные модуляции, обусловленные главным образом вкладом «положительной» ветви $f^{(+)}(\vartheta)$. Используя терминологию, принятую в «геометрической теории дифракции» [52], отмечаем, что их появление вызвано интерференцией с волнами, рассеянными от «удаленной» стороны (far — side) области взаимодействия. С ростом кулоновского параметра область «полутени» стягивается к точке ϑ_c , согласно (21), по закону $n^{-1/2}$, т. е. переход от «света» к «тени» становится более резким. Вне этой области френелевская осциллирующая часть $G(\vartheta)$ в значительной степени компенсируется sign-фактором в формуле (25), и такая тенденция усиливается с увеличением n .

Таким образом, при углах $\vartheta < \vartheta_c$, где наблюдается развитая картина осцилляций френелевского типа, угловая зависимость σ/σ_R не подчиняется френелевскому закону (20).

Обращаясь к решению задачи с размытым краем, видим, что экспоненциальное убывание $|\tilde{f}^{(-)}(\vartheta)|$ при удалении от ϑ_c дает экспоненциальный спад огибающих осцилляций внутрь «освещенной» области, причем благодаря сильному подавлению вклада $\tilde{f}^{(+)}(\vartheta)$ в области $\vartheta \ll \vartheta_c$ угловая зависимость σ/σ_R сглаживается (мелкие осцилляции на фоне (28) исчезают).

В области «тени» ($\vartheta > \vartheta_c$) обе ветви $\tilde{f}^{(+)}(\vartheta)$ и $\tilde{f}^{(-)}(\vartheta)$ начинают вносить примерно одинаковый вклад, порождая, вообще говоря, фраунгоферовский режим ядерной дифракции. Ясно, однако, что при условии

$$\exp(2\pi\lambda\vartheta_c) \gg 1 \quad (29)$$

чисто фраунгоферовская картина осцилляций не успевает развиться, и в области «тени» сечение быстро убывает без осцилляций.

С ростом энергии соударения условие (29) становится менее сильным, так что в области «тени» появляются фраунгоферовские осцилляции, огибающая максимумов которых имеет экспоненциально убывающую зависимость от угла, если отвлечься от эффектов ядерной рефракции. Наклон огибающей возрастает с ростом параметра размытия λ . В этом состоит одно из характерных проявлений размытия ядерной профилирующей функции в дифракционном рассеянии частиц ядрами. Одно из первых объяснений этого явления было дано в рамках оптико-дифракционного подхода [53, 54].

Модификации дифракционных картин за счет включения ядерной реакции более подробно обсуждаются в [49]. Здесь отметим только, что общей тенденцией ее влияния при углах $\vartheta > \vartheta_c$ является уменьшение скорости спада сечения внутрь «затемненной» области. Наряду с этим в соответствующей дифракционной картине могут появляться различные нерегулярности. К их числу относится указанное выше явление провала сечения упругого рассеяния. Его возникновение нетрудно понять из наших формул, если записать (следуя [33]) фраун-

гоферовскую часть амплитуды (26) в виде

$$f_{\text{Fra}}(\vartheta) = \tilde{f}^{(+)}(\vartheta) + \tilde{f}^{(-)}(\vartheta) = \frac{\lambda}{ik} (2\pi L / \sin \vartheta)^{\frac{1}{2}} [Q_+(\vartheta) Q_-(\vartheta)]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times e^{2i\sigma(\vartheta)} \cos [L\vartheta + \gamma(\vartheta) + i\zeta(\vartheta)], \quad (30) \\ Q_{\pm}(\vartheta) = \Phi(\mp i\lambda(\vartheta \pm \vartheta_c), 1; 2i\delta_0 / \text{sh} \pi\lambda(\vartheta \pm \vartheta_c), \\ \gamma(\vartheta) = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arg \frac{Q_+(\vartheta)}{Q_-(\vartheta)}, \\ \zeta(\vartheta) = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{Q_+(\vartheta)}{Q_-(\vartheta)} \right|.$$

Следовательно, в области «тени»

$$\sigma(\vartheta) = |f_{\text{Fra}}(\vartheta)|^2 = \frac{8\pi L}{k^2} \lambda^2 \sin^{-1} \vartheta |Q_+(\vartheta) Q_-(\vartheta)| \times \\ \times \{\cos^2 [L\vartheta + \gamma(\vartheta)] + \text{sh}^2 \zeta(\vartheta)\}. \quad (31)$$

Отсюда видно, что если вблизи угла, для которого косинус в (31) обращается в нуль, функция $\zeta(\vartheta)$ также будет иметь нуль, то сечение становится очень малым в окрестности этого угла (эффект «провала»).

Один из возможных углов провала выражается в терминах параметров модели сильного поглощения [49]:

$$\vartheta_1 = \frac{\pi}{2\delta_0} \vartheta_c (1 - \lambda\delta_0\vartheta_c)^{-1}. \quad (32)$$

Такое соотношение было впервые установлено в работе [32]. Оно может быть использовано для оценки скачка фазового сдвига на границе области взаимодействия из экспериментальных данных (рис. 5).

2. Неупругое дифракционное рассеяние с возбуждением коллективных состояний ядер. Структура теории неупругого рассеяния быстрых частиц атомными ядрами такова, что в ней свойства амплитуд рассеяния с возбуждением низколежащих коллективных состояний ядра тесно связаны со свойствами амплитуды упругого рассеяния на этом ядре. Это достигается в адиабатическом приближении, в котором процесс неупругого рассеяния рассматривается протекающим в два этапа: сначала происходит упругое рассеяние на «застывшем» ядре, т. е. считается, что ядерная поверхность не успевает изменить свою конфигурацию за время пролета частицы, а затем, используя полученную амплитуду упругого рассеяния на деформированном ядре, вычисляют соответствующие матричные элементы. Иными словами, амплитуда рассеяния с переходом ядра из начального состояния $|a\rangle$ в конечное $|b\rangle$ принимает вид

$$f_{ab}(\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b) = \langle b | f(\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b; \xi) | a \rangle, \quad (33)$$

где $f(\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b; \xi)$ — амплитуда упругого рассеяния на ядре с фиксированными значениями коллективных переменных ξ ; $\mathbf{k}_a(\mathbf{k}_b)$ — импульс частицы до (после) соударения ($|\mathbf{k}_a| = |\mathbf{k}_b| = k$).

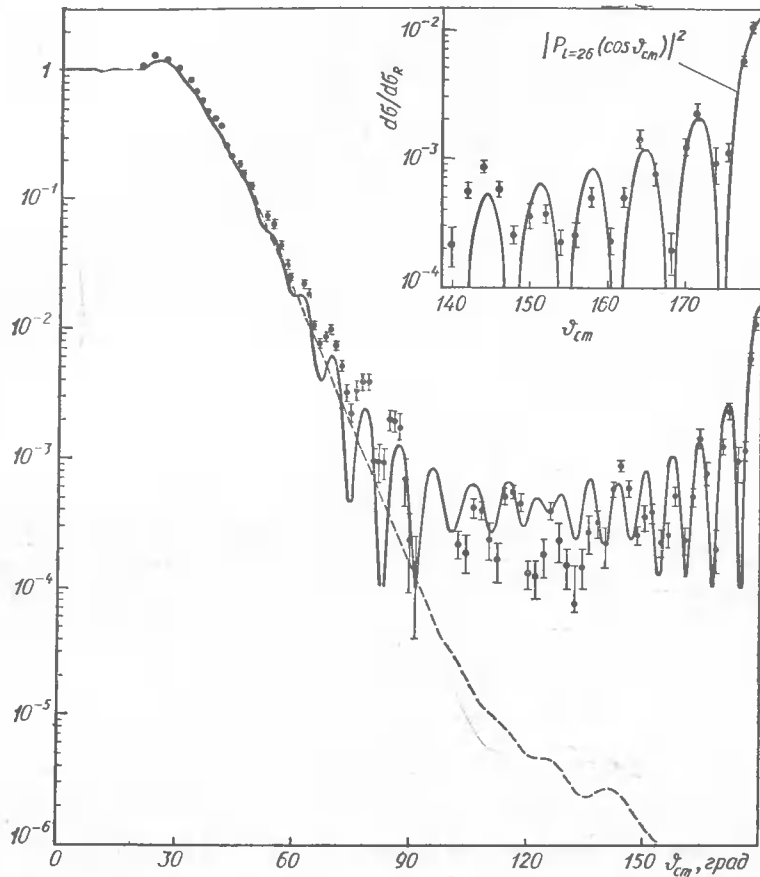


Рис. 5. Отношение сечения упругого рассеяния ядер ^{16}O на ^{28}Si к резерфордскому сечению [56].

Достаточное условие применимости этого приближения, которое лучше было бы назвать приближением быстрого соударения (iprast approximation), может быть сформулировано в виде [14, 57]:

$$\frac{\Delta E}{E} kR \ll 1, \quad (34)$$

где ΔE — энергия возбуждения ядра-мишени; E — энергия налетающей частицы. Это неравенство является отражением ситуаций рассеяния, когда характерное время перестройки ядерной системы $\hbar/\Delta E$ заметно превосходит время пролета частицы с энергией E через область взаимодействия с размером R .

Согласно (33) основная задача теории состоит в вычислении амплитуды упругого рассеяния частицы деформированным ядром. Первоначально в [13, 14] эта амплитуда была рассчитана с помощью фор-

мулы Фраунгофера

$$f(k_a, k_b; \xi) = \frac{2\pi}{ik} \int e^{iq\varphi} dS, \quad (35)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ — переданный импульс.

Ядро рассматривалось как поглощающий экран, ограниченный поверхностью:

$$R(\Theta, \Phi) = R_0 + \sum_{\lambda\mu} \xi_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\Theta, \Phi), \quad (36)$$

в уравнение которой (36) входят, согласно теории О. Бора [58], динамические переменные $\xi_{\lambda\mu}$. В соответствии с этим в формуле (35) интегрирование ведется по поверхности экрана.

Хотя в рамках такого оптико-дифракционного подхода удалось получить интересные результаты (в частности, объяснить определенные фазовые соотношения между осцилляциями сечений упругого и неупругого рассеяния), ясно, что формула (35) не учитывает ряда важных моментов теории ядерной дифракции.

Важным продвижением в развитии теории явилось исследование [69], в котором на основе МИВ показано, что амплитуды неупругого рассеяния с возбуждением монополюльных и квадрупольных уровней выражаются в терминах производных от элементов матрицы рассеяния на сферическом ядре S_l по l . В дальнейшем в [16] этот результат был обобщен для переходов произвольной мультипольности и учета высших приближений по параметрам ядерной информации. Был сделан также ряд предположений, которые имели недостаточные обоснования, поэтому оставался открытым вопрос о применимости полученных в [16] результатов. Оставалась невыясненной причина, по которой задачу о неупругом рассеянии можно свести к задаче об упругом рассеянии на сферическом ядре.

В наших работах [36, 60, 61] теория неупругого рассеяния была построена в рамках иного подхода. Для нахождения амплитуды $f(k_a, k_b; \xi)$ был предложен метод, который мы назвали методом приближенного разделения переменных. В условиях дифракционного рассеяния, как показано в п. 1, необходимо рассматривать только большие угловые моменты рассеиваемой частицы ($l \sim l_0 \gg 1$). В пределе $l_0 \rightarrow \infty$ угловой момент становится C -числом и угловые переменные в потенциале взаимодействия могут рассматриваться как простые параметры, т. е. переменные в задаче о движении частицы в сферическом поле разделяются.

Приведем конечный результат наших исследований

$$f(k_a, k_b; \xi) = \frac{2\pi}{ik} \sum_{lm'l'm'} i^{l-l'} Y_{l'm'}(\mathbf{n}_b) \langle l'm' | S_l(R(\vec{n})) - 1/lm \rangle Y_{lm}^*(\mathbf{n}_a), \quad (37)$$

$$l = \frac{1}{2}(l + l'), \quad \mathbf{n}_a = \mathbf{k}_a/k, \quad \mathbf{n}_b = \mathbf{k}_b/k.$$

Этот результат справедлив при наличии сильного поглощения и условии $kR \gg 1$; поправочные члены имеют порядок $(kR)^{-2/3}$ [36].

Рецепт использования (37) в практических расчетах состоит в следующем. Предположим, что нам известно решение задачи о движении частицы в сферическом потенциале $V(r, R_0)$, т. е. величины $S_l(R_0)$. Тогда, производя замену $R_0 \rightarrow R(\mathbf{n})$, получаем величины $S_l(R(\mathbf{n}))$, которые входят в (37).

Подставляя (37) в (33), находим, что амплитуда рассеяния частицы с возбуждением коллективного состояния ядра со спином I и его проекцией M равна:

$$f_{IM}(\vartheta) = \frac{\sqrt{\pi}}{ik} \sum_{l'} \sqrt{2l+1} i^{l-l'} (l' - M | T_l^{IM} | l0) Y_{l'-M}(\vartheta, 0), \quad (38)$$

$$T_l^{IM} = (IM | T_l(R(\mathbf{n})) | 00), \quad (39)$$

где введено обозначение $T_l(R) = S_l(R) - 1$. Это выражение записано в системе отсчета, где $\mathbf{n}_a = (0, 0)$, т. е. за ось квантования взято направление вектора \mathbf{k}_a , и $\mathbf{n}_b = (\vartheta, 0)$, где ϑ — угол рассеяния.

Используя теперь то обстоятельство, что величина $R(\mathbf{n})$ является скаляром относительно пространственных вращений и применяя процедуру суммирования по орбитальным моментам, разработанную в работе [60], можно показать, что при малых углах рассеяния, когда $kR\vartheta \ll 1$,

$$f_{IM}(\vartheta) = i^M D_{M0}^{(I)}\left(\frac{\pi}{2}\right) f_M(\vartheta), \quad (40)$$

$$f_M(\vartheta) = \frac{\sqrt{\pi}}{ik} \sum_l \sqrt{2l+1} T_l^I(R_0) Y_{lM}(\vartheta, 0), \quad (41)$$

где через $T_l^I(R_0)$ обозначен приведенный ядерный матричный элемент:

$$T_l^I(R_0) = (l0 | T_l | R(0, 0) | 0, 0); \quad (42)$$

$$R(0, 0) = R_0 + \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{2\lambda+1}{4\pi}} \xi_{\lambda 0}. \quad (43)$$

В другом случае, когда $kR\vartheta \gg 1$, имеем

$$f_{IM}(\vartheta) = i^I D_{M0}^{(I)}\left(\frac{\pi+\vartheta}{2}\right) f_I(\vartheta), \quad (44)$$

и для сечения рассеяния с возбуждением состояния со спином I получаем

$$\sigma_I(\vartheta) = \sum_M \sigma_{IM}(\vartheta) = |f_I(\vartheta)|^2. \quad (45)$$

Примечательной чертой этих основных результатов развитой нами теории дифракционного рассеяния является то, что они получены без разложения S -матрицы в ряд по степеням ядерной деформации: содержат зависимость от параметров деформации в конечном виде (в величинах T_l^I). В этой связи отметим, что многие расчеты дифракци-

онного рассеяния проводились в первом исчезающем приближении по этим параметрам. Это замечание относится к первым работам [13—15], выполненным в рамках фраунгоферовского подхода, и последующим расчетам по оптической модели с искаженными волнами.

Между тем уже в работе [62] было показано, что вклад высших приближений по параметру несферичности не является, вообще говоря, малым даже при небольшой несферичности. Этот результат был подтвержден также в [63] для случая возбуждения монопольных колебаний. Компактный метод учета вкладов всех порядков по ядерной деформации разработан в [61]*.

Следуя [61], рассмотрим сначала случай возбуждений колебательного типа. Тогда динамические переменные $\xi_{\lambda\mu}$ могут быть выражены через операторы рождения $\eta_{\lambda\mu}^+$ и уничтожения $\eta_{\lambda\mu}$ фононов соответствующей мультипольности λ :

$$\xi_{\lambda\mu} = a_{\lambda} [\eta_{\lambda\mu}^+ + (-1)^{\mu} \eta_{\lambda-\mu}], \quad (46)$$

где величины a_{λ} , определяющие амплитуды колебаний, связаны с соответствующими массовыми параметрами B_{λ} и частотой ω_{λ} осциллятора мультипольности λ :

$$a_{\lambda} = R_0 \sqrt{\frac{\hbar}{2B_{\lambda}\omega_{\lambda}}}. \quad (47)$$

Согласно [61] в случае пульсирующей поверхности ядра учет всех порядков по параметрам a_{λ} приводит к перенормировке матрицы рассеяния: элементы $T_l^I(R_0)$, которые входят в амплитуду перехода в первом исчезающем приближении, следует заменить величинами

$$\tilde{T}_l^I(R_0) = \exp\left[\frac{1}{2}\Delta^2 \frac{\partial^2}{\partial R_0^2}\right] T_l^I(R_0), \quad (48)$$

где $\Delta^2 = \sum_{\lambda} b_{\lambda}^2$ — параметр, характеризующий среднеквадратичную де-

формацию ядерной поверхности, $b_{\lambda} = \sqrt{\frac{2\lambda+1}{4\pi}} a_{\lambda}$.

Отсюда следует, что если без учета высших приближений по параметрам деформации мы имеем амплитуду некоторого процесса, равную $f(\vartheta, R_0)$, то при учете высших приближений получаем амплитуду

$$\tilde{f}(\vartheta, R_0) = \exp\left[\frac{1}{2}\Delta^2 \frac{\partial^2}{\partial R_0^2}\right] f(\vartheta, R_0). \quad (49)$$

Поскольку при дифракционном рассеянии амплитуды являются осциллирующими функциями угла рассеяния (в режиме фраунгоферовской дифракции) с частотой $\omega = kR_0$, то в хорошем приближе-

* Впоследствии этот метод был усовершенствован и применен в расчетах упругого и неупругих формфакторов атомных ядер [64].

нии можно записать

$$\tilde{f}(\vartheta, R_0) = e^{-\frac{1}{2}k^2\Delta^2\vartheta^2} f(\vartheta, R_0). \quad (50)$$

Экспоненциальный фактор в (50) одинаков для амплитуд упругого и неупругого рассеяния на ядре, поверхность которого совершает колебания относительно некоторой равновесной формы, и учитывает эффект высших приближений. В (61) дано также доказательство в общей форме правила фаз Остерна — Блэра, которое гласит: осцилляции сечения неупругого рассеяния с возбуждением n -фононного состояния со спином l находятся в фазе (противофазе) с осцилляциями сечения упругого рассеяния, если $l + n$ — четно (нечетно). Это правило подтверждается многочисленными измерениями сечений дифракционного рассеяния частиц ядрами и служит эффективным инструментом для определения спинов и четностей ядерных уровней.

В другом интересном случае несферического ядра с квадрупольной деформацией поверхности нами показано [61], что амплитуда рассеяния $f_l(\vartheta)$ в формуле (44) может быть связана следующим образом:

$$f_l(\vartheta) = i^l (2l + 1)^{\frac{1}{2}} A_l \left(\sqrt{5} \Delta \frac{\partial}{\partial R_0} \right) f_{el}(\vartheta, R_0) \quad (51)$$

с амплитудой упругого рассеяния в соответствующем сферически-симметричном поле

$$f_{el}(\vartheta, R_0) = \frac{1}{2i^l} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) T_l(R_0) P_l(\cos \vartheta). \quad (52)$$

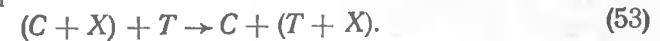
Операторы сдвига $A_l(s)$ определены в [61] и могут быть выражены через интегралы Френеля [64]. Они содержат вклады всех порядков по параметру квадрупольной деформации β_2 ($\Delta = \beta_2 R_0 / \sqrt{4\pi}$).

Одним из эффектов высших приближений в случае возбуждения вращательных уровней является изменение частоты осцилляций сечений. Этот эффект, как отмечалось, зависит от знака параметра β_2 : при $\beta_2 > 0$ (вытянутое ядро) частота увеличивается, при $\beta_2 < 0$ (сплюснутое ядро) уменьшается, т. е. появляется еще одна возможность экспериментального определения знака ядерной деформации [37, 38].

Как мы видели, эффекты высших приближений могут проявлять себя уже в упругом рассеянии. В этом отношении представляет интерес изучение упругого дифракционного рассеяния с участием тяжелых деформированных ядер. Как показано в [65], указанные эффекты могут существенно модифицировать картину осцилляций σ/σ_R в области «света», в то время как френелевская часть амплитуды (26) практически не затрагивается.

3. Реакция передачи нуклонов. Дифракционный подход может с успехом применяться не только в теории упругого и неупругого рассеяния, но и для изучения других прямых ядерных процессов [66]. Прежде всего, это касается реакций, сопровождающихся передачей нуклона или совокупности нуклонов от одного ядра к другому,

т. е. реакций типа



К их числу относятся реакции дейтронного срыва и подхвата



Нас будут интересовать реакции передачи при энергиях столкновения, превосходящих высоту кулоновского барьера.

Одним из ярких примеров плодотворности дифракционного подхода явились исследования Сербером [67], Ахиезером и Ситенко [68] реакций срыва нуклонов с дейтрона, взаимодействующего с поглощающим («черным») ядром. Метод их рассмотрения был обобщен в наших работах [69, 70] на случай взаимодействия ионов ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ с ядрами среднего и тяжелого веса. Предполагалось, что ядра ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ представляют собой определенные конфигурации α -частиц, построенные по рецептам α -частичной модели. Считалось также, что ядро-мишень является черным относительно взаимодействия с α -частицей, входящей в состав налетающего иона. Полученные нами результаты для сечений σ_N^n передачи n α -частиц с налетающего иона, состоящего из N α -частиц, были подтверждены экспериментально.

Простая трактовка реакций срыва и подхвата с точки зрения дифракции Фраунгофера дана в работе [71]. Было показано, что формулы этой простой дифракционной теории описывают экспериментальные данные в ряде случаев лучше, чем известные формулы Батлера.

Подход, сформулированный во всех этих работах, развит в так называемой дифракционной модели (ДМ) реакций передачи [72—74]. В этой модели считается, что при энергиях, превышающих кулоновский барьер, открывается много каналов, отличных от данного канала реакции (например, процесса однонуклонной передачи). Реакция идет по этим каналам за счет поглощения парциальных волн с малыми орбитальными моментами l_i относительно движения во входном канале. В терминах свойств парциальных матричных элементов в реакции $T_{l_i l_f}^{if}$, определяющих амплитуды реакций типа (53), соответствующее условие поглощения выглядит так:

$$T_{l_i l_f}^{if} \simeq 0 \quad (l_i \leq l_i^0 \gg 1), \quad (55)$$

где $l_i^0 = k_i R_i (1 - B_i/E_i)^{\frac{1}{2}}$ — граничный орбитальный момент, отвечающий движению по касательной траектории.

Как и в модели сильного поглощения (4), величина R_i характеризует радиус области ядерного взаимодействия во входном канале и является одним из параметров дифракционной теории; B_i — высота соответствующего кулоновского барьера.

В силу закона сохранения полного момента количества движения $T_{l_i l_f}^{if} = 0$, если $|l_i - l_f| > l_n$, где l_n — угловой момент, например, захваченного нейтрона в реакции срыва (54). Следовательно, при условии (55) изучение реакций однонуклонной передачи в ситуациях, когда

$$l_n \sim 1 \quad (56)$$

сводится к исследованию матричных элементов $T_{l_i l_f}^{if}$ лишь с $l_i \sim l_f \gg 1$.

Далее, при больших орбитальных моментах в интегралах перекрытия можно заменить (особенно при наличии сильного кулоновского отталкивания во входном и выходном каналах) парциальные волновые функции волнами, не искаженными действием поля ядерных сил.

При сделанных допущениях элементы $T_{l_i l_f}^{if}$ оказываются локализованными в некоторой области пространства угловых моментов вблизи l_i^0 .

Ширина Δl этой области («окно» в l -пространстве) в значительной степени определяется асимптотическим поведением радиальных волновых функций, входящих в интегралы перекрытия (кулоновские интегралы). Следовательно, в ДМ главное внимание сосредоточено на вкладе в амплитуду реакции пакета волн с большими орбитальными моментами, отвечающими касательным соударениям, и тем самым можно говорить о поверхностном («периферийном») механизме прямой реакции передачи. Последнее обстоятельство неоднократно подчеркивалось в литературе [72, 73, 75].

Предположение о доминирующей роли касательных соударений в прямых ядерных реакциях лежит также в основе так называемой «периферийной» модели (ПМ) [76]. Это предположение в ПМ используется в сочетании с гипотезой о том, что периферийные парциальные амплитуды с $l_i, l_f \gg l_i^0 \gg 1$ генерируются одной или небольшим числом особенностей ближайших к физической области амплитуды реакции, рассматриваемой как функция угла рассеяния $z = \cos \vartheta$. В частности, для реакций дейтронного срыва ближайшей особенностью является простой полюс в плоскости комплексного z .

Дифракционная модель дает удовлетворительное описание угловой зависимости измеряемых сечений реакций передачи (рис. 6 и 7). Так, из рис. 6 видно, что теория передает наличие колоколообразной формы распределения с максимумом при угле рассеяния, приблизительно отвечающем кулоновскому углу отклонения ϑ_c для касательной траектории.

Привлекательная черта ДМ состоит в том, что в ней, благодаря возможности аналитического решения можно, не прибегая к помощи компьютера, предсказывать новые явления. Характерны в этом отношении выводы, сделанные в ранних работах [72, 73], о существовании при определенных условиях быстрых осцилляций сечений на фоне широкого «бампа». Спустя десять лет подобная картина действительно наблюдалась во многих экспериментах (рис. 7).

Одной из проблем ДМ является нахождение кулоновских радиальных интегралов, сходных с теми, которые встречаются в теории кулоновского возбуждения ядер [79]. Их аналитическое вычисление представляет непростую задачу, которая решалась по-разному. В работах [74, 77] с этой целью была использована асимптотика, установленная Леммером [80] на основе квазиклассического приближения для радиальных волновых функций. Соответствующие выражения дают

$d\sigma/d\vartheta$, мб/рад

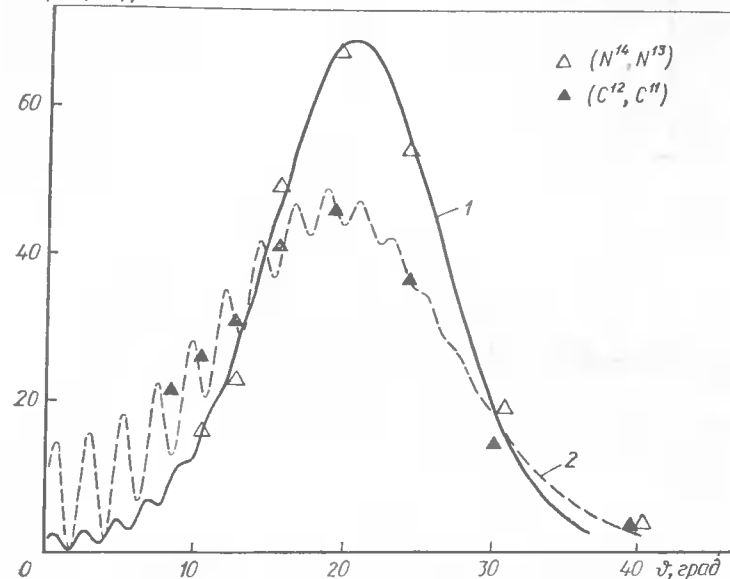


Рис. 6. Сравнение предсказаний ДМ с данными о сечениях реакции однонуклонной передачи [77].

далеко не всегда правильное асимптотическое поведение (при больших l) кулоновских интегралов.

Вопрос об аналитическом вычислении кулоновских интегралов для (d, p) -реакции изучался в наших работах [81, 82], где были получены новые асимптотики для этих интегралов. В отличие от квазиклассического подхода в предложенном нами методе используются точные кулоновские радиальные функции, а асимптотическое решение задачи достигается с помощью специального интегрального преобразования для функций Аппеля, через которые эти интегралы могут быть выражены. В дальнейшем в работе [83] было показано, что при небольших значениях кулоновских параметров (порядка единицы) наши асимптотики обладают более высокой точностью, чем соответствующие квазиклассические результаты.

Наши асимптотики для $T_{l_i l_f}^{if}$ учитывают их недиагональность, т. е. зависимость от разности $l_i - l_f$ для реакции передачи с $l_n \neq 0$. Благодаря этому соотношения между вкладами в сечение реакции переходов в подсостояния с различными значениями проекции момента l_n изменяются по сравнению с предсказаниями простой дифракционной теории [71]. Как показано в [81, 82], одним из эффектов соответствующих изменений является заполнение дифракционных минимумов в угловых распределениях протонов в (d, p) -реакции. Этот результат находит экспериментальное подтверждение.

Корректное вычисление кулоновских интегралов играет существенную роль не только при интерпретации формы угловых распреде-

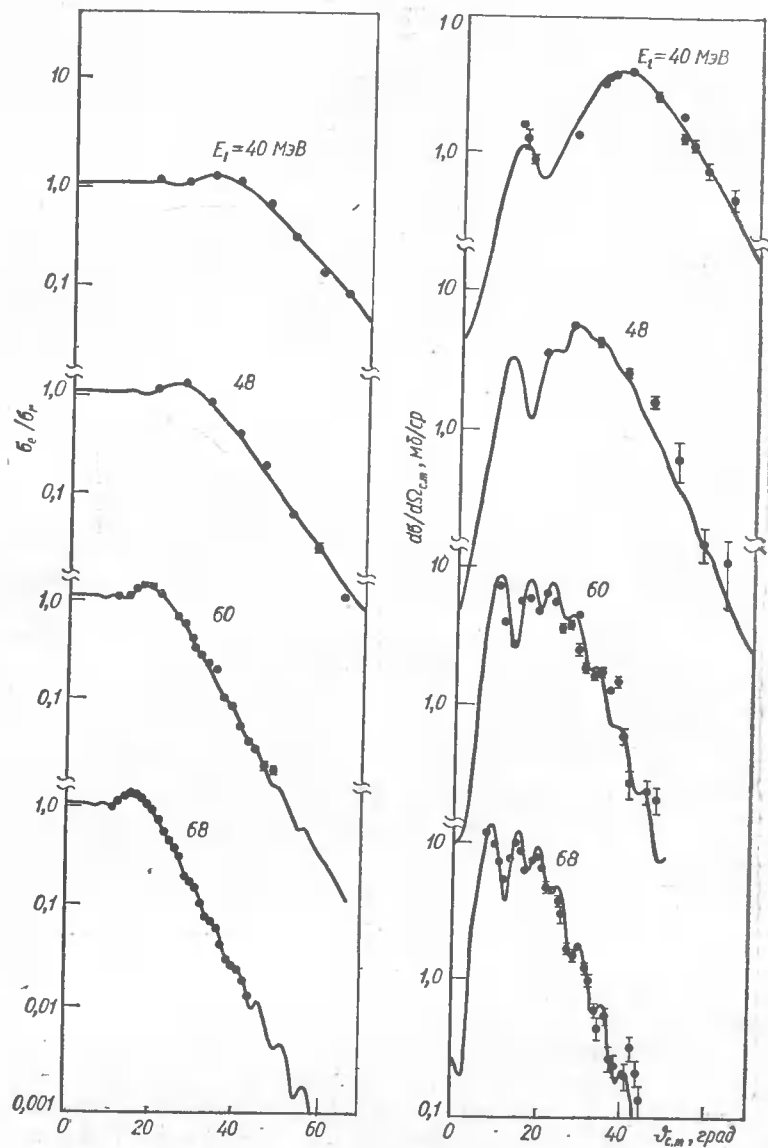


Рис. 7. Типичные угловые зависимости сечений упругого рассеяния и реакций одноуклонной передачи между тяжелыми ионами при энергиях столкновения вблизи и выше кулоновского барьера [78].

лений продуктов реакций передачи, но и при получении спектроскопической информации. Так, в результате рассмотрения этой проблемы [82] был получен характерный кулоновский фактор F_c , в котором находит отражение конкуренция кулоновского отталкивания во вход-

ном и выходном каналах (d, p)-реакции. Этот фактор может заметно отличаться от единицы, что приводит к определенной перенормировке приведенных ширин реакции, извлекаемых в дифракционной теории из экспериментальных данных. Результаты работ [81, 82] были с успехом использованы в анализе [84] угловых распределений протонов в (d, p)-реакции, полученных измерениями на циклотроне ИЯФ КазССР.

В работе [85] подход, разработанный в [81, 82], был распространен на вычисления амплитуд реакций одноуклонной передачи между тяжелыми ионами. В частности, там установлены асимптотики нового типа для кулоновских интегралов при больших значениях кулоновских параметров.

Соответствующие аналитические выражения для амплитуд имеют структуру, аналогичную формулам (11), (26): представляют собой сумму «френелевской» части и фраунгоферовских ветвей $T^{(+)}(\theta)$ и $T^{(-)}(\theta)$, происходящих от касательных траекторий вдоль противоположных сторон ядерной поверхности, на которой разыгрывается прямой процесс. Снова, как и в случае упругого рассеяния тяжелых ионов, полученные нами результаты с высокой точностью согласуются с соответствующими численными расчетами (см. [85]), что подтверждает надежность разработанных аналитических методов.

Френелевская часть амплитуды реакции передачи оказывает существенное влияние на формирование углового распределения продуктов реакции. В области углов θ , близких к θ_c , она в значительной мере компенсирует вклад «отрицательной» ветви $T^{(-)}(\theta)$. При углах $\theta < \theta_c$ френелевские осцилляции не успевают развиться и в распределении продуктов реакций передачи возникает «бамп», определяемый главным образом механизмом кулоновского расщепления налетающего ядра. На фоне бампа видны осцилляции, генерируемые суперпозицией $T^{(+)}(\theta) + T^{(-)}(\theta)$ (рис. 8). Его центр смещен относительно θ_c в сторону меньших углов на величину $15-20^\circ$. Это согласуется с результатами расчетов в рамках МИВ [86]. При углах $\theta > \theta_c$ поведение сечений определяется фраунгоферовской частью $T^{(+)}(\theta) + T^{(-)}(\theta)$.

Заметим, что если ограничиться вкладом только фраунгоферовских ветвей (именно такую структуру имеют аналитические выражения для амплитуд реакций передачи в [72, 73, 75, 87]), то соответствующее сечение также обнаруживает колоколообразную форму вблизи θ_c (правый пик на рис. 8). Ясно, что ее происхождение будет уже иным.

Таким образом, интерпретация особенностей сечения реакций одноуклонной передачи, которая вытекает из нашего решения дифракционной задачи [85] отличается от предложенной ранее.

4. Правила отбора и спиновые эффекты в дифракционном рассеянии. В заключение остановимся на некоторых свойствах симметрии амплитуд дифракционного рассеяния и правилах отбора, которые являются следствиями этих свойств.

Неупругое дифракционное рассеяние частиц ядрами обладает интересной особенностью: дифференциальные сечения рассеяния впе-

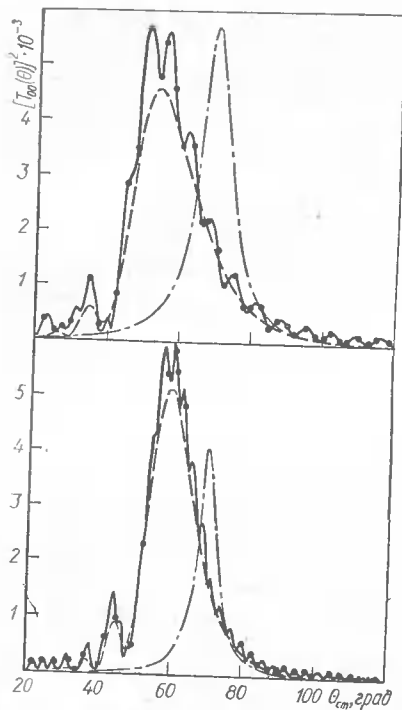


Рис. 8. Рассчитанные угловые зависимости сечений реакций одноуклонной передачи [85]. Сплошные (штрихпунктирные) кривые — результаты вычислений с учетом (без учета) френелевской части амплитуд реакций. Остальные пояснения можно найти в [85].

$\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0$ при I нечетном. Таким образом, использование метода приближенного разделения переменных не нарушает правила Гленденнинга.

Непосредственным следствием адиабатической симметрии амплитуд рассеяния является также правило отбора: в случае рассеяния бесспиновой частицы амплитуда $f_{IM}(\vartheta)$ для перехода $00 \rightarrow IM$ равна нулю в системе отсчета с осью z вдоль вектора $\mathbf{K} = \mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b$, если $I + M$ — нечетно. Этот факт установлен в [36].

Значительный интерес представляют исследования эффектов, связанных с наличием спинов у рассеиваемой частицы и ядра в основном или возбужденном состоянии.

Наличие спина у ядра в возбужденном состоянии приводит к возможности испускания γ -кванта с переходом ядра в основное состояние и возникновению угловой корреляции между этим γ -квантом и неупруго рассеянной частицей. Впервые этот вопрос изучался в ра-

ред оказываются большими в случае, когда четности начального и конечного состояний ядра одинаковы, и очень малы в противоположном случае. Впервые эта особенность была обнаружена в работе Гленденнинга [88], который рассчитал ряд сечений в рамках МИВ (см. также [89]).

Как показано в нашей работе [90], правило отбора Гленденнинга служит прямым следствием дополнительной симметрии, которая появляется у амплитуд рассеяния в адиабатическом приближении. Эта симметрия, назовем ее адиабатической, порождается преобразованием амплитуды упругого рассеяния относительно обращения времени. Более коротким путем доказательство этого результата получено в [91].

В этой связи отметим, что амплитуда $f_{IM}(\vartheta)$ в формуле (40) обращается в нуль при $\vartheta = 0$, когда четность конечного состояния $P_I = (-1)^I = 1$, т. е. когда спин I есть нечетное число. В этом нетрудно убедиться, если воспользоваться равенством $f_M(0) = 0$ при $M \neq 0$ и свойством D -функций: $D_{00}^{(I)}$

ботах [92, 93], где в борновском приближении было показано, что корреляционная функция для квадрупольного перехода имеет вид

$$W_{I=2}(\vartheta, \Theta_\gamma) = \sin^2 2\Theta_\gamma, \quad (57)$$

где Θ_γ — угол между направлениями движения γ -кванта и переданного импульса \mathbf{q} .

Позднее Блэр и Вайлес [94], используя общие свойства симметрии амплитуд рассеяния, приходят к следующему выражению для этой функции в ситуации, когда импульс γ -кванта лежит в плоскости реакции:

$$W_{I=2}(\vartheta, \Theta_\gamma) = A + B \sin^2 [2(\Theta_\gamma - \Theta_0)], \quad (58)$$

где величины A , B и Θ_0 зависят от угла рассеяния ϑ и определяются динамикой столкновения. Очевидно, результат (57) является частным случаем этого соотношения.

Одновременно Блэр и Вайлес доказали, что в системе отсчета с осью квантования вдоль вектора \mathbf{q} имеет место правило отбора: в адиабатическом приближении амплитуда рассеяния бесспиновой частицы на ядре со спином нуль с возбуждением в состояние со спином I и его проекцией M равна нулю для нечетного M . Из этого правила немедленно следует, что в (58)

$$A = 0, \quad \Theta_0 = 0. \quad (59)$$

Однако эксперименты по измерению корреляций γ -квантов с неупруго рассеянными α -частицами показали [95], что если первое из соотношений (59) выполняется с хорошей точностью, то второе часто сильно нарушается: угол Θ_0 вблизи дифракционных минимумов становится отнюдь не малым и является сложной функцией угла рассеяния.

Эти существенные отклонения от результата (59), полученного в адиабатическом приближении, были объяснены в [96] введением при вычислении амплитуд поправок на неадиабатичность процесса рассеяния. Оказалось, что соотношение $A = 0$ сохраняется с точностью до членов второго порядка по параметру неадиабатичности. В то же

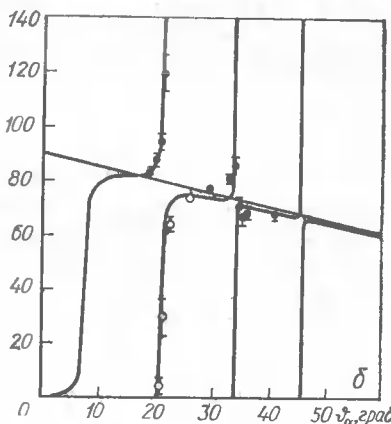
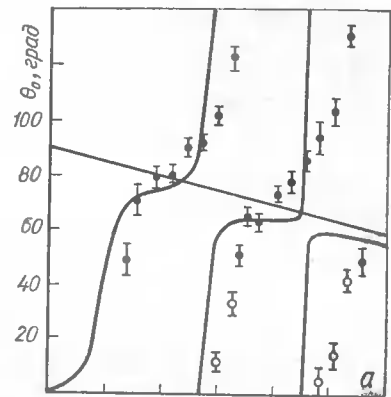


Рис. 9. Зависимость параметра Θ_0 корреляционной функции для квадрупольного перехода в процессе $(\alpha, \alpha', \gamma)$ от угла рассеяния α -частиц [95].

время угол Θ_0 может испытывать быстрые и нерегулярные изменения вблизи дифракционных минимумов в угловых распределениях неупруго рассеянных частиц (рис. 9). Из рисунка видно, что наша теория позволяет описывать сложные картины, наблюдаемые в угловой зависимости параметра Θ_0 корреляционной функции для процесса (α , $\alpha'\gamma$).

Выполненные в последующие годы исследования [97] спиновых эффектов в рассеянии высокоэнергетических нуклонов атомными ядрами имеют много общего с нашим рассмотрением [96] и служат еще одним подтверждением полезности изложенных здесь методов для описания прямых процессов в более широких кинематических условиях.

В [61] было доказано правило отбора, которое усиливает правило Блэра — Вайлеса в области углов $kR\theta \gg 1$ и гласит, что если в качестве оси квантования взять направление переданного импульса, то будут возбуждаться лишь состояния с проекцией спина, равной нулю. Этот результат нетрудно получить с помощью известных свойств симметрии D -функций из формулы (44), поэтому отклонения от этого результата могли бы служить проверкой применимости не только адиабатического приближения, но и метода приближенного разделения переменных. В этой связи заметим, что коль скоро амплитуды рассеяния удовлетворяют правилу отбора $f_{IM}(\vartheta) = 0$ при $M \neq 0$, то соответствующие корреляционные функции с любым I должны обладать аксиальной симметрией относительно направления вектора q , т. е. зависеть только от Θ_ν .

Адиабатическая симметрия была использована нами [98] при обосновании наблюдаемого равенства поляризации и асимметрии при неупругом рассеянии частицы со спином $1/2$ на ядре произвольного спина.

Важным спиновым эффектом является влияние ориентации ядер на сечения рассеяния. Этот вопрос впервые рассматривался в работе [99], в которой в рамках оптико-дифракционного подхода показано, что полное сечение взаимодействия нейтронов определенным простым образом зависит от ориентации ядер по отношению к падающему пучку. Эксперименты [100] подтвердили эти расчеты в качественном и количественном отношениях. Следует отметить, что измерения с ориентированными ядрами дают возможность прямого определения знака деформации исследуемого ядра. В [101] была получена очень простая формула для полных сечений взаимодействия нейтрона с ориентированным ядром. Результаты работ [99, 101] могут оказаться полезными при рассмотрении других взаимодействий с ориентированными ядрами.

Таким образом, благодаря усилиям советских и зарубежных физиков-ядерщиков с помощью дифракционного подхода была создана содержательная теория широкого круга явлений, наблюдаемых в прямых ядерных процессах при средних энергиях. Нам представляется, что возможности этого подхода еще далеко не исчерпаны и будут использованы в дальнейших исследованиях ядерных реакций.

1. Ситенко А. Г. Взаимодействие дейтронов с ядрами // Успехи физ. наук.— 1959.— 67, № 3.— С. 377—444.
2. Блэр Дж. Возбуждение коллективных состояний при неупругом рассеянии // Прямые процессы в ядерных реакциях.— М.: Атомиздат, 1965.— С. 208—222.
3. Austern N. Direct nuclear reaction theories.— New York: Wiley,— 1970.— 375 p.
4. Hodgson N. Nuclear Reactions and nuclear structure.— London: Oxford Univ. Press.— 1971.— 402 p.
5. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, № 2.— С. 160—163.
6. Glauber R. J. High energy collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— 1.— P. 315—414.
7. Frahn W. E. Wave mechanics of Heavy-ion collisions // Heavy-ion, high-spin states and nuclear Structure.— 1975.— 1.— P. 157—253.
8. Marty C. An analysis of heavy-ion scattering amplitudes.— Orsay, 1979.— 92 p.— (Int. Report, IPNO-TH; N 3).
9. Ситенко А. Г. Дифракционные явления и оптическая модель в ядерной физике // Очерки по истории развития ядерной физики в СССР.— Киев: Наук. думка, 1982.— С. 109—132.
10. Ахизер А. И., Померанчук И. Я. Дифракционное рассеяние быстрых нейтронов и заряженных частиц // Успехи физ. наук.— 1949.— 39, № 2.— С. 153—200.
11. Ахизер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра.— М.: Гостехиздат, 1950.— 207 с.
12. Blair J. S. Theory of elastic scattering of alpha particles by heavy nuclei // Phys. Rev.— 1954.— 95, N 4.— P. 1218—1225.
13. Дроздов С. И. Рассеяние быстрых нейтронов несферическими ядрами // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1955.— 28, № 6.— С. 734—735, 736—738; Там же.— 1956.— 30, № 4.— С. 786—787.
14. Инопин Е. В. Возбуждение колебательных уровней ядер при рассеянии быстрых нейтронов // Там же.— 1956.— 31, № 5.— С. 901—902.
15. Blair J. S. Inelastic Diffraction scattering // Phys. Rev.— 1959.— 115, N 4.— P. 928—938.
16. Austern N., Blair J. S. Calculation of inelastic scattering in terms of elastic scattering // Ann. Phys.— 1965.— 33, N 1.— P. 15—64.
17. Greider R. R., Glassgold A. F. Diffraction theory for very-high-energy scattering // Ibid.— 1960.— 10, N 2.— P. 100—126.
18. McIntyre J. A., Wang K. H., Becker L. C. Analysis of Alpha-Particle elastic scattering experiments // Phys. Rev.— 1960.— 117, N 5.— P. 1337—1338.
19. Alster J., Conzett H. E. Elastic Scattering of C^{13} Ions from Fe, Ni, Ag^{107} , In and Ta // Phys. Rev. B.— 1964.— 136, N 4.— P. 1023—1030.
20. Rehm K. E. et al. Inelastic scattering of heavy ions // Phys. Rev. C.— 1975.— 12, N 6.— P. 1945—1961.
21. Robertson R. et al. Elastic scattering of $^{16,18}O$ by $^{116,120}Sn$ at energies near the coulomb barrier // Ibid.— 1971.— 4, N 6.— P. 2176—2180.
22. Rowley N., Marty C. Saddles and trajectories, and poles and surface waves in Heavy-ion elastic Scattering // Nucl. Phys. A.— 1976.— 266, N 2.— P. 294—320.
23. Инопин Е. В. Дифракционное рассеяние частиц атомными ядрами: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Харьков, 1967.— 19 с.
24. Лукьянов В. К., Поль Ю. С. Упругое и неупругое рассеяние электронов атомными ядрами // Пробл. физики элементар. частиц и атом. ядра.— 1974.— 5, № 4.— С. 955—1022.
25. Бежежной Ю. А. К теории дифракционных ядерных процессов в области средних энергий: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Харьков, 1976.— 17 с.
26. Frahn W. E., Venter R. H. Strong absorption model for elastic nuclear scattering // Ann. Phys.— 1963.— 24.— P. 243—288.
27. Venter R. H. Strong absorption model for elastic nuclear scattering // Ibid.— 25, N 3.— P. 405—423.
28. Frahn W. E. Fresnel and Fraunhofer diffraction in nuclear processes // Nucl. Phys.— 1966.— 75, N 3.— P. 577—591.
29. Инопин Е. В. Дифракционное рассеяние и полюса Редже // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1965.— 48, № 6.— С. 1620—1624.

30. *Ericson T. E. O.* Diffraction scattering of strongly absorbed particles // *Preludes in Theor. Physics.*— Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1966.— P. 321—329.
31. *Инопин Е. В., Тищенко Б. И., Шебеко А. В.* Неупругое дифракционное рассеяние на основе метода комплексных угловых моментов // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1965.— 49, № 6.— С. 1824—1830.
32. *Тищенко Б. И., Шебеко А. В.* К теории дифракционного рассеяния частиц ядрами на основе метода комплексных угловых моментов // *Там же.*— 1966.— 50, № 6.— С. 1674—1681.
33. *Шебеко А. В.* О вычислении сечений дифракционного рассеяния в аналитическом виде // *Ядер. физика.*— 1987.— 5, № 4.— С. 766—770.
34. *Högaasen.* Optical model and regge representation // *Nucl. Phys. A.*— 1967.— 90, N 2.— P. 261—288.
35. *Тищенко Б. И., Мельник Ю. П.* О влиянии смешивания состояний на сечения дифракционного рассеяния // *Ядер. физика.*— 1968.— 7, № 4.— С. 808—814.
36. *Инопин Е. В., Шебеко А. В.* Учет высших приближений по параметру несферичности в теории неупругого дифракционного рассеяния // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1966.— 51, № 6.— С. 1761—1770.
37. *Гончар В. Ю., Юшков А. В.* Экспериментальное определение знаков деформации ядер методом измерения сдвига фаз // *Изв. АН СССР. Сер. физ.*— 1971.— 35, № 4.— С. 830—835.
38. *Юшков А. В.* Форма поверхности тяжелых ядер // *Ядер. физика.*— 1972.— 16, № 4.— С. 677—680.
39. *Tamura T., Wolter H. H.* Description of optical-model scattering // *Phys. Rev. C.*— 1972.— 6, N 6.— P. 1976—1991.
40. *Takemasa T., Tamura T.* Regge pole analysis of the scattering of ^{16}O by ^{28}Si // *Ibid.*— 1978.— 18, N 3.— P. 1282—1292.
41. *Londergan J. T., McVoy K. W.* A test for single-pole dominance in heavy-ion scattering // *Nucl. Phys. A.*— 1973.— 201, N 2.— P. 390—400.
42. *Fuller R. C., Moffa P. J.* Decomposition of the smooth cutoff model angular Distribution // *Phys. Rev. C.*— 1976.— 14, N 5.— P. 1721—1738; Nuclear and Coulomb Components in heavy-ion elastic scattering and transfer reactions // *Ibid.*— 1977.— 15, N 1.— P. 266—280.
43. *Amado R. D., Dedonder J.-P., Lenz F.* Explicit formula for Hadron-nucleus elastic scattering in the Eikonal Approximation // *Ibid.*— 1980.— 21, N 2.— P. 647—661.
44. *Rockmore R.* Regge pole description of hadron-nucleus elastic scattering and a connection from the impact parameter representation // *Contr. D12 to the 9-ICONEPANS, abstracts of the Contributed Papers—Versailles, 1981.*— P. 141.
45. *Wallace S. J.* Dynamics of hadron-nucleus interactions // *Proc. the 9-ICONEPANS / Ed. P. Catillon, P. Radvanyi, M. Porneuf.*— Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1982.— P. 203—227.
46. *Frahn W. E., Rehm K. E.* Elastic and inelastic heavy ion scattering // *Phys. Repts. C.*— 1978.— 37, 1.— P. 1—51.
47. *Frahn W. E.* Generalized Fresnel Model for very heavy ion scattering // *Nucl. Phys. A.*— 1978.— 302, N 1.— P. 267—309.
48. *Инопин Е. В., Шебеко А. В.* Дифракционное рассеяние заряженных частиц и дифракция Френеля // *Ядер. физика.*— 1970.— 11, № 1.— С. 140—150.
49. *Котляр В. В., Шебеко А. В.* О дифракционных явлениях в упругом рассеянии тяжелых ионов // *Там же.*— 1981.— 34, № 2.— С. 370—385.
50. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции.— М.: Наука, 1985.— Т. 1.— 295 с.
51. *Blair J. S.* Elastic α angular distributions in the sharp cutoff model // *Phys. Rev.*— 1957.— 108, N 3.— P. 827—835.
52. *Levy B. R., Keller J. B.* Diffraction by a smooth object // *Communs Pure. Appl. Math.*— 1959.— 12, N 3.— P. 159—209.
53. *Инопин Е. В., Бережной Ю. А.* О влиянии размытия границы ядра на дифракционное рассеяние // *Укр. физ. журн.*— 1962.— 7, № 3.— С. 343—349.
54. *Inopin E. V., Berezhnoy Yu. A.* Effect of nuclear surface diffuseness on diffraction scattering // *Nucl. Phys.*— 1965.— 68, N 4.— P. 689—694.
55. *Baker S. D., McIntyre J. A.* Elastic Scattering of ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O by ^{208}Pb , and of ^{16}O by ^{208}Bi // *Phys. Rev.*— 1967.— 161, N 4.— P. 1200—1207.
56. *Braun-Munzinger P. et al.* Undamped surface waves in the scattering of $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ at $E_{c.m.} = 35$ MeV // *Phys. Rev. Lett.*— 1977.— 38, N 17.— P. 944—947.
57. *Chase D. M.* Adiabatic approximation for scattering processes // *Phys. Rev.*— 1956.— 104, N 3.— P. 838—842.
58. *Bohr A.* The coupling of nuclear surface oscillation with the motion of individual nucleons // *Dan. Mat. Fys. Medd.*— 1952.— 26.— P. 1—40.
59. *Blair J. S., Sharp D., Willets L.* Inelastic scattering by deformed nuclei // *Phys. Rev.*— 1962.— 125, N 4.— P. 1625—1638.
60. *Инопин Е. В.* Неупругое дифракционное рассеяние // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1966.— 50, № 6.— С. 1592—1602.
61. *Инопин Е. В., Шебеко А. В.* Метод приближенного разделения переменных в задаче о дифракционном рассеянии частиц атомными ядрами // *Ядер. физика.*— 1967.— 6, № 2.— С. 279—287.
62. *Inopin E. V., Shehata S.* Inelastic diffraction scattering // *Nucl. Phys.*— 1962.— 88, N 4.— P. 590—596.
63. *Инопин Е. В., Шебеко А. В.* Неупругое дифракционное рассеяние частиц с возбуждением монополярных колебаний ядер // *Ядер. физика.*— 1966.— 4, № 3.— С. 482—485.
64. *Шебеко А. В.* Учет высших порядков и деформации ядерной поверхности в расчетах упругого и неупругих формфакторов атомного ядра // *Там же.*— 1977.— 25, № 4.— С. 747—753.
65. *Котляр В. В., Шебеко А. В.* Эффекты высших приближений по параметрам ядерной деформации в упругом рассеянии тяжелых ионов // *Там же.*— 1982.— 35, № 4.— С. 912—916.
66. *Инопин Е. В.* Дифракционное рассеяние частиц атомными ядрами // *Изв. АН СССР. Сер. физ.*— 1966.— 30, № 8.— С. 1238—1247.
67. *Serber R.* The production of high energy neutron by Stripping // *Phys. Rev.*— 1947.— 72, N 3.— P. 1008—1018.
68. *Ахизер А. И., Ситенко А. Г.* К теории реакций срыва при высоких энергиях // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1957.— 33, № 4.— С. 1040—1042.
69. *Инопин Е. В.* Реакции срыва альфа-частиц с ядер Be^9 , C^{12} и O^{16} // *Укр. физ. журн.*— 1960.— 5, N 6.— С. 750—751.
70. *Inopin E. V., El-Moaty M. A.* Alpha-particle stripping reactions // *Nucl. Phys.*— 1963.— 42, N 4.— P. 660—665.
71. *Dar A.* Diffraction mechanism for elastic scattering and direct nuclear reactions // *Ibid.*— 1964.— 55, N 2.— P. 305—321.
72. *Струтинский В. М.* О поверхностных реакциях срыва нуклонов.— // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1964.— 46, № 6.— С. 2078—2084.
73. *Frahn W. E., Venter R. H.* Diffraction model for Single-nucleon transfer reactions between complex nuclei // *Nucl. Phys.*— 1964.— 59, N 4.— P. 651—669.
74. *Dar A.* Cluster transfer reactions between complex nuclei // *Phys. Rev. B.* 1965.— 139, N 5.— P. 1193—1206.
75. *Strutinsky V. M.* Transfer reactions with heavy ions // *Phys. Lett. B.*— 1973.— 44, N 3.— P. 245—248.
76. *Борбей И., Долинский Э. И., Туровцев В. В.* Периферийная модель прямых ядерных реакций // *Ядер. физика.*— 1968.— 8, № 3.— С. 492—506.
77. *Frahn W. E., Sharaf M. A.* Generalized diffraction model for one- and two-nucleon transfer reactions // *Nucl. Phys. A.*— 1969.— 133, N 3.— P. 593—609.
78. *Garrett J. D.* Oscillations in the angular distributions of heavy-ion transfer reactions // *Lect. Notes. Phys.*— 1973.— 33.— P. 59—85.
79. *Alder K. et al.* Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions // *Rev. Mod. Phys.*— 1956.— 28, N 4.— P. 432—542.
80. *Lemmer R. H.* Classical description of deuteron stripping in a Coulomb Field // *Nucl. Phys.*— 1962.— 39, N 4.— P. 680—685.
81. *Шебеко А. В., Инопин Е. В.* Дифракционная теория реакций срыва // *Ядер. физика.*— 1968.— 8, № 6.— С. 1142—1150.
82. *Шебеко А. В.* Кулоновское отталкивание в дифракционной теории реакций срыва // *Там же.*— 1971.— 13, № 6.— С. 1259—1261.

83. Alder K., Trautmann D. On the diffraction model of transfer reactions // *Ann. Phys.*— 1971.— 66, N 2.— P. 884—904.
84. Гончар В. Ю., Юшков А. В. Дифракционный анализ реакции передачи // *Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.*— 1970.— 4.— С. 67—72.
85. Kollyar V. V., Shebeko A. V. The coulomb integrals and the diffraction model of transfer Reactions // *Z. Phys. A.*— 1981.— 299, N 3.— P. 311—321.
86. Kahana S., Baltz A. J. One- and two-nucleon transfer reactions with heavy ions // *Adv. Nucl. Phys.*— 1977.— 9.— P. 1—122.
87. Frahn W. E. Wave mechanical aspects of heavy ion collisions // *Lect. Notes Phys.*— 1973.— 33.— P. 102—126.
88. Glenjenning N. K. Theory of direct-interaction inelastic scattering // *Phys. Rev.*— 1959.— 114, N 5.— P. 1297—1311.
89. Kromminga A. J., McCarthy I. E. Determination of the parity change in inelastic scattering from the angular distribution // *Phys. Rev. Lett.*— 1961.— 6, N 2.— P. 62—63.
90. Инопин Е. В. Об определении изменения четности при неупругом рассеянии // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1964.— 47, № 3.— С. 892—895.
91. Шебеко А. В. Об изменении четности при неупругом рассеянии // *Укр. физ. журн.*— 1966.— 11, № 11.— С. 1206—1207.
92. Satchler G. R. Gamma radiation following the surface scattering of nucleons // *Proc. Phys. Soc. A.*— 1955.— 68, N 11.— P. 1037—1040.
93. Инопин Е. В. Рассеяние быстрых нейтронов полупрозрачными несферическими ядрами // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1956.— 30, № 1.— С. 210—212.
94. Blair J. S., Wilets L. Gamma-ray correlation function in the adiabatic approximation // *Phys. Rev.*— 1961.— 121, N 5.— P. 1493—1498.
95. Farvell G. W., Hendrie D. L., Peterson R. J. Annual report.— Washington: Nucl. Lab. Univ., 1965.— 120 p.
96. Inopin E. V., Shehata S. Angular correlation of γ -rays in inelastic diffraction scattering // *Nucl. Phys.*— 1964.— 50, N 2.— P. 317—326.
97. Lombard R. J., Alkhasov G. D., Domchenkov O. A. Intermediate energy proton scattering and nuclear transition densities in nickel isotopes // *Ibid.*— 1981.— 360, N 2.— P. 223—250.
98. Инопин Е. В. О равенстве поляризации и асимметрии при неупругом рассеянии // *Ядер. физика.*— 1966.— 3, № 5.— С. 817—819.
99. Высоцкий Г. Л., Инопин Е. В., Креснин А. А. Рассеяние нейтронов ориентированными несферическими ядрами // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1959.— 36, № 2.— С. 574—580.
100. Shelly E. G. et al. Transition of 8 and 15 MeV neutron through oriented ^{165}Ho // *Phys. Lett.*— 1966.— 19, N 8.— P. 684—685.
101. Инопин Е. В. Полные сечения взаимодействия нейтронов с ориентированными ядрами // *Ядер. физика.*— 1967.— 5, № 5.— С. 1008—1011.

УДК 539.171.017

Л. А. Кондратюк

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ, МОСКВА

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И НЕУПРУГАЯ ЭКРАНИРОВКА В РАССЕЯНИИ АДРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ

Введение. Дифракционная теория многократного рассеяния (ДТМР), предложенная независимо в работах Ситенко [1] и Глаубера [2], представляет собой весьма эффективный аппарат для описания взаимодействия адронов высокой энергии с ядрами. Первоначально теория формулировалась на основе потенциального подхода. Однако структура конечной формулы для амплитуды адрон-дейтронного рас-

сеяния, которая выражала фазу адрон-ядерного рассеяния через сумму фаз адрон-нуклонного рассеяния, позволяла обойтись без введения потенциала (который необходим лишь на промежуточном этапе). Это вселяло уверенность, что формула Глаубера — Ситенко имеет более глубокую динамическую основу, что продемонстрировал Грибов [3], который вывел соответствующую формулу, опираясь на аналитическую структуру фейнмановских диаграмм в релятивистской квантовой теории поля. Включение дальнедействующего кулоновского взаимодействия требует учета также другой совокупности фейнмановских диаграмм, однако соответствующие трудности легко преодолеваются при использовании закона сохранения электромагнитного тока [4]. Формулу Глаубера — Ситенко можно также получить, используя в качестве исходного пункта теорию многократного рассеяния Ватсона (см. [5]) и заменяя точные пропагаторы эйкональными (см., например, [6, 7]). Этот способ как и подход, основанный на диаграммах Фейнмана, позволяют обобщить ДТМР на случай, когда амплитуда адрон-нуклонного рассеяния еще не имеет ярко выраженного дифракционного характера (см. [8]). Такая теория многократного рассеяния с эйкональными пропагаторами позволяет описывать сечения нуклон-ядерного рассеяния в области малых углов начиная с энергии 300 МэВ в Л-системе [8]. Дифракционный характер $\bar{N}N$ -взаимодействия при промежуточных энергиях позволяет применять аналогичные подходы для описания антинуклон-ядерного рассеяния на небольшие углы при еще меньших энергиях (≈ 50 МэВ в Л-системе [9—11]).

Если обсуждать область высоких энергий ($E_{л.с} \approx 10$ ГэВ), то основной поправкой к ДТМР становится эффект неупругой экранировки. Формула для эффекта неупругой экранировки в полных сечениях взаимодействия адронов со сложными ядрами была получена в работе [12] (см. также [13]). Величина этого эффекта оказалась заметно меньше, чем это оценивалось первоначально [14—15]. Эффект неупругой экранировки наблюден экспериментально [16—18] и его величина соответствует теоретическим предсказаниям [12—13].

В литературе имеется довольно большое число обзоров, посвященных основам ДТМР и сравнению ее предсказаний с экспериментальными данными (см., например, [6, 7, 13, 19—21]). Особенно активно эти вопросы исследовались в начале 70-х годов, когда процессы адрон-ядерного взаимодействия при высоких энергиях стали активно изучаться экспериментаторами. Первоначальные оценки эффектов, которые не учитываются в рамках ДТМР, оказались, в основном сильно завышенными. Это вызвало серию работ, посвященных анализу величины и структуры поправок к ДТМР. В большинстве случаев эти поправки имеют не только параметрическую, но и численную малость. Соответствующие результаты не потеряли своей актуальности и теперь, поскольку исследования взаимодействия адронов высокой энергии и ядер с ядрами в настоящее время проводятся очень широко.

В статье дан краткий обзор основных результатов анализа поправок к ДТМР, причем основное внимание уделяется анализу неадиаб-

тических эффектов (связанных с отдачей учетом «размороженности» нуклонов в ядре), френелевских поправок (связанных с отклонением от геометрической оптики) и неупругой экранировки (связанной с возможностью образования налетающим адроном пучка частиц).

Всюду в дальнейшем будут считаться выполненными два условия: 1) $kR \gg 1$, где k — импульс налетающего адрона в Л-системе; R — радиус ядра; 2) $\Delta^2 \leq 1$ ГэВ²; Δ — переданный импульс.

1. Оценка неадиабатических и френелевских поправок к ДТМР в рамках многоканальной потенциальной модели. В работах [13, 22] для оценки неадиабатических эффектов и френелевских поправок использовалась многоканальная потенциальная модель, в которой рассеяние точечной частицы a на ядре описывается гамильтонианом

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) = K_a(\mathbf{r}) + h_A(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) + \sum_j V_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j), \quad (1)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{R}_j — координата налетающей частицы и координаты нуклонов ядра-мишени; $K_a(\mathbf{r})$ — оператор кинетической энергии частицы a , h_A — гамильтониан ядра-мишени; $V_j(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)$ — потенциал взаимодействия частицы a с j -м нуклоном.

В этой модели амплитуда упругого рассеяния $a + A \rightarrow a + A$ может быть представлена в таком виде:

$$F_{aA}(E, \Delta) = -\frac{k}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_n e^{-ik'\mathbf{r}_n} V_{0\nu}(\mathbf{r}_n) \times \\ \times G_{k\nu}^{(+)}(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}) V_{\nu\mu}(\mathbf{r}_{n-1}) \dots V_{\mu\sigma}(\mathbf{r}_2) G_{k\sigma}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) V_{00}(\mathbf{r}_1) e^{+ik\mathbf{r}_1}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{k} и \mathbf{k}' — импульсы падающей и рассеянной частицы $\Delta = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $E = \sqrt{k^2 + m_a^2}$. Потенциал $V_{\mu\nu}(\mathbf{r})$ определяется выражением

$$V_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \int \varphi_{\mu}^*(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \sum_i V_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \times \\ \times \varphi_{\nu}(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) d^3\mathbf{R}_1 \dots d^3\mathbf{R}_A \delta\left(\sum_j \mathbf{R}_j/A\right), \quad (3)$$

где φ_{ν} — собственная функция гамильтониана h_A с собственным значением ε_{ν} ($\varepsilon_0 = 0$).

Функция Грина имеет следующий вид:

$$G_{k\nu}^{(+)}(\mathbf{r}) = [K_a(\mathbf{r}) + E_k - \varepsilon_{\nu}] \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k'' \frac{e^{ik''\mathbf{r}}}{(E_k - \varepsilon_{\nu})^2 - E_{k''}^2 + i\delta}. \quad (4)$$

Для перехода от выражения (2) к приближению ДТМР

$$F_{aA}^{(G)}(E, \Delta) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\Delta\mathbf{b}} d^2\mathbf{b} [1 - \exp(2i\delta(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A))] \times \\ \times |\varphi_0(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A)|^2 d^3\mathbf{R}_1 \dots d^3\mathbf{R}_A \delta\left(\sum_j \mathbf{R}_j/A\right), \quad (5)$$

где

$$\delta(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_A) = \sum_i \delta_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) = -\frac{1}{2} \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} V_i(\sqrt{(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)^2 + z^2}) dz,$$

где \mathbf{b} — поперечная компонента вектора \mathbf{r} ; \mathbf{s}_i — поперечная компонента вектора \mathbf{R}_i , следует сделать два шага, состоящих в использовании адиабатического и эйконального приближений для функции Грина.

В адиабатическом приближении энергией возбуждения ε_{ν} в функции Грина (4) пренебрегается по сравнению с характерной величиной разности энергий начального и промежуточного состояний быстрой частицы $E_k - E_{k''}$. Это приближение является разумным, когда скорость рассеиваемой частицы v_0 велика по сравнению со средней скоростью нуклонов в ядре $v_0 \gg \langle v_N \rangle$. Поскольку в адиабатическом приближении функция Грина (4) не зависит от индекса ν

$$G_k^{(+)}(\mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (6)$$

в выражении (2) можно выполнить суммирование по всем промежуточным состояниям, воспользовавшись условием полноты функций φ_{ν} . После этого амплитуда $F_{aA}(E, \Delta)$ будет выражаться только через волновую функцию основного состояния. Для дальнейшего перехода к ДТМР необходимо использовать эйкональное приближение для функции Грина

$$G_k^{(эйк.)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = -ie^{ik(z_2 - z_1)} \theta(z_2 - z_1) \delta(\mathbf{b}_2 - \mathbf{b}_1), \quad (7)$$

где $\mathbf{r}_i \equiv (\mathbf{b}_i, z_i)$, причем ось z направлена вдоль \mathbf{k} .

Введем обозначение $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}''$ и, пренебрегая членом ε_{ν}^2 , перепишем знаменатель подынтегрального выражения (4) в виде

$$(E_k - \varepsilon_{\nu})^2 - E_{k''}^2 + i\delta = 2\mathbf{k}\mathbf{q} - \mathbf{q}^2 - 2E_k\varepsilon_{\nu} + i\delta. \quad (8)$$

Эйкональное приближение (7) соответствует учету только первого члена $2\mathbf{k}\mathbf{q}$ в формуле (8). Сохранение члена \mathbf{q}^2 отвечает учету эффектов отклонения от геометрической оптики (френелевских поправок), а члена $2E_k\varepsilon_{\nu}$ — учету неадиабатических эффектов.

При $\mathbf{q}^2 \ll k^2$ функцию Грина (4) можно представить таким образом:

$$G_{k\nu}^{(+)}(\mathbf{r}) = -\frac{k}{2\pi r} e^{-i(k - \varepsilon_{\nu}/v_0)r}, \quad (9)$$

где v_0 — скорость частицы a ($\hbar = c = 1$). Можно считать, что характерная величина r определяется размерами ядра. Это означает, что относительная величина неадиабатических поправок в члене двукратного рассеяния (содержащем одну функцию Грина) пропорциональна $\bar{\varepsilon}_{\nu} R/v_0$, где $\bar{\varepsilon}_{\nu} = \frac{E_{\text{кин}}}{E_{\text{кин}}} + \bar{V}$ — средняя величина энергии возбуждения. Если принять, что $\varepsilon_{\nu} \ll \langle p \rangle^2/2m$, где $\langle p \rangle \sim R^{-1}$ — средний импульс нук-

лона в ядре, то $\bar{\epsilon}_v R/v_0 \sim 1/mRv_0 \sim \langle v_N \rangle/v_0$, т. е. величина $\bar{\epsilon}_v R/v_0$ пропорциональна отношению средней скорости нуклона в ядре к скорости налетающей частицы.

Это означает, что поправки, связанные с неадиабатическими эффектами, не обязаны убывать при увеличении энергии. С другой стороны, необходимо также помнить, что из-за сокращений между $E_{кин}$ и V , параметр $\langle v_N \rangle/v_0$ следует рассматривать скорее как верхний предел, а не действительную величину неадиабатических эффектов.

Проиллюстрируем это последнее замечание. Формула для амплитуды рассеяния (2) может быть переписана таким образом, чтобы в ней фигурировали не потенциалы V_i , а двухчастичные амплитуды aN -рассеяния. Простейшее обобщение, эквивалентное многоканальной оптической модели, состоит во введении вместо потенциалов $V_{\mu\nu}$, определяемых по формуле (3), оптического потенциала

$$V_{\mu\nu}^{(opt)}(\mathbf{r}) = -4\pi \langle \mu | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}) | \nu \rangle, \quad (10)$$

где $f_{aN}(0)$ — амплитуда упругого адрон-нуклонного рассеяния на угол 0; $\hat{\rho}(\mathbf{r})$ — оператор плотности. При этом член в амплитуде F_{aA} , отвечающий двукратному рассеянию, запишется в виде

$$F_{aA}^{(2)}(E, \Delta) = \frac{ik}{2\pi} \int d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2 (-4\pi)^2 e^{-ik'\mathbf{r}_2} \langle 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_2) | \nu \rangle \times \\ \times G_{kv}^{(+)}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \langle \nu | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_1) | 0 \rangle e^{ikr_1}. \quad (11)$$

С помощью последнего выражения можно сделать следующее замечание о величине поправок, связанных с неадиабатическими эффектами при высоких энергиях, когда доминируют переходы с квантовыми числами вакуума по t -каналу. Оператор потенциальной энергии ядерной системы $V(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A)$ в случае сил, не зависящих от скорости, коммутирует с величиной $f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r})$, в результате чего имеет место равенство

$$\langle 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_i) \epsilon_v | \nu \rangle = \langle 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_i) (T + V) | \nu \rangle = \\ = \langle (V + T - T) 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_i) | \nu \rangle + \langle 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_i) T | \nu \rangle = \\ = \langle 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_i) T | \nu \rangle - \langle (T) 0 | f_{aN}(0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_i) | \nu \rangle, \quad (12)$$

при получении которого использовалось соотношение $(V + T)|0\rangle = \epsilon_0|0\rangle = 0$ (здесь T — оператор кинетической энергии ядра), т. е. в рассматриваемом случае ϵ_0 , входящее в выражение для функции Грина, может быть выражено через разность кинетических энергий промежуточного и начального состояний, что приводит к заметной компенсации неадиабатических эффектов. Конкретные расчеты неадиабатических эффектов (см., например, [13, 22, 23]) согласуются с этим утверждением. Отмеченные сокращения могут отсутствовать в

матричных элементах, описывающих переворот спина или перезарядку. Поэтому, вообще говоря, неадиабатические эффекты могут быть более важны при рассмотрении спиновых эффектов и эффектов перезарядки. Их относительная роль должна увеличиваться при уменьшении энергии, т. е. когда $\langle v_N \rangle \cong v_0$. В литературе отсутствует, однако, исчерпывающий анализ всех этих вопросов. Правильный ответ для неадиабатических эффектов можно получить, по-видимому, только в релятивистской теории (см., например, [26]).

Что касается френелевских поправок (т. е. эффектов отклонения от геометрической оптики), то их величина при фиксированном значении Δ^2 с энергией убывает. Как следует из формулы (8), характерный параметр малости при этом $q^2/2kq_z$. Характерная величина $q_z \sim R^{-1}$. Если рассматривать рассеяние при малых переданных импульсах, то $q_{\perp} \leq R^{-1}$ и, следовательно, $q^2/2kq_z \sim 1/kR$. При переданных импульсах $q_{\perp} \cong R^{-1}$ в члене двукратного рассеяния $q_{\perp} \sim \Delta/2$ и, следовательно, $q^2/2kq_z \sim \Delta^2 R/8k$. Таким образом, параметрами малости френелевских поправок являются величины $1/kR$ и $\Delta^2 R/8k$.

2. Неупругая экранировка в дейтроне. Эффект неупругой экранировки является основной поправкой к формуле Глаубера — Ситенко [5] при высоких энергиях. Он связан с возможностью образования налетающим адроном пучка частиц на одном нуклоне и последующего поглощения этого пучка другим нуклоном ядра [14, 15, 3] (рис. 1). Теневая поправка при рассеянии на дейтроне

$$\Delta = \sigma_p + \sigma_n - \sigma_d \quad (13)$$

может быть представлена в виде суммы двух членов

$$\Delta = \Delta_{el} + \Delta_{inel}, \quad (14)$$

где

$$\Delta_{el} = 2 \int dt F(t) \frac{d\sigma}{dt} \quad (15)$$

обычная теневая поправка; $F(t)$ — формфактор дейтрона; $d\sigma/dt$ — сечение упругого hN -рассеяния (здесь и ниже предполагается, что при высоких энергиях $E \cong m_0^2 R$, $m_0 \approx 1,5$ ГэВ, когда неупругая экранировка становится заметной, сечения взаимодействия адронов с протонами и нейтронами одинаковы).

Неупругая теневая поправка Δ_{inel} может быть выражена через амплитуду инклюзивного процесса

$$h + N \rightarrow X + N. \quad (16)$$

Если сечение инклюзивного процесса (16) описывается вкладами нескольких, не интерферирующих между собой каналов (рис. 2) с амплитудами $f^i(s, M^2, t)$, то справедлива формула (см. [15, 24]):

$$\Delta_{inel} = 2 \int dt dM^2 F_d(t) \sum_i \xi_i d^2\sigma_i/dtdM^2, \quad (17)$$

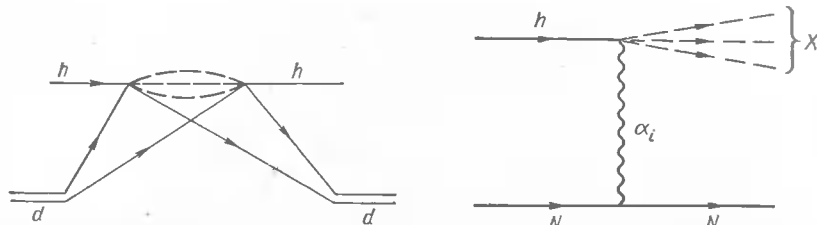


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана, описывающая неупругую экранировку в рассеянии адрона на дейтроне.

Рис. 2. Реджевский механизм инклюзивной реакции $h+N \rightarrow X+N$.

где $s = (p_0 + p_N)^2$; M — масса адронной системы X ; t — квадрат 4-импульса, переданного нуклону мишени,

$$\xi_i = \frac{1 - \gamma_i^2}{1 + \gamma_i^2}, \quad \gamma_i = \text{Re } f^i(s, M^2, t) / \text{Im } f^i(s, M^2, t). \quad (18)$$

Для вычисления Δ_{inel} необходимо знать фазу инклюзивной амплитуды. В случае дифракционной диссоциации (обмен квантовыми числами вакуума в t -канале) амплитуда $f^p(s, M^2, t)$ чисто мнимая и ее вклад в теневую поправку положителен (т. е. приводит к уменьшению полного сечения). Процесс с действительной амплитудой (например, обмен π -полусом) дает отрицательный вклад в Δ_{inel} . Вклад процесса с $\text{Re } f^i = \text{Im } f^i$ в теневую поправку равен нулю.

Величина Δ_{inel} анализировалась во многих работах (см., например, [3, 13, 15, 24—26]). Там, где предполагали, что $\xi_i = 1$ для всего неупругого сечения $d^2\sigma/dtdM^2$, оценки Δ_{inel} [14, 15] были завышенными. Для получения информации о фазовых множителях ξ_i необходимо использовать динамические схемы, применяемые при анализе инклюзивных реакций. Поскольку из-за обрезания по передаче продольного импульса $q_L = \frac{M^2 - m^2}{s} m \ll R_d^{-1}$ интегрирование по M^2 в

выражении (17) обрезается сверху, мы находимся в области применимости трехреджеонного предела. В работе [24] проведены численные оценки вкладов различных реджеонных обменов в Δ_{inel} и получено ограничение величины $\Delta_{inel}/\Delta_{el} \leq (\sigma_{inel}/\sigma_{el})(mR)^{-1}$.

В дальнейшем было показано (более подробный обзор и ссылки на различные работы см. в [26]), что формула Памплина — Росса (17) может быть получена в реджевской схеме только в случае, когда в интеграле по M^2 существенную роль играют конечные M^2 при $s \rightarrow \infty$. Действительно, в случае фейнмановского скейлинга, который имеет место в трехреджеонном пределе, существенный вклад в этот интеграл дает вся область $m^2 \leq M^2 \leq (mR)^{-1}s$. В этом случае для Δ_{inel} справедлива формула, имеющая следующий вид (см. [24—26]):

$$\Delta_{inel} = 2 \int dt dM^2 F_d(t) \sum_i \eta_i \frac{d^2\sigma_i}{dt dM^2} + \frac{d^2\sigma_{ch.ex}^i}{dt dM_i^2}, \quad (19)$$

где

$$\eta_i = - \frac{1}{\text{Sin } \frac{1}{2} \pi (\alpha_p(0) - 2\alpha_i(0))}, \quad (20)$$

$\alpha_i(t)$ — траектория i -го полюса Редже; $\sigma_{ch.ex}$ — сечение инклюзивного процесса с перезарядкой нуклона мишени $h+p \rightarrow X+n$.

Можно отметить, что формула (19) полностью совпадает с формулой Памплина — Росса (17) при учете в ней эффекта перезарядки только для двух случаев $\alpha(0) = 0$ и $\alpha(0) = 1$, т. е. когда амплитуда инклюзивного процесса чисто мнимая или чисто действительная. Особенность в выражении (20) для η_i при $\alpha_i(0) \rightarrow \frac{1}{2}$ и $\alpha_p(0) \rightarrow 1$ должна исключаться соответствующим поведением сечения. Это означает, что ответ для вкладов реджеонов с $\alpha_i(0) = \frac{1}{2}$ зависит от модели амплитуды

рассеяния этого реджеона на нуклоне и формулы (19), (20) в этом случае неприменимы. Как отмечалось Грибовым и Левиным (см. в [25]), правильный ответ для такого вклада в Δ_{inel} легко восстанавливается с помощью дисперсионного интеграла по M^2 и содержит логарифмическую особенность по M^2 . Численные оценки вклада различных реджевских обменов были проведены в работах [24, 25]. В работе [24] (см. также [13]) были сделаны такие выводы:

1) Вклад полюсов с $\alpha_i(0) = 1/2(P', \rho, \omega)$ численно мал:

$$\frac{\Delta^{P', \omega, \rho}}{\Delta_{el}} \leq 0, 2\sigma_{inel}/\sigma_{el} mR.$$

2) Вклад π -полюса мал параметрически, поскольку $d^2\sigma^{(\pi)}/dt dM^2$ мало в области малых $M^2/s \leq 1/mR$ по сравнению с вкладом дифракционной диссоциации. В результате

$$\frac{\Delta^{(\pi)}}{\Delta_{el}} \sim \frac{\sigma_{inel}}{\sigma_{el}} \frac{4}{(mR)^2}.$$

3) Доминирующий вклад в Δ_{inel} вносит дифракционная диссоциация (т. е. члены с $\alpha_i(0) = 1$), и только этот вклад следует учитывать при вычислении Δ_{inel} в области энергий $E \gtrsim 10$ ГэВ. Сечение дифракционной диссоциации $d^2\sigma_p/dtdM^2$ находим экстраполяцией экспериментально измеренных сечений $d^2\sigma/dtdM^2$ инклюзивных реакций на нуклоне в область больших s при каждом фиксированном значении M^2 .

Наиболее полный анализ трехреджеонных вкладов в Δ_{inel} для случая pd - и pd -рассеяния проведен в работе [25]. При этом основной вывод работы [24] о том, что в Δ_{inel} нужно учесть только вклад дифракционной диссоциации, подтвердился. Суммарный вклад всех вторичных реджеонов оказался мал (численно или параметрически).

В [24] был вычислен вклад дифракционной диссоциации в Δ_{inel} для pd -, pd - и Kd -рассеяния. В этой работе, однако, предполагалось, что сечение дифракционной диссоциации $d^2\sigma_p/dtdM^2$ убывает с ростом M^2 быстрее, чем $1/M^2$, что соответствовало бы равенству нулю трехпомеронной вершины при $t = 0$. Как было выяснено позднее, в ре-

зультате анализа данных о реакции $pp \rightarrow pX$, полученных на установке ISR ЦЕРН, сечение дифракционной диссоциации убывает как $1/M^2$.

$$d^2\sigma_p(t=0)/dt dM^2 = C_p |M^2, \quad (21)$$

где $C_p = (2,4 \pm 0,5)$ мб/ГэВ². Формула (21) справедлива при $M^2 \geq 4$ ГэВ². Если для значений теневого поправки в области масс $M^2 \leq 4$ ГэВ² использовать результаты работы [24], а для области масс $M^2 \geq 4$ ГэВ² — выражение (21), то в результате при $E \geq 20$ ГэВ² будем иметь (см. [13, 26]):

а) для pd -рассеяния

$$\Delta_{inel}^{(p)} = (0,20 \pm 0,04) \Delta_{el}^{(p)} + 4C_p^{(p)} \langle r^{-2} \rangle_d \ln \frac{2s}{M_0^2 m R_d}; \quad (22)$$

б) для pd -рассеяния

$$\Delta_{inel}^{(\pi)} = (0,38 \pm 0,13) \Delta_{el}^{(\pi)} + 4C_p^{(\pi)} \langle r^{-2} \rangle_d \ln \frac{2s}{M_0^2 m R_d}; \quad (23)$$

в) для Kd -рассеяния

$$\Delta_{inel}^{(K)} = (0,5 \pm 0,2) \Delta_{el}^{(K)} + 4C_p^{(K)} \langle r^{-2} \rangle_d \ln \frac{2s}{M_0^2 m R_d}, \quad (24)$$

где $M_0^2 = 4$ ГэВ², $R_d = (80 \text{ МэВ})^{-1}$.

Заметим, что в Δ_{inel} имеется член, логарифмически растущий с ростом s . По-видимому, вкладом этого члена объясняется наблюдаемый в эксперименте рост теневого поправки в hd -рассеянии (см. [25]). В трехреджеонном пределе константы C_p^i пропорциональны соответствующим полным сечениям

$$C_p^{(p)} : C_p^{(\pi)} : C_p^{(K)} = \sigma_{pp}^{tot} : \sigma_{\pi p}^{tot} : \sigma_{Kp}^{tot}. \quad (25)$$

Полученные с помощью соотношений (21) — (25) численные значения неупругой экранировки $\Delta_{inel}^{(p)}$ равны (в мбарн): $0,83 \pm 0,13$; $0,98 \pm 0,13$ и $1,39 \pm 0,20$ при E_p , равной 70; 200 и 2000 ГэВ соответственно и хорошо согласуются с найденными позднее в [25] значениями $\Delta_{inel}^{(p)}$ при разных параметризациях трехреджеонных вкладов: $0,63 \div 0,87$; $0,85 \div 1,18$ и $1,25 \div 1,85$. Для $\Delta_{inel}^{(\pi)}$ получаем из (23) $0,60 \pm 0,16$ ($E_\pi = 70$ ГэВ), $0,69 \pm 0,17$ ($E_\pi = 200$ ГэВ) и $0,75 \pm 0,18$ ($E_\pi = 310$ ГэВ). Соответствующие экспериментальные значения, найденные в [25], равны $0,40 \pm 0,14$; $0,54 \pm 0,11$ и $0,77 \pm 0,15$. В то же время расчеты $\Delta_{inel}^{(\pi)}$ [25] находятся в интервалах $0,44 - 0,57$ (70 ГэВ); $0,50 - 0,67$ (200 ГэВ) и $0,53 - 0,71$ (310 ГэВ).

3. Неупругая экранировка в сложных ядрах. Формула для неупругой экранировки в сложных ядрах была получена в работе [12]. Как показано в п. 2, при вычислении неупругой экранировки в ядрах следует учитывать только ту часть амплитуды инклюзивного про-

цесса $hN \rightarrow XN$, которая отвечает механизму дифракционной диссоциации. Вклад этого механизма в сечение инклюзивного процесса $hN \rightarrow XN$ в области $M \leq 2$ ГэВ имеет резонансный вид. В области $M > 2$ ГэВ, $s \gg m^2$ (m — масса нуклона) дифференциальное сечение дифракционной диссоциации $d^2\sigma_p(t=0)/dt dM^2$ хорошо описывается выражением (21), где константы $C_p^{(0)}$ зависят от сорта рассеивающихся частиц. Формуле (21) отвечает незануляющаяся при $t=0$ трехпомеронная вершина G_{PPP} .

Для вычисления вклада дифракционной диссоциации в полное сечения взаимодействия нуклонов с ядрами воспользуемся оптической моделью

$$(\nabla^2 + k_\alpha^2) \psi_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha'} V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}) \psi_{\alpha'}(\mathbf{r}), \quad (26)$$

где ψ_α и $\psi_{\alpha'}$ — волновые функции систем налетающий нуклон плюс ядро и адронная система X плюс ядра. Оптический потенциал определяется выражением

$$V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{r}) = -4\pi f_{\alpha\alpha'}(0) \rho(\mathbf{r}), \quad (27)$$

где $f_{\alpha\alpha}$, $f_{\alpha\alpha'}$, $f_{\alpha'\alpha'}$ — амплитуды процессов $hN \rightarrow hN$, $hN \rightarrow XN$, $XN \rightarrow XN$, $\int \rho(\mathbf{r}) d^3r = A$.

Поскольку амплитуда $f_{\alpha\alpha'}$ мала по сравнению с амплитудой $f_{\alpha\alpha}$, достаточно учесть $f_{\alpha\alpha'}$ в первом исчезающем порядке теории возмущений. В неупругую теньевую поправку в основном дают вклад малые массы $M^2/S \leq 1/mR$, где R — радиус ядра.

Будем считать, что в этом интервале масс полное сечение взаимодействия адронной системы X с нуклоном не зависит от массы M и близко к полному сечению hN -взаимодействия. Воспользуемся также тем, что амплитуда дифракционной диссоциации чисто мнимая и одинакова для процессов hp - и hn -взаимодействия. Решая уравнение (26) в эйкональном приближении, получаем амплитуду упругого рассеяния нуклона на ядре. Сечение выразим через амплитуду рассеяния на нулевой угол. В этом случае вклад неупругой экранировки в полное сечение взаимодействия нуклона с ядром можно представить таким образом:

$$\Delta\sigma = -\Delta\sigma_{inel} = -4\pi \int d^2b \int_{(m_h+m_\pi)^2}^{(\sqrt{s}-m)^2} dM^2 \frac{d^2\sigma_p(t=0)}{dt dM^2} \times \\ \times e^{-\sigma T(\mathbf{b})/2} |F(q_L, \mathbf{b})|^2, \quad (28)$$

где $T(\mathbf{b}) = \int \rho(\mathbf{b}, \mathbf{z}) dz$ — функция толщины на прицельном параметре \mathbf{b} ; q_L — продольная передача импульса при рождении массы M : $q_L = m(M^2 - m^2)/s$; формфактор

$$F(q_L, \mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{b}, \mathbf{z}) e^{iq_L z} dz$$

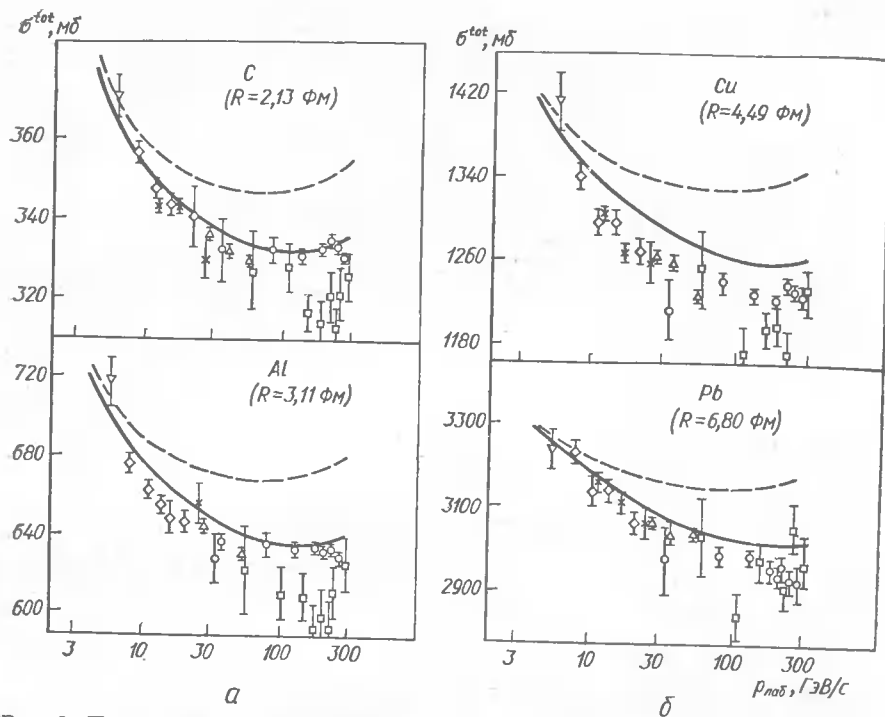


Рис. 3. Полные сечения взаимодействия нейтронов с разными ядрами. Штриховые кривые вычислены по формуле Глаубера — Ситенко (5) без учета неупругой экранировки; сплошные — учитывают вклад неупругой экранировки, вычисленный по формуле (28) для ядер углерода и алюминия (а), меди и свинца (б). Рисунки взяты из работы [17], данные из [16, 17].

ограничивает интегрирование по массе M областью

$$q_L R = M^2 m R / s \leq 1.$$

При гауссовой параметризации ядерной плотности $\rho(\mathbf{r}) = \frac{A}{\pi^{3/2} R^3} e^{-r^2/R^2}$ поправка $\Delta\sigma$ имеет вид

$$\Delta\sigma = - \left(\frac{4\pi R}{\sigma} \right)^2 \left[1 - \left(1 + \frac{\sigma A}{2\pi R^2} \right) e^{-\sigma A / 2\pi R^2} \right] \times \int_{(m_h + m_\tau)^2}^{(\sqrt{s} - m)^2} dM^2 e^{-q_L^2 R^2 / 2} \frac{d^2\sigma(t=0)}{dt dM^2} \quad (29)$$

Для больших значений параметра $\sigma A / 2\pi R^2$ (черное ядро) эта поправка может быть представлена так:

$$\Delta\sigma = - \left(\frac{4\pi R}{\sigma} \right)^2 (\gamma_0 + C \ln s / m^3 R), \quad (30)$$

где γ_0 определяется дифференциальным сечением дифракционной диссоциации $d^2\sigma_p / dt dM^2$, проинтегрированным по области масс $M \leq 2$ ГэВ, а коэффициенты C определяются выражениями (22) — (24).

Как и в случае рассеяния на дейтроне, неупругая теневая поправка $\Delta\sigma_{inel}$ с ростом s растет как $\ln s$, что является следствием медленного убывания величины $d^2\sigma_p(t=0)/dt dM^2$ с ростом M^2 . Коэффициент перед логарифмом определяется поведением $d^2\sigma_p(t)|_{dt dM^2}$ при $t \rightarrow 0$. Так, если бы это сечение становилось равным нулю при малых t согласно формуле $C_1 t$, то коэффициент перед $\ln s$ был бы пропорционален C_1 / R^2 , и растущая с энергией часть в $\Delta\sigma_{inel}$ была бы пренебрежимо малой при энергиях современных ускорителей.

Вместе с тем экспериментальные данные о реакции $pp \rightarrow pX$ при энергиях порядка сотен гигаэлектронвольт указывают на то, что нет никаких оснований ожидать равенства нулю $d^2\sigma_p / dt dM^2$ при $t \rightarrow 0$. Следует также отметить, что формула (28) для эффекта неупругой экранировки не содержит свободных параметров.

Точность формулы (28) обсуждалась в рамках метода собственных состояний дифракционного гамильтониана (см. [27]). Как следует из этого анализа, формула (28) является точной в пределе, когда флуктуации сечений дифракционных состояний малы $\Delta\sigma_i = \sigma_i - \langle \sigma \rangle \ll \langle \sigma \rangle$. С нашей точки зрения экспериментальная ситуация соответствует именно такому случаю, поскольку сечения дифракционной диссоциации в адрон-нуклонных соударениях малы по сравнению с упругими сечениями при энергиях $\leq 10^3$ ГэВ.

Если предположить существование пассивных дифракционных состояний (т. е. таких, которые не взаимодействуют с ядерным веществом [27]), то флуктуации сечений будут велики $\Delta\sigma_i \sim \langle \sigma \rangle$. Интересно, однако, что даже и в этом случае поправки к формуле (28) оказываются небольшими из-за того, что основной вклад в неупругую экранировку

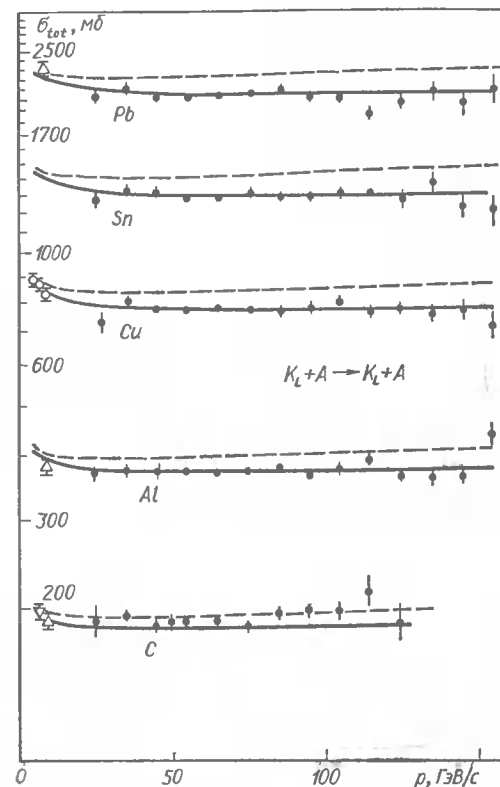


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для полных сечений каон-ядерных взаимодействий. Данные эксперимента и расчетов из работы [18].

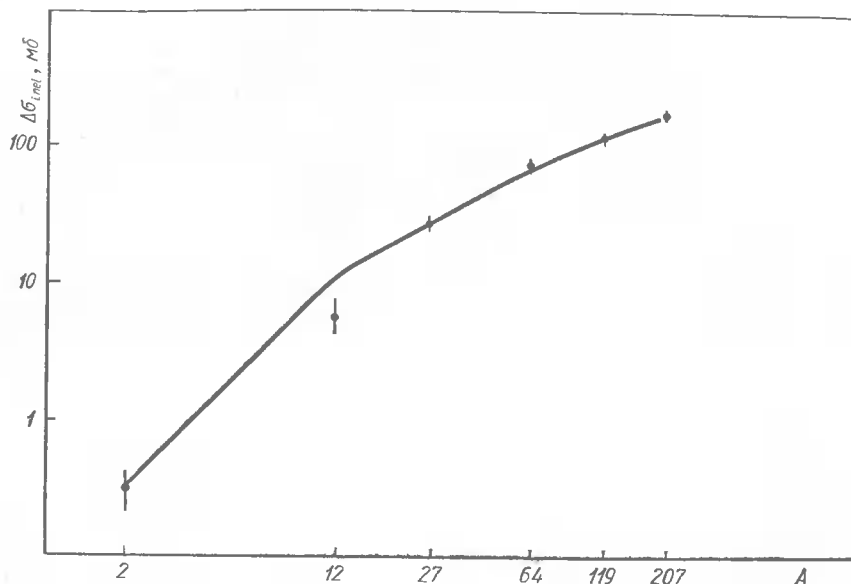


Рис. 5. Сравнение «экспериментальной» величины неупругой теневой поправки $\Delta\sigma_{inel}$ с теоретической, вычисленной по формуле (28). Данные эксперимента и расчетов из работ [18, 28]:

$$K_L + A \rightarrow K_L + A; p = 50 \text{ ГэВ/с.}$$

ку к полным сечениям дает область больших прицельных параметров $b \sim R$. Вклад малых прицельных параметров $b \ll R$ в $\Delta\sigma_{inel}$ (где проявление пассивных состояний было бы наиболее существенно) подавляется экспоненциальным множителем $\exp(-\sigma T(b)/2)$.

Численные значения неупругой экранировки, которые были предсказаны в [12], соответствовали полученным позднее экспериментальным значениям, измеренным в nA -столкновениях с точностью до 10% [16—17].

Экспериментально впервые наличие неупругой экранировки было обнаружено в опытах группы ИТЭФ—МГУ, измеривших на ускорителе ИФВЭ энергетическую зависимость полных сечений нейтрон-ядерных соударений в интервале 26—54 ГэВ [16]. Позднее величина $\Delta\sigma_{inel}$ была также найдена в опытах по измерению полных сечений nA - и $K_L A$ -взаимодействий, выполненных в Лаборатории им. Ферми и в ЦЕРН [17, 18].

На рис. 3 приведены численные расчеты полных сечений взаимодействия нейтронов с разными ядрами, взятые из работы [17]. Штриховые кривые вычислены без учета неупругой экранировки по формуле Глаубера — Ситенко [5]; сплошные — учитывают вклад неупругой экранировки, вычисленной по формуле (28). Экспериментальные данные взяты из работ [16, 17].

На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных данных о полных сечениях $K_L A$ -взаимодействий [18] с расчетами, учитывающими

(сплошные кривые) и не учитывающими (штриховые кривые) неупругую экранировку. Неупругая теневая поправка вычислена по формуле (28). Результаты расчетов взяты из работы [18].

На рис. 5 экспериментальная величина неупругой теневой поправки $\Delta\sigma_{inel}$ (т. е. полученная при вычитании из экспериментальных сечений [18] теоретических, вычисленных по формуле Глаубера — Ситенко [5]), сравнивается с результатами расчетов по формуле (28). Экспериментальные данные подтверждают наличие теневой поправки $\Delta\sigma_{inel}$ и ее измеренная величина хорошо согласуется с теоретической и вычисленной по формуле (28). С другой стороны, формула Глаубера — Ситенко, дополненная неупругой теневой поправкой, хорошо описывает все имеющиеся экспериментальные данные о полных сечениях адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

1. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, вып. 2.— С. 152—163.
2. Glauber R. J. High energy scattering collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— P. 315.
3. Грибов В. Н. Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1969.— 56, вып. 3.— С. 892—901.
4. Кондратьев Л. А., Копелиович В. Б. Электромагнитные поправки к рассеянию быстрых заряженных частиц на ядрах // Материалы 6-й зим. шк. ЛНЯФ.— 1971.— 6, ч. 2.— С. 268—287.
5. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновения.— М.: Мир, 1967.— 191 с.
6. Колыбасов В. М., Маринов М. С. Взаимодействие частиц высокой энергии с дейтронами // Успехи физ. наук.— 1973.— 109, вып. 1.— С. 137—156.
7. Тарасов А. В. Когерентное и некогерентное рождение частиц на атомных ядрах в теории многократного рассеяния // Пробл. физики элементар. частиц и атом. ядра.— 1976.— 7, вып. 3.— С. 771—815.
8. Blinov A. V. et al. Investigation of the reactions ${}^3\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + n$ and ${}^3\text{H} + p \rightarrow {}^2\text{H} + p$ at a triton momentum of 2.5 GeV/c // J. Phys. G.— 1982.— 8.— P. 223—230.
9. Кондратьев Л. А. Новые теоремы о взаимодействии в конечном состоянии при развале дейтрона // Ядер. физика.— 1976.— 24, вып. 3.— С. 477—486.
10. Кондратьев Л. А., Шматиков М. Ж., Бидзарри Р. Антипротонное взаимодействие при средних энергиях и теория Глаубера // Там же.— 1981.— 33, вып. 3.— С. 795—801.
11. Dalkarov O. D., Karmanov V. A. Antiproton-nucleus scattering at low and intermediate energy.— Moscow, 1986.— 59 с. (Preprint FIAN-87).
12. Карманов В. А., Кондратьев Л. А. Неупругая экранировка при рассеянии нуклонов высокой энергии на сложных ядрах // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1973.— 17, вып. 11.— С. 619—621.
13. Кондратьев Л. А. Неадиабатические эффекты и неупругая экранировка в рассеянии частиц высокой энергии на ядрах // Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами.— 1974.— Вып. 1. С. 5—17.
14. Abers E. et al. On the shadow effects in high-energy scattering from deuterons // Nuovo Cim. A.— 1966.— 42, N 2.— P. 365—389.
15. Pumplin J., Ross M. Inelastic shadow effects in nuclear total cross sections // Phys. Rev.— 1968.— 21, N 26.— P. 1778—1782.
16. Бабаев А. И. и др. Измерение полных сечений взаимодействия нейтронов с протонами и ядрами в интервале энергий 26—54 ГэВ // Ядер. физика.— 1974.— 20, вып. 1.— С. 71—88.
17. Murthy P. V. R. et al. Neutron total cross sections on nuclei at Fermilab energies // Nucl. Phys. B.— 1975.— 92, N 1.— P. 269—358.
18. Gsponer A. et al. K_L^+ -nucleus total cross sections between 30 and 150 GeV. Quantitative evidence for inelastic screening // Phys. Rev. Lett.— 1979.— 42, N 1.— P. 913—919.

19. Glauber R. J., Matthiae G. High-energy scattering of protons by nuclei // Nucl. Phys. B.— 1970.— 21, N 1.— P. 135—157.
20. Глаубер Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами // Успехи физ. наук.— 1973.— 103, вып. 4.— С. 641—673.
21. Кондратьев Л. А., Симонов Ю. А. Неупругое рассеяние адронов высокой энергии на ядрах // Элементарные частицы.— 1975.— Вып. 1.— С. 72—89.
22. Колюбасов В. М., Кондратьев Л. А. Неадиабатические эффекты в рассеянии частиц высоких энергий на ядрах // Ядер. физика.— 1973.— 18, вып. 2.— С. 316—326.
23. Ксензов В. Г. Интерференционные эффекты в реакциях с участием слабосвязанных ядерных систем: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— М., 1980.— 19 с.
24. Kaidalov A. B., Kondratyuk L. A. Inclusive processes and shadow effects in deuterons // Nucl. Phys. B.— 1973.— 135.— P. 90—108.
25. Дахно Л. Г. Эффекты тенсового экранирования в рассеянии протонов и π -мезонов на дейтроне // Ядер. физика.— 1983.— 37, вып. 4.— С. 993—1010.
26. Кондратьев Л. А. Релятивистская динамика адрон-ядерных взаимодействий и структура легких ядер: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— М., 1985.— 33 с.
27. Николаев Н. Н. Кварки во взаимодействиях лептонов, фотонов и адронов высокой энергии с ядрами // Успехи физ. наук.— 1981.— 134, вып. 3.— С. 369—430.
28. Gsponer A. K total cross-section and K_s coherent regeneration on nuclei between 30 and 130 GeV/c. Ph. D. Thesis, CERN.— Geneva, 1978.— 90 p.

УДК 539.17

Б. З. Копелиович, Л. И. Ланидус

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

ЭФФЕКТЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЦВЕТА В ДИФРАКЦИОННОМ РАССЕЯНИИ АДРОНОВ НА ЯДРАХ

1. «Мягкие» адронные процессы в КХД

Изучение периферического взаимодействия адронов при высоких энергиях наталкивается на нерешенную в КХД проблему больших расстояний. Тем не менее можно сформулировать некоторые общие следствия того, что в КХД взаимодействие цветное. Адроны, состоящие из цветных объектов, сами бесцветны. Их взаимодействие напоминает взаимодействие нейтральных систем (позитроний, атомы и др.) в КЭД. Цвет внутри адронов пространственно распределен, и взаимодействие имеет дипольный характер. Если величина τ характеризует поперечный размер области, в которой распределен внутренний цвет адрона, то следует ожидать, что сечение взаимодействия такой конфигурации

$$\sigma(\tau) = \tau^2 \sigma_{\text{tot}} / \langle \tau^2 \rangle. \quad (1)$$

Здесь $\langle \tau^2 \rangle = \int d^2\tau \tau^2 |\psi(\tau)|^2$; $\psi(\tau)$ — волновая функция адрона. То, что при $\tau \rightarrow 0$ сечение $\sigma(\tau) \rightarrow 0$ означает, что точечный бесцветный адрон не может взаимодействовать.

Начиная с работ Лоу [1] и Нуссинова [2] упругое рассеяние адронов часто описывают [3, 4] в двухглюонном приближении. Соответствующие графики показаны на рис. 1 для мезон-нуклонного рассеяния. Подразумевается суммирование по всем способам присоединения

глюонов к кваркам нуклона. Естественно, применимость борновского приближения не может быть мотивирована в духе теории возмущений, так как константа связи $\alpha_s \approx 0,5$ здесь велика. Причина хорошего соответствия двухглюонного приближения экспериментальным данным по полным сечениям заключается в том, что оно правильно воспроизводит зависимость (1) сечения взаимодействия от размера адрона. Действительно, вклад в $\sigma(\tau)$ суммы графиков на рис. 1 имеет вид

$$\sigma(\tau) = \frac{32}{3} \pi \alpha_s \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2 k^4} (1 - e^{ik \cdot \tau}) (1 - f_N(k^2)). \quad (2)$$

Двухкварковый формфактор нуклона выберем в гауссовской форме:

$$f_N(k^2) \equiv \langle \exp[ik(\rho_1 - \rho_2)] \rangle_N = \exp(-k^2/\lambda^2),$$

где $\lambda^2 \approx 3,2 \text{ ФМ}^{-2}$. Здесь ρ_i ($i = 1, 2, 3$) — прицельные параметры кварков в нуклоне, по которым проводится усреднение. Выражение (2) приводится к виду [5]:

$$\sigma(\tau) = \frac{16\pi\alpha_s^2}{3\lambda^2 \ln 2} [1 + C - e^{-\gamma} + \ln \gamma - (1 + \gamma) Ei(-\gamma)], \quad (3)$$

где $\gamma = \lambda^2 \tau^2 / 4$. Константа α_s фиксируется условием $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = (16/3) \times \pi \alpha_s^2 / \lambda^2$.

Из (3) видно, что при $\tau \rightarrow 0$ сечение действительно падает как $\tau^2 \ln \tau$. Дополнительный по сравнению с выражением (1) фактор $\ln \tau$ обязан вкладу дипольного дальнего действия в формуле (2).

2. Поглощение адронов ядерной средой. Неупругие поправки

Рассмотрим задачу о поглощении адронов высокой энергии при прохождении через ядерную среду. Сечение адрон-адронного взаимодействия, как показано в п. 1, зависит от поперечного размера τ налетающего адрона. В системе покоя адрона величина τ флуктуирует за время $t^* \approx \mu^{-1}$, где μ — массовый параметр порядка разности масс адрона и первого дифракционного возбуждения. В лабораторной системе (л. с.) это время увеличивается до $t \approx E/\mu^2$. Если энергия адрона E достаточно велика $E \gg \mu^2 R_A$, где R_A — радиус ядра мишени, то кварки налетающего адрона можно считать «замороженными» на время прохождения через ядро. Поэтому вероятность адрона пройти через ядро без взаимодействия равна [5]:

$$W(T) = \int d^2\tau |\psi_h(\tau)|^2 \exp[-\sigma(\tau) \cdot T] \equiv \langle \exp[-\sigma(\tau) \cdot T] \rangle_\tau.$$

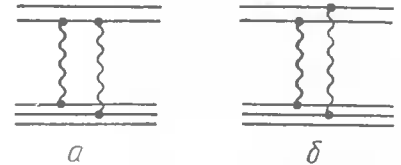


Рис. 1. Двухглюонные диаграммы для мезон-нуклонного рассеяния.

Здесь $T = \int dz \rho(z)$ — интеграл от ядерной плотности вдоль траектории адрона. Если $\sigma(\tau)$ подставить в (3) в форме (1), и волновую функцию адрона $\psi_h(\tau)$ — в гауссовой форме

$$|\psi_h(\tau)|^2 = (\pi \langle \tau^2 \rangle)^{-1} \exp(-\tau^2 / \langle \tau^2 \rangle),$$

то

$$W(T) = (1 + \sigma_{tot}^{hN} T)^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, вместо экспоненциального затухания пучка в ядерной среде имеет место лишь степенное падение [5]. Заметим, что также поглощаются позитроны при прохождении через вещество.

Эффекты, которые привели к столь сильному «просветлению» ядерной среды, в теории многократного перерассеяния Глаубера — Ситенко [6—8] являются обычными неупругими поправками. Их конкретный вид определяется выбором базиса собственных состояний взаимодействия [9], который зависит от модели. В базисе физических состояний эти поправки выглядят как учет возможности дифракционной диссоциации адрона на одном нуклоне и переходе струи опять в адрон на другом нуклоне. Поэтому ясно, что неупругие поправки уменьшают выбивание адронов из пучка, т. е. «просветляют» ядро.

Если начальная энергия недостаточно велика для условия $E/\mu^2 \gg R_A$, необходимо учитывать смешивание собственных состояний с различными значениями τ [10].

3. Дифракционное рассеяние адронов на ядрах

Упругая дифракционная амплитуда адрон-ядерного рассеяния имеет вид [5]:

$$f_{el}^{hA}(b) = 1 - \langle \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma(\tau) T(b) \right] \rangle_\tau. \quad (5)$$

Здесь b — прицельный параметр.

Усреднение по τ во втором слагаемом в (5) приводит, согласно (4), к значительному увеличению его по сравнению с глауберовским выражением, если $\sigma_{tot}^{hN} \cdot T(b) \gg 1$. При этом, однако, второе слагаемое в (5) является лишь малой поправкой к единице, поэтому отличие (5) от амплитуды, вычисленной в приближении Глаубера — Ситенко, т. е. наупругая поправка, мало. Следовательно, для экспериментальной проверки (5) необходимо изучать процессы, сечение которых содержит в качестве фактора вероятность прохождения адрона через ядро (см. ниже).

Зная амплитуду упругого рассеяния, легко вычислить сечение неупругой когерентной дифракции адрона на ядре, просуммированное по конечным состояниям адрона [5]:

$$\sigma_{diff}^{hA} = \int d^2b [\langle f_{el}^2(b, \tau) \rangle_h - \langle f_{el}(b, \tau) \rangle_h^2]. \quad (6)$$

Это выражение не содержит неизвестных параметров, и результаты расчета [5] хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Часто процессы неупругой дифракции используют в качестве метода для измерения сечения σ_x взаимодействия с нуклоном нестабильных адронных систем, рожденных при дифракционной диссоциации налетающего адрона. Процедура теоретического анализа данных, используемая при этом, полностью игнорирует неупругие поправки. Как следствие этого, найденные из анализа сечения σ_x оказываются аномально малы, часто меньше сечения налетающего адрона. В нефизичности такого результата легко убедиться, проделав «теоретический эксперимент»: определим σ_x из сечения дифракционной диссоциации, вычисленного по формуле (5). Результат такого анализа приведен на рис. 2. Видно, что с ростом толщины ядра величина σ_x падает и становится меньше σ_{tot}^{pN} . Ясно, однако, что малость σ_x есть следствие неучета неупругих поправок, просветляющих ядро. Это не есть сечение поглощения в ядре рожденного адронного состояния, которое образуется лишь вне ядра. Другой пример для реакции $pd \rightarrow Xd$, где сечение σ_x оказывалось отрицательным, был рассмотрен в работе [11].

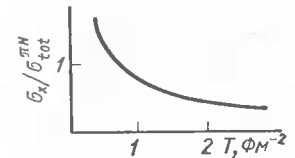


Рис. 2. Зависимость параметра σ_x от толщины ядра.

4. Регенерация K_s мезонов на ядрах

Выше отмечалось, что наиболее подходящими для проверки соотношения (1) являются процессы, где регистрируется прошедшая через ядро волна. Примером этого является когерентная регенерация K_s мезонов на ядрах [12]. Этот процесс замечателен еще тем, что обмен ω -релжеоном, ответственный за СР-перезарядку $K_L L \rightarrow K_s$, выбирает в падающем пучке K_L -флуктуации с увеличенным поперечным размером:

$$R^2(E, b) \cong R_0^2 + 4\alpha_\omega \ln \left(\frac{2E\rho_0}{\mu^2 T(b)} \right). \quad (7)$$

Здесь $\alpha_\omega \cong 0,75 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ — параметр наклона ω -траектории; $R_0^2 \cong 0,26 \text{ Фм}^2$ — средний квадрат радиуса K -мезона; E — энергия пучка; $\mu \cong \text{ГэВ}$ — массовый параметр; $\rho_0 \cong 0,15 \text{ Фм}^3$ — средняя плотность нуклонов в ядре. Благодаря большой величине α_ω радиус $R(E, b)$ быстро растет с энергией и заметно превышает R_0 . Соответственно поглощение K -мезонов ядром возрастает.

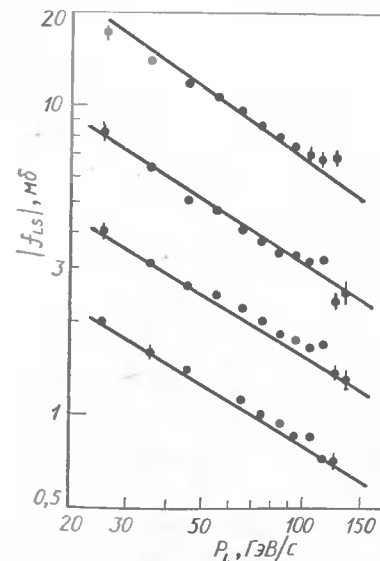


Рис. 3. Амплитуда когерентной перезарядки $K_L \rightarrow K_s$ на ядрах [12].

На рис. 3 приведены результаты расчета [12] амплитуды регенерации, выполненного при разных энергиях и для различных ядер. Расчет не содержит неизвестных параметров и хорошо согласуется с экспериментальными данными. Рассмотренный процесс интересен тем, что неупругие поправки здесь не увеличивают, а уменьшают прозрачность ядра. Расчет согласуется с предсказанием КХД (1), (2). Тем не менее расчет [13] сечения регенерации K_s -мезонов, выполненный в модели составляющих кварков, также приводит к хорошему согласию. Поэтому этот процесс не является критическим.

5. Квазиупругое рассеяние адронов на ядрах

Б. Г. Захаровым и одним из авторов [14] было рассмотрено квазисвободное рассеяние на нуклонах ядра как способ проверки зависимости (1). Можно ожидать, что в мезон-нуклонном рассеянии с переданным импульсом q формфактор «выбирает» в мезоне флуктуации малого поперечного размера $\tau \approx 1/q$. Поэтому если рассеяние происходит в присутствии поглощающей ядерной среды, то поглощение мезона в соответствии с (1) будет сильно зависеть от q и с ростом q должно исчезнуть. Величина $A_{\text{eff}}(q^2) = (d\sigma^{hA}/dq^2)/(d\sigma^{hN}/dq^2)$ должна резко возрастать от $A^{1/3}$ при $q^2 \leq m_\pi^2$ до A при $q^2 \gg m_\pi^2$.

Сечение однократного квазиупругого рассеяния на ядре можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_{Qel}}{dq^2} = \frac{1}{4\pi} \int d^2b T(b) \langle f_{el}(q, \tau) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)} \rangle_\tau^2. \quad (8)$$

Амплитуду упругого мезон-нуклонного рассеяния $f_{el}(q, \tau)$ и полное сечение $\sigma(\tau) = \text{Im} f_{el}(0, \tau)$ вычислим в двухглюонном приближении

$$f(q, \tau) = i \frac{16}{3} \alpha_s^2 \int d^2k (e^{iq\tau/2} - e^{ik\tau}) (e^{-r_N^2 q^2/6} - e^{-r_N^2 (k^2 - q^2/4)/2}) \times \\ \times \left[\left(\frac{1}{2} \mathbf{q} - \mathbf{k} \right)^2 + M_g^2 \right]^{-1} \left[\left(\frac{1}{2} \mathbf{q} + \mathbf{k} \right)^2 + M_g^2 \right]^{-1}. \quad (9)$$

Здесь $r_N = 0,7 \text{ Фм}$ — среднеквадратичный радиус нуклона; $\alpha_s = 0,826$ — константа КХД, фиксированная из нормировки на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N} = 24,5 \text{ мб}$, $\psi_\pi(\tau)$ подставлялась в гауссовой форме с $r_\pi = 0,59$. Для устранения расходимости в наклоне при малых q в (9) введена эффективная масса глюона M_g . Она имеет величину порядка обратного размера адрона и выбрана равной $0,17 \text{ ГэВ}/c^2$.

Расчет $A_{\text{eff}}(q^2)$ для ряда ядер, выполненный по формулам (8), (9), показан на рис. 4 сплошными кривыми; пунктиром дан расчет в глауберовском приближении. Видно, что A_{eff} растет с q^2 значительно медленнее, чем ожидалось. Величина эффекта того же порядка, что и

в АКМ. Причина этого, как легко понять, в том, что при $q^2 \gg m_\pi^2$ в упругом рассеянии доминирует график рис. 1, б, который, как уже говорилось, не содержит формфактора мезона и не выделяет малые размеры.

Заметим, что при значительном увеличении q^2 ядерное экранирование в квазиупругом рассеянии все же должно исчезнуть. Действительно, для того чтобы рассеяние кварков с большим переданным импульсом не сопровождалось тормозным излучением глюонов, нужно, чтобы кварки и их цветное поле были локализованы в малой области τ .

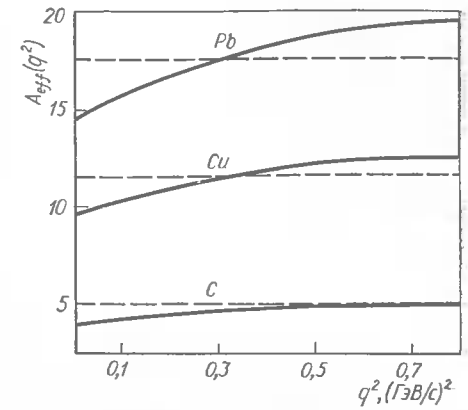


Рис. 4. Значения $A_{\text{eff}}(q^2)$ для однократного квазиупругого рассеяния.

6. Квазисвободная перезарядка на ядерных нуклонах

В отличие от квазиупругого рассеяния процесс с изменением квантовых чисел мезона, в той области передач, где доминирует вклад реджевских полюсов, действительно выделяет малый размер мезона [14]. Реджеон, как видно из рис. 5, а, передает импульс q лишь одному из кварков мезона, что приводит к появлению формфактора.

Сечение однократной квазисвободной перезарядки на нуклоне ядра запишем в виде

$$\frac{d\sigma_{Qcex}}{dq^2} = \frac{1}{8\pi} \frac{Z}{A} \int d^2b T(b) \text{Sp} \{ \langle \hat{f}_{cex}^+(q, \tau) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)} \rangle_\tau \times \\ \times \langle \hat{f}_{cex}(q, \tau) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)} \rangle_\tau \}. \quad (10)$$

Амплитуда перезарядки $\hat{f}_{cex}(q, \tau)$ — матрица 2×2 в пространстве спина нуклона. Запишем ее в виде

$$\hat{f}(q, \tau) = F(\varepsilon + \sigma \mathbf{n}) \exp \left(-\lambda q^2 + \frac{i}{2} \mathbf{q} \boldsymbol{\tau} \right). \quad (11)$$

Здесь F содержит все факторы, не зависящие от q и τ ; \mathbf{n} — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Рассмотрим реакцию $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, в которой вклад реджевского A_2 -полюса, по-видимому, доминирует до $q^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2$. Это видно из поведения дифференциального сечения этой реакции, показанного на рис. 6 кривой, проведенной через экспериментальные точки [15].

Расчет $Z_{\text{eff}}(q^2)$ выполним для двух вариантов зависимости $\sigma(\tau)$: 1 — $\sigma(\tau)$ вычисляется по формуле (1); 2 — $\sigma(\tau)$ вычисляется в двухглюонном приближении по формуле (2). Пространственные части вол-



Рис. 5. Кварковые диаграммы для 1 — $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$; 2 — $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

результат глауберовского приближения, не зависящий от q^2 . Различия двух расчетов есть антиэкранирующий вклад неупругих поправок, достигающих в данном случае сотен процентов. Рост в АМК того же порядка, что в квазиупругом рассеянии, т. е. почти отсутствует. Спецификой реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ является минимум в дифференциальном сечении [15] при $q^2 \approx 0,6$ (ГэВ/с)², показанном на рис. 6. Известны два объяснения этого явления. Одно связывает минимум с обращением в нуль вычета ρ -полюса в точке с «неправильной» сигнатурой. Другая возможная причина — деструктивная интерференция вкладов ρ -полюса и ρP -ветвления в амплитуде с переверотом спина. Обе интерпретации имеют свои трудности, и вопрос о том, какая правильная, пока не имеет ответа.

Изучение квазисвободной перезарядки $\pi^- \rightarrow \pi^0$ на ядрах открывает новые возможности для дискриминации механизма образования минимума. В первом случае поведение $Z_{\text{eff}}(q^2)$ практически не отличается от расчетов для реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 X$, показанных на рис. 7 штрихпунктирными кривыми; во втором — интерференция полюса и ветвления на ядре происходит иначе, чем на водороде. Действительно, в районе минимума полюсный график, показанный на рис. 5, а, усилен на ядре фактором $Z_{\text{eff}} \approx Z$. В графике на рис. 5, б, отвечающем ρP -ветвлению, импульс передается обоим кваркам мезона, формфактор отсутствует, и этот вклад усилен на ядре лишь фактором $Z'_{\text{eff}} \approx Z^{1/3}$. Поэтому минимум в сечении однократной перезарядки на ядре должен сместиться в сторону больших значений q^2 , а на тяжелых ядрах совсем исчезнуть. Это приводит к специфической q^2 -зависимости Z_{eff} , показанной для ядра C^{12} на рис. 7 сплошными кривыми.

В существующих экспериментальных данных, к сожалению, не выделен вклад однократного рассеяния. Поэтому следует учесть вклад дополнительных упругих перерассеяний в ядре. Главную поправку дает двукратное рассеяние, вычисляемое в подходе Глаубера — Ситенко:

$$\frac{d\sigma_{\text{сех}}^{(2)}}{dq^2} = \frac{Z(A-1)}{8\pi A^2} \int d^2b T^2(b) \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \text{Sp} \{ \hat{f}_{\text{сех}}^+(k, \tau) f_{\text{el}}^*(\mathbf{q} - \mathbf{k}, \tau) \times \\ \times e^{-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)} \}_{\tau} \{ \hat{f}_{\text{сех}}(k, \tau) f_{\text{el}}(\mathbf{q} - \mathbf{k}, \tau) e^{-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)} \}_{\tau}. \quad (12)$$

Суммарный вклад (10) и (12) для перезарядки $\pi^- \rightarrow \eta^0$ для ядра C^{12} сравнивается на рис. 8 с данными [15]. В эксперименте [15] собы-

новых функций $\psi_\pi(\tau)$ и $\psi_\eta(\tau)$, а следовательно, и сечения $\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{\eta N}$ будем считать одинаковыми.

Результаты расчета для ядра C^{12} по формулам (10), (11) в вариантах 1 и 2 приведены на рис. 7 штрихпунктирными кривыми. Видно, что Z_{eff} действительно быстро растет с q^2 . Штриховой прямой показан резу-

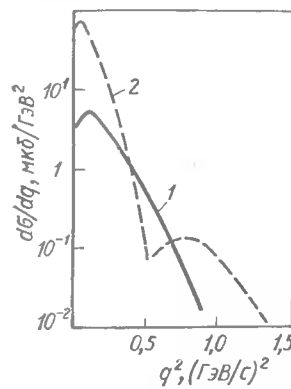


Рис. 6. Дифференциальные сечения реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$. Кривые приведены по данным работы [15] при 40 ГэВ/с.

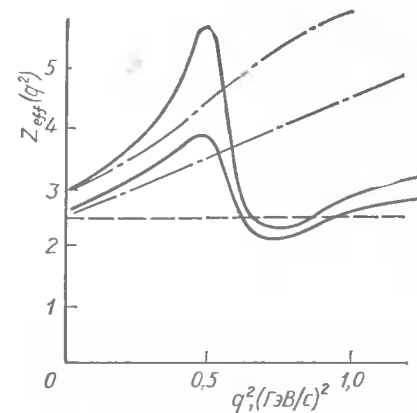


Рис. 7. Предсказания для $Z_{\text{eff}}(q^2)$ в реакции однократной квазисвободной перезарядки на ядре C^{12} .

тия с протонами отдачи не регистрировались, поэтому в (12) вводился поправочный фактор 5/12.

Аналогичный расчет для перезарядки $\pi^- \rightarrow \eta^0$ сравнивается с данными [15] на рис. 9. Сплошная и штрихпунктирная кривые соответ-

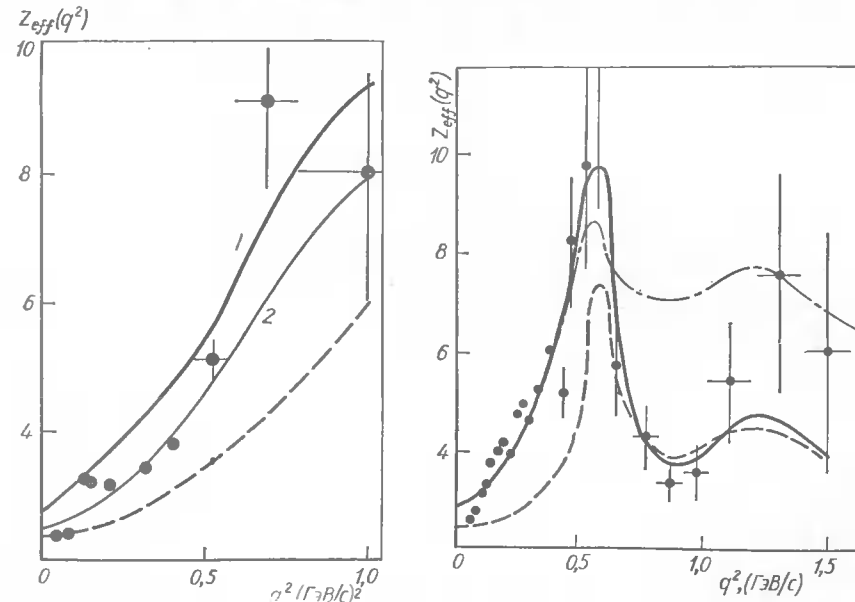


Рис. 8. $Z_{\text{eff}}(q^2)$ в реакции квазисвободной перезарядки $\pi^- C \rightarrow \eta^0 X$. Данные работы [15]. Сплошные кривые — расчет по формулам (1), (2), (10); пунктирная — расчет в приближении Глаубера — Ситенко.

Рис. 9. То же, что на рис. 8. Штрихпунктирная кривая отвечает полюсному варианту в амплитуде перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

ствуют кривым в варианте 1 на рис. 7. Пунктир отвечает приближению Глаубера — Ситенко. Видно, что сплошная кривая лучше согласуется с данными, что является аргументом в пользу важной роли ветвлений в объяснении минимума в сечении реакции $\pi^- \rightarrow \pi^0$. Наиболее ярким является сильное расхождение данных с приближением Глаубера — Ситенко и АМК.

Таким образом, проведенное сравнение расчетов с экспериментальными данными дает серьезные аргументы в пользу предсказываемой КХД зависимости (I) сечения от размера адрона. Тем не менее желательно получение новых данных на более тяжелых ядрах, где эффект сильнее, а также других процессов перезарядки (например $\pi N \rightarrow \pi N$). Требуется также выделение однократных событий, для чего нужно регистрировать нуклон отдачи (в пучке π^+ — это протон).

7. Образование адронов на ядрах в трехреджеонной области

7.1 Трехреджеонные графики в КХД. Рассмотрим инклюзивную перезарядку $a + b \rightarrow c + X$ в трехреджеонной области кинематических переменных: $s/M_X^2 \gg 1$, $M_X^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$. В сечении этого процесса можно выделить вклады трехреджеонных графиков двух типов: RRR и RRP , показанных на рис. 10, а и 11, а. Пунктирная линия обозначает взятие абсорбционной части. Зависимость вкладов этих графиков от фейнмановской переменной x дается выражениями (см., например, [16])

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dq^2}\right)_{RRR} = \sqrt{\frac{s_0}{s}} \frac{G_{RRR}(0)}{\sqrt{1-x}} \exp\{-q^2 [R_{RRR}^2 - 2\alpha'_R \ln(1-x)]\}; \quad (13)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dq^2}\right)_{RRP} = G_{RRP}(0) \exp\{-q^2 [R_{RRP}^2 - 2\alpha'_R \ln(1-x)]\}. \quad (14)$$

Здесь $G(q^2) = G(0) \exp(-q^2 R^2)$ — соответствующие эффективные трехреджеонные вершины; $\alpha'_R \approx 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ — параметр наклона реджевских траекторий; считается, что интерсепты реджевских траекторий $\alpha_R(0) = 1/2$, $\alpha_P(0) = 1$.

Диаграмме на рис. 10, а отвечают планарные графики, показанные на рис. 10, б, в. Процесс происходит следующим образом. Кварки налетающего адрона находятся в сильно асимметричной по импульсам конфигурации: один из кварков несет весь импульс. Вероятность такой конфигурации подавлена фактором $1/\sqrt{s}$. После того как медленный кварк (антикварк) проаннигилировал, начинается фрагментация быстрого кварка, например, адронизацией цветной триплетной струны, образовавшейся между быстрым кварком и дикварком мишени (пусть для определенности $b = N$). Адронизация происходит лишь до импульсов $p \approx (1-x) s/2m_N$, после чего антикварк с этим импульсом сразу подхватывается лидирующим кварком. Вероятность такого подхвата есть $dx/\sqrt{1-x}$. Все эти факторы действительно содержатся в выражении (13).

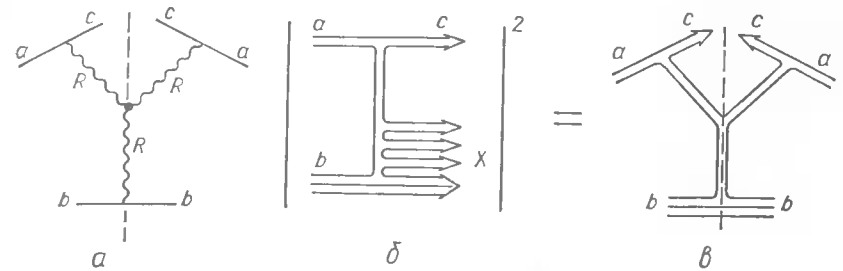


Рис. 10. Кварковые диаграммы для графика RRR .

Интерпретация графика RRP на рис. 11, а менее тривиальна. Налетающий мезон, как показано на рис. 11, б, находится в конфигурации, когда быстрый кварк несет долю импульса x_1 , а медленный $1 - x_1$. Вероятность этого равна $1/\sqrt{1-x_1}$. После обмена глюоном одного из кварков с мишенью медленный кварк полностью фрагментирует в струю с массой $M_1 = \sqrt{sx}$, а быстрый — до массы $M_2 = \sqrt{sx/x_1}$ и затем подхватывает кварк с импульсом $p \approx (1-x/x_1) \cdot s/2m_N$. Вероятность такого подхвата равна $1/\sqrt{1-x/x_1}$. Произведение структурной функции налетающего мезона и функции фрагментации следует проинтегрировать по x_1 , что дает

$$\int dx_1 dx_2 \delta(x_1 x_2 - x) [(1-x_1)(1-x/x_1)]^{-1/2} = \int_x^1 dx_1 [x_1(1-x_1)(x_1-x)]^{-1/2}. \quad (15)$$

Нетрудно видеть, что при $x \rightarrow 1$ этот интеграл не зависит от x . Это соответствует выражению (14) и является следствием непланарной (цилиндрической) формы графика на рис. 11. Хотя кварковые диаграммы на рис. 11, б, в приводят к x -зависимости, соответствующей трехреджеонной феноменологии (14), имеется принципиальное различие между графиками на рис. 11, а и 11, в, г. Обычная интерпретация графика рис. 11, а состоит в том, что реджеон R упруго рассеивается на мишени путем обмена помероном. Однако график на рис. 11, в не имеет аналогичного графика, экранирующего цвет в реджеоне (ср. с рис. 11, а, б). Более того, график на рис. 11, г не допускает трехреджеонной интерпретации. Причина такого несоответствия состоит в том, что в КХД понятие трехреджеонной вершины, локализованной в шкале быстрой, имеет смысл лишь для вершины RRR , как на рис. 10. В отличие от скалярной теории $\lambda\phi^3$, обычно использовавшейся ранее, в КХД возможно взаимодействие с большим интервалом быстрой путем обмена глюоном. Поэтому использование графиков RRP , PPP и других возможно лишь для целей феноменологии, поскольку они дают правильную x -зависимость. Однако в случае взаимодействия с ядром, как показано ниже, необходима правильная «расшифровка» этих графиков (как на рис. 11).

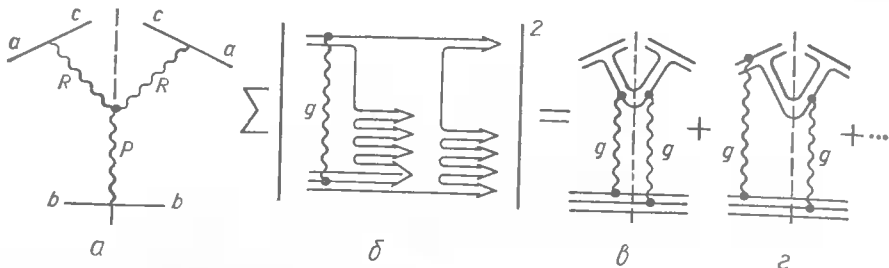


Рис. 11. Кварковые диаграммы для графика RRP.

7.2. Длина фрагментации лидирующего адрона. В отличие от упругого рассеяния или бинарной перезарядки в инклюзивном процессе лидирующий адрон образуется не сразу, а на некотором расстоянии после взаимодействия с мишенью. Не следует, однако, думать, что на этом интервале l_f взаимодействие невозможно. До того как закончилась адронизация, цветная струна, имеющая поперечный размер порядка 1 Фм и длину (в л. с.) менее 1 Фм, может взаимодействовать с сечением порядка адронного. Однако взаимодействия струны практически не сказываются на импульсе лидирующего адрона [17], поскольку быстрый кварк в струне и так тормозится с силой κ , где κ — эффективный коэффициент натяжения струны (с учетом тормозного излучения глюонов). Торможение прекращается лишь после окончания адронизации, т. е. подхвата быстрым кварком антикварка и образования бесцветного объекта. С другой стороны, неупругие взаимодействия при прохождении бесцветных адронов через ядро следует запретить, так как в процессе $hN \rightarrow hX$ теряется значительная часть импульса.

Таким образом, в инклюзивном процессе, например в перезарядке, величина A имеет вид, отличный от (10):

$$A_{\text{eff}}(q^2 = 0, x) = \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z) \times \left| \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sigma(\tau) \left[T(b) - \int_z^{z+l_f} dz' \rho(b, z') \right] \right\} \right|^2. \quad (16)$$

Аналогичным образом модифицируется выражение (8). Величина A_{eff} в (16) зависит от x , поскольку l_f зависит от x [17]:

$$l_f = \frac{E}{\kappa} (1 - x). \quad (17)$$

Здесь E — энергия налетающего мезона в л. с. Смысл (17) ясен: кварк с энергией E до окончания адронизации теряет на единице длины энергию κ . Поэтому время фрагментации в адрон с энергией xE дается выражением (17). При $x \rightarrow 1$ величина $l_f \rightarrow 0$. При этом выражение (16) переходит в (10).

Величина κ , найденная из данных по образованию симметричных пар адронов с большими p_T на ядрах [18] или данных по адронному рождению J/Ψ на ядрах [19], оказывается большей $\kappa \approx 3$ ГэВ/Фм. Заметное превышение над значением κ для статической струны $\kappa = (2\pi\alpha_s R)^{-1} \approx 1$ ГэВ/Фм объясняется эффективным вкладом тормозного излучения глюонов.

7.3. Реакция $\pi^+ A \rightarrow \eta^0 X$. В работе [20] были измерены импульсные спектры η^0 -мезонов, рожденных на различных ядрах при импульсе 10,5 ГэВ/с. На рис. 12 показаны отношения $R(x) = \frac{d\sigma^A}{dx} / \frac{d\sigma^N}{dx}$ для ядра Cu. Примечателен рост величины $R(x)$ с увеличением x . Это отличает данные [20] от аналогичных результатов для других процессов.

Рассмотрим некоторые неасимптотические поправки к формуле (14), в которой не был учтен относительный фазовый объем двух струй (см. рис. 11). При $x \rightarrow 1$ каждая струя переходит в резонанс и вблизи порога образования двух адронов $M_0 = m_1 + m_2$ появляется подавляющий фактор, обязанный двухчастичному фазовому объему:

$$\Omega = \sqrt{M^2 - (m_1 + m_2)^2} / M. \quad (18)$$

Этот фактор сказывается лишь при $1 - x \approx (m_1 + m_2)^2 / s$, т. е. при высоких энергиях может быть опущен.

Минимальные массы, которые можно подставить в (18), $m_1 = m_\pi$, $m_2 = m_N$. Однако вероятность рекомбинации кварков в пион подавлена фактором 1/3 по сравнению с ρ -мезоном. Сравнение данных по сечениям реакций $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$ и $\pi^+ p \rightarrow \eta^0 \Delta^{++}$ (1236) показывает, что изотопические амплитуды этих процессов с $I = 3/2$ и $I = 1/2$ примерно равны.

Это означает, что при взаимодействии с дейтроном (и тяжелыми ядрами) дикварк мишени фрагментирует в Δ (1236) с вероятностью в два раза большей, чем в нуклон. Таким образом, зафиксируем для оценки в факторе (18) $m_1 = m_p$, $m_2 = m_\Delta$.

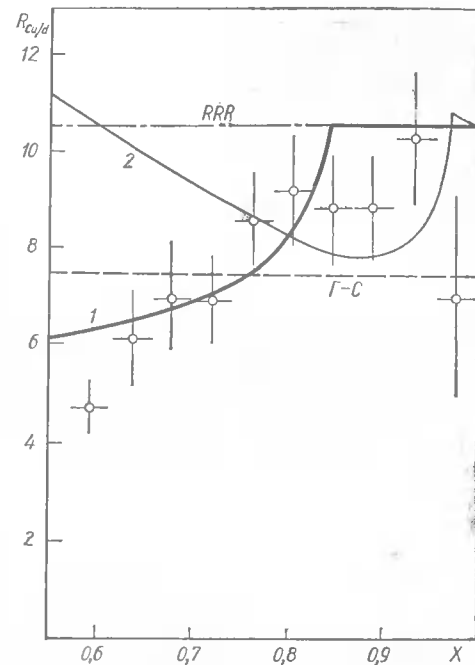


Рис. 12. Отношение инклюзивных импульсных спектров в реакции $\pi^+ A \rightarrow \eta^0 X$ для ядер Cu и d. Точки — данные работы [20] при 10,5 ГэВ/с. Пунктирная кривая — расчет в приближении Глаубера—Ситенко; штрихпунктирная — расчет $R_{\text{Cu/d}}$ для планарных диаграмм:

1 — расчет с учетом вклада цилиндрического графика; 2 — предсказание для 40 ГэВ/с.

Обозначим через A_{eff}^R и A_{eff}^P эффективные атомные числа соответственно для графиков на рис. 10 и 11. Для зависимости $\sigma(\tau)$ в форме (1) из (10) и (8) легко получить при $q^2 = 0$

$$A_{\text{eff}}^R = \int d^2b \frac{T(b)}{\left[1 + \frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^{\pi N} T(b)\right]^2}; \quad (19)$$

$$A_{\text{eff}}^P = \int d^2b \frac{T(b)}{\left[1 + \frac{1}{2} \sigma_{\text{tot}}^{\pi N} T(b)\right]^4}. \quad (20)$$

Пренебрегая поправками на перерассеяние в дейтроне, запишем для отношения [21]

$$R_{A/d}(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{\text{eff}}^R \sqrt{\frac{s_0}{s}} + \lambda A_{\text{eff}}^P \sqrt{x_0 - x}}{\sqrt{\frac{s_0}{s}} + \lambda \sqrt{x_0 - x}} \right). \quad (21)$$

Здесь использованы выражения (13) и (14), где считается, что $R_{RRR}^2 = R_{RRP}^2$; $\lambda = G_{RRP}(0)/G_{RRR}(0)$; в (14) добавлен фактор (18); $x_0 = (m_p + m_\Delta)^2/s$; при $x > x_0$ вклад графика RRP равен нулю; считается, что зависимость сечения от q^2 одинакова для всех ядер [20].

Рассмотрим три возможности:

i) при использовании приближения Глаубера — Ситенко $A_{\text{eff}}^R = A_{\text{eff}}^P = A_{\text{eff}}^{\text{rc}}$. В этом случае $R_{A/d}(x) = \frac{1}{2} A_{\text{eff}}^{\text{rc}}$ не зависит от x . Соответствующее значение показано на рис. 12 пунктиром.

ii) если воспринимать трехреджеонный график RRP буквально как результат рассеяния реджеона на мишени, то $A_{\text{eff}}^P = A_{\text{eff}}^R$ дается формулой (19). $R_{A/d} = \frac{1}{2} A_{\text{eff}}^R$ не зависит от x . Соответствующее значение показано на рис. 12 штрихпунктиром.

iii) при учете экранирования цвета A_{eff}^P вычисляется по формуле (20), что для ядра Cu дает $A_{\text{eff}}^P = 9$. В этом случае из (21) получаем растущую с x функцию $R_{A/d}(x)$, показанную на рис. 12 сплошной кривой. При этом параметр λ выбран равным единице, что хорошо соответствует соотношению между померонным и реджеонным вычетами в бинарных реакциях.

Естественно, с ростом энергии соотношение между графиками RRP и RRR меняется, как видно из (13), (14). Область доминирования графика RRR смещается в область больших $x \rightarrow 1$. Кроме того, становятся заметными эффекты длины фрагментации (17), приводящие к росту A_{eff} при увеличении $1-x$. Соответствующие предсказания для $R_{\text{Cu}/d}$ при энергии 40 ГэВ показаны на рис. 12.

8. Выводы

Теория многократных перерассеяний Глаубера — Ситенко выдержала тщательную проверку в самых различных адрон-ядерных (и ядро-ядерных) процессах при высоких энергиях. В последние годы адрон-ядерные взаимодействия широко используются для получения информации о природе ядерных сил, пространственно-временной картине сильных взаимодействий и др. Часто эта информация уникальна. При этом теория Глаубера — Ситенко является «базисом», в котором можно обсуждать какие-либо эффекты.

В настоящем обзоре представлены некоторые примеры плодотворности такого подхода. Так, в реакции квазисвободной перезарядки мезонов на ядрах впервые получено надежное подтверждение предсказываемой КХД зависимости сечения взаимодействия адронов от их размера. В A -зависимости инклюзивных спектров в трехреджеонной области проявляется специфическое для КХД дальное действие по быстротам.

1. Low F. Model of the bare pomeron // Phys. Rev. D.— 1975.— 12, N 1.— P. 163—173.
2. Nussinov S. Coloured-quark version of some hadronic puzzles // Phys. Rev. Lett.— 1975.— 34, N.20— P. 1286—1289.
3. Gunion Y. F., Soper H. Quark-counting and hadron-size effects for total cross-sections // Phys. Rev. D.— 1977.— 15, N 9.— P. 2617—2621.
4. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Борновское приближение в КХД для описания взаимодействий адронов при высоких энергиях // Ядер. физика.— 1981.— 34, № 4.— С. 1114—1122.
5. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Липидус Л. И. Динамика цвета в дифракции адронов на ядрах // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1981.— 33, вып. 11.— С. 612—614; Diffractive excitation in QCD / J. Bertch, S. J. Brodsky, A. S. Goldhaber, J. D. Gunion // Phys. Rev. Lett.— 1981.— 47, N 6.— P. 297—300.
6. Glauber R. J. High-energy collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— 1.— P. 315—414.
7. Ситенко О. Г. До теорії ядерних реакцій за участю складних частинок // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, вып. 2.— С. 152—163.
8. Грибов В. Н. Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1969.— 56, вып. 3.— С. 892—901.
9. Копелиович Б. З., Липидус Л. И. Кварк-партоновая модель взаимодействия адронов с ядрами // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1978.— 28, вып. 10.— С. 664—667.
10. Копелиович Б. З., Липидус Л. И. Смешивание партоновых состояний и реальная часть амплитуды упругого рассеяния адронов ядрами // Там же.— 1980.— 32, вып. 10.— С. 612—616.
11. Явление антиэкранирования в неупругой дифракции адронов на ядрах / А. Б. Замолодчиков, Б. З. Копелиович, Л. И. Липидус, С. В. Мухин // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1979.— 77, вып. 2.— С. 451—460.
12. Замолодчиков А. Б., Копелиович Б. З., Липидус Л. И. Регенерация K_s^0 -мезонов на ядрах в модели цветных кварков // Ядер. физика.— 1982.— 35, вып. 1.— С. 129—133.
13. Kopeliovich B. Z., Nikolaev N. N. Inelastic screening in the K_s^0 -regeneration on nuclei // Z. Phys. C.— 1980.— 5.— P. 333—337.
14. Копелиович Б. З. Эффекты КХД в адрон-ядерных взаимодействиях // Материалы XX Зим. шк. ЛИЯФ.— Л., 1985.— С. 140—167.
15. Апокин В. Д. и др. Измерение дифференциальных сечений перезарядки $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ -ме-

- зонов на углероде при импульсе 40 ГэВ/с // Ядер. физика.— 1982.— 36, вып. 5.— С. 1191—1196.
16. Казаринов Ю. М., Копелиович Б. З., Липидус Л. И. Трехреджеонная феноменология в реакции $pp \rightarrow pX$ // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1976.— 70, вып. 4.— С. 1152—1166.
 17. Копелиович Б. З. Динамика цвета в адрон-ядерных взаимодействиях // Материалы XIX Зим. дк. ЛИЯФ.— Л., 1984.— С. 169—202.
 18. Копелиович Б. З., Нидермайер Ф. Динамика цвета в образовании адронов с большими P_T на ядрах // Ядер. физика.— 1985.— 42, вып. 3.— С. 797—799.
 19. Kopeliovich B. Z., Niedermayer F. Nuclear screening in J/Ψ and lepton pair production JINR, F-2-84-834.— Dubna, 1984.— P. 1—4.
 20. Bitsadze G. S. et al. A dependence of η^0 meson inclusive production at 10.5 GeV/c, E1-86-129.— Dubna: JINR, 1986.— P. 11—14.
 21. Копелиович Б. З., Русакович Н. А. Эффекты экранирования цвета при образовании адронов на ядрах в трехреджеонной области. E2-86-298.— Дубна: ОИЯИ, 1986.— С. 14—17.

УДК 539.17.01:539.172.5

В. Л. Коротких

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ МГУ,
МОСКВА

КВАЗИКОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ДИФРАКЦИОННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ УРОВНЕЙ ЯДЕР

Общеизвестны успехи дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера и Ситенко [1, 2]. Идеи, положенные в ее основу, оказались плодотворными при описании широкого круга физических явлений. В настоящей работе остановимся на процессах дифракционного возбуждения ядер в реакциях с элементарными частицами. В этой области исследований, лежащей на стыке ядерной и адронной физики, в последние годы достигнут определенный прогресс, связанный с изучением как механизма возбуждения ядра, так и механизма прохождения рожденной адронной системы через ядро.

Начало исследования реакций с изменением адронного состояния $a \rightarrow h$ и возбуждением дискретных уровней ядер было положено в работе Стодольского [3]. Он показал, что разнообразные правила отбора в ядерных переходах дают возможность выделять вклад от обмена различными частицами в элементарной амплитуде реакции на нуклоне $a + N \rightarrow h + N$ и изучать спин-изоспиновую структуру этой амплитуды. В дифракционных процессах, идущих в результате обмена помероном с нулевыми квантовыми числами, в элементарной амплитуде доминирует независимая от спина и изоспина нуклона часть амплитуды. В реакциях на ядрах

$$a + A_i(I_i^{P_i}, T_i) \rightarrow h + A_f(I_f^{P_f}, T_f) \quad (1)$$

для таких процессов будут сильны переходы, удовлетворяющие условиям $P_i(-1)^{I_i} = P_f(-1)^{I_f}$ и $T_i = T_f$. Ядро с $I_i^{P_i}, T_i = 0^+, 0$ будет

возбуждаться в состоянии нормальной четности $0^+, 1^-, 2^+$ и т. д. с изоспином $T_f = 0$.

Рассмотрим эксклюзивные процессы дифракции. Будем называть упругой дифракцией процессы упругого по адрону рассеяния (a, a) и неупругой дифракцией процессы дифракционного рождения частиц: ($\pi, A_1(1^+)$), ($\pi, A_2(2^-)$), ($K, Q(1^+)$), ($\rho, N(1/2^+)$) и т. д., фоторождение векторных мезонов ($\gamma, \rho(1^-)$), ($\gamma, J/\Psi(1^-)$) и т. д.

Сечения всех этих процессов на нуклоне имеют сходные черты: слабую энергетическую зависимость и дифракционный пик при малых переданных нуклону импульсах. Процессы неупругой дифракции на ядрах без изменения ядерного состояния называют когерентными процессами рождения, а те же процессы с возбуждением ядра, следуя Стодольскому, называют квазикогерентными.

Дальнейшее развитие физики квазикогерентных процессов было связано с отказом от приближений, использованных в работе Стодольского [3]. Теория многократного рассеяния позволила последовательно учесть эффекты поглощения налетающей и рожденной частиц в ядре в духе модели Колбига и Марголиса [4], развитой для когерентных процессов рождения. Использование метода собственных состояний, основанного на представлениях Фейнберга и Померанчука [5], дало возможность учесть непертурбативные эффекты, связанные с отказом от применения первого порядка теории возмущений по отношению к амплитуде рождения на нуклоне (пертурбативный подход). В упругом рассеянии адронов и фотонов на ядрах эти эффекты впервые обсуждались в работах Памплина, Росса [6] и Грибова [7] и получили название неупругой экранировки. К настоящему времени неупругая экранировка подтверждена экспериментально [8, 9]. Ее вклад становится заметным в области нескольких десятков гигаэлектронвольт и растет с ростом энергии налетающей частицы. В неупругих по ядру процессах рассеяния адронов и квазикогерентных процессах неупругая экранировка не исследовалась.

При энергиях в несколько гигаэлектронвольт и ниже поправки, связанные с неупругой экранировкой, малы; квазикогерентные, как и когерентные процессы рождения можно использовать для получения информации об амплитуде упругого рассеяния нестабильной адронной системы h на нуклоне, распадающейся вне пределов ядра. Многократные hN -столкновения в ядре проявляются в зависимости от атомного номера ядра A , от переданного ядру импульса q , а для квазикогерентных процессов в дополнение к этому и в угловом распределении γ -квантов от девозбуждения уровня ядра. При этом, чем больше ядро, тем сильнее эффекты перерассеяния. Для получения из экспериментальных данных надежной информации об hN -взаимодействии необходимо фиксировать определенное конечное состояние ядра. Это особенно важно при исследовании тонких эффектов неупругой экранировки, которые могут быть замазаны при усреднении по всем конечным состояниям ядра. В когерентных процессах рождения конечное (основное) состояние ядра определяется только в процессах на легких ядрах, таких как $d, {}^4\text{He}$, по их пробегу в веществе или

экспериментах на встречных кольцах. Характеристическое γ -излучение возбужденных ядер в квазикогерентных процессах дает возможность надежно выделить события с определенным конечным состоянием ядра, в том числе для средних и тяжелых ядер, у которых есть соответствующие переходы. В этом состоит одно из главных преимуществ квазикогерентных процессов перед когерентными.

1. Теория квазикогерентных процессов. При построении теории квазикогерентных процессов воспользуемся опытом, накопленным в теории неупругого рассеяния адронов на ядрах [10—17]. В основе этой теории лежит приближение одного неупругого соударения (ОНС), приводящего к возбуждению ядра [10—12]. Используем приближение ОНС и в теории квазикогерентных процессов.

В работе [18] впервые показано, что механизм возбуждения ядра в рассеянии адронов и дифракционном рождении частиц отличаются. То, что практически исчерпывает амплитуду процесса $A_i(a, a)A_f$, составляет лишь «половину» амплитуды процесса $A_i(a, h)A_f$; другая «половина» амплитуды этого соответствует такому ходу этой реакции, когда превращение адрона a в адронную систему h и возбуждение ядра происходят на разных нуклонах ядра. При этом мы не выходим за рамки приближения ОНС, если понимать его в соответствии с определением — одно столкновение, приводящее к возбуждению ядра.

Процесс возбуждения ядра в реакции $A_i(a, h)A_f$ происходит следующим образом. Наряду с одноступенчатым возбуждением ядра (рис. 1 а), когда возбуждение и акт рождения происходит в результате взаимодействия налетающего адрона a с одним и тем же нуклоном ядра, необходимо учитывать двухступенчатый механизм (рис. 1, б, в): сначала происходит возбуждение ядра с последующим нормальным когерентным процессом рождения (a, h) уже на ядре в возбужденном состоянии (рис. 1, б), или наоборот, сначала происходит когерентный процесс рождения на основном состоянии ядра, а затем образовавшаяся адронная система h возбуждает ядро в процессе рассеяния (рис. 1, в). При этом до, после и в промежутках между неупругими взаимодействиями происходит упругое перерассеяние (на рис. 1 помечено дугами), учитываемое обычным образом в теории многократного рассеяния.

Амплитуда двухступенчатого механизма (см. рис. 1, б, в) невелика в сравнении с одноступенчатым. Превращение адрона $a \rightarrow h$ в двухступенчатом процессе возбуждения ядра связано с когерентной игрой всех нуклонов ядра, до которых, учитывая его поглощение в ядерном веществе, способен дойти налетающий адрон. В одноступенчатом механизме эта когерентность распространяется лишь на часть нуклонов ядра, т. е. на те, которые меняют свое состояние при его возбуждении. Если не привлекать к рассмотрению дополнительные промежуточные состояния ядра A'_i (адрона h'), отличные от начального и конечного, то у двухступенчатого механизма нет аналога в неупругом рассеянии адрона $A_i(a, a)A_f$ и когерентном рождении $A_i(a, h)A_f$. В этом случае ближайшая по величине к одноступенчатой трехступенчатая амплитуда по неупругим взаимодействиям: $A_i \rightarrow A_f \rightarrow A_i \rightarrow A_f (a \rightarrow h \rightarrow a \rightarrow h)$, в

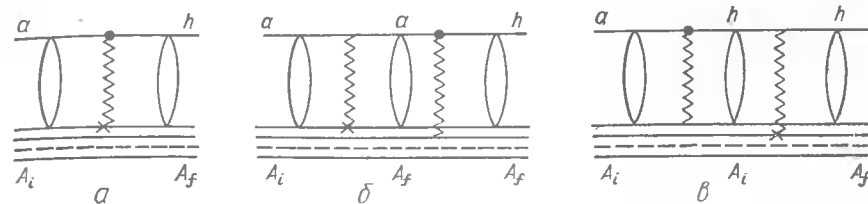


Рис. 1. Диаграммы процесса возбуждения ядра $A_i(a, h)A_f$: а — одноступенчатый; б, в — двухступенчатый механизм возбуждения.

которой появляется дополнительная малость в сравнении с двухступенчатой амплитудой. Двукратные переходы с изменением адронного состояния $a \rightarrow h' \rightarrow h$ и другие рассмотрим ниже, аналогичных переходов с изменением состояния ядра в настоящей работе касаться не будем.

Приведем выражение для амплитуды процесса (1) с учетом двухступенчатого механизма возбуждения. Впервые оно было получено в работе [18], и в дальнейшем двухступенчатый механизм учитывался в работах [19—24]. В представлении прицельного параметра b амплитуда

$$F_{fh,ia}(\mathbf{b}) = F_{fh,ia}^{(I)}(\mathbf{b}) + F_{fh,ia}^{(II)}(\mathbf{b}), \quad (2)$$

где одноступенчатая (I) и двухступенчатая (II) амплитуда возбуждения ядра определяются соотношениями

$$F_{fh,ia}^{(I)}(\mathbf{b}) = \langle f | \sum_{k=1}^A e^{iqLz_k} \Gamma_{ha}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) | i \rangle D(A-1, \mathbf{b}); \quad (3)$$

$$F_{fh,ia}^{(II)}(\mathbf{b}) = - \langle f | \sum_{k=1}^A \Gamma_{el}(\mathbf{b} - \vec{\mathbf{s}}_k) | i \rangle \times \\ \times \langle i | \sum_{j \neq k}^A e^{iqLz_j} \Gamma_{ha}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) | i \rangle D(A-2, \mathbf{b}). \quad (4)$$

Здесь Γ_{ha} и Γ_{el} — стандартные функции профиля процессов (a, h) и (a, a) на нуклоне; \mathbf{s}_k — проекция координаты нуклона \mathbf{r}_k на плоскость прицельных параметров; $q_L = (m_h^2 - m_a^2)/(2k_a)$ — продольная составляющая переданного импульса $\mathbf{q} = (q_T, q_L)$; $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — ядерные волновые функции начального и конечного состояний;

$$D(A, \mathbf{b}) = [1 - \langle i | \Gamma_{el}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) | i \rangle]^A \quad (5)$$

— фактор искажения, учитывающий эффекты многократного упругого перерассеяния. Амплитуды (3) и (4) соответствуют диаграммам на рис. 1, а—в и получены с использованием, помимо приближения ОНС, в предположениях: однократного акта рождения, независимости элементарных амплитуд от спиновых переменных и равенства эле-

ментарных амплитуд упругого рассеяния $f_{aa}(\mathbf{q}) = f_{hh}(\mathbf{q}) = f_{el}(\mathbf{q}) = \mu_a \exp(-Baq^2/2)$.

Для процесса (a, h) с возбуждением ядра из основного состояния 0^+ в состоянии со спином I и его проекцией M на ось пучка, $z \parallel \mathbf{k}_a$, амплитуда

$$F_{IM}(\mathbf{q}_T, m_h) = f_{ha}(0, m_h) \int d^2\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}_T \mathbf{b}} \left\{ D(A-1, \mathbf{b}) E_{IM}(q_L, \mathbf{b}, B_{ha}) - \frac{1}{2} \mu_a \frac{A-1}{A} D(A-2, \mathbf{b}, B_a) E_{IM}(0, \mathbf{b}, B_a) E_{00}(q_L, \mathbf{b}, B_{ha}) \right\}, \quad (6)$$

где функция $E_{IM}(q_L, \mathbf{b}, B)$ получена при условии факторизации плотности основного состояния $\rho_0(\mathbf{r})$ и переходной плотности $\rho_{fi}(\mathbf{r})$ на соответствующую радиальную $\rho^{(0)}(r)$ и $\rho^{(I)}(r)$ и сферическую функции $Y_{IM} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{iM\varphi} \bar{P}_I^M(\theta)$ определяется формулой

$$E_{IM}(q_L, \mathbf{b}, B) = \frac{e^{-iM\varphi_b}}{4\pi i^I} \sqrt{\frac{2}{2I+1}} \int_0^\infty s ds e^{-\frac{(b^2+s^2)}{2B}} I_M\left(\frac{bs}{B}\right) \Omega_{IM}(q_L, s).$$

Здесь $I_M(y)$ — функция Бесселя мнимого аргумента и

$$\Omega_{IM}(q_L, s) = \int_{-\infty}^\infty dz e^{iq_L z} \rho^{(I)}(\sqrt{b^2+z^2}) \bar{P}_I^M\left(\frac{z}{\sqrt{b^2+z^2}}\right).$$

Амплитуда рождения на нуклоне параметризовалась в виде $f_{ha}(\mathbf{q}, m) = f_{ha}(0, m) e^{\frac{Bhq^2}{2}}$. Выражение (6) использовалось нами для конкретных расчетов.

В приближении тяжелого ядра ($A \gg 1$, $B_a \ll R^2$, где R — радиус ядра) выражение для амплитуды (2) упрощается и ее можно записать в \mathbf{q} -представлении в виде

$$F_{f_{ha}}(\mathbf{q}, m) = f_{ha}(0, m) \int d^2\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}_T \mathbf{b}} e^{-\mu_a \frac{A}{2} \int_{-\infty}^\infty dz \rho_0(r)} \times \left\{ \int_{-\infty}^\infty dz e^{iq_L z} \rho_{fi}(\mathbf{r}) - \mu_a \int_{-\infty}^\infty dz \rho_{fi}(\mathbf{r}) \frac{A}{2} \int_{-\infty}^\infty dz e^{iq_L z} \rho_0(\mathbf{r}) \right\} \quad (7)$$

— первое и второе слагаемые в фигурных скобках выражений (6) и (7) соответствуют одно- и двухступенчатому механизмам.

Из формулы (7) легко получить параметр

$$\varepsilon = \mu_a A / (2\pi R^2),$$

характеризующий относительный вклад двухступенчатой амплитуды при малых q_L . Его величина не мала даже для легких ядер, и поэтому F^{II} не есть просто поправка к F^I . Вклад двухступенчатого механизма исчезает в приближении плоских волн; $\mu_a \rightarrow 0$, поскольку для не-

го необходимо по крайней мере два соударения в ядре. Двухступенчатый механизм можно в принципе рассматривать для недифракционных процессов типа $(\pi, \rho(1^-))$, $(K, K_{890}^*(1^-))$, $(p, \Delta(3/2^+))$ и других или для процессов перезарядки. В элементарной амплитуде таких процессов доминируют слагаемые, зависящие от спина и изоспина нуклона. Для них в силу правил ядерного отбора матричный элемент

$$\langle i \left| \sum_{j \neq k}^A e^{iq_L z} j \Gamma_{ha}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \right| i \rangle$$

по основному состоянию ядра в двухступенчатой амплитуде (4) либо очень мал, либо равен нулю.

Если при этом выбран такой ядерный переход $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$, для которого в одноступенчатой амплитуде (3) остаются главные, доминирующие части элементарной амплитуды, то в полной амплитуде (2) можно пренебречь двухступенчатой амплитудой.

Наиболее ярко проявление двухступенчатого механизма связано с q_T -зависимостью сечения. Слагаемые в (6) или (7), соответствующие одно- и двухступенчатому механизму, входят с разным знаком и поэтому интерферируют деструктивно. В результате форма зависимости дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2}(\mathbf{q}_T, m_h) = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_M |F_{JM}(\mathbf{q}_T, m_h)|^2 \quad (8)$$

для процессов (a, a) и (a, h) может сильно отличаться. Наш расчет демонстрирует этот эффект. Другим важным моментом является искажение энергетической и m_h -зависимости при учете двухступенчатого механизма. Это происходит потому, что фактор $e^{iq_L z}$, зависящий от $q_L = q_L(k_a, m_h)$, входит в одноступенчатую амплитуду с переходной плотностью $\rho_{fi}(\mathbf{r})$, а в двухступенчатую — с плотностью основного состояния $\rho_0(\mathbf{r})$ (см. (7)). Поэтому с изменением q_L относительный вклад двухступенчатой амплитуды будет изменяться, выходя на плато в пределе высоких энергий.

Учтем переходы адрона в произвольные промежуточные состояния в дву- и более кратных неупругих столкновениях в квазикогерентных процессах. В дифракционных процессах рождения $A_i(a, h) A_f$ без изменения ядерного состояния или с суммированием по всем конечным состояниям ядра этот вопрос исследовался в работах [25—30]. Для квазикогерентных процессов он был впервые рассмотрен в нашей работе [31]. Воспользуемся представлением собственных состояний $|\alpha\rangle$ [5, 25—27], диагонализующих амплитуду дифракционных переходов $h \rightarrow h'$ на нуклоне:

$$f_{h'h}(\mathbf{q}) = \sum_{\alpha} \langle h' | \alpha \rangle f_{\alpha}(\mathbf{q}) \langle \alpha | h \rangle. \quad (9)$$

Матрица $\langle \alpha | h \rangle$ реализует унитарное преобразование между физическими $|h\rangle$ и собственными состояниями $|\alpha\rangle$, $f_{\alpha}(q) = \mu_{\alpha} \exp(-B_{\alpha} q^2/2)$ —

собственные значения матрицы f_{hh} . Используя приближение ОНС по отношению к акту возбуждения ядра и пренебрегая продольной составляющей q_L , получаем амплитуду (2) в представлении собственных состояний [31]:

$$F_{fh,ia}(\mathbf{b}) = \sum_{\alpha} \langle h | \alpha \rangle \langle \alpha | q \rangle \left(1 - \frac{\mu_{\alpha}}{A} \tilde{T}(\mathbf{b}, B_{\alpha}) \right)^{A-1} \frac{\mu_{\alpha}}{2} E_{fi}(0, \mathbf{b}, B_{\alpha}). \quad (10)$$

Здесь

$$\tilde{T}(\mathbf{b}, B_{\alpha}) = \int d^2s T(\mathbf{s}) \frac{e^{-\frac{(\mathbf{b}-\mathbf{s})^2}{2B_{\alpha}}}}{2\pi B_{\alpha}} \xrightarrow{B_{\alpha} \ll R^2} T(\mathbf{b}) = \frac{A}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_0(\mathbf{b}, z), \quad (11)$$

$$E_{fi}(0, \mathbf{b}, B_{\alpha}) = \int d^2s \Omega_{fi}(\mathbf{s}) \frac{e^{-\frac{(\mathbf{b}-\mathbf{s})^2}{2B_{\alpha}}}}{2\pi B_{\alpha}} \xrightarrow{B_{\alpha} \ll R^2} \Omega_{fi}(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_{fi}(\mathbf{b}, z). \quad (12)$$

В приближении тяжелого ядра ($A \gg 1$, $B_{\alpha} \ll R^2$) выражение (10) упрощается:

$$F_{fh,ia}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2} \Omega_{fi}(\mathbf{b}) \sum_{\alpha} \langle h | \alpha \rangle \langle \alpha | q \rangle \mu_{\alpha} e^{-\mu_{\alpha} T(\mathbf{b})}. \quad (13)$$

Чтобы увидеть, что в рамках этого более общего непертурбативного подхода содержится рассмотренный ранее пертурбативный подход, следует перейти к приближениям этого подхода. Для этого, прежде всего, зададим двухканальную матрицу переходов

$$\frac{4\pi}{ik_a} \hat{f}(0, m) = \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{aa} & \mu_{ah} \\ \mu_{ha} & \mu_{hh} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Диагонализируя ее, находим $\langle h | \alpha \rangle$ и μ_{α} ; выразим их через матричные элементы матрицы $\hat{\mu}$. В частном случае «равноплечного» варианта $\mu_{aa} = \mu_{hh} = \mu_a$, в котором были получены формулы (6) и (7), из выражения (13) найдем

$$F_{fh,ia}(\mathbf{b}) = \frac{\mu_{ha}}{2} \Omega_{fi}(\mathbf{b}) e^{-\mu_a T(\mathbf{b})} \left\{ \text{ch}(|\mu_{ha}| T(\mathbf{b})) - \mu_a \frac{\text{sh}(|\mu_{ha}| T(\mathbf{b}))}{|\mu_{ha}|} \right\}. \quad (15)$$

Разлагая гипергеометрические функции по степеням $(|\mu_{ha}| \cdot T)$ и ограничиваясь первым членом разложения, получаем

$$F_{fh,ia}(\mathbf{b}) = \frac{2\pi}{ik_a} f_{ha}(0, m) e^{-\mu_a T(\mathbf{b})} \Omega_{fi}(\mathbf{b}) \{ 1 - \mu_a T(\mathbf{b}) \}, \quad (16)$$

что совпадает с амплитудой (7), записанной в \mathbf{b} -представлении при $q_L = 0$. Второе слагаемое в фигурных скобках в (15) и (16) соответствует двухступенчатому механизму возбуждения ядра. В выражении (15) оно было получено в более общем подходе, учитывающем непертурбативные эффекты типа эффектов неупругой экранировки.

Сравнивая выражения (15) и (16), находим поправку к амплитуде (16), связанную с непертурбативными эффектами. Ее величина в двухканальной модели зависит от интенсивности перехода $|\mu_{ha}|$ и толщины ядра T , и она, очевидно, если параметр $|\mu_{ha}| \times T \ll 1$. В более общем, чем двухканальный, случае в работе [31] получены формулы, выражающие амплитуду (13) через так называемые полные $\mu_{ha}^{(n)}$ или неупругие $M_{ha}^{(n)}$ n -ступенчатые амплитуды, в n -кратных столкновениях адрона с нуклонами ядра, содержащие всю информацию о многомерной матрице переходов f_{hh} .

Эти формулы можно использовать для независимого от моделей дифракции на нуклоне анализа данных на ядрах с целью исследования непертурбативных эффектов. Насколько они сильны в квазикогерентных процессах, покажет будущее. Для этого нужны эксперименты в области энергий в несколько десятков гигаэлектронвольт и выше. Показано [31], что, поскольку амплитуда квазикогерентного процесса через производную по T связана с амплитудой когерентного процесса [16, 31]:

$$F_{fh,ia}(T) = \frac{1}{2} \Omega_{fi}(\mathbf{b}) \frac{d}{dT} F_{th,ia}(T), \quad (17)$$

то если непертурбативные эффекты проявляются в когерентных процессах на ядрах, то они должны проявиться и в квазикогерентных процессах. Более того, в последних они должны проявиться сильнее [32].

2. Примеры. В 1973 г. опубликована экспериментальная работа Аскони и др. [32, 33], открывшая новый уровень совпадательных экспериментов. В этой работе исследуется реакция

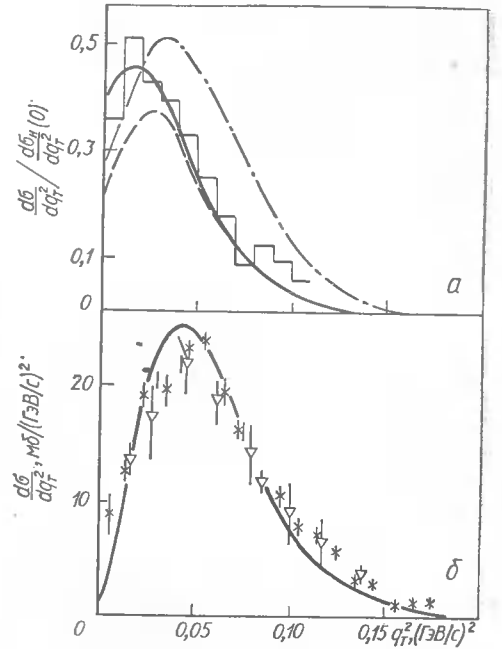
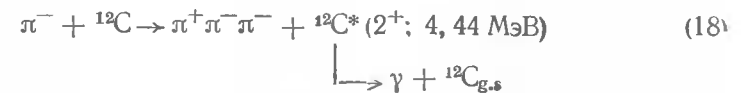


Рис. 2. Дифференциальное сечение процесса:

(18) при 6,0 ГэВ/с (а) и (19) при 4,5 ГэВ/с (б); а — гистограмма; данные из работы [32] в интервале масс $1,0 < m_{3\pi} < 1,4$ ГэВ, сплошная и пунктирная кривые — наш расчет при $m_{3\pi} = 1,2$ и 1,07 ГэВ с учетом двухступенчатого механизма возбуждения ядра и штрихпунктирная кривая при $m = 1,2$ ГэВ без учета его; б — экспериментальные данные из работ [34, 35], сплошная кривая — наш расчет. Параметры амплитуды πN -взаимодействия: $\sigma_{\pi N} = 27,1$ мб, $\nu_{\pi N} = -0,2$; $B_{\pi N} = 7,0$ (ГэВ/с) $^{-2}$.

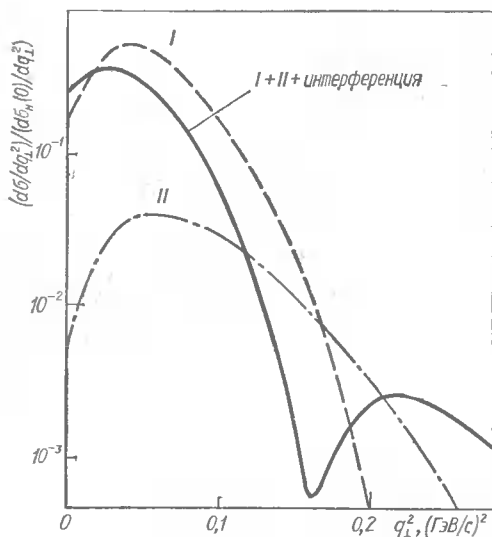
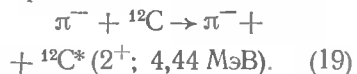


Рис. 3. Вклад одно- (I) и двухступенчатого (II) механизма возбуждения ядра в сечение процесса $^{12}\text{C}(\pi, \pi)^{12}\text{C}^*(2^+, 4,44 \text{ МэВ})$. I+II+интерференция — сечение с учетом их интерференции.

В работе [18] мы провели расчет сечения (8) реакций (18) и (19) в предположении одинаковых амплитуд πN и $(\pi l) N$ -взаимодействия, но с учетом двухступенчатого механизма возбуждения для реакции

при импульсе налетающих пионов 6 ГэВ/с. Впервые в этом эксперименте на совпадение регистрировались как продукты фрагментации налетающего пиона, так и γ -излучение от девозбуждения ядра-мишени. Было обнаружено, что дифференциальное сечение $d\sigma/dq_T^2$ процесса (18) отличается по форме от сечения процесса неупругого рассеяния пиона при той же энергии



Сами экспериментаторы предположили, что это может быть связано с эффектами сильного поглощения рожденной Σ -системы внутри ядра, считая механизм возбуждения в реакциях (18) и (19) совершенно одинаковым.

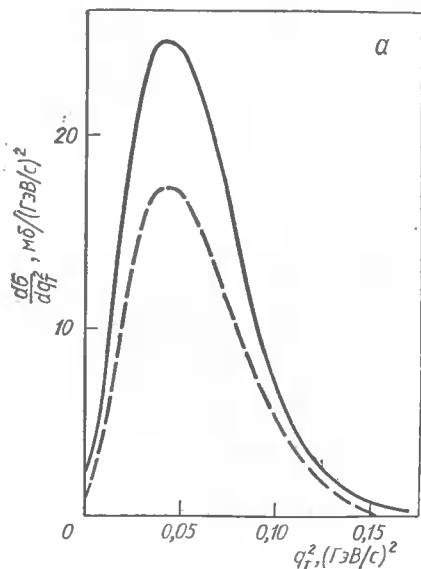


Рис. 4. Изменение дифференциального сечения процессов:

(а) $^{12}\text{C}(\pi, \pi)^{12}\text{C}^*(2^+)$ и (б) $^{12}\text{C}(\pi, \pi l)^{12}\text{C}^*(2^+)$ с ростом импульса налетающего пиона от 4,5 ГэВ/с (а) и 6,0 ГэВ/с (б) (сплошная кривая) до 40 ГэВ/с (пунктирная кривая).

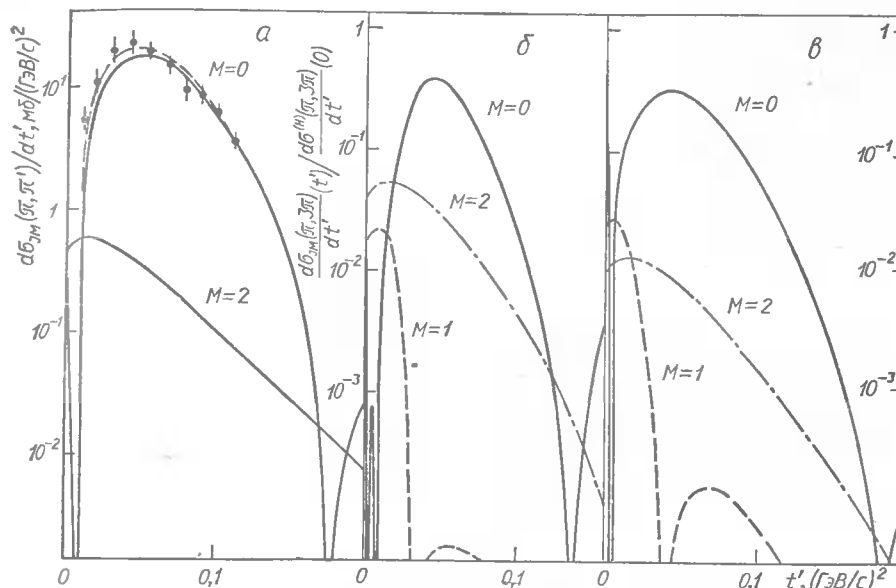
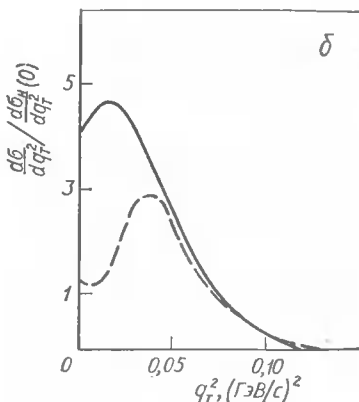


Рис. 5. Дифференциальное сечение $\rho_{MM}(q) d\sigma/dt'$ возбуждения ядра ^{12}C в состоянии 2^+ (4,44) с различными проекциями M на направление q при 40 ГэВ/с в реакциях (π, π) (а) и $(\pi, \pi l)$ — для $m_{\pi l} = 1,1$ ГэВ (б) и 2 ГэВ (в). Экспериментальные данные из работы [36], пунктир на рис. 5, а — наш расчет с учетом экспериментального фона. Переменная $|t'| = a_i^2$.

(18) и получили хорошее описание данных (рис. 2) без свободных параметров. Причиной изменения формы дифференциального сечения процесса (18) в сравнении с (19) является интерференция амплитуд одноступенчатого (I) и двухступенчатого (II) механизмов (рис. 3). Они имеют разную q_T -зависимость и входят в (2) с противоположными знаками. Поэтому в целом дифференциальное сечение (I + II + интерференция) процесса (18) качественно отличается от сечения I, совпадающего по форме с сечением реакции (19) (см. рис. 2, а, б).

Интерференция одно- и двухступенчатой амплитуд приводит также к изменению формы дифференциального сечения с ростом энергии (рис. 4, в). Если сечение процесса (19) не имеет своей формы и уменьшается при переходе от 4,5 к 40 ГэВ/с (рис. 4, а) пропорционально уменьшению элементарной амплитуды $f_{\pi l}(0)$, то сечение процесса (18) заметно искажается — появляется провал в области $q_T^2 < 0,04$ (ГэВ/с) 2 , что связано с возрастанием вклада двухступенчатой амплитуды (4). Сравнение с экспериментом при 40 ГэВ/с приведено только для имеющих данных [36] о процессе (19) на рис 5, а.

Важная и доступная характеристика квазикогерентных процессов — угловое распределение γ -квантов $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ от девозбуждения ядра. Оно определяется элементами спиновой матрицы плотности $\rho_{MM'}(\mathbf{q})$ возбужденного ядра, значения которых зависят как от кинематических факто-

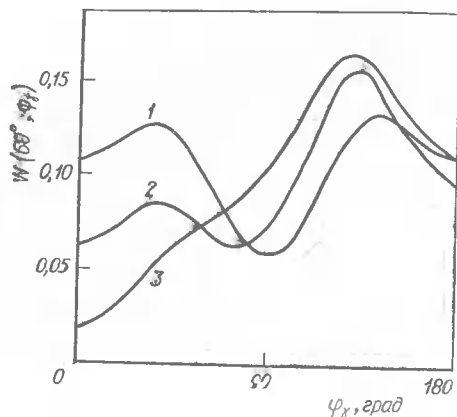


Рис. 7. Угловое распределение γ -квантов в реакции (20) при $\theta_\gamma = 60^\circ$ в системе координат с осью $z \parallel q$ при $E_\gamma = 15$ ГэВ и $q_T = 0,32$ ГэВ/с:
1 — $\sigma_{1/\psi} = 3$ мб; 2 — 25 мб; 3 — 60 мб.

приступить к описанию квазикогерентных процессов с рождением. Критерием правильности их выбора может служить хорошее описание неупругого рассеяния адрона с возбуждением заданного уровня ядра. Так мы и поступали в работах [18, 22—24] при анализе конкретных реакций.

Таким образом, предложенная нами теория хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные. В области энергий в несколько гигаэлектронвольт она может быть использована для получения информации о сечении, взаимодействии адронного резонанса с нуклоном. При более высоких энергиях, где становится существенным вклад непертурбативных эффектов, с ее помощью можно исследовать переходы адрона в произвольные промежуточные состояния в двух или более кратных столкновениях адрона в ядре.

1. Glauber R. High-energy collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— P. 315—414.
2. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, вып. 2.— С. 152—160.
3. Stodolsky L. Application of nuclear coherent properties to the reaction with elementary particles // Phys. Rev.— 1966.— 144, N 4.— P. 1145—1153.
4. Kölbig K. S., Margolis B. Particle production in nuclei and unstable particle cross-section // Nucl. Phys. B.— 1958.— 6, N 2.— P. 85—101.
5. Feinberg E. L., Pomeranchuk T. Y. High energy inelastic diffraction theory // Nuovo. Cim. Suppl.— 1956.— 3, ser. 10, N 4.— P. 652—671.
6. Pumplin J., Ross M. Inelastic shadow effects in nuclear total cross-sections // Phys. Rev. Lett.— 1968.— 21, N 26.— P. 1778—1782.
7. Грибов В. Н. Глауберовские поправки и взаимодействие адронов при высоких энергиях // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1969.— 56, вып. 3.— С. 892—901.
8. Gsponer A., Hoffnagle J. et al. K_L -nucleus total cross-section between 30 and 150 GeV. Quantitative evidence for inelastic screenings // Phys. Rev. Lett.— 1979.— 42, N 1.— P. 9—13.

[38] в реакции $^{28}\text{Si}(\pi, 3\pi)^{28}\text{Si}'$ при $k_\pi = 16$ ГэВ/с. В работе [22] мы показали, что заполнение первого дифракционного минимума в этой реакции обусловлено процессом с возбуждением уровня 2^+ (1,78 МэВ) ядра кремния и получили оценку величины сечения этого процесса.

Выводы. В настоящей работе особое внимание уделено вопросам теории процессов дифракционного возбуждения ядер с изменением адронного состояния. Вопросы, связанные с выбором ядерной плотности основного состояния ядра и переходной плотности, важны и должны быть решены прежде, чем

9. Goggi G., Cavalli-Storza et al. Inelastic intermediate states in proton-deuteron and deuteron-deuteron elastic collisions at ISR // Nucl. Phys. B.— 1979.— 149, N 3.— P. 381—412.
10. Karapetian V. V., Mileev V. N., Titarenko N. N. Inelastic and charge exchange scattering of high-energy protons by light nuclei // Nucl. Phys. A.— 1973.— 203, N 3.— P. 561—577.
11. Балаиш В. В. Неупругое рассеяние частиц высокой энергии на ядрах // Материалы VIII зим. шк. ЛИЯФ по физике ядра и элементар. частиц.— Л.: ЛИЯФ, 1973.— С. 255—281.
12. Кондратюк Л. А., Симонов Ю. А. Возбуждение ядерных уровней электронами и адронами при высокой энергии // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1973.— 17, вып. 11.— С. 619—621.
13. Минаенков С. И. Возбуждение индивидуальных уровней в ^{16}O протонами с энергией 1 ГэВ // Там же.— 1974.— 19, вып. 9.— С. 593—597.
14. Lesniak H., Lesniak L. Multipion production with simultaneous excitation of nuclear levels // Acta. Phys. Polon. B.— 1974.— 5, N 5.— P. 703—724.
15. Bertocchi L., Troncon C. Hadron induced semicoherent scattering with excitation of $^{12}\text{C}(2^+; 4,4 \text{ MeV})$ // Nouv. Cim. A.— 1978.— 45, N 2.— P. 238—256.
16. Алхазов Г. Л. Эффекты нуклонных корреляций и многоступенчатых переходов в сечениях неупругого рассеяния быстрых протонов на ядрах.— Л., 1980.— 17 с.— (Препринт / АН УССР. Ленингр. ин-т ядер. физики; № 599).
17. Ahmad I., Auger J. P. Centre-of-mass and Pauli correlations to proton-nucleus scattering // Nucl. Phys. A.— 1981.— 352, N 3.— P. 425—441.
18. Balashov V. V., Korotkiikh V. L., Mileev V. N. On the excitation of discrete nuclear levels // Phys. Lett. B.— 1974.— 49, N 2.— P. 120—122.
19. Балаиш В. В. Неупругое рассеяние частиц высокой энергии на ядрах и ядерная структура // Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами и новые ядерно-подобные системы.— М.: Атомиздат, 1974.— С. 48—59.
20. Lesniak L. Theory of semicoherent reactions // Topical Meeting on HEC involving nuclear.— Trieste, 1974.— P. 125—150.
21. Cutler R. T. A Glauber-deck model for 3π production on nuclei // Phys. Rev. D.— 1974.— 10, N 3.— P. 824—835.
22. Ермаков Н. Т., Коротких В. Л., Старков Н. И. Оценка вклад возбуждения уровня 2^+ (1,78 МэВ) ядра кремния в сечение реакции $^{28}\text{Si}(\pi, 3\pi)^{28}\text{Si}'$ // Ядер. физика.— 1981.— 33, вып. 6.— С. 1449—1452.
23. Коротких В. Л., Старков Н. И. Фоторождение тяжелых векторных мезонов на ядрах с возбуждением дискретного уровня // Там же.— 1983.— 37, вып. 4.— С. 1030—1035.
24. Коротких В. Л., Старков Н. И. Особенности углового распределения γ -квантов при деэвозбуждении ядер в процессах дифракционного рождения частиц на ядрах // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия.— 1983.— 24, вып. 4.— С. 67—71.
25. Czyz W. Low attenuation of hadronic systems produced on nuclei by high energy hadrons // Phys. Rev. D.— 1973.— 8, N 9.— P. 3219—3222.
26. Miettinen H. I., Pumplin I. Coherent production on nuclei does not measure σ_{tot} for unstable particles // Phys. Rev. Lett.— 1979.— 42, N 4.— P. 204—208.
27. Замолодчиков А. Б., Копелович Б. З., Липидус Л. И., Мухин С. В. Явление антиэкранирования в неупругой дифракции адронов на ядрах // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1979.— 77, вып. 2.— С. 451—460.
28. Czyz W., Zielinski M. Coherent production on nuclei and total cross section for unstable particles // Acta. Phys. Polon. B.— 1980.— 11, N 8.— P. 615—628.
29. Николаев Н. Н. Неупругие поправки к дифракционному рассеянию частиц высоких энергий на ядрах // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1981.— 81, вып. 3.— С. 814—828.
30. Коротких В. Л. Феноменологический анализ данных по дифракционной диссоциации адронов на ядрах в непертурбативном подходе // Ядер. физика.— 1984.— 39, вып. 3.— С. 753—765.
31. Коротких В. Л. Теория квазикогерентных процессов упругой и неупругой дифракции адронов на ядрах в непертурбативном подходе // Там же.— 1984.— 40, вып. 3.— С. 710—720.
32. Ascoli G., Chapin T. J., Cutler R. et al. Study of $\pi^- \text{C} \rightarrow (3\pi)^- \text{C}(4, 44)$ at 6,0 GeV/c // Phys. Rev. Lett.— 1973.— 31, N 13.— P. 795—798.

33. Koester L. J. Scattering and multipion production reaction leaving ^{12}C in the 2+ state // Topical Meeting on HEC involving nuclei.— Trieste, 1974.— P. 113—124.
34. Scipione D., Mehlhop W., Garland R. et al. Nuclear levels as analyzers of high energy interactions // Phys. Lett. B.— 1972.— 42, N 4.— P. 489—492.
35. Goves J. L., Hollaway L. E., Koester L. J. et al. Study of the reaction $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + ^{12}\text{C}(4,4)$ at 4,5 GeV/c // Phys. Rev. D.— 1977.— 15, N 1.— P. 47—58.
36. Frabetti P. L., Albini E., Bettinazzi T. et al. Analysis of pioncarbon elastic semicoherent scattering at 40 GeV/c.— Milan, 1979.— 7 p.— (Preprint / Milan's Inst. of Phys.; IFUM 231/AE).
37. Anderson R. L., Ash W. W., Gustavson D. V. et al. Measurement of the A-dependence of J/ψ photoproduction // Phys. Rev. Lett.— 1977.— 38, N 6.— P. 263—266.
38. Bellini G., Di Corato M., Manfredi P. F., Vegni G. Live target performances in coherent production experiment // Nucl. Instr. and Meth.— 1973.— 107, N 1.— P. 85—92.

УДК 539.1.01

О. Ф. Немец

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР, КИЕВ

ДИФРАКЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ

При взаимодействии дейтрона с ядром он уже при относительно малых энергиях с большой вероятностью расщепляется на протон и нейтрон. Большой вероятности этого процесса способствуют малая энергия связи дейтрона (2,23 МэВ), большие размеры («рыхлость») и несовпадение центра заряда и центра тяжести. Впервые процесс развала дейтрона в электрическом поле ядра был рассмотрен теоретически в 1935 г. Оппенгеймером [1]. В дальнейшем этот процесс рассматривался многими авторами [2—7]. В 1955 г. Ахизером и Ситенко [8], Фейнбергом [9] и Глаубером [10] независимо был предложен дифракционный механизм расщепления дейтронов. Для того чтобы произошло дифракционное расщепление, дейтрону в процессе взаимодействия с ядром должны быть переданы необходимые энергия и импульс. Эти условия выполняются, если энергия налетающего дейтрона удовлетворяет следующему условию: $E_d \gg 0,2A^{2/3}$ МэВ. Для ядер среднего атомного веса ($A \approx 60$) величина $0,2A^{2/3}$ равна примерно трем и, следовательно, при энергии дейтронов, превышающей десяток мегаэлектронвольт, условие $E_d \gg 0,2A^{2/3}$ МэВ начинает более-менее выполняться.

Расщепление дейтрона может быть процессом как прямого расщепления, так и срыва с захватом одного из нуклонов в несвязанное состояние ядра и последующим его испусканием.

Несмотря на то что процесс расщепления дейтрона был предсказан еще в 1935 г., в кинематически полных экспериментах он не наблюдался до начала 60-х годов, хотя косвенные указания на его наличие были получены несколько раньше. Первые экспериментальные указания на заметную вероятность этого процесса были получены при изучении упругого рассеяния дейтронов тяжелыми ядрами [11—15]. В условиях применимости квазиклассического приближения (параметр Зоммерфельда $n = \frac{Ze^2}{\hbar v} \gg 1$) наблюдалось быстрое уменьшение сечения упру-

го рассеяния по сравнению с резерфордовским, начиная с углов $\theta_{кр}$, которым соответствует радиус взаимодействия $R_{вз}$, значительно превышающий суммарный радиус ядра и дейтрона,

$$\sin(\theta_{кр}/2) = Ze^2/(mv^2R_{вз} - Ze^2). \quad (1)$$

Ничем иным, кроме расщепления дейтронов, это явление объяснить нельзя.

В работе [13] была сделана оценка сечения расщепления, давшая величину дифференциального сечения в несколько сотен миллибарн — стерадиан. Для детального изучения процесса расщепления необходимо проводить кинематически полные эксперименты. Как известно, в реакциях с тремя частицами в выходном канале полная кинематика определяется тремя проекциями импульсов для каждой из трех частиц, т. е. девятью кинематическими величинами. Законы сохранения энергии и импульса уменьшают число кинематических величин, которые требуется определить в эксперименте, до пяти. Эти требования выполняются, если регистрировать одновременно нейтрон и протон под фиксированными углами θ_n и θ_p , измеряя при этом их энергии. Следует отметить, что для получения достоверных данных к регистрирующей аппаратуре предъявляются очень жесткие требования: временное разрешение $(1 \div 2) \cdot 10^{-9}$ с, хорошее энергетическое разрешение, в том числе для регистрируемых нейтронов и т. д.

Удовлетворяющая этим требованиям аппаратура была разработана в отделах ядерной электроники и ядерных реакций Института физики АН УССР [16, 17] в начале 60-х годов и в 1962 г. были выполнены первые кинематически полные эксперименты. Энергия нейтронов измерялась методом времени пролета.

В экспериментах спектрометр протонов располагался под фиксированным углом, а угол установки спектрометра нейтронов изменялся. Измерялись спектры нейтронов и протонов в совпадениях в зависимости от угла между направлениями вылета нейтрона и протона.

На рис. 1 показана геометрия эксперимента. Здесь 1 — циклотрон; 2 — магнит, отклоняющий пучок дейтронов; 3, 6 — коллиматоры; 4 — ионопровод; 5 — защитная стена; 7 — измерительная камера; 8 — рабочая мишень; 9 — золотая мишень для мониторинга, M1 — монитор, регистрирующий упругорассеянные рабочей мишенью дейтроны; M2 — монитор, регистрирующий упругорассеянные золотой мишенью дейтроны; P — полупроводниковый спектрометр; n — стильбеновый детектор нейтронов, расположенный на расстоянии 71 см от мишени для измерения энергии нейтронов по времени пролета.

На рис. 2 показаны полученные в работах [16, 18] спектры нейтронов, зарегистрированных

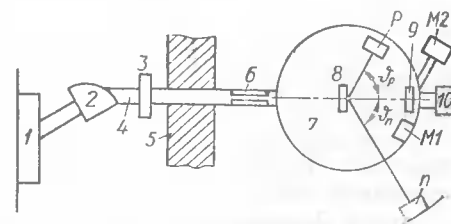


Рис. 1. Схема эксперимента.

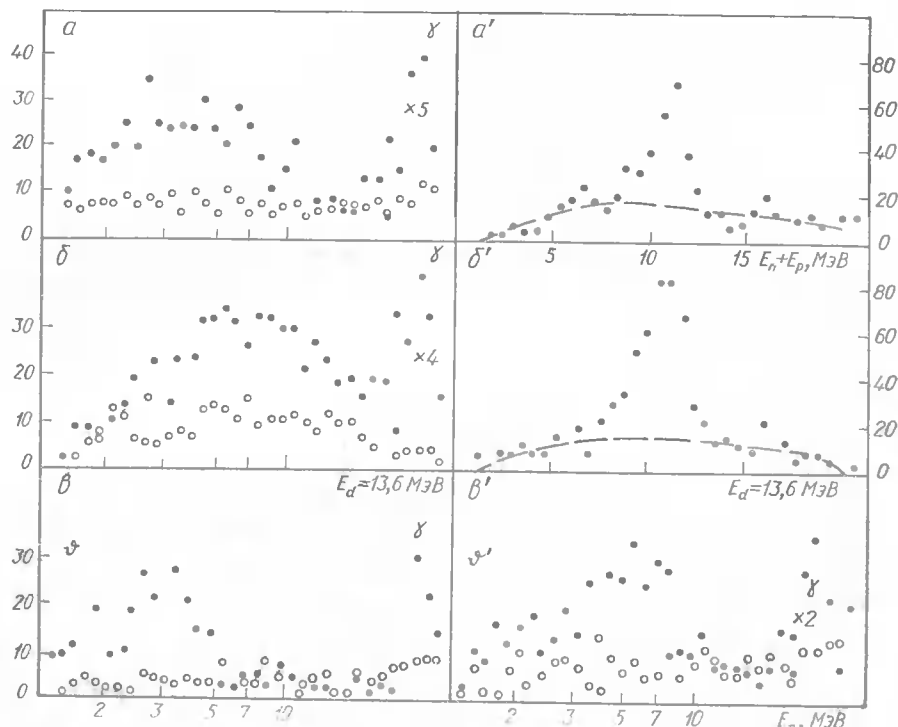


Рис. 2. Спектры нейтронов ($a, б, в, в'$) и суммарной энергии, зарегистрированной в совпадении нейтрона и протона ($a', б'$). Белыми кружками и штриховыми линиями отмечен фон случайных совпадений. Буквой γ обозначен гамма-пик.

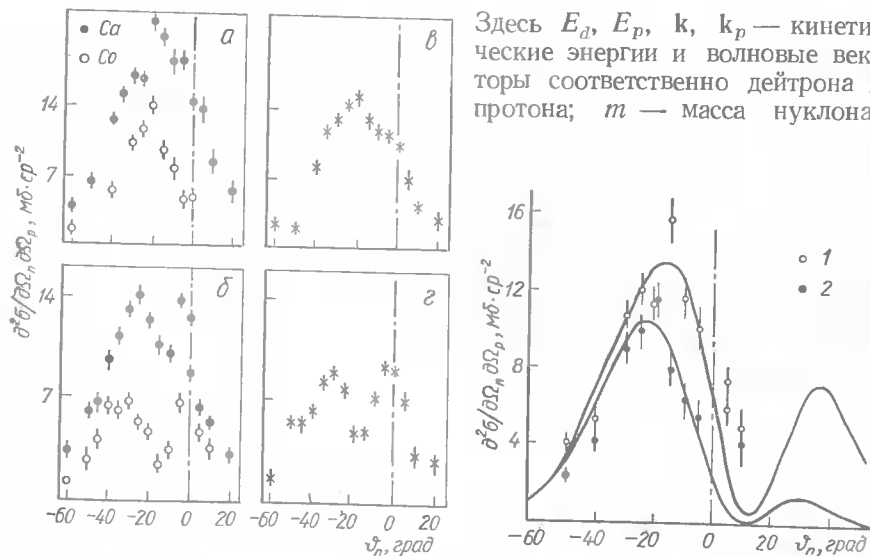
в совпадениях с протонами ($a, б, в, в'$), и спектры суммарной энергии совпадающих нейтрона и протона ($a', б'$). Спектры соответствуют разным углам детектирования нейтронов и протонов, а также разным диапазонам энергий регистрируемых протонов: a, a' — $\theta_p = 40 \dots^\circ$; $\theta_n = -35 \dots^\circ$, $3 \text{ МэВ} \leq E_p \leq 9 \text{ МэВ}$; $б, б'$ — $\theta_p = 30 \dots^\circ$; $\theta_n = -20 \dots^\circ$; $в-в'$ — $\theta_p = 30 \dots^\circ$; $\theta_n = -20 \dots^\circ$, $6,7 \text{ МэВ} < E_p < 8,4 \text{ МэВ}$; $в'$ — $\theta_p = 30 \dots^\circ$; $\theta_n = -20 \dots^\circ$, $5 \text{ МэВ} < E_p < 6,7 \text{ МэВ}$. В спектрах суммарной энергии совпадающих нейтрона и протона отчетливо виден пик, соответствующий первоначальной энергии дейтрона за вычетом его энергии связи, т. е. $E_p + E_n = E_d - E_{св.д} = 11,4 \text{ МэВ}$.

Наличие четко выраженного максимума в спектрах суммарной энергии свидетельствует о том, что после реакции расщепления ядро мишени остается в основном состоянии. Для ядер среднего веса спектры нейтронов и протонов, а также угловые корреляции оказались подобными [16, 18—23]. На рис. 3 показаны угловые $n-p$ -корреляции расщепления дейтронов при взаимодействии с ядрами кальция, кобальта и титана. Угловая корреляция характеризуется двумя максимумами, один из которых расположен под углом, близким к нулю градусов, а

второй — под углом, близким по величине к углу расположения спектрометра протонов, но по другую сторону относительно направления пучка падающих дейтронов, т. е. положение второго максимума изменяется при изменении угла, под которым устанавливается спектрометр протонов. Максимум под углом ноль градусов можно отождествить с механизмом расщепления дейтрона, при котором протон захватывается в несвязанное состояние ядра и затем испускается и регистрируется, давая вклад в корреляцию и частично с кулоновским расщеплением. В работе [19] максимум под углом ноль градусов при расщеплении дейтронов на никелевой мишени естественного состава удовлетворительно описывается теорией реакций срыва Батлера [24] для захвата протона в несвязанные состояния ядра при $l = 0, 1, 2$ с вкладом $\frac{1}{2}; 0,3; 0,1$ соответственно. Что касается второго максимума, то несмотря на относительно низкую энергию дейтронов, его можно связать с дифракционным механизмом расщепления. К моменту выполнения экспериментов теория дифракционного расщепления была детально развита в работах А. Г. Ситенко и его учеников [25—28] и можно было проводить сравнение теории с экспериментом.

Сечение дифракционного расщепления имеет следующий вид (28):

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dE_p} = \frac{\alpha^2 m k_p}{(2\pi)^3 \hbar^2 \epsilon k^2} V \sqrt{2E_d(E_d - \epsilon - E_p)} |f_d(\Delta, \mathbf{u}, \theta)|^2. \quad (2)$$



Здесь $E_d, E_p, \mathbf{k}, \mathbf{k}_p$ — кинетические энергии и волновые векторы соответственно дейтрона и протона; m — масса нуклона;

Рис. 3. Угловые $n-p$ -корреляции при расщеплении дейтронов с энергией 13,6 МэВ при взаимодействии с ядрами кальция (черные точки), кобальта (светлые точки) и титана (крестики) для разных углов установки спектрометра протонов ($a, в-в'$ — $\theta_p = 30^\circ$; $б, в-в'$ — $\theta_p = 40^\circ$).

Рис. 4. Угловые $n-p$ -корреляции при расщеплении дейтронов при взаимодействии с ядрами ^{60}Ni (1) и ^{63}Cu (2).

$\alpha = \left(\frac{m\epsilon}{\hbar^2}\right)^{1/2} = \frac{1}{2R_d}$; R_d — радиус дейтрона, ϵ — его энергия связи;
 $f_d(\Delta, u, \theta)$ — амплитуда дифракционного расщепления;

$$f_d(\Delta, u, \theta) = f_d(u, \theta) \exp\left(-\frac{\Delta^2 x^2}{4R_0^2}\right); \quad (3)$$

$$f_d(u, \theta) = ikR_0^2 \left(\frac{R_d}{R_0}\right)^3 \frac{8\sqrt{2\pi}}{3\alpha^{3/2}} \frac{1}{(1-u^2)^3} \left[\left(1 + \frac{u^2}{2} - \frac{3}{2}u_z^2 - iu\right) J_0(x) - \frac{3}{2}(u^2 - u_z^2) \cos 2\varphi J_2(x) \right]. \quad (4)$$

Здесь u — вектор относительной скорости между нейтроном и протоном; u_z — проекция вектора u на ось z (направление пучка дейтронов); φ — азимутальный угол вектора u ; Δ — параметр диффузности.

На рис. 4 представлены измеренные угловые $n-p$ -корреляции при взаимодействии дейтронов энергии 13,6 МэВ с изотопами ^{60}Ni (1) и ядрами Cu (2) естественного состава, а также результаты расчетов по дифракционной теории (сплошные кривые) (28). Теория не дает количественного описания экспериментальных сечений, поэтому теоретические кривые нормировались по экспериментальным данным. Кроме того, теоретические кривые пришлось на несколько градусов сместить для совмещения положений максимумов. Учитывая относительно небольшую энергию дейтронов (E_d всего в четыре раза превышает величину $0,2 A^{2/3}$) согласие теории с экспериментом можно признать удовлетворительным и на этом основании приписать сечение реакции, соответствующее второму максимуму, дифракционному механизму расщепления. Таким образом, основными механизмами расщепления дейтронов энергии 13,6 МэВ ядрами среднего веса являются дифракционные расщепления, срыв с захватом одного из нуклонов в несвязанное состояние ядра и кулоновское расщепление.

На рис. 3 и 4 следует обратить внимание на очень большое различие в сечениях реакции расщепления на ядрах с близкими значениями Z и A . Такое различие можно объяснить, если предположить, что у ядер, при взаимодействии с которыми исследовалось расщепление, заметно различаются диффузности поверхностного слоя. Влияние диффузности на процесс дифракционного расщепления впервые было предсказано А. Г. Ситенко и В. К. Тартаковским [26]. Авторы нашли, что при изменении параметра диффузности Δ от 0 до $\Delta = R$ сечение дифракционного расщепления меняется на порядок. Влияние диффузности учитывалось также в работе [28]. Для дальнейшей проверки предположения о влиянии диффузности ядра на сечение дифракционного расщепления ядра и для исключения возможного влияния на этот процесс заряда ядра, были проведены эксперименты на разделенных изотопах никеля. Предполагалось, что параметр диффузности может возрастать по мере удаления от магического числа 28, т. е. по мере увеличения избытка нейтронов. Как видно из рис. 5, где показаны угловые $n-p$ -корреляции при расщеплении дейтронов ядрами ^{58}Ni и ^{64}Ni , сечение этого

процесса для ядра ^{64}Ni заметно меньше, чем для ядра ^{58}Ni . После опубликования приведенных выше результатов в ряде зарубежных лабораторий были повторены кинематически полные эксперименты как на указанных выше, так и на других ядрах и при других энергиях [29—32]. Полученные в этих работах энергетические спектры, абсолютные сечения и угловые корреляции совпали с киевскими результатами.

В связи с обнаруженным заметным различием сечений расщепления дейтронов ядрами среднего веса было интересно исследовать, имеют ли место аналогичные эффекты и в области тяжелых ядер, где основной вклад при энергии дейтронов 13,6 МэВ должно давать кулоновское расщепление. С этой целью были выполнены эксперименты по исследованию спектров и угловых корреляций продуктов расщепления дейтронов ядрами ^{197}Au , ^{207}Pb , ^{208}Pb , естPb и Bi [33—37].

На рис. 6 показаны угловые $n-p$ -корреляции при расщеплении дейтронов при взаимодействии с ядрами ^{197}Au , ^{207}Pb и ^{208}Pb . Максимальную величину имеет сечение при взаимодействии с дважды магическим ядром ^{208}Pb , однако различие в сечениях не столь велико, как в случае ядер среднего веса. Расчеты по теории кулоновского расщепления Ландау и Лифшица [3], представленные на рис. 6 пунктирной кривой, не дают удовлетворительного описания экспериментов. В ряде работ отмечалось, что при кулоновском расщеплении при энергии дейтронов вблизи кулоновского барьера существенную роль должно играть взаимодействие нейтронов с ядрами [33, 34, 38]. В работе [35] выполнены расчеты в рамках теории Ландау и Лифшица [3], в которых учитывалось также потенциальное упругое рассеяние нейтронов ядром. Оптический потенциал был взят из работы [39]. В отличие от [3], где волновая функция нейтрона в конечном состоянии имела вид плоской волны, в [35] она была взята в виде, предложенном в [38, 40]:

$$\psi_n(\mathbf{r}_n) = \exp(i\mathbf{k}_n \mathbf{r}_n) + f(\widehat{\mathbf{k}}_n \widehat{\mathbf{r}}_n) \frac{\exp(i\mathbf{k}_n \mathbf{r}_n)}{r_n}, \quad (5)$$

где $f(\widehat{\mathbf{k}}_n \widehat{\mathbf{r}}_n)$ — амплитуда упругого рассеяния нейтрона на ядре:

$$f(\widehat{\mathbf{k}}_n \widehat{\mathbf{r}}_n) = \frac{t}{2k_n} \sum_{l_n=0}^{\infty} (2l_n + 1) (1 - S_{l_n}) P_{l_n}(\cos(\widehat{\mathbf{k}}_n \widehat{\mathbf{r}}_n)). \quad (6)$$

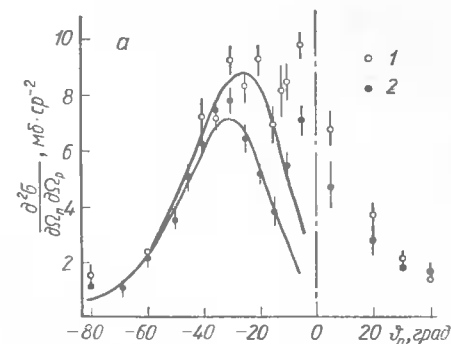


Рис. 5. Угловые $n-p$ -корреляции при расщеплении дейтронов при взаимодействии с ядрами ^{58}Ni (1) и ^{64}Ni (2). Сплошные кривые — результаты расчетов по дифракционной теории. Параметр диффузности для ^{58}Ni равен 1 Фм для ^{64}Ni — 3 Фм.

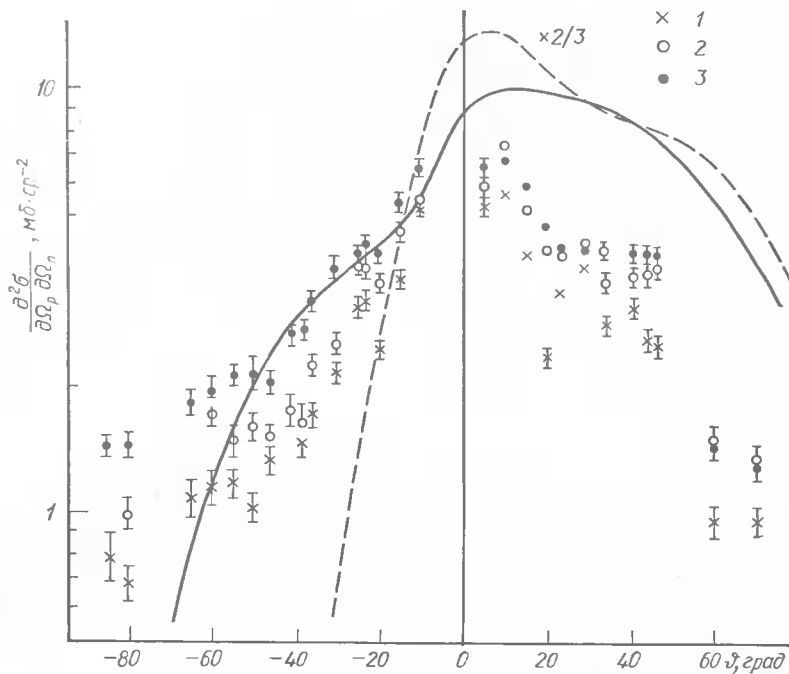


Рис. 6. Угловые $n-p$ -корреляции при расщеплении дейтронов энергии 13,6 МэВ ядрами ^{197}Au (1), ^{207}Pb (2) и ^{208}Pb (3). Угол установки спектрометра протонов равен 70° . Пунктирная кривая — результаты расчетов по теории Ландау и Лифшица без учета взаимодействия нейтрона с ядром, сплошная — результаты расчетов по теории Ландау и Лифшица с учетом взаимодействия нейтрона с ядром.

Дифференциальное сечение расщепления дейтрона в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил между нуклонами в дейтроне в этом случае имеет следующий вид:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} = 2\alpha \frac{\hbar}{\pi} \sqrt{m\epsilon} k_n k_p \left[\int \psi_d^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_p^{(-)}(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}_n \mathbf{r}) d\mathbf{r} + \int \frac{f(\mathbf{k}_n \mathbf{r})}{r} \exp(i\mathbf{k}_n \mathbf{r}) \psi_d^{(+)}(\mathbf{r}) \psi_p^{(-)*}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right]^2. \quad (7)$$

Волновые функции дейтрона $\psi_d^{(+)}(\mathbf{r})$ и протона $\psi_p^{(-)*}(\mathbf{r})$ взяты из работы [3]:

$$\psi_d^{(+)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{v_d}} \exp\left(-\frac{\pi n_d}{2}\right) \Gamma(1 + in_d) \exp(i\mathbf{k}_d \mathbf{r}) F[-in_d, 1, i(\mathbf{k}_d \mathbf{r} - \mathbf{k}_d \mathbf{r})]; \quad (8)$$

$$\psi_p^{(-)*}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\pi n_p}{2}\right) \Gamma(1 + in_p) \exp(-i\mathbf{k}_p \mathbf{r}) F[-in_p, 1, i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} + \mathbf{k}_p \mathbf{r})]. \quad (9)$$

Здесь \mathbf{k}_n , \mathbf{k}_p , \mathbf{k}_d — волновые векторы нейтрона, протона и дейтрона соответственно; n_p , n_d — кулоновские параметры протона и дейтрона; v_d — скорость дейтрона; m — масса нуклона; ϵ — энергия связи дейтрона

Первый член справа в выражении (7) описывает чисто кулоновское расщепление дейтрона, второй член учитывает взаимодействие нейтрона с ядром. Этот член можно оценить в приближении $n_d \gg 1$ и $n_p \gg 1$, используя метод стационарной фазы для быстро осциллирующих функций (41) и вынося за знак интеграла медленно изменяющуюся амплитуду $f(\mathbf{k}_n \mathbf{r})$ как функцию угла $(\mathbf{k}_n \mathbf{r})$ при

$$\theta = \theta_0, \quad \varphi = \varphi_0 \left(\varphi_0 = \pi, \theta_0 = \text{arctg} \frac{\sin \theta_p}{2\rho - \cos \theta_p}, \rho = \frac{n_p}{n_d} \right).$$

Остающийся интеграл берется аналитически и дает следующий результат:

$$I(\widehat{\mathbf{k}}_d \widehat{\mathbf{k}}_p) = \frac{\exp\{i[\arg \Gamma(1 + in_d) + \arg \Gamma(1 + in_p)]\}}{\sqrt{v_d} (2\pi\hbar)^{3/2}} \times \times \frac{8\pi^2 \sqrt{n_d n_p} \exp[-\pi(n_d + n_p)] \left[\frac{k_p^2 - (k_d + k_n)^2}{(k_d - k_p)^2 - k_n^2} (1 + \xi) \right]^{in_d}}{\left[\frac{k_p^2 - (k_d + k_n)^2}{(k_d - k_p)^2 - k_n^2} \right]^{in_p}} \times \times F(-in_d, -in_p, 1 - \xi). \quad (10)$$

$$\text{Здесь } \xi = \frac{4k_d k_p}{(k_d - k_p)^2 - k_n^2} \sin^2 \frac{1}{2}(\widehat{\mathbf{k}}_d \widehat{\mathbf{k}}_p).$$

Результаты расчетов, учитывающих взаимодействие нейтрона с ядром, приведены на рис. 6. Учет взаимодействия нейтронов заметно улучшает описание экспериментальных данных, особенно в области отрицательных углов, где наиболее сильно проявляется изотопическая зависимость сечений расщепления. Это позволяет сделать вывод о том, что для тяжелых ядер различие в сечениях расщепления на разных ядрах и изотопах связано с различием сечений взаимодействия нейтронов с ядрами.

К сожалению, в литературе имеется очень мало данных по измеренным сечениям упругого рассеяния нейтронов изотопами свинца в диапазоне энергии (2 ÷ 8) МэВ, поэтому ничего нельзя сказать о возможном различии сечений рассеяния нейтронов ядрами ^{207}Pb и ^{208}Pb .

Полагая, что сечения потенциального рассеяния нейтронов ядрами ^{207}Pb и ^{208}Pb близки по величине и основное различие в сечениях рассеяния на них обусловлено разным вкладом образования составного ядра, были проведены расчеты, в которых учитывался вклад как потенциального рассеяния нейтронов, так и рассеяния с образованием составного ядра [36, 37].

Потенциальное рассеяние, как в [35], описывалось с помощью оптической модели, а рассеяние с образованием составного ядра учитывалось в рамках теории Хаузера—Фешбаха [42]. Согласно этой теории

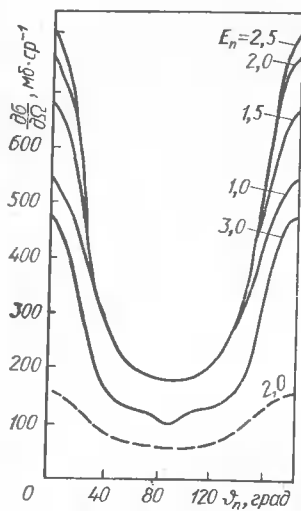


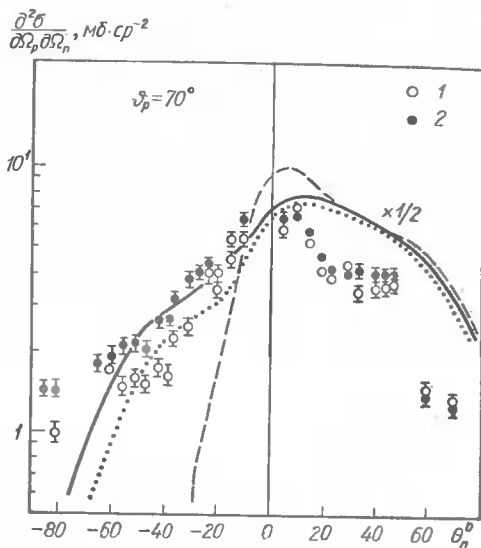
Рис. 7. Результаты расчетов дифференциальных сечений упругого рассеяния с образованием составного ядра по теории Хаузера — Фешбаха. Сплошные кривые — для ядра ^{208}Pb (энергии нейтронов указаны у кривых справа), пунктирная — для ядра ^{207}Pb .

Рис. 8. Угловые n — p — корреляции при расщеплении дейтронов энергии 13,6 МэВ изотопами ^{207}Pb (1) и ^{208}Pb (2). Угол установки спектрометра протонов равен 70° . Пунктирная кривая — результат расчетов по теории Ландау и Лифшица; сплошная — результаты расчетов, учитывающих упругое рассеяние (потенциальное и с образованием составного ядра) нейтронов ядрами ^{208}Pb ; точечная кривая — тоже для ^{207}Pb .

дифференциальное сечение рассеяния нейтронов, при котором ядра мишени переходят из состояния со спином J в состояние со спином J' имеет следующий вид:

$$\sigma(J, J', \theta) = \frac{\lambda^2}{8(2J+1)} \sum_l T_l(E) \sum_{l', l''} \left\{ \sum_{J, J', l''} T_{l'}(E') \times \right. \\ \left. \times |EZ(III, iL) Z(I'II'I, i'L) P_L(\cos \theta)| \sum_{l''B''} T_{l''}(E'') \right\} \quad (11)$$

Здесь i — спин канала для налетающего нейтрона с энергией E и орбитальным моментом l ; i' , E' и l' — то же для нейтрона в конечном состоянии; i'' , E'' , l'' — относятся к любому нейтрону — испускание которого возможно; $T_l(E) = 1 - |S_l|^2$ — коэффициенты проницаемости; Z — коэффициенты Рака. Рассчитанные дифференциальные сечения упругого рассеяния с образованием составного ядра показаны на рис. 7. Сечение упругого рассеяния с образованием составного ядра на ядре ^{208}Pb заметно больше, чем на ядре ^{207}Pb . Это означает, что вклад процесса, при котором нейтрон захватывается ядром и затем испускается в упругий канал (что регистрируется как расщепление дейтрона)



будет для ядра ^{208}Pb больше, чем для ядра ^{207}Pb . Это приводит к возрастанию сечения расщепления при околобарьерных энергиях в согласии с экспериментом, как это видно из рис. 8.

Предположение об увеличении диффузности ядер при удалении числа нейтронов и протонов от магических чисел, которым объяснялось изменение сечений дифракционного расщепления дейтронов ядрами среднего веса, может быть привлечено для объяснения и других явлений.

Такая попытка была предпринята для объяснения изотопно-изотонных эффектов в полных сечениях реакций [42, 43]. Изотопно-изотонные эффекты заключаются в том, что полные сечения реакций изменяются не пропорционально изменению размеров ядра и проницаемости кулоновского барьера, как это следует ожидать в квазиклассическом приближении, где

$$\sigma_R = \pi R^2 \left(1 - \frac{E_B}{E}\right) = \pi r_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \left(1 - \frac{E_B}{E}\right). \quad (12)$$

Здесь E_B — высота кулоновского барьера; E — энергия налетающей частицы; r_0 — параметр радиуса; A_1 — атомный вес ядра-мишени; A_2 — атомный вес частицы.

Изотопно-изотонные эффекты в полных сечениях реакций проявляются, как видно из рис. 9, для разных налетающих частиц и при разных энергиях. Для изотопов ^{48}Ti — ^{50}Ti , ^{54}Fe — ^{56}Fe , ^{58}Ni — ^{60}Ni — ^{62}Ni — ^{64}Ni увеличение сечений происходит гораздо быстрее, чем растет радиус ядра-мишени, а для изотопов ^{50}Ti — ^{51}V — ^{52}Cr наблюдается обратная картина — сечения уменьшаются быстрее, чем размер ядра-мишени.

Объяснить эти эффекты изменением проницаемости кулоновского барьера или различием в порогах реакций не удастся. Так, изменение проницаемости барьера при фиксированной энергии дейтронов 12,6 МэВ (рис. 9, пунктирная кривая) правильно предсказывает общую тенденцию в изменении сечений, но не влияет на ход сечений для изотопов. Что касается влияния порогов реакций, то их роль могла бы сказаться на изменении сечений для альфа-частиц, где все реакции имеют отрицательное Q , а порог реакции (α , $2n$) на ^{58}Ni исключительно

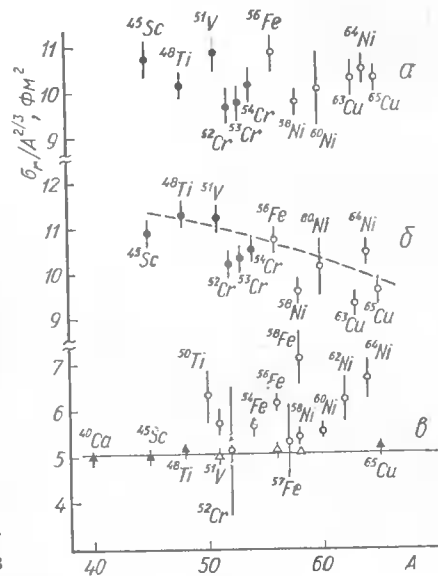


Рис. 9. Экспериментальные значения полных сечений реакций для дейтронов с энергией 13,6 МэВ (а); альфа-частиц с энергией 27,2 МэВ (б) и протонов с энергией 60,8 и 99 МэВ (в). Штриховая кривая воспроизводит ход сечения поглощения в квазиклассическом приближении; сплошная — представляет ход сечения поглощения абсолютно черного ядра.

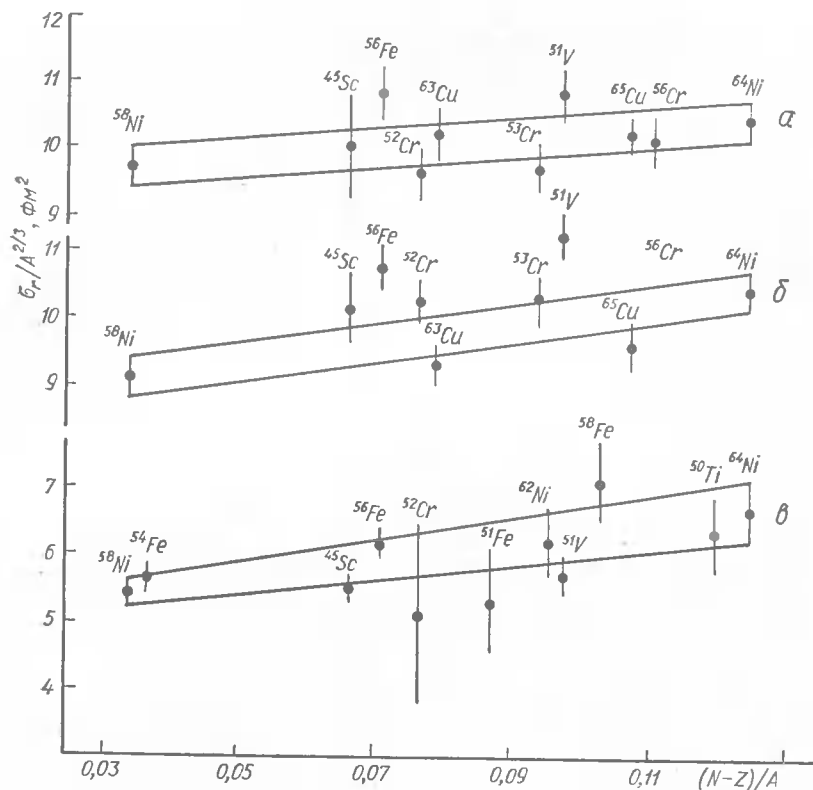


Рис. 10 Экспериментальные полные сечения реакций для дейтронов энергии 13,6 МэВ (а); альфа-частиц энергии 27,2 МэВ (б) и протонов энергии 60,8 МэВ как функция нейтронного избытка $(N-Z)/A$. Сплошными кривыми выделены «коридоры ошибок».

высок ($Q = -19,8$ МэВ) Но, как видно из рис. 9, изотопно-изотонные эффекты сохраняются для всех типов частиц, включая протоны энергии 99 МэВ.

Проявление изотопно-изотонных эффектов наблюдается на фоне средней зависимости полных сечений реакций от A в виде $\sigma_R = \pi r_0^2 A^{2/3}$ (рис. 9, сплошная прямая), что позволяет приписать их влиянию геометрических факторов. Отметим, что изменение геометрических параметров ядер (размер, величина диффузности, деформация) нельзя уязать только с заполнением оболочек, что следует из того, что полные сечения реакций для ядер с заполненной оболочкой $N = 28$ сильно различаются (^{50}Ti , ^{51}V , ^{52}Cr , ^{54}Fe).

Ход полных сечений реакций для изотопов и изотонов в большей степени определяется соотношением между числом нейтронов и протонов в ядрах, а точнее величиной относительного нейтронного избытка.

Взяв относительный нейтронный избыток в качестве параметра, опишем как изотопный, так и изотонный эффект. На рис. 10 показаны экспериментальные значения полных сечений, отнесенные к $A^{2/3}$ для разных ядер и функции относительного нейтронного избытка. Прямыми отмечены границы «коридора ошибок» для изотопов никеля. Как видно из рис. 10, значения полных сечений реакций в пределах ошибок эксперимента вкладываются в эти «коридоры» для всех частиц, для которых проявляются как изотопные, так и изотонные эффекты. Значения сечений можно описать эмпирической формулой, учитывающей роль относительного нейтронного избытка

$$\sigma_R = \{\pi r_0^2 + \beta [(N-Z)/A]\} A^{2/3}. \quad (13)$$

Параметры r_0 и β для дейтронов, энергии 13,6 МэВ, альфа-частиц энергии 27,2 МэВ и протонов энергии 60,8 МэВ имеют при этом соответственно следующие значения r_0 : 1,76; 1,70 и 1,31 Фм. Параметр β в пределах ошибок не зависит от типа частиц и их энергии и поэтому его можно ассоциировать с фундаментальными свойствами ядер. Было сделано предположение, что относительный нейтронный избыток влияет на величину диффузности поверхностного слоя и в связи с этим были проведены расчеты полных сечений реакций для изотопов никеля в рамках оптической модели ядра с параметрами, хорошо описывающими упругое рассеяние дейтронов энергии 13,6 МэВ на изотопах никеля [44].

Оптический потенциал имеет следующий вид:

$$V = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_v A^{1/3}}{a_v}\right) \right] + iW_0 \exp\left[-\left(\frac{r - r_w A^{1/3}}{a_w}\right)\right] \quad (14)$$

с параметрами $V_0 = 72$ МэВ, $W_0 = 17$ МэВ, $r_v = 1,35$ Фм, $r_w = 1,27$ Фм; $a_v = 0,73$ Фм; $a_w = 1,75$ Фм. При анализе полных сечений реакций, которые отождествлялись с сечениями поглощения, все параметры оптического потенциала фиксировались и варьировались только параметр a_w . Результаты расчетов совместно с измеренными значениями σ_R приведены на рис. 11

Вычисленные значения σ_R перекрываются с измеренными для интервала $a_w = (1,65 \div 1,85)$ Фм в случае ^{58}Ni и для $a_w = (1,94 \div 2,2)$ Фм в случае ^{64}Ni .

Принимая во внимание неоднозначность параметров оптического потенциала, не следует ставить знак равенства между полученными

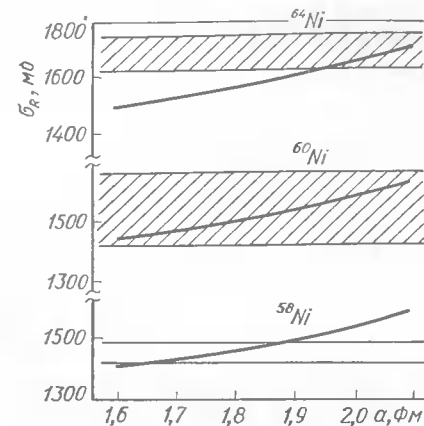


Рис. 11. Зависимость полных сечений реакций на изотопах никеля для дейтронов энергии 13,6 МэВ. Заштрихованная область — экспериментальные значения σ_R с учетом погрешностей измерений.

значениями α_ω и величиной диффузного слоя ядра, а рассматривать это лишь как качественное указание на возможность увеличения диффузности ядра по мере увеличения относительного нейтронного избытка.

1. *Oppenheimer J. R.* Disintegration of the deuteron by impact // *Phys. Rev.*— 1935.— 47.— P. 845—850
2. *Dancoff S. M.* Disintegration of the deuteron in flight // *Ibid.*— 1947.— 72.— P. 1017—1022.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* К теории передачи энергии при столкновениях // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1948.— 18.— С. 750—758.
4. *Mullin C. J., Guth E.* Electric excitation and disintegration of nuclei. I. Excitation and disintegration of nuclei by the Coulomb field of positive particles // *Phys. Rev.*— 1951.— 82.— С. 141—155.
5. *Розенцвейг Л. Н., Ситенко А. Г.* Расщепление релятивистского дейтрона в электрическом поле ядра // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1956.— 30.— С. 427—428.
6. *Galicky Y. M., Landau L. D., Migdal A. B.* The disintegration of the deuteron by the Coulomb field of the nucleus // *Physica.*— 1956.— 22.— P. 1168—1182.
7. *Gold R., Wong C.* Disintegration of the deuteron in a Coulomb field // *Phys. Rev.*— 1963.— 132.— P. 2586—2599.
8. *Ахиезер А. И., Ситенко А. Г.* К теории расщепления дейтрона // *Учен. зап. Харьк. ун-та.*— 1955.— 64.— С. 9—16.
9. *Фейнберг Е. Л.* О взаимодействии быстрых дейтронов с ядрами // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1955.— 29.— С. 115—130.
10. *Glauber R. J.* Deuteron stripping processes at high energies // *Phys. Rev.*— 1955.— 99.— P. 1515—1516.
11. *Gove H. E.* Elastic scattering of deuterons // *Ibid.*— P. 1353—1362.
12. *Rees J. R., Sampson M. B.* Elastic scattering of deuterons // *Ibid.*— 1957.— 108.— P. 1289—1297.
13. *Гофман Ю. В., Немец О. Ф.* Упругое рассеяние дейтронов с энергией 13,6 МэВ ядрами // *Журн. эксперим. и теорет. физики.*— 1960.— 39.— С. 1489—1492.
14. *Гофман Ю. В., Немец О. Ф.* Упругое рассеяние дейтронов с энергией 13,6 МэВ ядрами // *Там же.*— 1961.— 40.— С. 477—479.
15. *Немец О. Ф.* Взаємодія дейтронів з ядрами // *Укр. фіз. журн.*— 1983.— 8.— С. 505—522.
16. *Nemets O. F., Sokolov M. V., Struzhko B. G.* The nuclear field disintegration of the deuteron // *Congr. Int. Phys. Nucl.*— 1964.— 2.— P. 961—963.
17. *Немец О. Ф., Оффенгенден Р. Г.* Автоматизация научного эксперимента в ИЯД АН УРСР // *Вісн. АН УРСР.*— 1974.— 12.— С. 81—88.
18. *Немец О. Ф., Соколов М. В., Стружко Б. Г.* Изучение угловых и энергетических корреляций в реакциях Ni (*d, n, p*) Ni методом совпадений нейтрон — протон // *Ядер. физика.*— 1965.— 1.— С. 1014—1018.
19. *Немец О. Ф., Соколов М. В., Стружко Б. Г.* Расщепление дейтронов в поле ядер Al, Ni, Ag // *Там же.*— 1966.— 4.— С. 521—525.
20. *Расщепление дейтронов с энергией 13,6 МэВ при взаимодействии с ядрами Ti, Co, Ni / О. Ф. Немец, В. М. Пугач, М. В. Соколов, Б. Г. Стружко // Изв. АН СССР, Сер. физ.*— 1960.— 32.— С. 261—267.
21. *Развал 13,6 МэВ дейтронов на средних ядрах / О. Ф. Немец, В. М. Пугач, М. В. Соколов, Б. Г. Стружко // Сообщ. Междунар. симпоз. по структуре ядра.*— Дубна, 1968.— С. 123—125.
22. *О возможности изучения поверхности ядра при помощи реакции расщепления дейтронов / О. Ф. Немец, В. М. Пугач, М. В. Соколов, Б. Г. Стружко // Изв. АН СССР, Сер. физ.*— 1970.— 34.— С. 1714—1718.
23. *Изучение механизма расщепления дейтронов с энергией 13,6 МэВ на ядрах / О. Ф. Немец, В. М. Пугач, М. В. Соколов, Б. Г. Стружко // Укр. физ. журн.*— 1971.— 16.— С. 401—409.
24. *Butler S. T.* Theory of stripping reactions // *Proc. Roy. Soc. A.*— 1951.— 208.— P. 559—576.
25. *Ситенко А. Г., Тартаковский В. К.* О дифракционном расщеплении дейтронов // *Укр. физ. журн.*— 1959.— 6.— С. 708—732.

26. *Ситенко А. Г., Тартаковский В. К.* О дифракционном взаимодействии дейтронов с полупрозрачными ядрами с диффузным краем // *Там же.*— 1961.— 6.— С. 12—19.
27. *Левшин Е. Б.* О расщеплении дейтронов ядрами // *Изв. АН СССР, Сер. физ.*— 1966.— 30.— С. 367—370.
28. *Бережной Ю. А., Инопин Е. В.* К теории взаимодействия дейтронов с атомными ядрами // *Ядер. физика.*— 1967.— 6.— С. 1197—1200.
29. *The Nemets Effect in Deuteron Break-up by Heavy Nuclei / C. L. Fink, B. L. Cohen, J. C. van der Weerd, R. J. Petty // Phys. Rev.*— 1969.— 185.— P. 1568—1576.
30. *Jarczuk L., Lang J., Müller R.* Deuteron break-up in the field of a heavy nucleus // *Phys. Lett. B.*— 1972.— 39.— P. 191—192.
31. *Jarczuk L., Lang J., Müller R.* Break-up of deuterons in the fields of heavy nuclei // *Phys. Rev. C.*— 1972.— 8.— P. 68—75.
32. *Lang J., Jarczuk L., Müller R.* Deuteron break-up in the field of the nucleus // *Nucl. Phys. A.*— 1973.— 204.— P. 97—109.
33. *Развал дейтрона на ядрах золота и свинца / В. И. Гранцев, И. П. Драпаченко, В. А. Корнилов, В. В. Метнев, О. Ф. Немец, М. В. Соколов // Изв. АН СССР, Сер. физ.*— 1971.— 35.— С. 1747—1749.
34. *Угловые и энергетические распределения продуктов развала дейтрона в кулоновском поле ядра / М. В. Евланов, О. Ф. Немец, М. В. Соколов и др. // Изв. АН СССР, Сер. физ.*— 1973.— 37.— С. 1527—1531.
35. *Изотопические эффекты в реакциях развала дейтрона на атомных ядрах / В. И. Гранцев, И. П. Драпаченко, М. В. Евланов, В. А. Корнилов, О. Ф. Немец и др. // Там же.*— 1977.— 41.— С. 156—164.
36. *Расщепление дейтронов на тяжелых ядрах и учет взаимодействия дейтрона с ядром в конечном состоянии / В. И. Гранцев, И. П. Драпаченко, М. В. Евланов, В. А. Корнилов, О. Ф. Немец и др. // Укр. физ. журн.*— 1977.— 22.— С. 238—242.
37. *Расщепление дейтрона на изотопах свинца / В. И. Гранцев, И. П. Драпаченко, М. В. Евланов, В. А. Корнилов, О. Ф. Немец и др. // Там же.*— С. 243—247.
38. *Жмайло В. А.* Кулоновское расщепление дейтронов // *Ядер. физика.*— 1970.— 12.— С. 239—246.
39. *Becchetti F., Greanleas G.* Nucleon-nucleus Optical-model parameters $A = 40, E = 50$ MeV // *Phys. Rev.*— 1969.— 182.— P. 1190—1198.
40. *Baur G., Trautmann D.* Sub-coulomb (*d, p*) stripping theory into the continuum // *Nucl. Phys. A.*— 1973.— 199.— P. 218—220.
41. *Зоммерфельд А.* Строение атома и атомные спектры.— М.: Изд-во иностр. лит., 1956.— Т. 2.— 435 с.
42. *Немец О. Ф., Слюсаренко Л. И., Токаревский В. В.* Полные сечения реакций для заряженных частиц в диапазоне энергий до 100 МэВ // *Пробл. физики элемент. частиц и атом. ядра.*— 1975.— 6.— С. 827—891.
43. *Deuteron and alpha-particle total reaction cross sections for nuclei with $A = 50$ / О. P. Bilaniuk, V. V. Tokarevskii, V. S. Bulkin, L. V. Dubar, O. F. Nemets et al. // Nucl. Phys.*— 1981.— 7.— P. 1699—1712.
44. *Упругое рассеяние дейтронов энергии 13,6 МэВ изотопами никеля / О. Ф. Немец, Л. С. Соколов, В. В. Токаревский, И. П. Чернов // Ядер. физика.*— 1966.— 4.— С. 293—298.

ДИНАМИКА КЛАСТЕРНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Проблема нуклонных ассоциаций или кластеров в атомных ядрах является, по-видимому, самой «долгоживущей» проблемой в физике атомного ядра, которая до сих пор успешно развивается и обнаруживает новые содержательные аспекты. Исходная работа Дж. А. Уилера по этому вопросу [3] была опубликована почти 50 лет назад. В ней был предложен метод резонирующих групп (МРГ), который был реализован в полной мере лишь в 60—70-е годы, когда с помощью современных ЭВМ стало возможным решение интегродифференциальных уравнений МРГ. Подход на основе МРГ позволил хорошо описать фазы кластер-кластерного рассеяния [4], сейчас этим методом успешно решаются задачи на связанные каналы [5] (например, упругое рассеяние $d + t$ и реакция $d + t \rightarrow \alpha + n$). В результате весьма трудоемких вычислений было получено прекрасное описание ядра ^{12}C как трех-кластерной системы 3α , включая энергию связи этого ядра, спектр энергетических уровней и формфакторы упругого и неупругого рассеяния электронов [6]. Вариантом МРГ являются метод генераторных координат [4], близок к нему и двухцентровый метод Хартри — Фока [7, 8].

Другой подход к проблеме кластеров возник в конце 50-х годов [9] и основан на анализе кластерных свойств ядер и ядерных реакций с участием кластеров с помощью волновых функций осцилляторной модели оболочек. Его условно можно назвать аналитическим, поскольку он опирается на методы теории групп, богатые свойствами симметрии осцилляторных функций (сочетание многочастотных коэффициентов родства [10, 11] с обобщенными коэффициентами Тальми — Мошинского [12]), что позволяет проводить расчеты различных сложных физических характеристик в аналитическом виде. Именно аналитический подход дал теорию кластерных спектроскопических множителей (СМ) [9], которые необходимы для описания прямых и резонансных реакций с участием кластеров. В связи с этим они были широко табулированы [13, 14, 31] и очень успешно использованы в дальнейшем для самых разных целей, причем эти методы до сих пор вне конкуренции. Здесь можно отметить теорию передачи кластеров в реакциях с тяжелыми ионами [15, 16], исследования квазиупругого выбивания кластеров из атомных ядер [17], а также исследования поглощения фотонов промежуточных энергий и π -мезонов на различных кластерах ($d, \alpha, ^4\text{Li} \dots$) как подсистемах в легких ядрах [18—20].

В то же время оба эти направления исследований были связаны с определенным сужением поля зрения, когда на первый план вышли основные внутренние состояния кластеров как подсистем в легких ядрах. Основной причиной этого был, по-видимому, несколько гип-

нотизирующий известный факт энергетической выделенности α -подструктур. Ярким проявлением такой ориентации были весьма полезные в свое время работы по квазиальфа-частичному поглощению фотонов средних энергий и π -мезонов [20], а также квазиупругому выбиванию кластеров [17, 27]. Ориентация МРГ на основные и низшие возбужденные состояния кластеров довольно естественная, поскольку в основу выбора волновых функций МРГ положен энергетический принцип, который в первую очередь учитывает кластерные структуры $A_1 + A_2$, характеризующиеся минимальной энергией связи в ядре A , т. е. невозбужденные кластеры A_1 и A_2 . В аналитическом подходе [9, 10] на первых порах основное внимание также уделялось реальным и виртуальным развалам $A \rightarrow A_1 + A_2$ ядра A на низшие состояния кластеров A_1 и A_2 . Вероятность такого процесса (помимо различных энергетических факторов) определяется величиной кластерного формфактора (КФФ) [10]:

$$\varphi(R_{12}) = \left(\frac{A}{A_1} \right)^{1/2} \langle A | A_1^\alpha, A_2^\beta \rangle, \quad (1)$$

где R_{12} — относительная координата кластеров; $|A\rangle$, $|A_1\rangle$, $|A_2\rangle$ — схематические обозначения волновых функций соответствующих ядер. КФФ связан со спектроскопическим множителем (СМ) соотношением

$$S^2(A \rightarrow A_1 + A_2) = \int dR_{12} |\varphi(R_{12})|^2. \quad (2)$$

Используя для ядер A, A_1, A_2 какие-либо конкретные волновые функции, например оболочечные или лучше волновые функции трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО), в которых отсутствуют нефизические возбуждения центра масс ядра A и фигурируют только относительные переменные нуклонов — координаты Якоби [10, 11], легко убедиться, что СМ отличны от нуля не только для основных состояний α и β кластеров A_1 и A_2 , но и для возбужденных фрагментов A_1^* и A_2^* .

В работах [24—28] рассмотрен вопрос о вычислении СМ для переходов на возбужденное состояние ядра-остатка $A \rightarrow A_1^* + A_2$. В дальнейшем в связи с развитием обсуждаемых ниже исследований была разработана теория СМ для переходов общего вида $A \rightarrow A_1^* + A_2^*$ [29]. Роль виртуально возбужденных кластеров рассматривалась в литературе и ранее в связи с реакциями многонуклонных передач при столкновении тяжелых ионов [15].

Интерес, возникший к этому вопросу, связан уже с реакциями квазиупругого выбивания кластеров (a, ax) при промежуточных энергиях $E_a \sim 1$ ГэВ, трехкластерной фрагментации $A(\gamma, b_1 b_2) A - b$ или $A(\pi, b_1 b_2) A - b$, и, возможно, $A(p, p' b_1 b_2) A - b, b - b_1 + b_2$. Здесь учет виртуально возбужденных кластеров приводит к новым интересным эффектам. За всеми этими реакциями стоит весьма общее многоплановое явление, которое еще мало исследовано. Если записать состояние ядра через квантовые числа модели оболочек, на-

пример $|(0s)^4(1p)^{A-4}|f|LST; JM\rangle$, то в такой формулировке состояния всех нуклонов фиксированы, заморожены, и «многочастичное богатство» указанной волновой функции проявляется в частности в том, что широк по энергии и нетривиален по форме спектр многочастичных дырочных возбуждений при удалении одного нуклона (реакции (p, d) , $(e, e'p)$ и др. [30]). Однако если записать эту волновую функцию через кластерные степени свободы (см. ниже), с учетом соответствующих экспериментов уже с кластерами, то фиксированность квантовых чисел вообще исчезает, принцип Паули, как оказывается, совершенно не мешает широкой миграции $A - 4$ осцилляторных квантов по кластерным степеням свободы в ядре. Это явление тесно связано и с обнаруженным недавно теоретически структурным запретом тяжелой фрагментации средних и тяжелых ядер.

1. Квазиупругое выбивание кластеров из ядер в теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко

Общепринятым подходом к реакциям квазиупругого выбивания кластеров (a, ax) быстрыми адронами a в 60-х годах было использование импульсного приближения (полусная диаграмма) с плоскими или искаженными волнами [17], в котором сечение реакции определялось структурными факторами и сечением упругого рассеяния адрона a на невозбужденном кластере x . Механизм рассеяния $a + x$ не обсуждался. Успехи теории многократного рассеяния адронов высоких энергии на ядрах [1, 2] позволили пересмотреть и существенно уточнить эту концепцию. Механизм квазиупругого выбивания можно представить себе как многократное рассеяние падающего адрона a с импульсом p_0 на нуклонах (виртуального) кластера x , в результате которого последнему передается импульс $p = p_0 - p_0'$, достаточный для вылета его из ядра A с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт. При этом состояние виртуального кластера x до столкновения с адроном не обязательно должно совпадать с основным состоянием $|x\rangle$ реального вылетающего кластера x , т. е. оно может соответствовать некоторому виртуальному состоянию $|x^*\rangle$ этого кластера с несколькими квантами возбуждения $n\hbar\omega$ по его внутренним координатам Якоби. Тем самым в процессе многократного рассеяния адрона происходит девозбуждение кластера $x^* \rightarrow x$, и при расчете сечения процесса необходимо учитывать следующее: 1) вклады всех состояний $|x^*\rangle$, которые совместимы со структурой основного состояния $|A\rangle$ начального ядра A и структурой изучаемого состояния $|(A-x)\rangle$ конечного ядра $A-x$; 2) вклады амплитуд процесса с различной кратностью рассеяния x ($x = 1, 2, \dots, x$) и их интерференцию; 3) эффекты искажения волн выходящего кластера x , рассеянного адрона a' и падающего адрона a .

Кинематические вопросы типов 2) и 3) рассмотрены в обзоре [23] и цитированных там работах, а мы остановимся на первом вопросе. Рассмотрим реакцию (a, ax) . В теории [1, 2] амплитуда этого процесса

имеет вид

$$M_{if} = \frac{ip_0'}{2\pi} \int d^2\rho \exp(ip\rho) \langle \psi_f | \hat{\Omega} | A \rangle, \quad (3)$$

$$\hat{\Omega} = 1 - \prod_{i=1}^x (1 - \omega(\rho - \rho_i));$$

$$\omega(\rho) = \frac{1}{2\pi i p_0} \int d^2k f(k) \exp(ik\rho).$$

Здесь ρ — двухмерный прицельный параметр адрона a ; $f(\rho)$ — амплитуда его рассеяния на нуклоне (предполагается, что волновая функция конечного состояния имеет вид

$$\psi_f = |(A-x)\rangle \langle x | \chi^{(-)}(R_{A-x} - R_x)$$

$(\chi^{(-)})$ — искаженная волна относительного движения фрагментов $A-x$ и x). Оператор $\hat{\Omega}$ является суммой членов типа $\Omega_1 = \sum_i \omega(\rho - \rho_i)$

(однократное рассеяние), $\Omega_2 = \sum_{ij} \omega(\rho - \rho_i) \omega(\rho - \rho_j)$ (двукратное рассеяние) и т. д.

Если в качестве волновых функций $|A\rangle$, $|A-x\rangle$ и $|x\rangle$ выбрать функцию ТИМО и воспользоваться генеалогическим разложением состояния A нуклонов по функциям фрагментов $A-x$ и x , то для амплитуды s -кратного рассеяния можно записать

$$\langle (A-x)_\alpha, x | \Omega_s | A \rangle = \sum_{\beta n l} \langle A | (A-x)_\alpha, n l, x_\beta \rangle \langle x | \Omega_s | x_\beta \rangle. \quad (4)$$

Последний множитель в этой формуле как раз и представляет собой амплитуду перехода (девозбуждения) кластера из некоторого состояния $|x\rangle_\beta$ в основное состояние $|x\rangle$. Коэффициент родства $\langle A | A-x_\alpha, x_\beta$ учитывает все эффекты, связанные со структурой ядер A , $A-x$, x .

Плосковолновые расчеты для ядер p -оболочки [23] показали, что в результате учета виртуальных возбужденных состояний кластера x в ядре-мишени A сечения квазиупругого выбивания (a, ax) увеличиваются в 2—3 раза, что отражает большую величину спектроскопических амплитуд для возбужденных кластеров x^* в сочетании с существенными значениями амплитуд девозбуждения $\langle x | \Omega_s | x^* \rangle$. Однако на состоянии $|x^*\rangle$ концентрируются в центральной области ядра, отступая на расстояние 0,4—0,7 Фм от его поверхности [31, 32]. Поэтому эффекты поглощения при расчете с искаженными волнами для энергий $E_a \simeq 1$ ГэВ [22], которые еще следует уточнить, резко снижают влияние состояний $|x^*\rangle$, сечения увеличиваются лишь на 20—50%, но, по-видимому, остаются вполне наблюдаемыми яркие эффекты изменения импульсных распределений ядра отдачи $A-x$, анизотропии сечения по отношению к ориентации импульса отдачи q относительно

падающего пучка \vec{p}_0 и плоскости $\{\vec{p}_0, \vec{p}'_0\}$, формируемой начальным и конечным импульсами быстрой частицы a ($E_a \simeq E'_a$, $E_a \gg E_x \gg B_x$, B_x — энергия связи). Для этого с помощью совпадений нужно измерить импульсные распределения ядра отдачи $A-x$ для нескольких уровней этого ядра (такие эксперименты есть при меньших энергиях $E_a \approx 100$ — 200 МэВ [33]).

Для ядер $2s-2d$ оболочки резко возросшая роль виртуальных возбуждений $|x^*\rangle$ не находит реализации, поскольку для сложных возбуждений малы амплитуды $\langle x | \hat{\Omega}_x | x^* \rangle$ [35], если частица a — протон (для составных частиц a ситуация может быть другой). Указанный круг вопросов может изучаться и совершенно другим способом, через реакции трехкластерной фрагментации, что мы обсудим ниже.

2. Мультикластерные коэффициенты родства

Обычное генеалогическое разложение полной антисимметричной волновой функции $|AN [f] (\lambda\mu) \xi\rangle$ ядра A заключается в том, что она представляется в виде линейной комбинации произведений функций фрагментов A_1 и A_2 :

$$\begin{aligned} |AN [f] (\lambda\mu) \xi\rangle &= \sum \langle AN [f] (\lambda\mu) | A_1 N_1 [f_1] (\lambda_1 \mu_1); \\ &(n_0), A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2) \{(\lambda_0 \mu_0)\} \rangle \cdot |A_1 N_1 [f_1] (\lambda_1 \mu_1); \\ &(n_0), A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2) \{(\lambda_0 \mu_0)\} \rangle : |f] (\lambda\mu) \xi\rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь имеется в виду, что состояние каждого из ядер A_1, A_2, A описывается волновой функцией осцилляторной трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО) [10, 11] с одним и тем же параметром $\hbar\omega$; N_i — число осцилляторных квантов в ядре A_i ; $[f_i]$ — схема Юнга, характеризующая перестановочную симметрию координатной части волновой функции; $(\lambda_i \mu_i)$ — символ $SU(3)$ -симметрии [36] этой функции, супермультиплетная $SU(4)$ -симметрия спин-изоспиновой части функции задается сопряженной схемой Юнга $[f_i]$. (Символ (n_0) в правой части функции (5) указывает на то, что относительное движение фрагментов A_1 и A_2 описывается осцилляторной волновой функцией с числом квантов $n = N - N_1 - N_2$). Коэффициенты $\langle A | A_1, A_2 \rangle$ в линейной комбинации (1) называются генеалогическими коэффициентами (ГК) или коэффициентами родства [10, 37]. Значок ξ заменяет все остальные квантовые числа $LSTMLSM_T$ (орбитальный момент, спин, изоспин и их проекции), которые мы явно не указываем, поскольку предполагается, что в правой части (5) проведено объединение представлений группы $U(4) [\tilde{f}_1] \times [\tilde{f}_2] \rightarrow [\tilde{f}]$ в полное неприводимое представление $[\tilde{f}]$:

$$|[\tilde{f}_1] [\tilde{f}_2] : [\tilde{f}] ST\rangle = \sum_{S_1 T_1 S_2 T_2} \langle [\tilde{f}_1] [\tilde{f}_2] | [\tilde{f}] \rangle |[\tilde{f}_1] S_1 T_1, [\tilde{f}_2] S_2 T_2 : ST\rangle \quad (6)$$

(угловыми скобками обозначены коэффициенты Клебша — Гордана (ККГ) для группы $U(4)$, которые совпадают со спин-изоспиновыми ГК [10]). Аналогичным образом считаем, что представления группы $SU(3)$ перемножаются по схеме $(n_0) \times (\lambda_2 \mu_2) \rightarrow (\lambda_0 \mu_0)$, $(\lambda_1 \mu_1) \times (\lambda_0 \mu_0) \rightarrow (\lambda \mu)$ с использованием ККГ для группы $SU(3)$. Например, связь $(\lambda_1 \mu_1) \times (\lambda_0 \mu_0) \rightarrow (\lambda \mu)$ означает, что

$$\begin{aligned} |(\lambda_1 \mu_1) (\lambda_0 \mu_0) : (\lambda \mu) L\rangle &= \sum_{L_1 L_0} \langle (\lambda_1 \mu_1) L_1, (\lambda_0 \mu_0) L_0 | (\lambda \mu) L \rangle \times \\ &\times |(\lambda_1 \mu_1) L_1, (\lambda_2 \mu_2) L_2 : L\rangle \end{aligned} \quad (7)$$

Суммирование в правой части (5) проводится по всем допустимым значениям $N_i [f_i]$, $(\lambda_i \mu_i)$, а также по (n_0) и $(\lambda_0 \mu_0)$. В литературе была исследована связь ГК в ТИМО с обычными коэффициентами модели оболочек. Для случая, когда оба ядра A и A_1 принадлежат p -оболочке и находятся в состояниях с минимальным допустимым принципом Паули числом квантов $N_{\min}, N_{1\min}$, например, было показано [10, 35], что

$$\begin{aligned} \langle AN_{\min} [f] (\lambda\mu) | A_1 N_{1\min} [f_1] (\lambda_1 \mu_1); \\ n_0, A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2) \{(\lambda_0 \mu_0)\} \rangle = \\ = (-1)^n \left(\frac{A}{A_1}\right)^{n/2} \langle s^4 p^{A-4} [f] (\lambda\mu) | s^4 p^{A_1-4} [f_1] (\lambda_1 \mu_1), p^{A_2} [f_2] (\lambda_0 \mu_0) \rangle \times \\ \times \langle p^{A_2} [f_2] (\lambda_0 \mu_0) | (n_0), A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2) : (\lambda_0 \mu_0) \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь множитель $\langle s^4 p^{A-4} | s^4 p^{A_1-4}, p^{A_2} \rangle$ — двухоболочечный ГК, формула для вычисления которого приведена в [10]; последний множитель в правой части (8) — так называемый кластерный коэффициент (КК). Он задает статистический вес состояния $|A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2)\rangle$ фрагмента A_2 в оболочечной волновой функции $|p^{A_2} [f_2] (\lambda_0 \mu_0)\rangle$. Как показано в работах [25, 28], эти коэффициенты можно вычислить по формуле

$$\begin{aligned} \langle p^b [f] (\lambda\mu) | (n_0), bN [f] (\lambda' \mu') \rangle &= \Omega_b b^{-n/2} \left[\frac{\dim(\lambda' \mu')}{\dim(\lambda\mu)} \right]^{1/2} \times \\ &\times \left[\left(\frac{b+2\lambda+\mu+6}{3} \right)! \left(\frac{b-\lambda-2\mu}{3} \right)! \left(\frac{b-\lambda+\mu+3}{3} \right)! \right]^{1/2} \times \\ &\times \left[\left(\frac{N+2\lambda'+\mu'+6}{3} \right)! \left(\frac{N-\lambda'-2\mu'}{3} \right)! \left(\frac{N-\lambda'+\mu'+3}{3} \right)! \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где Ω_b — величина, которая определяет статистический вес «чистого» (т. е. невозбужденного) по центру масс состояния в оболочечной функции вида $|s^n p^{b-n} [f] (\lambda' \mu')\rangle$.

Рекуррентный метод вычисления таких величин был предложен в работе [24], в [28] он был несколько модифицирован с учетом супермультиплетной симметрии $U(4)$ по методу работы [38]. В работе [29] развит прямой (нерекуррентный) метод расчета величин Ω_b ; кроме того, в формулы для КК и Ω_b введены упрощения, связанные с учетом симметрии $SU(3)$. Выше в формулах (8), (9) нигде не фигурировали квантовые числа LST, поскольку соответствующие величины от них не за-

всят. Однако, если необходимо явно ввести такие характеристики, то это всегда можно сделать с помощью формул (6) и (7).

Проведенное выше рассмотрение относилось к разложению функции ядра A по волновым функциям двух фрагментов A_1, A_2 . Однако при анализе ядерных реакций с расщеплением ядра A на три фрагмента (например, $A \rightarrow (A - 4) + d + d$, см. ниже) оказывается необходимым использовать многокластерное генеалогическое разложение и соответствующие коэффициенты родства. Эти величины вводились в работе [34], где детально разработана техника вычисления мультикластерных ГК в ТИМО. Ниже для краткости мы ограничимся разбиением ядра A на три кластера $A_1 + A_2 + A_3$ и не будем вводить явную очевидную зависимость от чисел LST . Соответствующее генеалогическое разложение имеет вид

$$\begin{aligned} \langle AN [f] (\lambda\mu) \xi \rangle = \Sigma \langle A | A_1; A_2 A_3 \rangle | A_1 N_1 [f_1] (\lambda_1 \mu_1); \\ A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2), A_3 N_3 [f_3] (\lambda_3 \mu_3), \\ \{ [f_{23}] (\lambda_{23} \mu_{23}) \}, (N_{23} 0) (n_{23} 0) \{ (\lambda_0 \mu_0) \} \{ (\Lambda_{23} M_{23}) \} : [f] (\lambda\mu) | \xi \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

где предполагается перемножение представлений групп $U(4)$ и $SU(3)$ по схеме $[\tilde{f}_2] \times [\tilde{f}_3] \rightarrow [\tilde{f}_{23}]$, $[\tilde{f}_1] \times [\tilde{f}_{23}] \rightarrow [f]$, $(\lambda_2 \mu_2) \times (\lambda_3 \mu_3) \rightarrow (\lambda_{23} \mu_{23})$, $(N_{23} 0) \times (n_{23} 0) \rightarrow (\lambda_0 \mu_0)$, $(\lambda_{23} \mu_{23}) \times (\lambda_0 \mu_0) \rightarrow (\Lambda_{23} M_{23})$, $(\lambda_1 \mu_1) \times (\Lambda_{23} M_{23}) \rightarrow (\lambda\mu)$. Суммирование проводится по всем значениям N_i , $[f_i]$, $(\lambda_i \mu_i)$, $[f_{23}]$, $(\lambda_{23} \mu_{23})$, $(\lambda_0 \mu_0)$, $(\Lambda_{23} M_{23})$, а также по числам квантов n_{23} (относительное движение кластеров A_2 и A_3) и N_{23} (движение центра масс $A_2 + A_3$ относительно кластера A_1). Обобщая метод, которым выводится формула (8), и при тех же допущениях для трехкластерного ГК, который в (10) кратко обозначен как $\langle A | A_1; A_2 A_3 \rangle$, можно получить (см. [39]):

$$\begin{aligned} \langle AN_{\text{min}} [f] (\lambda\mu) | A_1 N_{1\text{min}} [f_1] (\lambda_1 \mu_1); A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2), A_3 N_3 [f_3]; \\ (\lambda_3 \mu_3) \{ [f_{23}] (\lambda_{23} \mu_{23}) \}, (N_{23} 0) (n_{23} 0) \{ (\lambda_0 \mu_0) \} \{ (\Lambda_{23} M_{23}) \} = \\ = (-1)^{N_{23}} \left(\frac{A}{A_1} \right)^{N_{23}/2} \langle s^4 p^{A-4} [f] (\lambda\mu) | s^4 p^{A-4} [f_1] (\lambda_1 \mu_1), p^{A_1+A_2} \\ [f_{23}] (\Lambda_{23} M_{23}) \rangle \langle p^{A_1+A_2} [f_{23}] (\Lambda_{23} M_{23}) | p^{A_2} [f_2] (\Lambda_2 M_2), p^{A_3} [f_3] \\ (\Lambda_3 M_3) \rangle \langle p^{A_3} [f_2] \Lambda_2 M_2 | (v_2 0), A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2) \rangle \langle p^{A_3} [f_3] (\Lambda_3 M_3) (v_3 0), \\ A_3 N_3 [f_3] (\lambda_3 \mu_3) \rangle \begin{pmatrix} (\lambda_2 \mu_2) & (v_2 0) & (\Lambda_2 M_2) \\ (\lambda_3 \mu_3) & (v_3 0) & (\Lambda_3 M_3) \\ (\lambda_{23} \mu_{23}) & (\lambda_0 \mu_0) & (\Lambda_{23} M_{23}) \end{pmatrix} \times \\ \times \langle v_2, v_3 : (\lambda_0 \mu_0) | A_2/A_3 | N_{23}, n_{23} : (\lambda_0 \mu_0) \rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

Смысл величин в этом выражении тот же, что и в формулах (8), (9). В последней строке фигурирует $9j$ -символ (унитарный) для группы $SU(3)$ и обобщенный коэффициент Тальми — Мощинского для час-

тиц с массами A_2 и A_3 [12], который равен d -функции Вигнера

$$\begin{aligned} \langle v_2, v_3 : (\lambda_0 \mu_0) | A_2/A_3 | N_{23}, n_{23} : (\lambda_0 \mu_0) \rangle = d_{\text{min}}^{\lambda_0/2}(\beta); \\ m = (v_2 - v_3)/2; \quad m' = (N_{23} - n_{23})/2; \quad \beta = \arctg \sqrt{A_2/A_3}. \end{aligned}$$

Если учесть, что $v_i = A_i - N_i$, а значения символов $(\Lambda_i M_i)$ однозначно задаются схемой Юнга $[f_i] \equiv [f_{1i} f_{2i} f_{3i}]$ (именно $\Lambda_i = f_{1i} - f_{2i}$, $M_i = f_{2i} - f_{3i}$), то имеется все необходимое и достаточное для вычисления трехкластерного ГК (11), что и было использовано ниже при анализе фоторасщепления ядер на три фрагмента.

3. Двухкластерное поглощение γ -квантов

Мы рассматриваем средние энергии $E_\gamma \sim 80$ МэВ и исходим из того, что нуклон, поглощающий γ -квант, входит в виртуальный кластер x в ядре A , причем кластер может находиться в одном из многих возможных возбужденных состояний по внутреннему движению. Пусть в процессе фотопоглощения кластер расщепляется на фрагменты $A_2 + A_3$. В результате амплитуда процесса будет суммой большого числа интерферирующих друг с другом слагаемых, которые отвечают различным состояниям кластера x и движения фрагментов A_2, A_3 относительно остатка A_1 .

Ограничимся простейшим гамильтонианом взаимодействия фотонов с однонуклонными токами $H = \Sigma H_j$,

$$\begin{aligned} H_j = -\frac{e}{M} \sqrt{\frac{2\pi n}{\omega}} \left[e^{iqr_j} (u p_j) \frac{1}{2} (1 + \tau_{3j}) + \right. \\ \left. + \frac{i}{8} [(u, q) \sigma_j] e^{iqr_j} \{ g_p + g_n + (g_p - g_n) \tau_{3j} \} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где n — число фотонов в единице объема; остальные обозначения очевидны. Используя трехкластерное генеалогическое разложение, описанное выше, можно записать амплитуду прямого процесса $(\gamma, A_2 A_3)$ в виде [42] $\mathcal{T}_{fi} = \mathcal{T}_2 + \mathcal{T}_3$, где

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_2 = \left(\frac{A}{A_1} \right)^{1/2} \left(\frac{A_2 + A_3}{A_2} \right)^{-1/2} (A_2 + A_3) \Sigma \langle A | A_1; A_2 A_3 \rangle \times \\ \times \left\{ \left(\frac{A_2 + A_3 - 1}{A_2 - 1} \right) \langle e^{iQR} \psi_{Q_{23}, q_{23}}^{(-)}(\rho_{23}, r_{23}); \right. \\ A_2 N_2 [f_2] (\lambda_2 \mu_2) L_2 S_2 T_2 | H_1 | N_{23} L_{23}, n_{23} l_{23}, \\ \left. A_2 N_{2\text{min}} [f_2] (\lambda_2 \mu_2) L_2 S_2 T_2 \rangle \delta_{N_3 N_{3\text{min}}} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $q_{23}, r_{23}, n_{23}, l_{23}$ — импульс, координата, число квантов и орбитальный момент относительного движения кластеров A_2 и A_3 ; $Q_{23}, \rho_{23}, N_{23}, L_{23}$ — то же самое для движения центра масс этих фрагментов относительно остатка A_1 ; $\psi^{(-)}$ — искаженная волна, описывающая

взаимное движение кластеров A_1, A_2, A_3 ; R, Q — координата центра масс ядра A и его общий импульс в конечном состоянии ГК ($A|A_1; A_2A_3$) вычисляется по формулам предыдущего пункта, явная зависимость от квантовых чисел LST учитывается посредством формул (6), (7); \mathcal{S}_3 получаем из \mathcal{S}_2 заменой индексов $2 \leftrightarrow 3$. Более подробно техника вычислений изложена в работах [43, 44]. В качестве примера процесса двухкластерного фотопоглощения рассмотрим реакцию $^{16}\text{O}(\gamma, dd)^{12}\text{C}$, которая экспериментально обнаружена в работе [45]. В данном случае фотон вызывает расщепление четырехнуклонного виртуального кластера x , который сформирован из четырех p -нуклонов и имеет схему Юнга $[f_{23}] = [4]$ и число осцилляторных квантов $N_2 + N_3 + n_{23} \leq 4$. Нас будет интересовать такая геометрия опыта, когда оба конечных дейтрона имеют равные импульсы $p_1 = p_2$, которые находятся в одной плоскости с падающим пучком и расположены симметрично относительно пучка так, что углы вылета одинаковы, $\theta_1 = \theta_2$. При $\theta_1 = \theta_2 \simeq 81 - 82^\circ$ импульс отдачи $q \equiv -Q_{23}$, ядра A_1 — мал, а импульс взаимного движения двух дейтронов будет большим по сравнению с обратным радиусом ядра: $q_{23} \sim 1,5 \text{ Фм}^{-1}$. В этих условиях относительные вклады различных интерферирующих амплитуд в формуле (13) определяются тем, как ведет себя при больших значениях q_{23} функция $|n_{23}l_{23}(q_{23})|$. Ее значение быстро возрастает с увеличением числа квантов n_{23} , приходящихся на взаимное движение кластеров, т. е. доминирует член с $n_{23\text{max}} = 4$ (при этом $N_2 = N_3 = N_{23} = 0$, а четырехнуклонный кластер x в целом находится в возбужденном состоянии с полным числом квантов $N_x = 4$).

Таким образом, фотон «ловит» наиболее высокоимпульсную компоненту по взаимному движению r_{23} освобождаемых фрагментов $n_{23} = N_x = 4$. Это преобладание амплитуд с $n_{23} = N_x = 4$ над амплитудами с $n_{23} = 0$ усиливается и достигает двух порядков в сечении, если учтено взаимодействие в конечном состоянии [46] в каждой паре $d - ^{12}\text{C}$, поскольку при этом в объеме ядра локальный импульс q'_{23} взаимного движения $d - d$ существенно больше асимптотического значения q_{23} . Однако возрастание сечения по сравнению со свободной α -частицей практически не происходит, поскольку импульс q'_{23} уже соответствует далекой периферии волновой функции $|n_{33}l_{23}(q_{23})|$, где $\|n_{23}l_{23}(q'_{23})\|^2 \ll \|n_{23}l_{23}(q_{23})\|^2$. Главное наблюдаемое следствие заключается в ожидаемой однотипности импульсных распределений ядер отдачи. Во всех трех переходах на уровни $0^+, 2^+$ и 4^+ ядра ^{12}C мы будем иметь в силу сказанного практически одну и ту же низшую возможную волновую функцию $|N_{23}L_{23}(q)|$ с $N_{23} = 0$.

Поэтому все три импульсных распределения ядра отдачи на рис. 1 и 2 [42], где представлен расчет с искаженными волнами, описываются по сути одной и той же Фурье-амплитудой $|00(q)\rangle$ (на базе искаженных волн). Так должно быть для разных пар кластеров и разных ядер. Различие в абсолютных сечениях на рис. 1 и 2 связано с фактором заселенности $(2L+1)$ [10] и величиной матричных элементов операторов перехода.

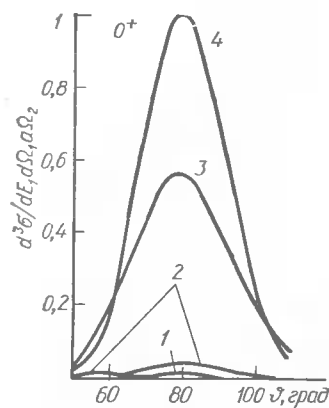


Рис. 1. Расчет с искаженными волнами импульсных распределений ядра отдачи.

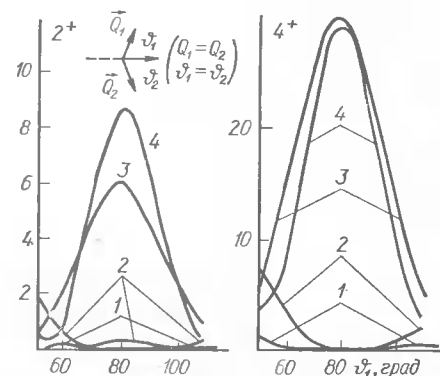


Рис. 2. Импульсные распределения α -частиц в ядре ^{16}O .

При традиционно понимаемом «квазиальфа-механизме» ($N_x = 0$) кривые на рис. 2 соответствовали бы импульсным распределениям α -частиц в ядре ^{16}O и существенно отличались бы от кривых на рис. 1 и различались бы между собой (как в процессе $(p, p\alpha)$ при $L = 0, 2$ и 4). В частности, при переходе в состояние 0^+ ядра ^{12}C ширина импульсного распределения $|N_{23}L_{23}(q)\rangle$ ($N_{23} = 4, L_{23} = 0$) составляла бы $13,5$, а не $24 \dots$, как на рисунке. Использование осцилляторных функций в данном случае вместо решений соответствующих потенциалу Вудса — Саксона, не вызовет существенной ошибки, поскольку состояние $|0s\rangle$ является сильно связанным.

Таким образом, с точки зрения поглощения фотонов (и π -мезонов) виртуальная α -частица в ядре резко отличается от свободной α -частицы — преобладает амплитуда, где она имеет максимально возможное количество квантов возбуждения по координате взаимного движения рассматриваемых фрагментов (в данном случае $d + d$, но это может быть и $t + p$ с тем же значением $n_{23\text{max}} = 4$), что соответствует максимально большому освобождаемому импульсу взаимного движения. Вклад других членов в сумму интерферирующих амплитуд, включающую и амплитуды с девозбуждением виртуальных кластеров A_2 и A_3 , оказывается меньше, поскольку нет структурного подавления амплитуды с $n_{23} = 4$. При этом не имеет значения мультипольность γ -излучения — $E1, M1, E2$. С обсуждаемой точки зрения виртуальные четырехнуклонные кластеры в ядре не являются особо выделенными, и представляет интерес исследовать разные пары кластеров, у которых на координате взаимного движения концентрируются разные количества квантов возбуждения (именно такие разные пары регистрируются в работе [45]). Например, в ядрах p -оболочки для дополнительного фоторасщепления с выходом $d + p$ имеем $N_{23\text{max}} = 3$, для $t + h$ имеем $N_{23\text{max}} = 6$, но поскольку $[f_{23}] = 42$, то доминирующей будет амплитуда с $n_{23} = 4$ и $N_{23} = 2$. По-видимому, можно найти и такие процессы,

для которых будут интерферировать четные и нечетные значения n_{23} .

Удобнее, конечно, исследовать процессы дипольного поглощения — для них сечение будет в десятки раз больше приведенного на рис. 1 и 2, т. е. может достигать $10^{-30} \text{см}^2 / (\text{МэВ} \cdot \text{ср})^2$. Учитывая обычные немонохроматические пучки фотонов, на первом этапе исследований особо оцениваем такие реакции, когда конечное ядро-наблюдатель представляет собой ^3H или ^3He или, что лучше, ^4He — здесь требования к энергетическому разрешению по уровням конечного ядра минимальны.

В этом смысле наиболее просто исследовать процессы дипольного поглощения $^7\text{Li} + \gamma \rightarrow t + p + ^3\text{H}$, $^7\text{Li} + \gamma \rightarrow d + n + ^4\text{He}$, $^{10}\text{B} + \gamma \rightarrow t + h + ^4\text{He}$, $^{10}\text{B} + \gamma \rightarrow t + \alpha + ^3\text{He}$ и т. д. — здесь интересно выяснить формулу импульсных распределений ядер отдачи ^3H , ^4He , ^3He , поскольку на нее могут оказывать влияние разность масс A_2 и A_3 , значение $N_{\text{хmax}}$, обособление кластеров в ядре ^7Li и т. д. Затем возникнет вопрос и о реакциях типа $^{16}\text{O}(\gamma, pt)$ ^{12}C с разделением уровней 0^+ , 2^+ и 4^+ . Вследствие разных масс t и p не ясно, насколько импульсные распределения будут те же, что и на рис. 1 и 2, если учитывать влияние искажений. Для процесса $^{14}\text{N}(\gamma, pt)$ ^{10}B будут актуальны другие орбитальные моменты, что расширяет круг возможных импульсных распределений.

При переходе к ядрам $2s$ — $2d$ -оболочки в два раза увеличиваются значения $n_{23\text{max}}$, т. е. интерференция становится гораздо богаче. С другой стороны, уменьшаются спектроскопические множители для кластеров, и возрастает роль поглощения, т. е. сечения уменьшаются. Но экспериментальное исследование этой области и сравнение результатов с таковыми для ядер p -оболочки представляется весьма важным.

4. Эффективные числа тяжелых кластеров

Перейдем к вопросу о тяжелых кластерах. Исследователи кластерных проблем предполагали, что отсутствие энергетической выделенности этих подсистем приводит к тому, что их в ядре мало. Эксперименты как бы подтверждают это. Выбывание, передача и др. тяжелого фрагмента имеют довольно малое сечение.

Однако связь между энергетической выделенностью и вероятностью фрагментации при достаточных энергиях отсутствует и легкие кластеры (d , t , α) ничем не выделены по сравнению с более тяжелыми. Разберемся в этом вопросе. Величина, адекватно описывающая вероятность нахождения в ядре кластера x в ситуации, когда конечное состояние ядра-остатка не фиксируется, называется эффективным числом:

$$W_x = \left(\begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right) \langle A | \hat{P}_x | A \rangle = \left(\begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right) \int \langle A | x \rangle \langle x | A \rangle d\xi, \quad (14)$$

где $\hat{P}_x = x \langle x |$ — проектор на состояние кластера $|x\rangle$; $|A\rangle$, $|x\rangle$ — внутренние волновые функции (ВФ) основного состояния родительского ядра и кластера в ТИМО; ξ — набор координат Якоби, содержащихся в $|A\rangle$ и не содержащихся в $|x\rangle$. С помощью разложения по полному набору ВФ от этих координат выражение (14) сводится к

обычной форме

$$W_x = \left(\begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right) \sum_{i \in I} |\langle A | (A-x)_i \rangle \langle i | \nu l(\rho), x \rangle|^2 = \sum_i S_{ix}^2. \quad (15)$$

Здесь S_{ix}^2 — спектроскопический фактор кластера x в канале, характеризуемом ВФ относительного движения $|\nu l(\rho)\rangle$ и состоянием $|(A-x)_i\rangle$ дочернего ядра.

Эффективные числа кластеров устойчивы к виду самосогласованного потенциала, учету или неучету нормальных и сверхтекучих NN -корреляций [47—49]. На них слабо влияют изотопические и магические эффекты. Кроме того, величина W_x не зависит от того, проводится ли расчет в трансляционно-инвариантной или обычной модели оболочек [10, 50]. Это позволяет использовать для расчетов более простую оболочечную модель.

Известно [51], что ВФ одной координаты Якоби с главным квантовым числом ν характеризуется неприводимым представлением $(\nu 0)$ группы $SU(3)$. Поэтому СФ в (15), включающий в себя ВФ координаты ρ , имеет наиболее симметричный вид в схеме $SU(3)$. При этом

$$S_{ix}^2 = \left(\begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right) |\langle A | (A-x)_i, \psi_x^i \rangle|^2 |\langle \psi_x^i | (\nu 0), x \rangle|^2. \quad (16)$$

Расчет СФ S_{ix}^2 проведем для ядер A , характеризующихся скалярным представлением в группе $SU(3)$. Этому условию удовлетворяют осциллиаторные магические ядра. Отделение в них произвольной конфигурации x нуклонов ψ_x^i (генеалогическое разложение) осуществляется с помощью ГК, имеющих очень простой вид [52]:

$$\langle A | (A-x)_i, \psi_x^i \rangle = (-1)^\Phi \left(\begin{matrix} A \\ x \end{matrix} \right)^{-1/2} [\dim(\lambda\mu)]^{1/2}, \quad (17)$$

где $(\lambda\mu)$ -представление $SU(3)$, характеризующее ВФ ψ_x^i , $(\lambda\mu) \subset (\nu 0) \times (\lambda_x \mu_x)$; представление $(\lambda_x \mu_x)$ характеризует ВФ $|x\rangle$; Φ — несущественная в данной задаче фаза, а размерность представления $(\lambda\mu)$ выражается как

$$\dim(\lambda\mu) = \frac{1}{2} (\lambda + 1)(\mu + 1)(\lambda + \mu + 2). \quad (18)$$

Следовательно, для получения W_x необходимо вычислить лишь КК состояния $|x\rangle$ во всех возможных в ядре A конфигурациях.

Рассмотрим, например, как рассчитывается КК для основного состояния кластера ^{16}O . При этом $(\lambda_x \mu_x) = (00)$, а $(\lambda\mu) = (\nu 0)$; ВФ ^{16}O имеет вид

$$|x\rangle = |N_1 N_1 P_1 P_1 \{ (00) (\rho_N) \} \{ (00) (\rho_P) \} \{ (00) (\rho_{PN}) \} : (00) \rangle, \quad (19)$$

где $|N_1\rangle$ ($|N_1\rangle$) — ВФ четырех нейтронов с проекциями спина — $1/2$ ($+1/2$); $|P_1\rangle$ ($|P_1\rangle$) — соответствующие протонные ВФ; $\{ (00) (\rho_N) \}$ — нулевые колебания по координате относительного движения четверок

Эффективные числа W_x кластеров $5 \leq x \leq 16$ в атомных ядрах

Ядро Кластер	^{16}O	^{40}Ca	^{80}Zr	^{110}Zr	$^{140}\text{70}$	$^{182}\text{70}$	$^{224}\text{112}$	$^{280}\text{112}$	$^{386}\text{168}$
^5He	29,7	201	688	1225	1705	2684	3496	5079	6324
^5Li	29,7	201	688	880	1705	2083	3496	4137	6324
^6He	4,8	46	182	978	492	865	1066	1687	2005
^6Li	14,5	138	547	852	1476	2086	3198	4250	6015
^6Be	4,8	46	182	218	492	569	1066	1205	2005
^7Li	14,1	178	795	1430	2290	3600	5180	7490	10100
^7Be	14,1	178	795	1130	2290	3020	5180	6500	10100
^8Be	2,8	44	219	356	666	969	1560	2120	3100
^{16}O	1,0	54	423	744	1663	2544	4591	6452	10250

$N_{\downarrow}, N_{\uparrow}; \{(00) (\rho_{PN})\}$ — ВФ относительного движения нейтронной и протонной подсистем. Преобразование ВФ в правой части КК из формулы (16) к координатам движения центра масс каждой из четверок $\{(v_i 0) (\mathbf{R}_i)\}$ имеет вид

$$| (v_0), x \rangle = \sum_{v_1 v_2 v_3 v_4} \langle (v_0) (00) (00) (00) : (v_0) \| \gamma \| (v_1 0) (v_2 0) (v_3 0) (v_4 0) : (v_0) \rangle \times \\ \times | \{ (v_1 0) (\mathbf{R}_{N_{\downarrow}}) \} N_{\downarrow}, \{ (v_2 0) (\mathbf{R}_{N_{\uparrow}}) \} N_{\uparrow}, \{ (v_3 0) (\mathbf{R}_{P_{\downarrow}}) \} P_{\downarrow}, \{ (v_4 0) (\mathbf{R}_{P_{\uparrow}}) \} P_{\uparrow} \rangle, \quad (20)$$

где $\| \gamma \|$ — матрица преобразования координат Якоби $\{ \mathbf{R}_x, \rho_N, \rho_P, \rho_{NP} \}$ к координатам $\{ \mathbf{R}_{N_{\downarrow}}, \mathbf{R}_{N_{\uparrow}}, \mathbf{R}_{P_{\downarrow}}, \mathbf{R}_{P_{\uparrow}} \}$, а первый множитель под знаком суммирования — трансформационная скобка Якоби [53], величина которой [35]

$$T = \left[\frac{v!}{v_1! v_2! v_3! v_4!} \right]^{1/2} \left(\frac{1}{2} \right)^v. \quad (21)$$

Этим преобразованием кластерный коэффициент сводится к виду

$$\langle \prod_{j=1}^4 \{ \prod_{i=1}^4 (\alpha_{ij} 0) \beta_j (v_j 0) \} : (v_j 0) | (v_0), x = 16 \rangle = \\ = \left(\frac{v!}{v_1! v_2! v_3! v_4!} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2} \right)^v \prod_{j=1}^4 \langle \prod_{i=1}^4 (\alpha_{ij} 0) \beta_j (v_j 0) | (v_j 0), A = 4, N = 3(00) \rangle. \quad (22)$$

Здесь N — главное квантовое число, характеризующее внутреннюю ВФ четырех нуклонов; $(\alpha_{ij} 0), \beta_j, (v_j 0)$ — набор символов $SU(3)$ -симметрии, необходимых для полной классификации состояния четверки. Таким образом, данным преобразованием можно свести 16-частичный КК к произведению 4-четырёхчастичных. Вывод формулы для $W_{^{16}\text{O}}$ весьма громоздкий, но конечный результат достаточно простой [50]:

$$W_{^{16}\text{O}} = \sum_{v_1=0}^{v_{1\text{max}}} \sum_{v_2} \sum_{v_3} \sum_{v_4} \frac{v!}{16^v} \dim (v_0) \prod_{j=1}^4 C(v_j), \quad (23)$$

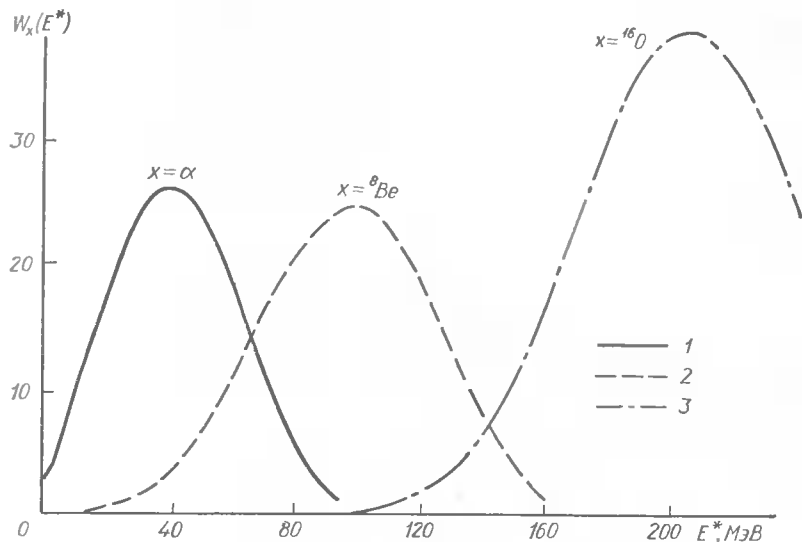


Рис. 3. Зависимости $W_x (E = v_{\text{max}} - v) \hbar \omega$ для $x = \alpha$ (кривая 1), $x = ^6\text{Be}$ (кривая 2), $x = ^{16}\text{O}$ (кривая 3) в ядре ^{80}Zr .

где

$$C(v_j) = \sum_{\alpha_{1j}=0}^{N_{j\text{max}}} \sum_{\alpha_{2j}} \sum_{\alpha_{3j}} \sum_{\alpha_{4j}} 2D_j \sum_{i>k=1}^4 \frac{(\alpha_{ij} - \alpha_{kj})}{\alpha_{ij} \alpha_{kj}} \prod_{l=1}^4 \frac{\alpha_{lj}}{(\alpha_{lj})!} \quad (24)$$

(суммирование по α_{ij} удовлетворяет условиям

$$\sum_i \alpha_{ij} = v_j + 3; \quad \alpha_{1j} \leq \alpha_{2j} \leq \alpha_{3j} \leq \alpha_{4j}. \quad (25)$$

Здесь $N_{j\text{max}}$ — максимальное главное квантовое число однонуклонной ВФ.

$$D_j^2 = \begin{cases} 0 & \alpha_{1j} = \alpha_{2j} = \alpha_{3j} = \alpha_{4j}, \\ \frac{1}{6} & \alpha_{1j} = \alpha_{2j} = \alpha_{3j} \neq \alpha_{4j}, \\ \frac{1}{4} & \alpha_{1j} = \alpha_{2j} \neq \alpha_{3j} = \alpha_{4j}, \\ \frac{1}{2} & \alpha_{1j} = \alpha_{2j} \neq \alpha_{3j} \neq \alpha_{4j}, \\ 1 & \alpha_{1j} \neq \alpha_{2j} \neq \alpha_{3j} \neq \alpha_{4j}. \end{cases}$$

Подобным образом были рассчитаны другие кластеры: ^6He , ^5Li , ^3He , ^6Li , ^6Be , ^7Li , ^8Be .

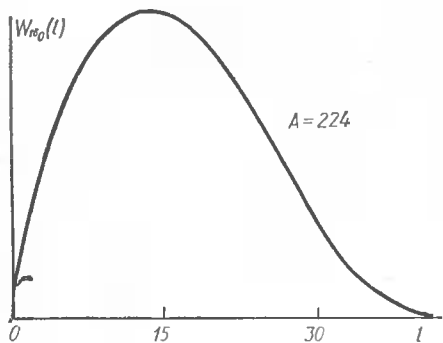


Рис. 4. Распределение $W_x(l)$ по моменту l ядра $A = {}^{224}\text{112}$ для $x = {}^{16}\text{O}$.

Как видно из таблицы, значения W_x велики. При оценке влияния на них допущения $\hbar\omega_A = \hbar\omega_x$ можно показать, что в ядре ${}^{40}\text{Ca}$, например, точное (полученное без этого допущения) значение $W_{{}^{16}\text{O}} > 26$ и близко к 54.

Поэтому на качественные выводы настоящей работы учет разницы осцилляторных параметров повлиять не может. Итак, тяжелая кластеризация в ядрах выражена чрезвычайно сильно.

Эти выводы вступают, на первый взгляд, в противоречие с экспериментальными данными: фрагментация на легкие осколки более вероятна, чем на тяжелые. Однако это противоречие снимается при анализе энергетических распределений эффективных чисел. Как видно из рис. 3, где представлены зависимости

$$W_x(E_x^*) = (v^{\max} - v) \hbar\omega$$

для $x = \alpha$ (кривая 1), $x = {}^8\text{Be}$ (кривая 2) и $x = {}^{16}\text{O}$ (кривая 3) в ядре ${}^{80}\text{Zr}$, заметный выход α -частиц возможен без возбуждения дочернего ядра, выход ${}^8\text{Be}$ — при $E^* > 40$ МэВ, а выход ${}^{16}\text{O}$ — при $E^* > 140$ МэВ. Следовательно, в отличие от процессов с легкими кластерами реакции с кластерами $5 \leq x \leq 8$, и особенно с $x = {}^{16}\text{O}$ связаны с очень большими возбуждениями ядра-остатка. Такое поведение $W_x(E^*)$ обусловлено общим свойством атомных ядер, получившим название «структурный запрет тяжелой фрагментации».

Как видно из рис. 4, на котором представлен пример распределения $W_x(l)$ по моменту l ядра $A = {}^{224}\text{112}$ для $x = {}^{16}\text{O}$, оно имеет максимум при $l = 15$ и остается достаточно большим в интервале $5 \leq l \leq 25$. Поэтому от реакции фрагментации на тяжелые кластеры следует ожидать заселения высокоспиновых состояний ядер-остатков.

5. Структурный запрет на тяжелую фрагментацию ядер

Давно известен факт, что ядро ${}^{32}\text{S}$ в основном состоянии (и вообще в любом состоянии с конфигурацией $(s - d)^{16}$) не может виртуально распаться на два ядра ${}^{16}\text{O}$, если для всех этих ядер использовать волно-

вые функции модели оболочек с одинаковыми $\hbar\omega$ [54]. Распад будет разрешен только в случае, когда ядро ${}^{32}\text{S}$ возбуждено и энергия возбуждения достаточно высока $E^* = \Delta n \hbar\omega$, $\Delta n = 4$. В работе [55] показано, что подобное поведение является общим свойством СМ в ТИМО для тяжелой фрагментации, а именно $S^2(A \rightarrow A_1 + A_2) = 0$ для виртуальных распадов с образованием тяжелых фрагментов A_1 и A_2 — если все ядра A , A_1 , A_2 являются невозбужденными. Суть этого структурного запрета можно пояснить на примере распада ядра ${}^{80}\text{Zr} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$. В этом случае функции всех трех ядер являются $SU(3)$ -скалярами, и мы имеем для распадного канала симметрию $(00) \times (00) \times (n0) = (n0)$, $n \geq 80$ — число квантов по относительному движению ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$, исходное ядро имеет другую симметрию $(\lambda\mu) = (00)$. Поэтому $S^2({}^{80}\text{Zr} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}) = 0$ для невозбужденных ядер. Для того чтобы распад стал возможным, необходимо добавить в начальное ядро или в одно из конечных (или в оба сразу) энергию возбуждения $E^* = \Delta n \hbar\omega$, $\Delta n \geq 20$. Величина Δn в работе [55] названа степенью запрета на распад $A \rightarrow A_1 + A_2$ или слияние $A_1 + A_2 \rightarrow A$. В тяжелых ядрах она становится очень большой (достигает значений $\Delta n \sim 40 \div 80$). Поэтому, хотя ее введение основано на чисто модельных соображениях, тем не менее, как показали соответствующие оценки, факт сильного подавления переходов $A \leftrightarrow A_1 + A_2$ с большой степенью структурного запрета устойчив к различного рода поправкам (использование неосцилляторных волновых функций для ядер A , A_1 , A_2 , использование для них разных параметров $\hbar\omega$ и др.). Следствия, к которым ведет структурный запрет, качественно нетрудно установить, рассмотрев баланс квантов, сосредоточенных на отдельных декартовых степенях свободы, в распаде ${}^{80}\text{Zr} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$. В исходном ядре распределение квантов следующее: $N_x = N_y = N_z = 60$, в выходном канале имеем (ось z направим по относительной координате фрагментов) $N'_x = N'_y = 40$, $N'_z = 40 + n$. Таким образом, при любом значении n в канале ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$ налицо дефицит числа квантов по поперечным степеням свободы x и y $(N_x + N_y) - (N'_x + N'_y) = 20$. Это означает, что исходное ядро должно распаться на возбужденные осколки с $N'_x, N'_y > 40$ (сплюснутые фрагменты A_1, A_2) или речь должна идти о таких возбужденных состояниях исходного ядра, в которых осуществлена миграция лишних 20 квантов поперечного типа на колебания вдоль оси z (аномально вытянутое ядро A).

Степень запрета Δn в данном случае равна 20. Подобные выводы справедливы и в общей ситуации. На рис. 4 приведена зависимость величины запрета Δn в канале $A_1 + {}^{80}\text{Zr}$ от заряда Z ядра A_1 . Общая степень запрета складывается из баланса осцилляторных квантов для протонов и нейтронов. Рис. 5 демонстрирует главные свойства величины Δn : ее большие значения и немонотонный характер зависимости от A_1 . Эти особенности тяжелой фрагментации, несомненно, будут сказываться на реакциях с тяжелыми ионами и на делении ядер. Качественно можно предполагать следующее. Реакция слияния тяжелых ионов обычно трактуется в приближении удара, в котором пренебрегаем перестройкой волновых функций сталкивающихся частиц. При этом,

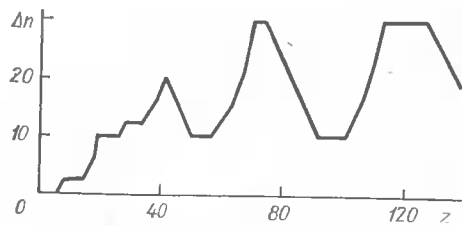


Рис. 5. Зависимость величины Δl от A_1 .

во-первых, возникает связанный с принципом Паули барьер, высота которого равна энергии, необходимой для совмещения центров масс ионов ($E^* = \Delta l \hbar \omega$), во-вторых, образовавшаяся объединенная система $A_1 + A_2$ сильно отличается от того, что обычно понимается под составным ядром, скорее всего это двойная ядерная система [56]. Интересные выводы следуют из рассмотрения влияния структурного запрета на деление ядер. Показано [55], что минимумы кривой зависимости степени Δl структурного запрета для распада $A \rightarrow A_1 + A_2$ от масс фрагментов A_1, A_2 (для ядер ^{236}U , ^{254}Fm , ^{213}At) четко коррелируют с максимумами на кривой распределения осколков деления по массам. На наш взгляд, это означает, что указанные структурные эффекты необходимо учитывать в теории деления наряду с традиционными капельными представлениями, хотя количественного подхода к этому вопросу не создано.

6. Выводы

Рассмотрены вопросы, связанные с проявлением нуклонных кластеров как подструктур в ядре. В настоящее время созданы предпосылки для объединения двух подходов к проблеме кластеров — МРГ и аналитического — на основе применения осцилляторного представления к задачам непрерывного спектра [57, 58]. Многие из рассмотренных вопросов могут быть легко обобщены и использованы при разработке современной картины строения ядра как системы кварковых кластеров (см., например, [59]), где вычислялись CM ($d \rightarrow \Delta + \Delta$) или [24], в которой теория Глаубера — Ситенко применяется к задаче рассеяния кварковых кластеров NN и др.). Здесь на ближайшие годы имеется широкое поле деятельности.

1. Glauber R. J. High-energy collision theory. High-energy physics and nuclear structure.— Amsterdam, 1967.— 400 p.
2. Ситенко А. Г. Дифракционное рассеяние нуклонов ядрами и структура ядер // Пробл. физики элемент. частиц и атом. ядра.— 1973.— 4.— С. 546—584.
3. Wheeler J. A. Molecular viewpoints in nuclear structure. On Mathematical description of light nuclei by method of resonating group structure // Phys. Rev.— 1937.— 52.— P. 1083—1122.
4. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра.— М.: Мир, 1980.— 502 с.
5. Kajino T., Matsuse T., Arima A. Effect of breating excitations of the triton nucleus on the α cluster structure of ^7Li // Nucl. Phys. A.— 1984.— 414.— P. 185—205.
6. Kamimura H. Transition densities between the 0^+ , 2^+ , 4^+ , 0^+ , 1^- and 3^- states in ^{12}C derived from the three-alpha resonating group wave functions // Ibid.— 1981.— 351.— P. 456—480.
7. Brink D. M. The alpha-particle model of light nuclei // Int. school «Enrico Fermi». Course 36.— New York: Acad. press, 1966.— P. 247—272.
8. Abe Y., Takigawa N. Stability and persistence of Alpha-Cluster structures // Progr. Theor. Phys. Suppl.— 1972.— N 52.— P. 228—281.
9. Приведенные ширины для нуклонных ассоциаций в модели ядерных оболочек /

В. В. Балашов, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Н. П. Юдин // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1959.— 37.— С. 1385—1389.

10. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах.— М.: Наука, 1969.— 414 с.
11. Translationally invariant shell model / I. V. Kurdyumov, Yu. F. Smirnov, K. V. Shitikova, S. Kh. El Samarai // Nucl. Phys. A.— 1970.— 145.— P. 593—612.
12. Smirnov Yu. F. Talmi transformation for particles with different masses // Nucl. Phys.— 1961.— P. 1; 27, N 1.— P. 177—184; Ibid.— 1962.— P. 2; 39, N 2.— P. 346—352.
13. Kurath D., Millener D. J. Three-nucleon transfer for the $1p$ -shell // Nucl. Phys. A.— 1975.— 238.— P. 269—286.
14. Cohen S., Kurath D. Two-nucleon transfer in $1p$ -shell // Ibid.— 1970.— 141.— P. 145—157.
15. Rotter I. Reactions transfer of k -nucleons and nuclear structure // Ibid.— 1969.— 135.— P. 378—394.
16. Bock R., Yoshida H. Transfer reactions by heavy ions and finite range DWBA calculations // Ibid.— 1982.— 189.— P. 177—192.
17. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I. Fragmentation theory in the quasi-elastic scattering of fast particles on light nuclei // Ibid.— 1964.— 59.— P. 417—443.
18. Kopaleishvili T. I. The $\pi^\pm NN$ processes on light nuclei // Ibid.— 1967.— 1.— P. 335—348.
19. Golovanova N. F., Zelenskaya N. S., El-Nagar N. Cluster absorption of stopped π -mesons on ^{12}C // Ibid.— 1968.— 113.— P. 1—13.
20. Balashov V. V., Fetisov V. N. The role of nucleon clusters in deep photodeintegration of light nuclei // Ibid.— 1961.— 27.— P. 337—343.
21. Колыбасов В. М. Угловые корреляции при захвате π -мезонов ядрами // Ядер. физика.— 1966.— 3.— С. 965—973.
22. Жусупов М. А., Имамбеков О., Узиков Ю. Н. Квазиупругое выбивание быстрых дейтронов в реакции (p, p, d) на ядрах $1p$ -оболочки при энергии 670 МэВ // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1986.— 50, № 1.— С. 151—155.
23. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Golovanova N. F. Clustering phenomena and high-energy reactions // Adv. Nucl. Phys.— 1979.— 11.— P. 1—134.
24. Захаров Б. Г., Копелиович Б. З. Справедливость глауберовского приближения при учете кварковой структуры дейтрона // Ядер. физика.— 1985.— 42.— № 5.— С. 1073—1080.
25. Beregi P. Az α -cluster redukalt szelessegenek kiszamitasa lyukgerjesztett vegmagokba valo atmeneteknel KFKI Közl // Nucl. Phys.— 1964.— 12.— N 6.— P. 407—424.
26. Зеленская Н. С. Влияние структуры ядра на характеристики ядерных реакций с участием быстрых частиц / Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— М., 1965.— 16 с.
27. Effective numbers of nucleon clusters in light nuclei determined from quasi-elastic knock-out reactions / P. Beregi, N. S. Zelenskaya, V. G. Neudatchin, Yu. F. Smirnov // Nucl. Phys.— 1965.— 66.— P. 513—530.
28. Голованова Н. Ф., Зеленская Н. С. Реакция (π^+ , $2p$) на легких ядрах $1p$ -оболочки // Ядер. физика.— 1968.— 8.— С. 274—285.
29. Smirnov Yu. F., Tchwil'sky Yu. M. Cluster spectroscopic factors of the p -shell nuclei // Phys. Rev. C.— 1977.— 15.— P. 85—91.
30. Mougey J. The ($e, e'p$) reactions // Nucl. Phys. A.— 1980.— 335.— P. 35—53; Ibid.— 1983.— 396.— P. 39—59.
31. Kurath D., Towner I. S. Alpha particle spectroscopic amplitudes in the $j-j$ -coupled shell model // Ibid.— 1974.— 222.— P. 1—12.
32. Jackson D. F. Direct cluster reactions—progress towards a unified theory.— Braunschweig: Vieweg, 1983.— P. 157—263.
33. Roos P. G. et al. Absolute spectroscopic factors from the ($p, p\alpha$) reaction at 100 MeV on 1_p -shell nuclei // Phys. Rev. C.— 1977.— 15.— P. 69—84.
34. Bachelier L. et al. Quasi-free ($p, p\alpha$) knock-out Reaction on $S-D$ shell nuclei at 157 MeV bombarding energy // Nucl. Phys. A.— 1976.— 268, N 3.— P. 488—501.

35. Smirnov Yu. F., Tchwil'sky Yu. M. The cluster spectroscopic factors of the clustered nuclei and nuclei of the $2s-2d$ -shell and the quasi-elastic Knock-Out processes // Czechosl. J. Phys.— 1982.— 33.— P. 1215—1225.
36. Elliott J. P. Collective Motin in the Nuclear Shell Model. Pt. 1. Classification schemes for states of mixed configurations // Proc. Roy. Soc. A.— 1958.— 245, N 1240.— P. 128—145; Pt. 2. The introduction of intrinsic wave functions // Ibid.— 1958.— 245, N 1243.— P. 562—581.
37. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К. Лекции по теории ядра.— М.: Атомиздат, 1972.— 351 с.
38. Kukulin V. I., Smirnov Yu. F., Majling L. Wave functions for mixed configurations and the Racah algebra of $SU(4)$ // Nucl. Phys. A.— 1967.— 103, N 3.— P. 681—691.
39. Glogzman L. Ya., Tchwil'sky Yu. M. Multicluster fractional parentage coefficients // J. Phys. G.— 1983.— 9.— P. 1033—1045.
40. Fujiwara Y., Horiuchi H. Properties of double Gelfand polynomials and there applications to multiplicity-free problems // Memoirs Fac. Sci. Kyoto University. Ser. Phys., Astrophys., Neophys. and Chem.— 1982.— 36, N 2.— P. 197—280.
41. Вангаас В. В. Алгебраические методы в теории ядра.— Вильнюс: Миитис, 1971.— 378 с.
42. Глозман Л. Я., Неудачин В. Г. Микроскопический подход к прямым ядерным реакциям кластерного поглощения γ -квантов // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1984.— 40.— С. 33—36.
43. Глозман Л. Я. О квазиальфачастичном поглощении π -мезонов ядром ^{10}O // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.— 1984.— № 2.— С. 32—37.
44. Глозман Л. Я. О квазиальфачастичном фоторасщеплении ядра ^{10}O // Там же.— № 4.— С. 30—38.
45. Волков Ю. М. и др. Исследования фоторасщепления ядер ^6Li и ^7Li при энергии фотонов 35—50 МэВ // Ядер. физика.— 1978.— 27.— С. 868—874.
46. James R. T., McCarthy I. E. Analytic distorted waves for intermediate energy alpha-particles // Phys. Rev. C.— 1974.— 10, N 3.— P. 1041—1044.
47. Правила сумм для спектроскопических факторов дейтронов, тритонов, $^3\text{He}^-$ и α -частиц в атомных ядрах / А. Т. Вальшин, В. Г. Кадменский, С. Г. Кадменский, Ю. Л. Ратис // Ядер. физика.— 1981.— 33.— С. 939—950.
48. Вальшин А. Т., Кадменский С. Г., Ратис Ю. Л. Эффективные числа тритонов ^3He , α в сферических ядрах и классификация ядерных реакций с выходом составных частиц // Там же.— 1982.— 35.— С. 654—661.
49. Кадменский В. Г., Ратис Ю. Л. Эффективные числа дейтронов в сферических ядрах // Там же.— 1981.— 53.— С. 911—919.
50. Кургалин С. Д., Чувицкий Ю. М. Кластеры с массовыми числами $5 \leq X \leq 16$ в атомных ядрах // Всесоюз. шк. по физике тяжелых ионов, Ужгород, 1984.— Киев: Ин-т ядер. исслед.— 1984.— С. 71—83.
51. Cal A. Talmi transformations for different particles // Ann. Phys.— 1965.— 45.— P. 584—598.
52. Куровский В. В., Чувицкий Ю. М. Ядро с заполненными оболочками как пример точно решаемой генеалогической задачи // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1984.— 48.— С. 931—934.
53. Эфрос В. Д. Многочастичные осцилляторные скобки в микроскопических ядерных вычислениях // Ядер. физика.— 1976.— 23.— С. 715—726.
54. Reidemeister C. Deformation of the oxygen heavy ions in a molecular description of the $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ system // Nucl. Phys. A.— 1972.— 197.— P. 631—640.
55. Smirnov Yu. F., Tchwil'sky Yu. M. The structural forbiddenness of the heavy fragmentation of the atomic nucleus // Phys. Lett. B.— 1984.— 134.— P. 25—28.
56. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач.— М.: Энергоатомиздат, 1982.— 182 с.
57. Филиппов Г. Ф. Об учете правильной асимптотики в разложениях по осцилляторному базису // Ядер. физика.— 1981.— 33.— № 4.— С. 928—931.
58. Smirnov Yu. F., Nechaev Yu. I. The elements of scattering theory in the harmonic oscillator representation // KINAM.— 1982.— 4.— P. 445—458.
59. Smirnov Yu. F., Tchwil'sky Yu. M. Isobaric component of the deuteron in the quark model // J. Phys. G.— 1978.— 4.— P. L1—L4.

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ им. Л. Д. ЛАНДАУ АН СССР,
ЧЕРНОГОЛОВКА

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЯДРАХ: НЕУПРУГАЯ ЭКРАНИРОВКА И НЕУКЛОННАЯ КОМПОНЕНТА ЯДЕР

Теория многократного рассеяния (МКР), сформулированная в 1959 г. независимо А. Г. Ситенко [1] и Р. Глаубером [2], лежит в основе современного подхода к дифракционному рассеянию адронов на ядрах. Единственным существенным дополнением к ней стали поправки на неупругое экранирование, введенные В. Н. Грибовым в 1969 г. [3]. В остальном теория МКР сохранила свои исходные черты, а область применимости ее оказывается даже шире, чем это представлялось ее создателям. Примером являются недавние успешные приложения теории МКР к рассеянию антипротонов совсем низких энергий [4].

В теории МКР амплитуда рассеяния адрона h на ядре выражается через амплитуду hN рассеяния на массовой поверхности и волновую функцию основного состояния ядра. Как выяснилось, имеет место замечательная компенсация эффектов схода с массовой поверхности и неадиабатических эффектов (см. [4] и цитированные там работы), так что если ядра есть связанные состояния нуклонов, то МКР дает амплитуду hA рассеяния с беспрецедентной для адронной физики точностью. Более того, сравнение расчетов по теории МКР с экспериментом позволяет судить о роли ненуклонных степеней свободы в ядерной материи [5, 6]. В этой статье обсуждается это новейшее развитие теории МКР, которое началось с работы [5].

Чтобы судить об отклонениях от предсказаний A -нуклонной картины ядра, следует с высокой точностью оценивать поправки на неупругое экранирование. Техника расчета неупругих поправок и точность их расчета обсуждены в п. 1. Здесь мы во многом следуем работе Л. Г. Дахно и автора [5].

В п. 2 рассматривается расхождение данных прецизионных экспериментов по дифракционному $\pi\alpha$ - и $\rho\alpha$ -рассеянию [7—9] с расчетами по теории МКР. Если α -частица — связанное состояние четырех нуклонов, то расхождение теории МКР с экспериментом не может быть приписано как неопределенностям в расчете неупругих поправок, так и плохому знанию волновой функции α -частицы. Противоречие с теорией МКР снимается, если α -частица с весом $\sim 12\%$ содержит центральный 12-кварковый клас ер [5]. При этом КХД механизм усиления сечения взаимодействия с 12-кварковым кластером нетривиальным образом одновременно увеличивает $\sigma_{\text{tot}}(\rho\alpha)$ и $\sigma_{\text{tot}}(\pi\alpha)$ и смещает дифракционный минимум $d\sigma_{\text{el}}/dt$ в сторону больших квадратов переданного импульса $q^2 = |t|$. (Обычно чем больше $\sigma_{\text{tot}}(hN)$, тем больше $\sigma_{\text{tot}}(h\alpha)$ и тем при меньших $|t|$ расположен дифракционный минимум).

В п. 3 проведен близкий анализ данных по сечениям взаимодействия адронов с тяжелыми ядрами. Здесь излагаются результаты автора [6].

Обращается внимание на то, что полные сечения $\sigma_{tot}(hA)$, сечения неупругого взаимодействия $\sigma_{in}(hA)$ и сечения поглощения $\sigma_{abs}(hA)$ всех адронов ядрами описываются в МКР одной и той же универсальной формулой (универсальность Глаубера — Ситенко — Грибова [6]), которая позволяет проверить единым образом согласованность данных по $\sigma_{tot}(hA)$, $\sigma_{in}(hA)$ и $\sigma_{abs}(hA)$ с теорией МКР для всех адронов одновременно. Как и в случае рассеяния на α -частицах, оказывается, что A -нуклонная модель ядра систематически недооценивает сечение взаимодействия адронов с ядром [6].

Полученные в п. 2 и 3 результаты показывают, что прецизионное изучение дифракционного рассеяния может быть ценным источником информации о ненуклонных степенях свободы в ядрах. В конечном счете изучение эффекта ЕМС [10] в лептон-ядерном рассеянии даст нам распределение партонов в ядрах. Но окончательный ответ на вопрос, что источник отличия партоновых распределений в ядрах и свободных нуклонах, могут дать только адронные эксперименты. Дифракционное рассеяние привлекательно именно тем, что теория МКР позволяет вычислить амплитуду рассеяния на A -нуклонах с очень высокой точностью.

В п. 4 теория МКР применяется к решению более традиционной задачи: определению $\sigma_{tot}(pp)$ из данных по поглощению космических лучей сверхвысоких энергий ($E = 10^7 \div 10^9$ ГэВ) в атмосфере [11, 12]. Важное наблюдение состоит в том, что при этих энергиях пересчет от измеряемого в опытах по широкому атмосферным ливням [11, 12] $\sigma_{abs}(pA_{lr})$ к $\sigma_{tot}(pp)$ оказывается практически безмодельным [13]. Это следствие того, что при этих энергиях уже в pp -рассеянии начинается переход к режиму черного диска. Важный вывод из этого анализа [13]: данные по $\sigma_{tot}(pp)$ при $E = 10^7 \div 10^9$ ГэВ могут быть описаны только квантовомеханической моделью поперона [14] с интерсептом $\Delta = \alpha_p(0) - 1 = 0,25 \div 0,35$.

1. Неупругая экранировка в дифракционном рассеянии. Диаграммы многократного рассеяния (рис. 1) отвечают амплитудам (нормировка такова, что $\text{Im} f(0) = \sigma_{tot}$)

$$F_\nu(\mathbf{q}) = \left(\frac{i}{8\pi^2}\right)^{\nu-1} \cdot \frac{A!}{\nu! (A-\nu)!} \cdot \int \Phi_\nu(\kappa_1, \dots, \kappa_\nu) \delta\left(\sum_{i=1}^{\nu} \kappa_i - \mathbf{q}\right) \times \prod_{i=1}^{\nu} d^2\kappa_i f_{hN}(\kappa_i), \quad (1)$$

где вершинные функции даются волновой функцией ядра

$$\Phi_\nu(\kappa_1, \dots, \kappa_\nu) = \int \prod_{i=1}^A \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3} \Psi^*(p_1 + \kappa_1, \dots, p_\nu + \kappa_\nu, p_{\nu+1}, \dots, p_A) \Psi(p_1, \dots, p_A). \quad (2)$$

Зарядовый формфактор ядра

$$G_A(\mathbf{q}) = \Phi_1(\mathbf{q}) G_N(\mathbf{q}). \quad (3)$$

Дифракционные переходы $h \rightarrow h^* \rightarrow \dots \rightarrow h$ (рис. 2) порождают так называемую неупругую экранировку [3]. В простейшем случае двукратного рассеяния ($\nu = 2$) в (1) вместо произведения амплитуд $f_{hN}(\kappa_1) f_{hN}(\kappa_2)$ пойдет $f_{hN \rightarrow h^*N}(\kappa_1) f_{hN \rightarrow h^*N}(\kappa_2)$. Кроме того, различие масс M и μ дифракционно рожденной частицы (системы частиц) и налетающей частицы приводит к продольному переданному импульсу

$$\kappa_{1L} = -\kappa_{2L} = \kappa_L = \frac{M^2 - \mu^2}{2E} \quad (4)$$

и продольному формфактору в (1) вида $\exp\left[-\frac{1}{2} R_A^2 \kappa_L^2\right]$ (с хорошей точностью продольный и поперечный формфакторы факторизуются). Тогда для неупругой экранировки за счет дифракционной диссоциации $h \rightarrow h^* \rightarrow h$ получаем ($IS = \text{inelastic shadowing}$, $ES = \text{elastic shadowing}$):

$$\mathcal{F}_2(IS, h^*, \mathbf{q}) = -\frac{i}{2} A(A-1) \cdot \frac{2}{\pi} \frac{d\sigma_{DD}(h \rightarrow h^*)}{dt} \Big|_{t \rightarrow 0} \times \exp\left[-\frac{1}{2} R_A^2 \kappa_L^2\right] \times \exp\left[-\frac{1}{4} B_{h \rightarrow h^*} \cdot \mathbf{q}^2\right] \times \int d^2\kappa \Phi_2\left(\frac{1}{2} \mathbf{q} - \kappa, \frac{1}{2} \mathbf{q} + \kappa\right) \cdot \exp[-B_{h \rightarrow h^*} \kappa^2]. \quad (5)$$

Простой переход (5) от $f_{hN \rightarrow h^*N}(\kappa_1) f_{hN \rightarrow h^*N}(\kappa_2)$ к $d\sigma_{DD}(h \rightarrow h^*)/dt = |f_{h \rightarrow h^*}(\mathbf{q})|^2$, когда неупругая поправка имеет тот же знак, что и амплитуда ν -кратного упругого перерассеяния, верен для возбуждения резонансов и трехпоперонного вклада.

В общем случае для восстановления величины и фазы первой величины по второй требуется определенное аналитическое продолжение [15, 16]. Например, возбуждение больших масс за счет обмена пионом дает положительно определенный вклад в $d\sigma_{DD}/dt dM^2$ и отрицательный, антиэкранировочный вклад в неупругую поправку к сечению [15, 16].

Полная поправка дается интегрированием в (5) по массам M^2 с учетом продольного формфактора. Из (4) и (5) видно, что неупругая поправка для ядра с радиусом R_A связана с поправкой на дейтроне пересчетом энергии

$$E \rightarrow E_{\text{eff}} = E \cdot (R_A/R_D). \quad (6)$$

Удобно ввести коэффициенты неупругого усиления $K_\nu(\mathbf{q})$, в терминах которых

$$F_\nu(ES + IS, \mathbf{q}) = K_\nu(\mathbf{q}) \cdot F_\nu(ES, \mathbf{q}). \quad (7)$$

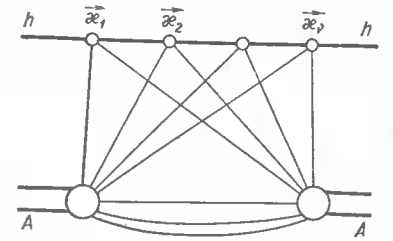


Рис. 1. Диаграммы многократного рассеяния в амплитуде упругого адрон-ядерного рассеяния.

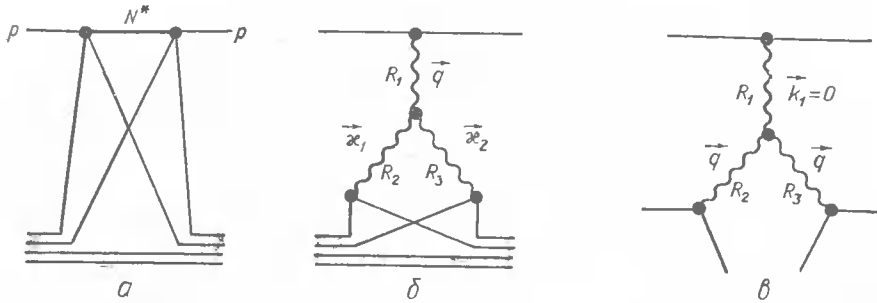


Рис. 2. Неупругая экранировка в двукратном рассеянии:

a — возбуждение и деэксцирование резонанса; *b* — трехреджеонная диаграмма, описывающая вклад возбуждения многочастичных состояний; *c* — вклад в сечение дифракционной диссоциации, отвечающий теневой поправке *b*).

Тогда для всех ядер с учетом (6) получается [5] универсальная формула в терминах поправок для дейтрона

$$K_v(\mathbf{q}) = 1 + \frac{1}{2} v(v-1) \left\{ \sum_j \frac{\Delta\sigma_j(hD, IS)}{\Delta\sigma(hD, ES)} \exp\left[-\frac{4}{v^2} \Delta B_j \cdot \mathbf{q}^2\right] - \frac{1}{A-1} \frac{\Delta\sigma_{\text{РПЛ}}(hD, IS)}{\Delta\sigma(hD, ES)} \exp\left[-\frac{4}{v^2} \Delta B_{\text{РПЛ}} \cdot \mathbf{q}^2\right] \right\}. \quad (8)$$

В (8) суммирование идет по различным трехреджеонным вкладам в дифракционную диссоциацию. Отдельно выделен антиэкранировочный вклад обмена пионом, пропорциональный $1/(A-1)$ из-за спин-изоспиновой структуры πNN вершины. При выводе (8) считалось, что дифракционно рожденная система имеет такое же сечение взаимодействия, что и падающая частица.

Вклад обмена пионом, возбуждение резонансов и трехпомеронный вклад, наиболее важные численно, вычисляются однозначно. Вклады с невакуумными обменами менее однозначны, но в сумме их вклад почти такой, как и в полном сечении дифракционной диссоциации, которое на опыте измерено с точностью лучше 3—5%. По этой причине различные трехреджеонные параметризации дают совпадающие неупругие поправки. Поэтому можно заключить, что абсолютное значение неупругой поправки к hD -рассеянию, вычисляемое с точностью лучшей, чем 5—10% [5]. К стати, расчеты Л. Г. Дахно [16] неупругого экранирования на дейтроне превосходно согласуются с опытом.

Наклоны ΔB_j в (8) учитывают отличие $B_{h \rightarrow h^*}$ от наклона B_{hN} упругого hN -рассеяния. Для вклада возбуждения резонансов и трехпомеронного вклада $\Delta B_{\text{Res}} \simeq \Delta B_{\text{РРР}} \simeq 1,3 - 1,4$ (ГэВ/с) $^{-2}$. Вопрос о ΔB_j подробно разобран в [5].

В рассеянии на легких ядрах многократная диссоциация $h \rightarrow h^* \rightarrow h^{**} \rightarrow \dots \rightarrow h$ несущественна. Для ее оценки удобен несколько другой формализм: метод собственных состояний $|\alpha\rangle$ (ССД) матрицы дифракционных амплитуд $f_{ih}(0)$:

$$\langle \beta | \hat{f} | \alpha \rangle = \delta_{\beta\alpha} f_{\alpha}. \quad (9)$$

В базисе ССД физический адрон

$$|h\rangle = \sum_{\alpha} c_{\alpha} |\alpha\rangle, \quad (10)$$

так что

$$\sigma_{\text{tot}}(hN) = \langle h | \text{Im} \hat{f} | h \rangle = \sum_{\alpha} |c_{\alpha}|^2 \sigma_{\alpha} = \langle \sigma_{\alpha} \rangle, \quad (11)$$

а разложение (1) верно для взаимодействия с ядром отдельного ССД. Упругие перерассеяния отвечают в (1) $\langle f_a \rangle^v = \langle f_a \rangle^v$, а в полную амплитуду входит $\langle f_{\alpha}^v \rangle$, так что [17, 5, 6]

$$K_v = \langle \sigma_{\alpha}^v \rangle / \langle \sigma_{\alpha} \rangle^v = 1 + \frac{1}{2!} v(v-1) \frac{\langle \Delta\sigma_{\alpha}^2 \rangle}{\langle \sigma_{\alpha} \rangle^2} + \frac{1}{3!} v(v-1)(v-2) \times \\ \times \frac{\langle \Delta\sigma_{\alpha}^3 \rangle}{\langle \sigma_{\alpha} \rangle^3} + \frac{1}{4!} v(v-1)(v-2)(v-3) \frac{\langle \Delta\sigma_{\alpha}^4 \rangle}{\langle \sigma_{\alpha} \rangle^4} + \dots \quad (12)$$

Очевидно, полное соответствие между (12) и (8). На этом языке ясно, что отличие $\sigma_{\text{tot}}(h^*N)$ от $\sigma_{\text{tot}}(hN)$ отвечает высшим моментам $\langle \Delta\sigma^v \rangle$ с $v \geq 3$.

Для $\langle \Delta\sigma^3 \rangle$ и $\langle \Delta\sigma^4 \rangle$ существуют только модельные оценки. Можно использовать, например, кварковую модель ССД [18]. Оказывается, что даже для ядра Pb вклад членов $\sim \langle \Delta\sigma^3 \rangle$, $\sim \langle \Delta\sigma^4 \rangle$ не превышает 30% от надежно вычисляемого вклада $\sim \langle \Delta\sigma^2 \rangle$ (см. подробнее п. 3).

2. Дифракционное $\pi\alpha$ - и $\rho\alpha$ -рассеяния и центральный 12-кварковый кластер в α -частице. Излагаются основные выводы работы Л. Г. Дахно и автора [5]. Оказывается, что прецизионные данные [7—9] по $\pi\alpha$ - и $\rho\alpha$ -рассеяниям невозможно описать, если α -частица состоит только из четырех нуклонов.

Мы ограничимся утверждением, что в области дифракционного пика и первого минимума $|t| < 0,4$ (ГэВ/с) 2 амплитуда $\pi\alpha$ - и $\rho\alpha$ -рассеяний малочувствительна к параметризации волновой функции α частицы, лишь бы она правильно воспроизводила зарядовый форм-фактор α -частицы. В приближении гауссовой волновой функции ядра ($A=4$):

$$F_{h\alpha}(\mathbf{q}) = iA\sigma_{\text{tot}}(hN) \exp\left[\frac{1}{4A} R_A^2 \mathbf{q}^2\right] \sum_{v=1}^A \frac{(A-1)!}{v \cdot v! (A-v)!} K_v(\mathbf{q}) (-1)^{v-1} \times \\ \times \left[\frac{\sigma_{\text{tot}}(hN)}{2\pi(R_A^2 + 2B_{hN})} \right]^{v-1} \exp\left[-\frac{(R_A^2 + 2B_{hN})}{4v} \mathbf{q}^2\right]. \quad (13)$$

Типичная ситуация ($\rho\alpha$, $E=300$ ГэВ) следующая, мб: $\sigma_1(ES) = 4\sigma_{\text{tot}}(\rho N) = 158,2$; $\sigma_2(ES) = -25,5$; $\sigma_3(ES) = 2,3$; $\sigma_4(ES) = -0,1$; $K_2(0) \simeq 1,34$, $K_3(0) \simeq 2,01$, $K_4(0) \simeq 3,02$, так что $\Delta\sigma_{\text{tot}}(IS) = -6,5$ и

$$\sigma_{\text{tot}}(\rho\alpha, ES) = 135; \quad \sigma_{\text{tot}}(\rho\alpha, ES + IS) = 128,5, \quad (14)$$

в то время как на опыте [8]

$$\sigma_{\text{tot}}(\rho\alpha) = 131,2 \pm 0,8 \text{ мб}, \quad (15)$$

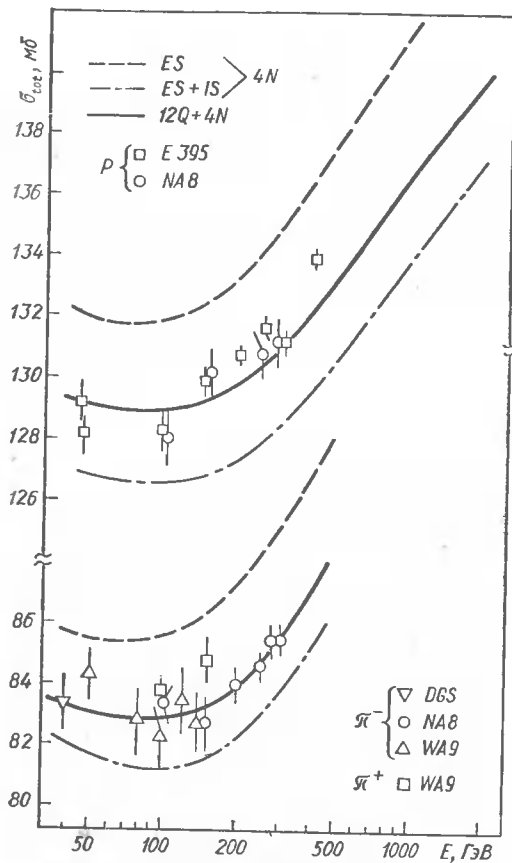


Рис. 3. Сравнение предсказываемых теорией МКР полных сечений $\rho\alpha$ - и $\pi\alpha$ -рассеяний с экспериментальными данными: DGS [7], NAB, WA9 [8], E395 [9]. Кривые отвечают гибридной $4N+12Q$ -модели с $\omega_{12Q}=0,12$ и $\delta_{QCD}=0,29$ и полным учетом неупругой экранировки и четырехнуклонной модели с учетом ($IS+ES$) и без учета (ES) неупругой экранировки.

ный радиус ядра R_n^2 больше протонного R_p^2 , поскольку только последний фиксирован зарядовым радиусом ядра. Однако это требует $R_n^2 \simeq 1,3R_p^2$, что несовместимо с зарядовой симметрией ядерных сил и отвергается тем, что дифракционный минимум смещается только в еще меньшие $|t|_D$.

Можно описать $\sigma_{tot}(\rho\alpha)$, если для связанного нуклона сечение взаимодействия с протоном выше на 1,2–1,5 мб. Но это приведет к сдвигу минимума влево, так как относительная величина $\sigma_2(ES+IS)$ только возрастает.

Как спасает ситуацию центральный 12-кварковый кластер? Ко-

так что теория МКР занижает $\sigma_{tot}(\rho\alpha)$ (рис. 3).

Дифракционный минимум есть результат деструктивной интерференции амплитуд с $\nu=1,3$ и $\nu=2$. Типичная ситуация ($\rho\alpha, E=300$ ГэВ) следующая: только упругие перерасеяния дают дифракционный минимум при $|t|_D \simeq 0,22$ (ГэВ/с)², учет неупругих поправок смещает минимум влево: $|t|_D(ES+IS) \simeq 0,205$ (ГэВ/с)², а на опыте $|t|_D \simeq 0,22 \div 0,225$ (ГэВ/с)² (рис. 4).

Итак, при последовательном учете неупругого экранирования полное сечение систематически занижается (см. рис. 3), а дифракционный минимум получается при слишком малых переданных импульсах $|t|_D$ (рис. 4). Поскольку точность расчета неупругой поправки не хуже 0,5 мб, то расхождение теории МКР с экспериментом статистически значимо. В рамках четырехнуклонной модели α -частицы оно не может быть объяснено. Например, чтобы объяснить $\sigma_{tot}(\rho\alpha)$, можно уменьшить $\sigma_2(ES+IS)$ на 3–4 мб, если нейтрон-

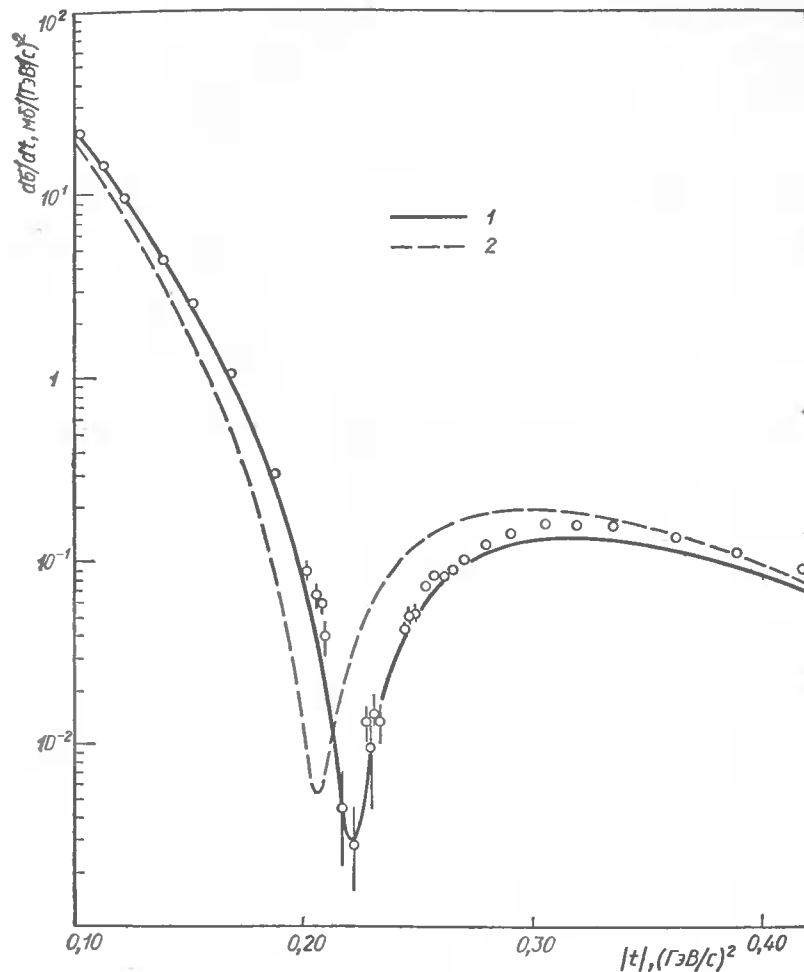


Рис. 4. Пример описания дифференциального сечения упругого рассеяния (E395) при энергии $E=300$ ГэВ [9] в четырехнуклонной (кривая 2) и гибридной (кривая 1) $4N+12Q$ -модели с полным учетом неупругой экранировки.

нечно, α -частица всегда есть 12-кварковая система, но с сильной клас-теризацией кварков в трехкварковые нуклоны:

$$\Psi_\alpha = \sqrt{1-\omega_{12Q}} |N_1 \dots N_4\rangle + \sqrt{\omega_{12Q}} |12Q\rangle, \quad (16)$$

где $|12Q\rangle$ — ортогональная четырехнуклонная компонента Ψ_α после проектирования последней на $|N_1 \dots N_4\rangle$. В модели мешков MIT

$$\langle R_{ch}^2 \rangle_{12Q} \simeq 2 \langle R_{ch}^2 \rangle_p \ll R_\alpha^2. \quad (17)$$

Разложение (16) имеет смысл, если $|N_1 \dots N_4\rangle$ оказывается периферической. Именно такой вид $|N_1 \dots N_4\rangle$ получается из анализа экспериментальных данных по зарядовому формфактору α -частицы [5]. Тем самым интеграл перекрытия $|12Q\rangle$ и $|N_1 \dots N_4\rangle$ при вычислении различных матричных элементов мал.

Для дальнейшего существования квантовохромодинамическое усиление сечения $N-12Q$ -взаимодействия. В силу (17) в $N-12Q$ -рассеянии возможен обмен более мягкими глюонами, чем в $N-N$ -рассеянии, так что эффективное сечение взаимодействия с кварком Q , связанным в 12-кварковом кластере, больше, чем с кварком q , связанным в нуклоне

$$\sigma_{QN}(N-12Q) \simeq \sigma_{qN}(N-N) \frac{\chi}{\chi-1} \ln \chi = (1 + \delta_{QCD}) \sigma_{qN}(N-N), \quad (18)$$

где $\chi = (R_{ch}^2)_{12Q} / (R_{ch}^2)_p$. В модели мешков MIT (17) получаем $\delta_{QCD} \simeq 0,4$. Роль этого КХД усиления сечения $N-12Q$ -взаимодействия очевидна на амплитуде импульсного приближения ($v=1$) в аддитивной кварковой модели, где

$$f_{NN}(\mathbf{q}) = i3\sigma_{qN}(NN) G_p(\mathbf{q}) \exp\left[-\frac{1}{2} B_{qN} \mathbf{q}^2\right] \quad (19)$$

и в четырехнуклонной модели

$$\mathcal{F}_1(\mathbf{q}) = 4\Phi_1(\mathbf{q}) f_{NN}(\mathbf{q}) = i12\sigma_{qN}(N-N) G_\alpha(\mathbf{q}) \exp\left[-\frac{1}{2} B_{qN} \mathbf{q}^2\right]. \quad (20)$$

В гибридной $4N+12Q$ -модели

$$G_\alpha(\mathbf{q}) = (1 - w_{12Q}) \Phi_1(4N, \mathbf{q}) G_p(\mathbf{q}) + w_{12Q} \Phi_1(12Q, \mathbf{q}); \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1(\mathbf{q}) = & i(1 - w_{12Q}) 12\sigma_{qN}(N-N) \Phi_1(4N, \mathbf{q}) G_p(\mathbf{q}) \exp\left[-\frac{1}{2} B_{qN} \mathbf{q}^2\right] + \\ & + iw_{12Q} 12\sigma_{qN}(N-12Q) \Phi_1(12Q, \mathbf{q}) \exp\left[-\frac{1}{2} B_{qN} \mathbf{q}^2\right] = i12\sigma_{qN}(N-N) \times \\ & \times G_\alpha(\mathbf{q}) \exp\left[-\frac{1}{2} B_{qN} \mathbf{q}^2\right] + i12\sigma_{qN}(N-N) \delta_{QCD} w_{12Q} \Phi_1(12Q, \mathbf{q}) \times \\ & \times \exp\left[-\frac{1}{2} B_{qN} \mathbf{q}^2\right]. \end{aligned} \quad (22)$$

В (22) по сравнению с (20) появился дополнительный вклад в амплитуду $\sim w_{12Q} \delta_{QCD}$, в силу (17) убывающий с ростом \mathbf{q}^2 медленнее, чем обычная амплитуда импульсного приближения. Она увеличивает $\sigma_{tot}(p\alpha)$ и одновременно смещает дифракционный минимум вправо. На рис. 4 приведен пример описания $d\sigma_{el}(p\alpha)/dt$ в гибридной модели с $w_{12Q} = 12\%$ и $\delta_{QCD} = 0,29$.

Амплитуда (22) указывает на искомый эффект КХД усиления только качественно. Количественно ситуация чуть сложнее. В компакт-

ной 12-кварковой системе взаимная экранировка сильнее, чем в обычном случае $p\alpha$ -рассеяния. При $\delta_{QCD} = 0,29$ мы начинаем с $\sigma_{qN}(N-N) = 15,5$ мб и $\sigma_{qN}(N-12Q) = 20$ мб, т. е. $\sigma_1(N-12Q) = 239,4$ мб, а после полного учета всех экранировок $\sigma_{tot}(N-12Q) = 130$ мб. В то же время четырехнуклонная компонента гибридной α -частицы имеет размер больший, чем в обычной четырехнуклонной модели, так что в ней экранировки слабее, $\sigma_{tot}(N-4N) = 131,3$ мб, а амплитуда $N-4N$ -рассеяния обращается в нуль при $|t|_{4N} \simeq \simeq 0,19$ (ГэВ/с)². Однако $N-12Q$ -амплитуда меняет знак только при $|t|_{12Q} = 0,32$ (ГэВ/с)², так что в полной амплитуде $|t|_D = 0,221$ (ГэВ/с)² (рис. 5). Здесь мы подчеркнем, что в области дифракционного конуса $N-12Q$ -рассеяния при $|t| < < |t|_{12Q}$ достаточно знания глобального размера 12-кваркового кластера, а его детальная волновая функция несущественна, так что наши оценки всех параметров задачи действительно надежны.

Итак, введение центрального 12-кваркового кластера в α -частицу позволяет нетривиальным образом с помощью КХД усиления сечения взаимодействия с 12-кварковым кластером согласовать экспериментальные данные по полному $\sigma_{tot}(p\alpha)$ и дифференциальному $d\sigma_{el}(p\alpha)/dt$ сечениям. Заметим, что при $\delta_{QCD} = 0$ гибридная модель дает такое же сечение, что и обычная четырехнуклонная (см. подробнее [5]).

Компонента $6Q-N-N$ с шестикварковым кластером за счет периферических нуклонов имеет большой размер ($\sim R_\alpha$), так что для объяснения и $|t|_D$ и $\sigma_{tot}(p\alpha)$ требуется $w_{6Q-N-N} \simeq 50 \div 60\%$, что не представляется реалистическим.

3. Универсальность Глаубера — Ситенко — Грибова для средних и тяжелых ядер и усиления ядерных сечений. В разных экспериментах измеряются полное сечение $\sigma_{tot}(hA)$, сечение неупругого взаимодействия $\sigma_{in}(hA) = \sigma_{tot}(hA) - \sigma_{el}(hA)$ и сечение поглощения $\sigma_{abs}(hA) = \sigma_{tot}(hA) - \sigma_{el}(hA) - \sigma_{Qel}(hA)$, называемое иногда также $\sigma_{prod}(hA)$ (здесь $\sigma_{Qel}(hA)$ есть сечение квазиупругого рассеяния $hA \rightarrow hA^*$). Примечательно, что все эти сечения описываются одной и той же формулой [6]:

$$\sigma_A^* - \Delta\sigma_A^*(IS) = \int d^2b \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{A} \sigma_N^* T(b) \right]^A \right\}, \quad (23)$$

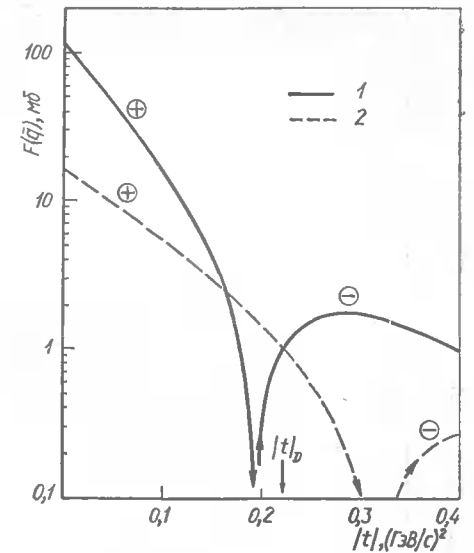


Рис. 5. Разложение амплитуды $p\alpha$ -рассеяния в гибридной модели на $p-4N$ и $p-12Q$ -компоненты. Указано положение дифракционного минимума полной амплитуды рассеяния:

$$1 - F_{4N}(\bar{q}); \quad 2 - F_{12Q}(\bar{q})$$

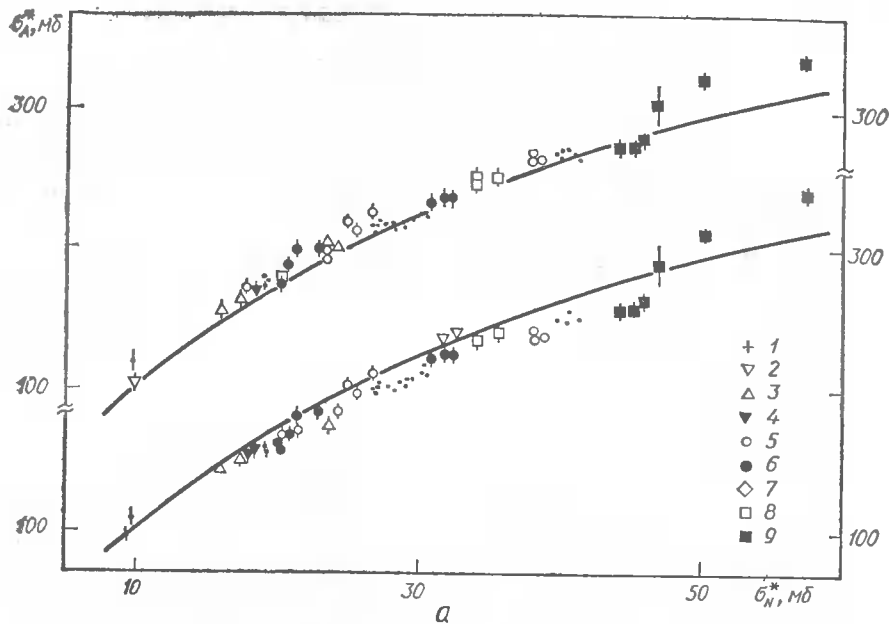


Рис. 6. Пример проверки универсальности Глаубера — Ситенко — Грибова σ_A^* — данные по σ_A^* ; σ_N^* — те же данные после введения поправок на неупругое экранирование. Обозначения экспериментальных данных, в порядке возрастания σ_N^* , n , tot: 1 — [20 a—20 g]; K^- , in: 6 — [22]; K^+ , abs: 7 — [23]; π^+ , abs: 8 — [23]; π^+ , in: p , in: 5 — [22]; l — [21]; p , in: 9 — [22].

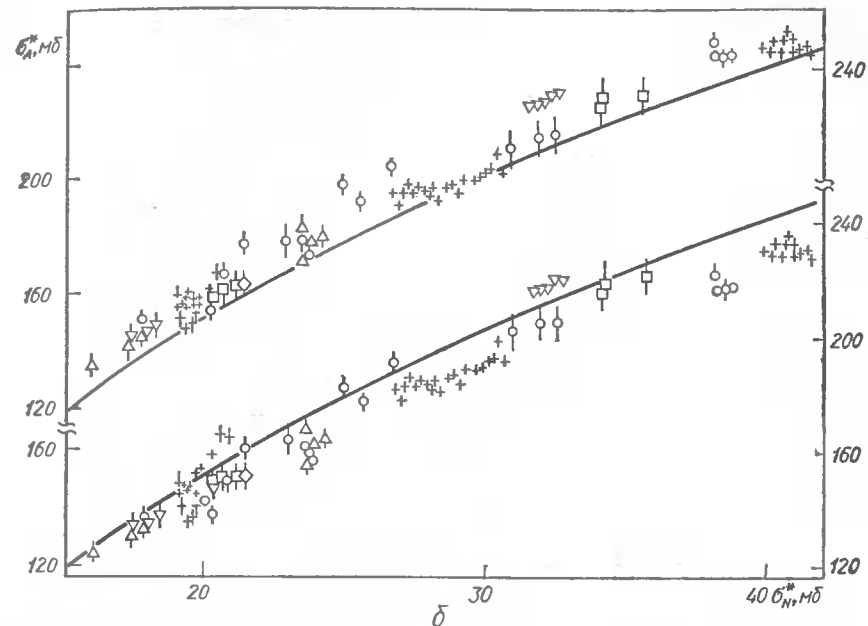
где

$$T(b) = \int dz d^2c p_A(z, c) \frac{1}{2\pi B_{hN}} \exp\left[-\frac{(b-c)^2}{2B_{hN}}\right] \quad (24)$$

и для $\sigma_A^* = \frac{1}{2} \sigma_{tot}(hA)$, $\sigma_{in}(hA)$ и $\sigma_{abs}(hA)$ в правую часть (23) входит $\sigma_N^* = \frac{1}{2} \sigma_{tot}(hA)$, $\sigma_{tot}(hN)$ или $\sigma_{in}(hN)$ соответственно.

Из (23) и (24) видно, что если учесть небольшое различие в наклонах B_{hN} для разных адронов при разных энергиях, и отнести эту поправку, как и неупругую поправку, в левую часть (23), то все сечения для всех адронов должны удовлетворять [6] глаубер-ситенко-грибовской универсальности (23). Это позволяет проверить единым образом теорию МКР в широком диапазоне σ_N^* от $\sigma_N^* = \frac{1}{2} \sigma_{tot}(KLN) \simeq 10$ мб до $\sigma_{tot}(\bar{p}N) \simeq 60$ мб. Пример такой проверки дает рис. 6, где на нижней части приведена кривая (23) с $B_{hN} = B_0 = 11$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и нанесены непосредственно экспериментальные данные по σ_A^* . В верхней части рис. 6 повторена кривая (23) и нанесены те же данные по σ_A^* , но с учетом на неупругое экранирование и разброс B_{hN} .

Из рис. 6 видно, что универсальность Глаубера — Ситенко — Грибова выполняется очень хорошо: все точки σ_A^* следуют кривой (23).



в рассеянии адронов на ядре ^{12}C :

равнение и отличие наклонов B_{hN} от $B_0 = 11$ (ГэВ/с) $^{-2}$, с которым рассчитана универсальность следующие: K_L , tot: 1 — [19]; 2 — [20 g]; K^+ , abs: 3 — [23]; K^- , abs: 4 — [23]; 3 — [22]; π^- , in: 5 — [22]; l — [21]; p , abs: 6 — [23]; n , abs: 3 — [24]; p , abs: 8 — [23];

Введение поправок на неупругое экранирование уменьшает разброс точек, связанный с энергетическим ходом σ_A^* (см., например, набор данных по $\sigma_{tot}(nA)$). Вместе с тем после всех поправок экспериментальные значения σ_A^* систематически превышают кривую теории МКР (23). Заметим, что это полностью отвечает ситуации в $l\alpha$ -и $p\alpha$ -рассеяниях.

Относительная величина неупругих поправок приведена на рис. 7. Поправки $\sim (\Delta\sigma^2)$ вычисляются и для тяжелых ядер столь же точно, как и для дейтрона. Поправки $\sim (\Delta\sigma^3)$ в общем малы. Поправки $\sim (\Delta\sigma^4)$ в случае ядра Pb достигают $\sim 30\%$ от полной неупругой поправки (см. рис. 7). Кварковая модель [18], которую мы использовали, скорее занижает $(\Delta\sigma^4)$, так что мы скорее недооценили $\Delta\sigma_A^*(IS)$.

Превышение σ_A^* над кривой (23) можно интерпретировать как усиление эффективного сечения взаимодействия σ_N^* со связанным нуклоном \bar{N} :

$$\sigma_N^* = \kappa \sigma_N^* \quad (25)$$

Например, в модели мультикварковых кластеров, обсуждавшейся в п. 2, в грубом приближении

$$\kappa - 1 \simeq \delta_{QCD} \omega_{12Q} \quad (26)$$

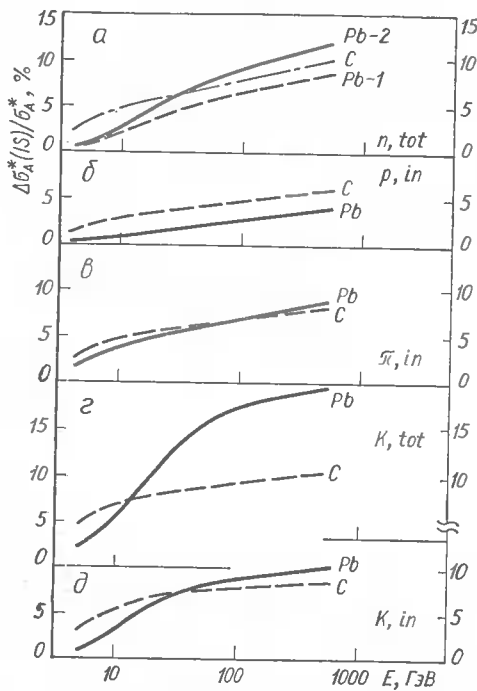


Рис. 7. Относительная величина неупругой поправки к ядерным сечениям в ряде типичных случаев:

а — Кривая Pb-2 — полная неупругая поправка с учетом членов $\sim \langle \Delta\sigma^2 \rangle$, $\langle \Delta\sigma^4 \rangle$ и $\sim \langle \Delta\sigma^6 \rangle$; кривая Pb-1 — вклад в неупругую поправку только членов $\sim \langle \Delta\sigma^2 \rangle$.

Такой пересчет зависит от детального вида pp -амплитуды при высоких энергиях. До недавнего времени рост полных сечений описывался моделью суперкритического померона — полюса при $j = \alpha_p(0) = 1 + \Delta$ с $\Delta \approx 0.07$ [32]. Однако, как показали недавние данные [33] с pp -коллайдера ЦЕРН, с ростом энергии скорость роста $\sigma_{tot}(pp)$ только возрастает. На ускорение роста $\sigma_{tot}(pp)$ с ростом энергии указывают и данные [11, 12] по поглощению протонов в атмосфере. Это подтверждает в общих чертах КХД модель померона [14].

В КХД при умеренных энергиях доминирует двухглюонный обмен, дающий постоянное полное сечение (стоячий полюс при $j = 1$). С ростом энергии все существеннее вклад серии полюсов с $\Delta = j = 1 > 0$, причем чем выше энергия, тем правее доминирующая особенность, так что Δ_{eff} растет с ростом энергии.

Первым приближением к КХД померону является двухполюсная амплитуда ($\xi = \ln(2m_p E) - i\pi/2$):

$$f(q) = ih_{2G}(q) + ih_p(q) \exp[\Delta\xi - \alpha'_p \cdot \xi \cdot q^2].$$

В силу конформных свойств померона в КХД [14] $h_p(q)$ и $h_{2G}(q)$ имеют близкую зависимость от переданного импульса q , так что мож-

Поскольку $R_A \gg R_{12Q}$, то данные по σ_A^* для тяжелых ядер имеет смысл анализировать именно в терминах коэффициента усиления κ .

Точность расчета неупругих поправок [6] такова, что превышение κ над единицей статистически значимо. Мы скорее недооценили $\Delta\sigma_A^*(IS)$, так что и $\kappa - 1$ тоже недооценено. В целом найденное систематическое превышение κ над единицей подтверждает мультикварковые модели [31] эффекта ЕМС [10].

4. Асимптотика адронных сечений: предсказание КХД и данных опытов в космических лучах. Опыты в космических лучах остаются единственным источником сведений об адронных сечениях при сверхвысоких энергиях. Традиционным приложением теории МКР является пересчет от сечения поглощения протонов в атмосфере $\sigma_{abs}(pA_{tr})$ к полному сечению pp -рассеяния.

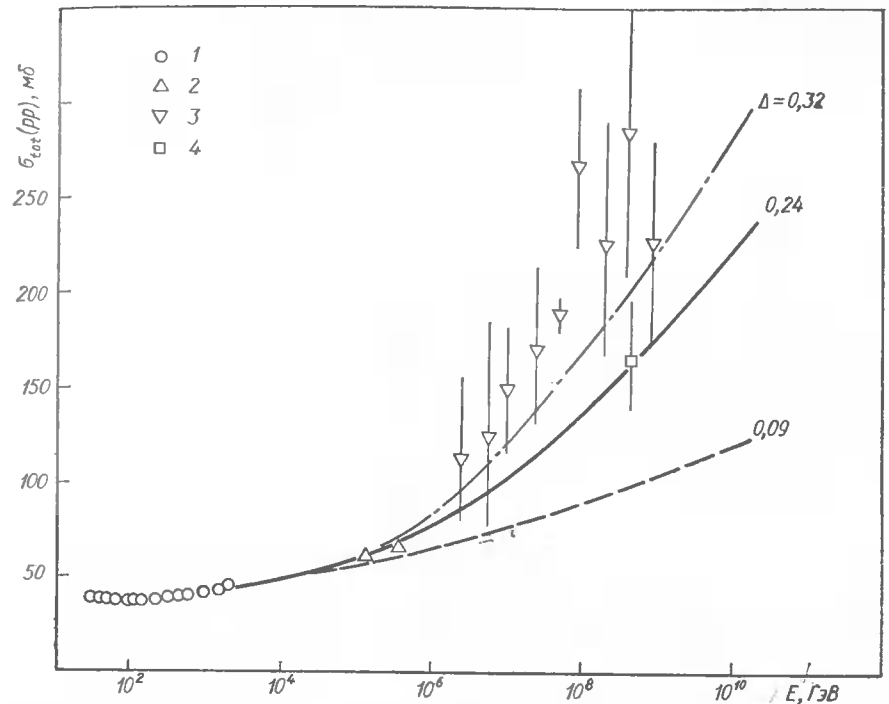


Рис. 8. Предсказания для полного сечения pp -рассеяния при сверхвысоких энергиях в КХД модели померона в зависимости от интерсепта Δ . Все кривые дают примерно одинаковое описание ускорительных данных по $\sigma_{tot}(pp)$ (ИФВЭ — ENAL — ISR — SppS). Данные экспериментов [11] и [12] по широком атмосферном ливням получены пересчетом [13] от сечения поглощения протонов в воздухе к полному сечению pp -взаимодействия:

1 — ИФВЭ — FNAL — ISR; 2 — SppS; 3 — Akeno; 4 — Fly's Eye.

но считать $R = h_{2G}(q)/h_p(q) = \text{const}$. Амплитуда (26) при высоких энергиях нарушает ограничение s -канальной унитарности $f(b) \leq 1$, где

$$f(b) = \frac{1}{2} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} f(q) \exp[-iqb]. \quad (27)$$

Унитарность восстанавливается при суммировании всех s -канальных диаграмм

$$F(b) = 1 - \exp[-f(b)]. \quad (28)$$

Отсюда видно, что с ростом энергии в pp -рассеянии начинается выход на режим черного диска при $f(b) \gg 1$. С дальнейшим ростом энергии сечение и наклон конуса растут за счет расширения центральной области черного диска и коррелированы друг с другом.

В силу свойств факторизации вычетов

$$F_{\alpha\beta}(b) = 1 - \exp[-\alpha\beta f(b)], \quad (29)$$

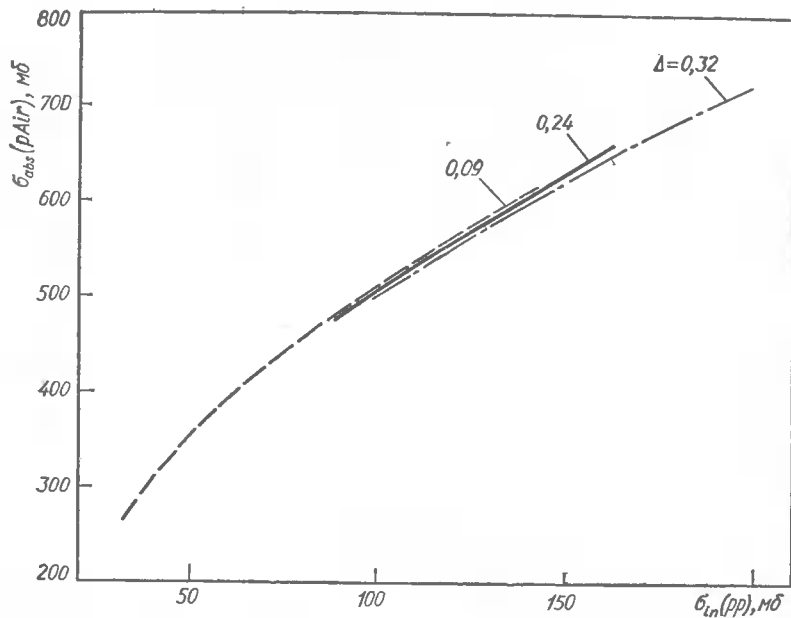


Рис. 9. Зависимость сечения поглощения протонов в воздухе от сечения неупругого pp -взаимодействия в КХД модели померона при разных интерсептах Δ .

где $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ есть CCD пучка и мишени; α и β — относительные вычеты с нормировкой $\langle\alpha\rangle = \langle\beta\rangle$, так что

$$K_V = \langle\alpha^V\rangle \cdot \langle\beta^V\rangle \quad (30)$$

и полная амплитуда $F(\mathbf{b}) = \langle\langle F_{\alpha\beta}(\mathbf{b}) \rangle\rangle$. С учетом неупругой экранировки [13]

$$\sigma_{in}(pp) = \int d^2\mathbf{b} \{1 - \langle\langle\langle\langle \exp[-\alpha_1\beta_1 f'(\mathbf{b}) - \alpha_2\beta_2 f^*(\mathbf{b})] \rangle\rangle\rangle\rangle\} \quad (31)$$

и

$$\sigma_{abs}(pA) = \int d^2\mathbf{b} \{1 - \langle\langle\langle\langle 1, in | \langle\langle \exp[-\alpha_1\beta_1 f(\mathbf{b} - \mathbf{c}) - \alpha_2\beta_2 f^*(\mathbf{b} - \mathbf{c})] \rangle\rangle | 1, in \rangle \rangle \rangle \rangle\}_{\beta_1\beta_2} \quad (32)$$

Для ядер N, O достаточно удерживать неупругие поправки $\sim (\Delta\alpha^2)$, а для оценки $\langle\Delta\alpha^2\rangle$ использовать расчеты K_2 при ускорительных энергиях (см. (8), (12)). Разные экстраполяции $\sigma_{tot}(pp)$ в сверхускорительных энергиях (рис. 8) при одинаковом качестве описания ускорительных данных резко отличаются при $E > 10^6$ ГэВ. Однако [13] зависимость $\sigma_{abs}(pAir)$ от $\sigma_{in}(pp)$ с хорошей точностью универсальна (рис. 9). Основная неопределенность в $\sigma_{tot}(pp)$ связана в восстановлении $\sigma_{el}(pp)$ по известному $\sigma_{in}(pp)$, так как $\sigma_{el}(pp)$ наиболее чувствительно к наклону B_{pp} . На рис. 8 приведены результаты нашего пе-

решета данных по $\sigma_{abs}(pAir)$ к $\sigma_{tot}(pp)$. Основной вывод: однополюсные параметризации ($R = 0$) занижают $\sigma_{tot}(pp)$ при $E > 10^7$ ГэВ, и данные экспериментов [11, 12] воспроизводятся только квантовохромодинамической моделью померона с $\Delta \simeq 0,25 \div 0,35$. Заметим, что пертурбативный анализ Липатова [14] дает

$$\Delta \simeq \frac{12\sqrt{2}}{\pi} \alpha_s \sim 1. \quad (33)$$

5. Выводы. Потенциальные возможности теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко — Грибова далеко не исчерпаны. В связи с интересом к ненуковым степеням свободы в ядерном веществе, особенно возросшим с открытием эффекта ЕМС, важность теории МКР только возрастает: дифракционное рассеяние на ядрах является уникальной в адронной физике областью, в которой благодаря теории МКР можно обсуждать отклонение от A -нуклонной структуры ядра на процентном уровне. Представляются многообещающими уже первые результаты [5, 6] в этом направлении, указывающие на существование в ядерном веществе мультикварковых кластеров.

Прогрессом в традиционных приложениях теории МКР является вывод [13] о модельной независимости пересчета от сечения поглощения протонов космических лучей в атмосфере к сечению протон-протонного рассеяния.

Эта статья написана по работам [5, 6, 13], выполненным совместно с Л. Г. Дахно, Б. З. Копелиовичем и И. К. Поташниковой. Сотрудничество с ними было для меня крайне полезным и многому научило. Содержание этой статьи было инициировано классической работой А. Г. Ситенко [1].

1. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4.— С. 152—163.
2. Glauber R. J. High energy collision theory // Lect. Theor. Phys.— 1959.— P. 315—414.
3. Грибов В. Н. Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1969.— 56.— С. 892—901.
4. Далькаров О. Д., Карманов В. А. Рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах // Там же.— 1985.— 89.— С. 1122—1133.
5. Dakhno L. G., Nikolaev N. N. Does the Failure of multiple-scattering theory in proton-alpha and pion-alpha diffraction scattering suggest 12-Quark Bags? // Nucl. Phys. A.— 1985.— 436.— P. 653—687.
6. Nikolaev N. N. EMC effect and breaking of additivity of nucleons in the high-energy hadron-nucleus interactions.— Tokyo, 1985.— 17 p.— (Preprint / Univ. of Tokyo, INS; Rep. N 538).
7. Измерение полных сечений и параметра наклона дифракционного конуса упругого π^-d и π^-He -рассеяния при энергии 40,4 ГэВ/В. Г. Аблеев, В. Д. Апокин, А. А. Воробьев и др. // Ядер. физика.— 1981.— 34.— С. 769—776.
8. Total cross section and the diffraction slope of near forward scattering in proton-helium and pion-helium interactions at SPS energies / J. P. Burg, J. P. Martiñ, A. A. Vorobyov et al. // Nucl. Phys. B.— 1981.— 187.— P. 205—239.
9. Proton-helium elastic scattering from 45 to 400 GeV / A. Bujak, P. Devensky, A. Kuznetsov et al. // Phys. Rev. D.— 1981.— 23.— P. 1911—1923.
10. Observation of the difference of the iron and deuterium structure functions in the deep inelastic scattering of muons / J. J. Aubert, M. Arneodo, A. Arvidson et al. // Phys. Lett. B.— 1983.— 123.— P. 275—373.

11. *Inelastic p-Air cross section at energies between 10^{16} and 10^{18} eV estimated from Air-Shower experiments / T. Hara, Y. Natano, N. Hayashida et al. // Phys. Rev. Lett.— 1983.— 50.— P. 2058—2061.*
12. *Total proton-proton cross section at $s^{1/2} = 30$ GeV / R. M. Baltrusaitis, G. L. Casiday, J. W. Elbert et al. // Phys. Rev. Lett.— 1984.— 52.— P. 1380—1383.*
13. *Kopeliovich B. Z., Nikolaev N. N., Potashnikova I. K. QCD suggested high-energy asymptotics of the diffraction proton-proton scattering and the cosmic ray data.— Dubna, 1986.— 25 p.— (Preprint / JINR; NE5=86=343).*
14. *Lipatov L. N. Bare pomeron in QCD.— Gatchina, 1985.— 21 p.— (Preprint / LINR; N 1137).*
15. *Anisovich V. V., Dakhno L. G., Volkovitskii P. E. Shadow and Antishadow Effects in the Scattering of Particles on the Deuteron // Phys. Lett. B.— 1982.— 42, P. 224—228.*
16. *Дахно Л. Г. Эффекты теневого экранирования в рассеянии протонов и пионов на дейтроне // Ядер. физика.— 1983.— 37.— С. 993—1008.*
17. *Николаев Н. Н. Неупругие поправки к дифракционному рассеянию частиц высоких энергий на ядрах // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1981.— 81.— С. 814—828.*
18. *Копелювич Б. З., Липидус Л. И. Кварк-партоновая модель взаимодействия адронов с ядрами // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1978.— 28.— С. 664—667.*
19. *K_n-nucleus total cross sections between 30 and 150 GeV : Quantitative evidence for inelastic shadowing / A. Gsponer, J. Hoffnagle, W. R. Molzon et al. // Phys. Rev. Lett.— 1979.— 42.— P. 9—12.*
20. *Neutron total cross sections on nuclei at FERMILAB energies / P. V. R. Murthy, C. A. Ayre, H. R. Gustafson et al. // Nucl. Phys. B.— 1975.— 92.— P. 269—308.*
21. *Neutron-nuclear total cross sections between 30 and 300 GeV/c / J. Biel, E. Bleser, C. Bromberg et al. // Phys. Rev. Lett.— 1976.— 36.— P. 1004—1007.*
22. *Измерение полных неупругих сечений взаимодействия нейтронов с протонами и ядрами в интервале энергий 26—54 ГэВ / А. И. Бабаев, Э. В. Брахман, Ю. В. Галактионов и др. // Ядер. физика.— 1974.— 20.— С. 71—82.*
23. *Neutron total cross sections on protons and nuclei in the 10 to 30 GeV/c momentum range / L. W. Jones, M. J. Longo, T. P. McCorriston et al. // Phys. Lett. B. 36.— P. 509—512.*
24. *Neutron-nucleus total cross sections between 8 GeV/c and 21 GeV/c / J. Engler, K. Horn, F. Mönning et al. // Ibid.— 1970.— 32.— P. 712—715.*
25. *Neutron-nucleus total cross sections at 5.7 GeV/c / E. F. Parker, T. Dobrowolski, H. R. Gustafson et al. // Ibid.— 31.— P. 250—253.*
26. *Measurement of K_L and neutron total cross sections on nuclei at GeV energies / W. L. Lakln, E. B. Hughes, L. H. O'Neill et al. // Ibid.— P. 667—680.*
27. *Измерение полных неупругих сечений взаимодействия протонов с ядрами в диапазоне импульсов от 5 до 9 ГэВ/с и пионов с ядрами в диапазоне импульсов от 1,75 до 6,5 ГэВ/с / Б. М. Бобченко, А. Е. Буклей, А. В. Власов и др. / Ядер. физика.— 1979.— 30.— С. 1553—1568.*
28. *Полные сечения взаимодействия и сечения поглощения пионов, каонов и антипротонов в области импульсов от 20 до 65 ГэВ/с / Дж. В. Аллаби, Ю. Б. Бушнин, Ю. П. Горин и др. // Там же.— 1970.— 12.— С. 538—547.*
29. *Сечения поглощения пионов, каонов, протонов и антипротонов сложными ядрами в области импульсов 6—60 ГэВ/с / Ю. П. Горин, С. П. Денисов, С. В. Донсков и др. // Там же.— 1973.— 18.— С. 336—345.*
30. *Absorption cross sections of pions, kaons, protons and antiprotons on nuclei between 60 and 280 GeV/c / A. S. Carroll, I.-H. Chiang, T. F. Kycia et al. // Nucl. Phys. B.— 1979.— 159.— P. 23—33.*
31. *Neutron-nucleus inelastic cross section from 160 to 375 GeV/c / T. J. Roberts, H. R. Gustafson, L. W. Jones et al. // Ibid.— P. 56—66.*
32. *Theory of Interacting Froissarons / M. S. Dubovikov, B. Z. Kopeliovich, L. I. Lapidus et al. // Nucl. Phys. B.— 1977.— 124.— P. 163—188.*
33. *Measurement of the proton-antiproton cross section at $i/s = 540$ GeV/c / M. Bozzo et al. // Phys. Lett. B.— 1984.— 147.— P. 392—398.*

МОДЕЛЬНАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ
С УЧАСТИЕМ ТРЕХ ЧАСТИЦ

Систематическое изучение процессов рассеяния и структуры ядер позволило за последние годы установить ряд качественных закономерностей. При всей неопределенности в выборе конкретного вида ядерного взаимодействия и приближенности различных подходов, между рассчитываемыми амплитудами процессов с участием самых различных ядер и адронов, а также между физическими параметрами энергетических состояний проявляются вполне определенные взаимозависимости. Такими примерами могут служить жесткие зависимости между рассчитываемыми энергиями связи и среднеквадратичными радиусами для многих легких и средних ядер, корреляционные взаимозависимости между низкоэнергетическими параметрами в системе трех нуклонов и т. д. Даже при рассмотрении совокупности «реалистических» потенциалов в задаче двух нуклонов между всеми основными рассчитываемыми физическими характеристиками при низких энергиях (подгонка потенциалов взаимодействия обычно в таких случаях производится в среднем) также обнаруживаются систематические корреляции. И в популярном высокэнергетическом приближении Глаубера — Ситенко в теории многократного рассеяния в конечном счете также устанавливается явное соотношение между амплитудами рассеяния сложных (составных) систем и элементарными амплитудами рассеяния на отдельных частицах. Собственно, общий подход, используемый практически во всех теоретических работах по ядру, состоит в том, чтобы выразить с физической приемлемой точностью амплитуды процессов рассеяния с участием сложных составных ядерных частиц через амплитуды элементарных актов рассеяния нуклонов и вообще адронов, и является приближенной реализацией идей обратной задачи рассеяния.

Со все большей определенностью можно сказать, что короткодействие сил является основной причиной наличия общих, не зависящих от деталей конкретного выбора потенциала взаимодействия, корреляций между низкоэнергетическими параметрами систем ядерных частиц. В настоящей работе рассмотрены качественные и количественные закономерности между основными параметрами трех нуклонов на основе последовательного учета в уравнениях Фаддеева [1] факта короткодействия ядерных сил. Установленные безмодельные предельные соотношения между энергетическим спектром и низкоэнергетическими параметрами и всей амплитудой упругого рассеяния в системе трех нуклонов передают все основные закономерности, обнаруживаемые в расчетах с конкретными модельными потенциалами взаимодействия. При этом удается получить ясную физическую интерпретацию таким закономерностям и в ряде случаев дать полное решение задачи.

1. Обсудим сначала основные результаты модельно-независимого описания амплитуды упругого рассеяния трех нуклонов в квартетном

состоянии, полученный на основе уравнений Фаддеева [1] и разработки асимптотических разложений в пределе малого радиуса сил.

Все предельные соотношения, включая и основной результат относительно точности безмодельного описания, получены для общего случая парного NN -взаимодействия, но чтобы не усложнять существо проблемы, здесь дадим пояснение на примере учета взаимодействия только в S -состоянии и сепарабельного вида. Уравнение Фаддеева (см. [2]) для определения квартетной амплитуды упругого nd -рассеяния при энергии ниже порога полного развала может быть записано в форме [3,4]:

$$\mathcal{F}(p, k) = \frac{u^2 \left(\left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (p^2 - k^2) \right) R^2 \right)}{(p^2 - k^2) f \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (p^2 - k^2) \right)} \lambda + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dp' \frac{p'^2}{p'^2 - k^2} U(p, p') \times \\ \times \mathcal{F}(p', k) = -U(p, k); \\ U(p, p') = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega \frac{u((p + p'/2)^2 R^2) u((p' + p/2)^2 R^2)}{p^2 + p'^2 + pp' + \alpha^2 - \frac{3}{4} k^2}, \quad (1)$$

где $f(k^2) = (k \operatorname{ctg} \delta_i(k) - ik)^{-1}$ — амплитуда рассеяния двух нуклонов, а квартетная фаза определяется из $1/k \operatorname{ctg} {}^4\delta(k) = \mathcal{F}(k, k)$ и $\lambda = 1$. В пределе нулевого радиуса сил (радиус в записи (1) входит как непосредственно в формфактор $u(p^2 R^2)$, так и в триплетную амплитуду двух нуклонов $f(E)$) уравнение Фаддеева (1) переходит в уравнение Скорнякова — Тер-Мартirosяна (СТМ) [5], имеющее однозначное и единственное решение, а в случае длины рассеяния ${}^4a = -\mathcal{F}(0, 0)$ дает физически разумный результат. В то же время уже для эффективного радиуса 4r , определяемого из $(k \operatorname{ctg} {}^4\delta(k) = -\frac{1}{{}^4a} + \frac{1}{2} {}^4rk^2 + \dots)$ [6, 7],

$$\frac{1}{2} \alpha^3 \cdot ({}^4a)^2 \cdot {}^4r = \frac{3}{8} (\hat{O}(\alpha) - 1) \mathcal{F}(0) - 2\mathcal{F}^{[1]}(0) + \\ + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{x^2} [\mathcal{F}^2(0) - \mathcal{F}^2(x)], \quad (2)$$

где $\mathcal{F}(x) \equiv \alpha \mathcal{F}(\alpha p, 0)$, $\mathcal{F}^{[1]}(0) \equiv \frac{d}{2x dx} \mathcal{F}(x) \Big|_{x=0}$ и $\hat{O}(\alpha) \equiv \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha}$, в приближении нулевого радиуса сил получается неудовлетворительный результат: 4r — отрицательное число [8].

С физической точки зрения предел нулевого радиуса сил дает неудовлетворительный результат для всей амплитуды квартетного nd -рассеяния [9, 10], вопреки высказывавшемуся иногда мнению. Поэтому учет конечности радиуса сил ядерного взаимодействия представляется существенным для энергетической зависимости фазы рассеяния $\delta(k)$ в гораздо большей степени, чем для вычисления только длины рассеяния 4a .

Показано [3], что в первую очередь следует учесть ненулевой радиус сил в двухчастичной амплитуде $f(E)$, тогда как в формфакторах $u(p^2 R^2)$, входящих непосредственно в (1), можно перейти к пределу нулевого радиуса сил и положить $u = 1$ — такое приближение будем называть безмодельным. Верно следующее утверждение [3, 9]: точность безмодельного приближения для квартетной амплитуды рассеяния $\mathcal{F}(k, k)$ и фазы ${}^4\delta(k)$ (и низкоэнергетических параметров разложения) nd -рассеяния порядка $\mathcal{O}(R^{4+2\epsilon})$, где R — радиус сил, а индекс $\epsilon = 0,166222$ определяется из секулярного уравнения

$$1 = \frac{4}{\sqrt{3}(2+\epsilon)} \frac{\cos \frac{(1-\epsilon)\pi}{6}}{\cos \frac{\epsilon\pi}{2}}, \quad (3)$$

являющегося условием разрешимости уравнения нулевого радиуса сил СТМ. Члены, имеющие порядок до $\mathcal{O}(R^{4+\epsilon})$ включительно, определяются исключительно двухчастичной амплитудой $f(E)$, которая имеет следующее разложение:

$$C(p^2 - k^2) \equiv \frac{1}{(p^2 - k^2) f \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (p^2 - k^2) \right)} = \\ = \frac{3}{4} \left\{ \frac{1}{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \frac{3}{4} (p^2 - k^2)}} - \frac{r_{0t}}{2} - \left(2\alpha^2 + \frac{3}{4} (p^2 - k^2) \right) \times \right. \\ \left. \times P_t r_{0t}^3 + \mathcal{O}(r^5) \right\}, \quad (4)$$

где r_{0t} и P_t — эффективный радиус и параметр «формы» соответственно. Идея доказательства кратко состоит в следующем: за нулевое приближение возьмем безмодельное решение $\mathcal{F}_0(p, k)$, а разность решения $\mathcal{F}(k, k)$ полного уравнения Фаддеева (1) и безмодельного пропорциональна $(u - 1)$ и может быть выражена снова через интегралы от решения $\mathcal{F}(p, k)$. Так, в простейшем случае вклад первого члена разложения $u(p^2 R^2) = 1 + u^{[1]}(0) p^2 R^2 + \dots$ определяется выражением

$$\delta\mathcal{F}^{(1)}(k, k) = 2 \frac{u^{[1]}(0) R^2}{C(0)} \left(1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dp \frac{p^2}{p^2 - k^2} \mathcal{F}_0(p, k) \right)^2. \quad (5)$$

Из установленного асимптотического поведения решений $\mathcal{F}_{СТМ}(p, k) \underset{p \rightarrow \infty}{\sim} \tilde{p} \rightarrow \infty \operatorname{const}/p^{2+\epsilon}$ и $\mathcal{F}_0(p, k)$ следует [4, 9], что величина $\left(1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dp \frac{p^2}{p^2 - k^2} \mathcal{F}_{СТМ}(p, k) \right)$ равна нулю, а выражение в круглых скобках в (5) в пределе $r_{0t} \rightarrow 0$ имеет порядок $(r_{0t})^{1+\epsilon}$. Выражение (5) не исчерпывает всего вклада $\sim R^{4+2\epsilon}$ (приведено лишь для иллюстрации), а тот же порядок определяется интегральным образом через $(u(p^2 R^2) - 1)$, а не только локально. Первые два слагаемых в (4)

отвечают приближению эффективного радиуса в задаче двух нуклонов в триплетном состоянии, что соответствует использованию стандартной двухчастичной t -матрицы

$$t \simeq -\frac{1}{2\pi^2} / \left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 z - i\sqrt{z} \right) \quad (6)$$

(z — энергия двух частиц). Эффективный радиус r_{0t} как независимый буквенный параметр учитывается в (4) точно, а не только в линейном порядке. На первый взгляд может показаться, что модельная зависимость ${}^4\delta(k)$ проявляется уже в членах порядка R^2 , поскольку двухнуклонная t -матрица (6) безмодельна лишь до первого порядка по радиусу сил включительно — обсуждаемый вклад в фазу пропорционален еще плотности вероятности найти нуклоны вместе на малых расстояниях, а она мала.

Если в предельном уравнении (1) с $u = 1$ воспользоваться разложением (4), то для трехчастичной амплитуды $\mathcal{F}_0(k, k)$, длины рассеяния 4a , эффективного радиуса 4r и т. д. имеет место разложение по целым степеням параметра $r_{0t}/2a_t$ (естественным малым параметром является именно $r_{0t}/2a_t$) до $(r_{0t}/2a_t)^4$, а затем следующий вклад имеет порядок $(r_{0t}/2a_t)^{4+\epsilon}$ в силу перестройки ряда из-за появления «ультрафиолетовых» расходящихся в интегралах по импульсам. Так, для квартетной длины рассеяния имеем асимптотически точную формулу

$${}^4a/a_t = C_{\text{СТМ}} + C_1 r_{0t}/2a_t + C_2 (r_{0t}/2a_t)^2 + C_3 (r_{0t}/2a_t)^3 + C_4 (r_{0t}/2a_t)^4 + \bar{C}_3 P_t (r_{0t}/2a_t)^3 + \bar{C}_4 P_t (r_{0t}/2a_t)^4 + C_{4+\epsilon} (r_{0t}/2a_t)^{4+\epsilon} + \dots \quad (7)$$

с универсальными коэффициентами [9]. Точность разложения (7) из-за малости параметра $r_{0t}/2a_t$ ($\sim 0,16$; P_t обычно гораздо меньше) и малости коэффициентов C_i настолько хорошая, что получается не только правильная зависимость от r_{0t} и a_t , но и довольно точный количественный результат. Это в такой же мере относится и к соответствующим разложениям для эффективного радиуса 4r и ко всей амплитуде рассеяния $\mathcal{F}(k, k)$.

Итерационный ряд типа (7) для амплитуды $1/k \operatorname{ctg} {}^4\delta(k)$, непосредственное решение соответствующего безмодельного уравнения без использования разложений, но при учете (4), а также расчет уравнения Фаддеева общего вида полностью соответствуют друг другу (рис. 1, сплошная кривая) и дают фактически полное решение задачи безмодельного описания экспериментальных данных (кружочки) при низких энергиях. Однако существующих экспериментальных данных недостаточно для обнаружения каких-либо деталей или неточности приближений. Важно также, чтобы все расчеты сравнивались при фиксированных современных двухнуклонных экспериментальных данных: $\alpha = \sqrt{m\epsilon_d} = 0,2316 \text{ Фм}^{-1}$, $a_t = 5,424 \pm 0,005 \text{ Фм}$, $r_{0t} = 1,759 \pm 0,005 \text{ Фм}$ — в этом случае анализ всей совокупности расчетов и предельного разложения (7) приводит к ${}^4a = 6,34 \pm 0,01 \text{ Фм}$ в полном соответствии с экспериментальным значением ${}^4a_{\text{эксп}} = 6,35 \pm 0,02 \text{ Фм}$ и предсказывает значение квартетного эффективного радиуса, Фм:

$${}^4r = 1,75 \pm 0,01 \quad (8)$$

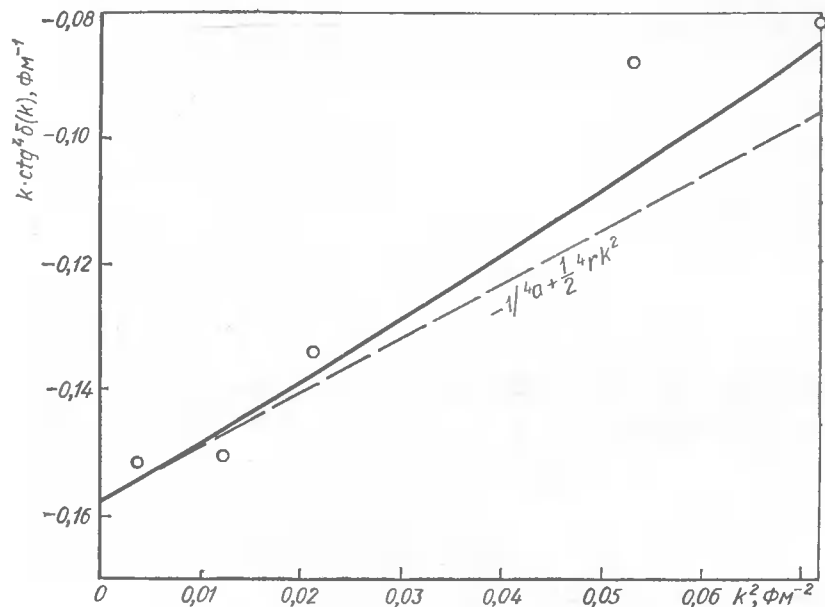


Рис. 1. Решение безмодельного уравнения для квартетной фазы.

независимо от вида взаимодействия. Имеющиеся в литературе оценки ${}^4r \sim 2 \text{ Фм}$ сильно завышены — источником ошибок является недостаточность приближения эффективного радиуса для трехчастичной амплитуды (см. рис. 1, штриховая кривая) из-за anomalously больших значений последующих параметров низкоэнергетического разложения. Приближение эффективного радиуса для квартетной амплитуды справедливо лишь при слишком малых энергиях $(k/\alpha)^2 < 0,1$ и затруднительно надежно определить 4r из имеющихся данных при полуэмпирической обработке экспериментальной фазы рассеяния, как это обычно делается на основе простых интерполяционных формул.

В заключение обсуждения квартетного рассеяния отметим, что формулы типа (7) имеют место для общего вида взаимодействия и поправки зависящие от других параметров двухчастичной амплитуды, кроме выделенных в (4), или зависящие от вида взаимодействия, как и от немассового поведения, имеют порядок $\mathcal{O}(R^{4+2\epsilon})$. В частности, с учетом тензорных сил и взаимодействия в других состояниях все результаты безмодельного характера остаются в силе, а поправка за счет этих сил имеет тот же порядок $\mathcal{O}(R^{4+2\epsilon})$.

2. Перейдем к рассмотрению разложений по радиусу сил в более сложном случае трех одинаковых бесспиновых частиц, а также трех нуклонов в дублетном состоянии. Уравнение СТМ для бесспинового случая обладает следующими особенностями [11]: однородное уравнение имеет единственное решение при любой энергии, а неоднородное — соответственно неоднозначное решение, зависящее от одного произволь-

ного параметра β в асимптотике при $p \rightarrow \infty$:

$$\mathcal{F}_{\text{СТМ}}(p, k) \simeq N(k) \sin(s_0 \ln p/\alpha + \beta). \quad (9)$$

Из ортогональности волновых функций следует, что параметр β должен быть одинаковым для состояний с различной энергией (для $k^2 > 0$ и для $k^2 < 0$). Константа $s_0 = 1,00623$ в (9) находится из секулярного уравнения

$$1 = \frac{4}{\sqrt{3}} L(s_0), \quad L(s) = \frac{2 \operatorname{sh} \frac{\pi}{6} s}{s \operatorname{ch} \frac{\pi}{2} s}, \quad (10)$$

являющегося условием разрешимости уравнения СТМ. При заданном β из уравнения СТМ следует вполне определенное решение $\mathcal{F}_{\text{СТМ}}(p, k)$, а множитель в (9)

$$N(k) = x \frac{F_{\text{СТМ}}(k, k)}{\sin(\beta - \tilde{\beta}(k))}, \quad (11)$$

где $x = -\frac{3\pi}{16} \frac{dL(s_0)}{ds_0}$, а $F_{\text{СТМ}}(p, k)$ — нормированное решение однородного уравнения СТМ

$$\alpha F_{\text{СТМ}}(p, k) \underset{p \rightarrow \infty}{\simeq} 1 \cdot \sin(s_0 \ln p/\alpha + \tilde{\beta}(k)). \quad (12)$$

Для определения параметра β вернемся к исходным уравнениям Фаддеева, в которых для простоты предположим сепарабельное взаимодействие в S -состоянии (уравнение (1) с $\lambda = -1/2$). Полагая импульс $p = s/r$ и устремляя двухчастичный эффективный радиус r к нулю, для функции ($\mathcal{F}(p, k)$ обозначает состояние рассеяния при $k^2 > 0$ или связанное состояние при $k^2 < 0$)

$$\Phi(s) = \lim_{r \rightarrow 0} \alpha \mathcal{F}(s/r, k) / N(k), \quad s \neq 0 \quad (13)$$

получаем уравнение

$$\Phi(s) D(s) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dt \int \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{u((s+t/2)^2 \rho^2) u((t+s/2)^2 \rho^2)}{s^2 + t^2 + st} \Phi(t), \quad (14)$$

$$D(s) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{ru^2 \left(-\frac{3}{4} s^2 \rho^2 \right)}{2s^2 f \left(-\frac{3}{4} \frac{s^2}{r^2} \right)},$$

где $\rho = \lim_{r \rightarrow 0} R/r$. Для $D(s)$ при $s \rightarrow 0$ имеет место разложение $D(s) \underset{s \rightarrow 0}{\simeq}$

$$\underset{s \rightarrow 0}{\simeq} \frac{\sqrt{3}}{4s} \left(1 - \frac{\sqrt{3}}{4} s + \dots \right).$$

Точка $s = 0$ является особой точкой уравнения (14) (при $s \rightarrow 0$ предполагаем как обычно достаточное убывание формфакторов) и эта

особенность аналогична особенностям уравнения СТМ при $p \rightarrow \infty$. Доказательство существования и единственности решения уравнения (14) проводится методом, предложенным Даниловым [11] для доказательства существования и единственности решения однородного уравнения СТМ. Функция $\Phi(s)$ имеет при $s \rightarrow 0$ следующее поведение:

$$\Phi(s) \simeq \sin(s_0 \ln s + \gamma), \quad (15)$$

где параметр γ определяется в силу уравнения (14) выбором модели взаимодействия. Уравнение СТМ и уравнение (14) обозначают различные пределы для уравнения Фаддеева, их решения должны при $r \rightarrow 0$ совпадать в области α , $|k| \ll p \ll 1/r$ и, следовательно,

$$\beta = s_0 \ln \alpha r + \gamma + \pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (16)$$

Формула (16) представляет собой граничное условие для уравнения СТМ. В частности, уровни энергии трех частиц и волновые функции связанных состояний (12) находятся из условия $\tilde{\beta}(k) = \beta$, которое удовлетворяется при бесконечном и неограниченном снизу наборе значений E_n [12]. Соотношение (16) позволяет конкретизировать полученное Минлосом, Фаддеевым [12] и Ефимовым [13] выражение для уровней с $E_n \rightarrow -\infty$ (но $|E_n| \ll 1/mr^2$)

$$E_n \simeq -3E_d \exp(-2\gamma/s_0) \frac{e^{-2\pi n/s_0}}{(\alpha r)^2}. \quad (17)$$

Решение уравнений СТМ для состояний рассеяния, удовлетворяющих (9) с фазой (16) представим в виде

$$\mathcal{F}_{\text{СТМ}}(p, k) = \mathcal{F}_{\text{СТМ}}^*(p, k) + z F_{\text{СТМ}}(p, k). \quad (18)$$

Здесь $\mathcal{F}_{\text{СТМ}}^*(p, k)$ — частное решение неоднородного уравнения СТМ, имеющее асимптотику

$$\mathcal{F}_{\text{СТМ}}^*(p, k) \underset{p \rightarrow \infty}{\simeq} x F_{\text{СТМ}}(k, k) \cos(s_0 \ln p/\alpha + \tilde{\beta}(k)), \quad (19)$$

а множитель z , определяющий в (18) всю зависимость от r и формы потенциала (через параметр γ) равен

$$z = -\alpha F_{\text{СТМ}}(k, k) \operatorname{tg}(s_0 \ln(rd(k))),$$

$$s_0 \ln d(k)/\alpha = \gamma - \tilde{\beta}(k) - \frac{\pi}{2}.$$

Из (18) при $p = k$ находим асимптотически точное при $r \rightarrow 0$ выражение

$$\mathcal{F}(k, k) \underset{r \rightarrow 0}{\simeq} \mathcal{F}_{\text{СТМ}}(k, k) = -b_1(k) - b_2(k) \operatorname{tg}(s_0 \ln(rd(k))), \quad (20)$$

где $b_1(k) = -\mathcal{F}_{\text{СТМ}}^*(k, k)$ и $b_2(k) = \alpha F_{\text{СТМ}}^2(k, k) > 0$. Отсюда для длины рассеяния $A = -\mathcal{F}(0, 0)$ имеем

$$A \underset{r \rightarrow 0}{\simeq} b_1(0) + b_2(0) \operatorname{tg}(s_0 \ln(rd(0))) \quad (21)$$

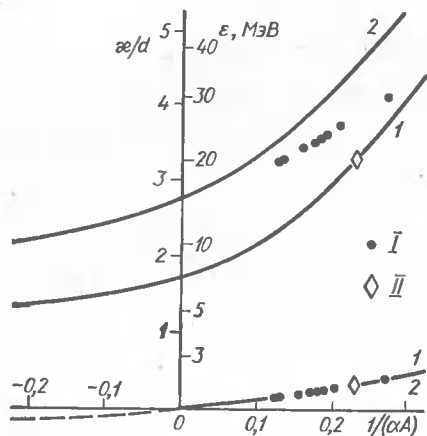


Рис. 2. Примеры расчетов с конкретными потенциалами (I) и решение безмодельного уравнения при $r=r_{0t}$ (II). Штриховая кривая — виртуальное состояние.

зависят от модели взаимодействия. Соотношение (22) является аналитической реализацией доказанного в [11] утверждения о том, что при $r \rightarrow \infty$ амплитуда трехчастичного рассеяния определяется параметрами двухчастичной задачи и одним трехчастичным параметром.

Из (22) выражения для параметров низкоэнергетического разложения $R_{\text{эфф}}$, $PR_{\text{эфф}}^3$ и т. д. получаются в виде полиномов по степеням $1/A$, коэффициенты которых представляют собой численные постоянные. Степень полинома равна двум для эффективного радиуса [6, 15];

$$\frac{1}{2} \alpha R_{\text{эфф}} = C_0/(\alpha A)^2 + C_1/\alpha A + C_2, \quad (23)$$

где $C_0 = 2,853$; $C_1 = -3,740$; $C_2 = 1,558$, и возрастает на единицу для каждого последующего параметра разложения. При отрицательных k^2 соотношение (22) определяет предельную при $r \rightarrow 0$ зависимость от длины рассеяния энергетического спектра трех частиц $\kappa_n(A)$ ($\frac{\kappa}{\alpha} = \sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{E}{E_d} - 1 \right)}$) согласно соотношению $\mathcal{F}^{-1}(i\kappa, i\kappa) + \kappa = 0$. В частности, для близких к порогу уровней справедливо асимптотическое соотношение

$$\kappa^*/\alpha \simeq 1/\alpha A + C_2/(\alpha A)^2 + (C_1 + 2C_2)/(\alpha A)^3 + \dots \quad (24)$$

Формула (22) устанавливает жесткое корреляционное соотношение между фазой и длиной рассеяния A , но остается вопрос о том, в какой мере величина A определяется имеющимися экспериментальными параметрами двухчастичной задачи. Для его решения обратимся к безмодельному уравнению, следующему из уравнений Фаддеева при $R = 0$, по заданной амплитуде $f(E)$. Основанием для такого подхода служит

с универсальными константами $b_1(0)$ и $b_2(0)$ и модельно-зависимым параметром $d(0)$, что совпадает с выводами из [14], полученными на основе физического представления об эффективном дальновидении в системе трех частиц. Из (20), (21) видим, что в пределе $r \rightarrow 0$ фаза рассеяния в системе трех частиц связана с длиной рассеяния асимптотически точным корреляционным соотношением

$$\frac{1}{k} \text{ctg} \delta(k) = \mathcal{F}(k, k) \simeq \frac{h_1(k^2) + h_2(k^2) A}{h_3(k^2) + h_4(k^2) A}, \quad (22)$$

где $-h_3(0) = h_2(0) = 1$, $h_1(0) = h_4(0) = 0$. Функции $h_i(k^2)$ выражаются через решения уравнения СТМ (12) и (19) и, следовательно, не

тот факт, что в пределе нулевого радиуса r и R , хотя и являются величинами одного порядка малости, но входят в уравнение Фаддеева существенно неравноценным образом. Именно предел $r \rightarrow 0$ отвечает неограниченному росту числа уровней в системе трех частиц [12, 13], т. е. отвечает за качественное поведение основных характеристик этой системы и поэтому радиус r должен быть точно учтен в амплитуде $f(E)$. Учет отличия от нуля параметра R приводит лишь к количественным поправкам, так что в нулевом приближении можно положить $R = 0$. Ограничиваясь в $f(E)$ приближением эффективного радиуса

получаем уравнение, содержащее один параметр r , которое при $r = r_{0t}$ определяет наличие в системе двух уровней энергии — в согласии с расчетами для простых модельных потенциалов — и задает начальное приближение для фазы рассеяния (рис. 2).

Численные расчеты, выполненные для безмодельного уравнения при $r \sim r_{0t}$ (рис. 2, кривая 1) и для случая нулевого радиуса сил (рис. 2, кривая 2, соответствующая ближайшим к порогу уровням) из [15], демонстрируют хорошее согласие с модельными расчетами из [6] как корреляционных соотношений $\kappa(A)$, так и конкретных характеристик системы при $r = r_{0t}$. В случае порогового возбужденного состояния кривые 1, 2 и расчеты совпадают, а ответ описывается формулой (24). Корреляционная зависимость $R_{\text{эфф}}(A)$, полученная [6, 15] из безмодельного уравнения и в пределе нулевого радиуса сил (формула (23)), также находится в хорошем количественном согласии с расчетами для конкретных потенциалов.

3. Схема рассуждений в случае системы трех нуклонов в дублетном состоянии (описываемом системой двух уравнений для триплетного и синглетного каналов) подобна изложенной выше, поэтому приведем без доказательства лишь основные результаты. Формула (20) заменяется асимптотически точным при $r_{0t}, r_{0s} \rightarrow 0$ выражением

$$\mathcal{F}(k, k) = \mathcal{F}_t(k, k) \simeq -b_1(k, a_s) - b_2(k, a_s) \text{tg} [s_0 \ln d(k, \delta) (r_{0t} + r_{0s})]. \quad (25)$$

Здесь $\delta \equiv r_{0t}/r_{0s} = \text{const} \geq 0$, $b_1(k, a_s) = -\mathcal{F}_{\text{СТМ},t}^*(k, k)$, $b_2(k, a_s) =$

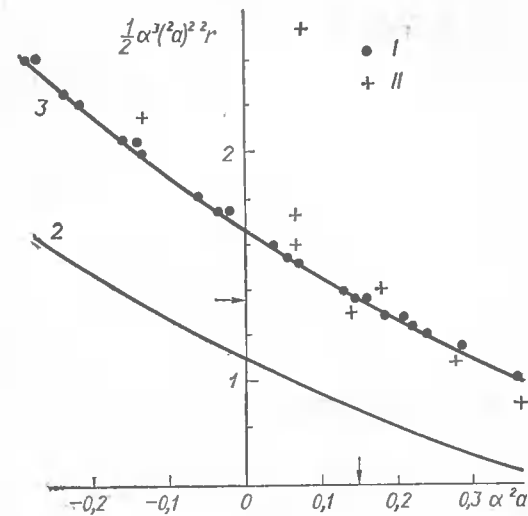


Рис. 3. Расчеты из [7] (I); и других авторов (II). Стрелками обозначены экспериментальное значение длины рассеяния и предполагаемое значение величины $\frac{1}{2} \alpha^2 (a^2)^2 r$.

$= \frac{1}{2} \alpha x F_{СТМ,t}^2(k, k)$, а функции $\mathcal{F}_{СТМ,t}(p, k)$ и $F_{СТМ,t}(p, k)$ определены

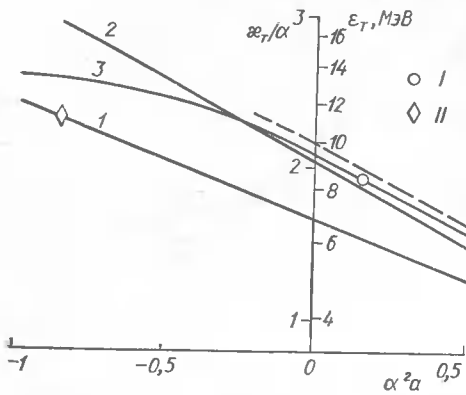


Рис. 4. Эксперимент (I) и решение уравнения (28) при экспериментальных r_{0t} , r_{0s} (II).

следует предельное дробнолинейное соотношение $k \operatorname{ctg}^2 \delta(k) = 1/\mathcal{F}_t(k, k)$ с длиной 2a :

$$\alpha \mathcal{F}_t(k, k) \simeq \frac{h_1(k^2, a_s) + h_2(k^2, a_s) \alpha^2 a}{h_3(k^2, a_s) + h_4(k^2, a_s) \alpha^2 a}, \quad (26)$$

коэффициенты которого универсальные, не зависящие от формы потенциала и характера стремления к нулю r_{0t} и r_{0s} -функций энергии. Это оправдывает использование в [7] для параметризации амплитуды рассеяния формулы (26) с $h_1 = 1,67 (k/\alpha)^2$; $h_2 = 1 + 0,23 (k/\alpha)^2$; $h_3 = -1 - 2,53 (k/\alpha)^2 + 0,273 (k/\alpha)^4$; $h_4 = 1,05 (k/\alpha)^2 + 0,168 (k/\alpha)^4$. Такая параметризация хорошо описывает расчеты с модельными потенциалами параметра наклона амплитуды $\frac{1}{2} \alpha^3 ({}^2a)^2 \cdot r$ и энергии связи

трифона $E_T = E_d \left(1 + \frac{3}{4} (\kappa_T/\alpha)^2\right)$ (рис. 3 и 4, кривые 3), а также экспериментальную фазу упругого nd -рассеяния при низких энергиях. Из анализа всей совокупности расчетов следует теоретическое предсказание

$$\frac{1}{2} \alpha^3 \cdot ({}^2a)^2 \cdot r = 1,35 \pm 0,05. \quad (27)$$

Имющиеся расчеты $\kappa_T({}^2a)$ с различными NN -потенциалами — «диаграмма Филлипса» [17] — слишком многочисленны (см., например, [16]) и на рис. 4 не показаны. Они группируются вокруг кривой 3 или близкой к ней зависимости $\kappa_T({}^2a)$ из [18]. Кривые 2 на рис. 3 и 4 — соответствующие зависимости в пределе нулевого радиуса сил [17, 16].

Рассмотрим теперь безмодельный случай, когда система двух уравнений может быть сведена к одному уравнению для триплетной функции

аналогично (19) и (12). При $\tilde{a}_s = 1/\alpha$ функции $b_1(k, a_s)$ и $b_2(k, a_s)$ выражаются через соответствующие функции бесспиновой задачи и амплитуду квартерного рассеяния: $b_1(k, 1/\alpha) = \frac{1}{2} (b_1(k) - \mathcal{F}_{СТМ}(k, k))$, $b_2(k, 1/\alpha) = \frac{1}{2} b_2(k)$. Параметр $d(k, \delta)$ находится из системы уравнений для $\Phi_\mu(s) = \lim_{r_{0s} \rightarrow 0} \alpha \mathcal{F}_\mu \times \left(\frac{s}{r_{0s}(1+\delta)}, k\right)/N(k, a_s)$ и за-

висит теперь не только от формы потенциала, но и способа стремления к нулю величин r_{0t} и r_{0s} ($\mu = t, s$). Из (25) и $r_{0t}, r_{0s} \rightarrow 0$ соотношение, связывающее фазу

$\mathcal{F}_{0,t}(p, k)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{0,t}(p, k) &= \frac{2}{(p^2 - k^2) f_t \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (p^2 - k^2)\right)} = U_0(p, k) + \\ &+ 4 \frac{2}{4} \int_0^\infty dq q^2 U_0(p, q) f_s \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (q^2 - k^2)\right) U_0(q, k) + \\ &+ \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dq \frac{q^2}{q^2 - k^2} U_0(p, q) \left[1 + \frac{f_s \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (q^2 - k^2)\right)}{f_t \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (q^2 - k^2)\right)} \right] \mathcal{F}_{0,t}(q, k) + \\ &+ 4 \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \int_0^\infty dq \frac{q^2}{q^2 - k^2} \int_0^\infty dq' q'^2 U_0(p, q') \times \\ &\times f_s \left(-\alpha^2 - \frac{3}{4} (q'^2 - k^2)\right) U_0(q', q) \mathcal{F}_{0,t}(q, k), \quad (28) \end{aligned}$$

где $U_0(p, q)$ то же, что и $U(p, q)$ в (1), но с $u = 1$. Уравнение (28) имеет единственное решение и в приближении эффективного радиуса при экспериментальных r_{0t} и $r_{0s} = 2,75$ Фм дает начальные значения для длины рассеяния ${}^2a = -0,850$ (${}^2a = -3,67$ Фм) и для энергии связи $E_T = 11,3$ МэВ, качественно согласующиеся с результатами расчетов для модельных потенциалов и с экспериментом. Изменяя в (28) параметр r_{0s} при $\delta = \delta_{\text{экс}}$ получаем зависимость $\kappa_T({}^2a)$ (см. рис. 4, кривая 1). Здесь изображена — штриховая кривая — полученная в [16] зависимость $\kappa_T({}^2a)$, содержащая линейные по r_{0t}, r_{0s} поправки к предельной кривой 2.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что качественные характеристики системы трех частиц в бесспиновом и дублетном состояниях определяются главным образом несколькими низкоэнергетическими параметрами двухчастичной задачи.

1. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц.— М.: Наука, 1985.— 398 с.
2. Сименко А.Г. Теория рассеяния.— Киев: Вища шк., 1975.— 256 с.
3. Simenog I. V. The problem of a model-independent description of few nucleon interactions.— Kiev, 1984.— 13 p.— (Preprint / Inst. theor. phys.; N 11).
4. Simenog I. V. A model-independent description of few-body systems with strong interaction // Proc. ninth europ. conf. «Few body problems in physics» / Ed. L. D. Faddeev, T. I. Kopaleishvili.— Singapore; Philadelphia; World Sci., 1985.— P. 332—339.
5. Скорняков Г. В., Тер-Мартirosyan К. А. Задача трех тел при короткодействующих силах // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1956.— 31, вып. 5.— С. 775—790.
6. Гринюк Б. Е., Сименко И. В., Ситниченко А. И. Безмодельные свойства параметров рассеяния и спектра трех частиц с взаимодействием малого радиуса // Укр. физ. журн.— 1984.— 29, № 9.— С. 1289—1295.
7. Сименко И. В., Ситниченко А. И., Шаповал Д. В. О разложении эффективного радиуса для дублетного nd -рассеяния.— Киев, 1986.— 20 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; № 143).
8. Гринюк Б. Е., Сименко И. В., Ситниченко А. И. О безмодельном описании квар-

тнего nd -рассеяния при низких энергиях // Ядер. физика.— 1984.— 39, вып. 2.— С. 402—411.

9. Гринюк Б. Е., Силенко И. В. Модельно-независимое решение задачи nd -рассеяния в квартетном состоянии.— Киев, 1984.— 17 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики ; № 113).
10. Гринюк Б. Е., Силенко И. В. О независимости квартетной nd -фазы рассеяния от модели взаимодействия // Теория квантовых систем с сильным взаимодействием.— Калинин : Изд-во Калинин. ун-та, 1985.— С. 20—29.
11. Данилов Г. С. К задаче трех тел при короткодействующих силах // Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1961.— 40, вып. 2.— С. 498—507.
12. Минлос Р. А., Фаддеев Л. Д. Замечание о задаче трех частиц с точечным взаимодействием // Там же.— 41, вып. 6.— С. 1850—1851.
13. Ефимов В. Слабосвязанные состояния трех резонансно взаимодействующих частиц // Ядер. физика.— 1970.— 12, вып. 5.— С. 1080—1090.
14. Ефимов В. Низкоэнергетические свойства трех резонансно взаимодействующих частиц // Там же.— 1979.— 29, вып. 4.— С. 1058—1069.
15. Силенко И. В., Шаповал Д. В. Предельные модельно-независимые соотношения между параметрами трех частиц // Там же.— 1986.— 43, вып. 3.— С. 554—558.
16. Efimov V., Tkachenko E. G. Explanation of the Phillips line in the three-nucleon problem // Phys. Lett. B.— 1985.— 157, N 2-3.— P. 108—114.
17. Phillips A. C. Consistency of the low-energy three-nucleon observables and the separable interaction model // Nucl. Phys. A.— 1968.— 107, N 1.— P. 209—216.
18. Adhikari S. K., Torrealo J. R. A. The Phillips and the Girard-Fuda plot for the trinucleon system // Phys. Lett. B.— 1983.— 132, N 4—6.— P. 257—259.

УДК 539.12.01

Ю. А. Симонов

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ АН СССР,
МОСКВА

НЕУПРУГИЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА — СИТЕНКО

Введение. Создание дифракционной теории рассеяния на ядрах А. Г. Ситенко [1] и Р. Глаубера [2] сыграло огромную роль в прогрессе ядерной физики. Упругие и полные сечения удалось выразить через адронные параметры и ядерные плотности, тем самым они оказались независимы от модельных представлений о ядерных волновых функциях и теория встала на фундаментальный микроскопический уровень.

В реакциях возбуждения уровней ядра или возбуждения налетающего адрона зависимость от структуры ядра становится гораздо более существенной и возникает вопрос о том, в какой степени теория может делать безмодельные (т. е. не зависящие от модели ядерных волновых функций) предсказания для опыта. Оказалось, что в приближении одного неупругого соударения (ОНС) описание возбуждения уровней ядер в широком классе случаев может быть выражено безмодельным образом через сечения возбуждения ядер электронами.

Рассмотрим различные механизмы неупругих когерентных процессов и подробно остановимся на точности и пределах применимости приближения ОНС. Изложение не претендует на полноту обзора всех имеющихся данных, основное внимание уделено работам, выполненным в ИТЭФ АН СССР.

1. Основные теоретические представления для неупругого рассеяния. Исходная формула теории Глаубера — Ситенко [1, 2] для амплитуды перехода ядра $i \rightarrow f$ при рассеянии адрона с передачей импульса q есть

$$F_{fi}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{iqb} \langle f | \Gamma(b, s_1, \dots, s_A) | i \rangle d^2b. \quad (1)$$

Здесь s_i — проекции положений нуклона, а функция профиля ядра

$$\Gamma(b, s_1, \dots, s_A) = 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(b - s_j)]. \quad (2)$$

Функция профиля для взаимодействия с отдельным нуклоном j

$$\Gamma_j(b) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-iqb} f_j(q) d^2q. \quad (3)$$

Для вычисления (1) нужно знать волновые функции ядра $\Psi_i, \Psi_f(r_1, \dots, r_A)$ и амплитуду адрон-нуклонного взаимодействия $f_j(q)$ (3), которая зависит от спинов и изоспинов.

Формулу (1) можно вывести, например, в потенциальной модели [2] и тогда она справедлива, если

$$(1) E \gg \frac{V}{4}; \quad (2) kR_A \gg 1; \quad (3) q_{\parallel} \ll q_{\perp}. \quad (4)$$

Обсудим теперь, когда эти соотношения выполняются. Если V — средний оптический потенциал, действующий на нуклон при его пролетании через ядро, то первое и второе условия выполняются уже при $E \sim 100-200$ МэВ, а третье — при $\theta \leq 30^\circ$.

Рассмотрим структуру адрон-нуклонной амплитуды $f_j(q)$: для πN -амплитуды

$$f_{\pi N}(q) = A(q^2) + B(q^2) \sigma_n^{\uparrow}; \quad (5)$$

для NN -амплитуды в стандартных обозначениях

$$f_t(q) = A(q^2) + B(q^2) \sigma_n^{\uparrow} \sigma_{\hat{n}}^{\uparrow} + C(q^2) (\sigma_n^{\uparrow} + \sigma_{\hat{n}}^{\uparrow}) + \\ + E(q^2) \sigma_q^{\uparrow} \sigma_{\hat{q}}^{\uparrow} + F(q^2) \sigma_p^{\uparrow} \sigma_{\hat{p}}^{\uparrow}. \quad (6)$$

Здесь операторы $\sigma_{\hat{k}}$ — матрицы Паули спроецированы на направления \hat{k} , в качестве которых выбраны

$$\hat{q} = \frac{\mathbf{q}}{|\mathbf{q}|}, \quad \hat{n} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k}' \times \mathbf{k}'|}, \quad \mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}', \quad \hat{p} = [\hat{q} \times \hat{n}] \quad (7)$$

\mathbf{k} и \mathbf{k}' — начальный и конечный импульсы в системе центра генерации.

Зависимость от изоспина в каждом из коэффициентов $A, B, C \dots$ описывается выражениями (для NN)

$$A = \frac{1}{4} (3A_1 + A_0) + \frac{1}{4} (A_1 - A_0) \tau \tau_i, \quad (8)$$

где A_1, A_0 — каналы с изоспинами 1 и 0.

Структура NN -амплитуды при всех энергиях остается такой, как и в (6), однако относительная величина разных членов в (6) сильно меняется с энергией. Например, при $E = 156$ МэВ все члены A, B, C, E, F имеют один порядок величины (члены, поворачивающие спин и изоспин, не малы, так как они присутствуют, например, в потенциале ОПЕР в виде $\sigma_1 \sigma_2 \cdot \tau_1 \tau_2$). При больших энергиях возникает относительное подавление членов B, C, E, F по сравнению с A . Это легко понять на языке Редже-феноменологии, так как обмен помероном дает вклад в A и является доминирующим; обмен ρ -мезонной траекторией, приводящей к зарядовому обмену, оказывается значительно меньше.

Теперь мы можем подставить амплитуды $f_j(q)$ в (5) или (6) в основную формулу (1). Что касается волновых функций (ВФ.) ядра, то здесь упругие и неупругие процессы сильно различаются. Для упругих процессов $\Psi_i = \Psi_j$ и $\Psi_i(r_1 \dots r_A)$ можно даже представить как произведение одночастичных ВФ; тогда легко получить

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1 \dots \mathbf{s}_A) = 1 - e^{i\chi_A(\mathbf{b})} = 1 - \left\{ 1 - \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} f(\mathbf{q}') S(\mathbf{q}') d^2 \mathbf{q}' \right\}^A. \quad (9)$$

Здесь $S(\mathbf{q})$ — одночастичный фсрмфактор, соответствующий плотности ρ . При $A \gg 1$ получаем

$$\chi_A(\mathbf{b}) \approx \frac{1}{2\pi k} f(0) T(\mathbf{b}), \quad (10)$$

где функция толщины

$$T(\mathbf{b}) = A (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{b} + \mathbf{k}z) dz. \quad (11)$$

Аналогичным образом для полного неупругого сечения получаем

$$\sum_{i \neq j} |F_{ji}(q)|^2 = N_1 |f(q)|^2 + N_2 \frac{1}{\sigma} \int |f(q')|^2 |f(q - q')|^2 \frac{d^2 q'}{k^2} + \dots; \quad (12)$$

$$N_j = \frac{1}{j!} \sigma \int e^{-\sigma T(\mathbf{b})} [\sigma T(\mathbf{b})]^j d^2 \mathbf{b}. \quad (13)$$

Здесь существенно, что параметры ядра входят только в виде плотности ядра. Даже учет антисимметризации в волновой функции приводит лишь к небольшим поправкам [3]. Отметим, что для полного неупругого сечения зависимость от различного рода корреляций (например, принципа Паули) сильнее, чем для упругого сечения [4]. Наконец, неупругое рассеяние, при котором возбуждается определенный уровень ядра, настолько сильно зависит от «устройства» волновых

функций ядра Ψ_i, Ψ_j , что принцип Паули здесь является определяющим эффектом, а не поправкой (например, запись волновой функции в виде простого произведения одночастичных волновых функций вместо антисимметризованного произведения приводит к изменению сечения в несколько раз).

2. Переходы с нормальным изменением четности. Давно было замечено (впервые, по-видимому, Ли, Мак-Манусом [5]), что если взять волновые функции Ψ_i и Ψ_j , дающие хорошее описание электронных данных, точнее неупругого зарядового формфактора

$$S_{ji}(\mathbf{q}) = \frac{1}{Z} \langle f \left| \sum_{i=1}^Z e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i} \right| i \rangle, \quad (14)$$

то (1) хорошо описывает адронные данные по неупругому рассеянию. В (14) S_{ji} — неприведенный кулоновский формфактор. Если учесть, что переход происходит из состояния с квантовыми числами $I_i M_i$ в состояние с $I_j M_j$, то часто бывает удобно определить вместо S_{ji} приведенный кулоновский формфактор N_{ji} :

$$(I_i L I_f | M_i M M_f) N_{ji}(q, CL) = i^L \langle f | \rho^N(r) | i \rangle j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r}). \quad (15)$$

Попытаемся связать S_{ji} и F_{ji} непосредственно, чтобы иметь возможность отвлечься от вида применяемых волновых функций. Для этого используем тот факт, что неупругое рассеяние значительно меньше упругого: типичный пример-сечение $\sigma_{\text{упр}}$ на O^{16} равно 200 мб, тогда как сечение возбуждения уровня 3^- , который возбуждается наиболее сильно, составляет приблизительно 3 мб. Это означает, что амплитуда F_{ji} отличается от F_{ii} на порядок.

Раскладывая выражение (2) на сумму произведений, получаем

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1 \dots \mathbf{s}_A) = \sum_i \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) - \sum_{i \neq j} \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \theta(z_i - t_j) + \dots \quad (16)$$

Из оценки $F_{ji} \sim 0.1 F_{ii}$ имеем по порядку величины

$$\langle f | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) | i \rangle \sim 0.1 \langle i | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) | i \rangle. \quad (17)$$

Это дает основание использовать широко известное приближение однократного неупругого рассеяния (см., например, [6]).

Для члена двукратного рассеяния, поступая аналогично Ли и Мак-Манусу [7], запишем

$$\begin{aligned} \langle f | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) | i \rangle &\cong \langle f | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) | f \rangle \langle f | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) | i \rangle + \\ &+ \langle f | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) | i \rangle \langle i | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) | i \rangle \cong 2 \langle f | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) | i \rangle \langle i | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) | i \rangle. \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь в промежуточных состояниях всеми членами кроме двух (i, j) пренебрегаем и делаем дополнительное приближение, а именно, что все диагональные матричные элементы равны (сводится к предположению о равенстве плотностей в основном и возбужденном состояниях).

Используя эти приближения во всех членах разложения (16), получаем

$$\langle f | \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1 \dots \mathbf{s}_A) | i \rangle = A \langle f | \Gamma_N | i \rangle \left\{ 1 - (A-1) \langle i | \Gamma_N | i \rangle + \right. \\ \left. + \frac{(A-1)(A-2)}{2!} \langle i | \Gamma_N | i \rangle^2 \right\} = A \langle f | \Gamma_N | i \rangle (1 - \langle i | \Gamma_N | i \rangle)^{A-1}. \quad (19)$$

Формула такой структуры была использована в работах [8—10]. С ее помощью можем теперь выразить неупругий матричный элемент F_{fi} через неупругий S_{fi} и упругий S_{ii} формфакторы ядра, взятые из данных по электронному рассеянию. Из (3) и (14) следует, что

$$\langle f | \Gamma_N(\mathbf{b} - \mathbf{s}) | i \rangle = \frac{1}{2\pi ik} \int d^2 \mathbf{q} f_N(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} \langle f | e^{i\mathbf{q}\mathbf{s}} | i \rangle = \\ = \frac{1}{2\pi ik} \int d^2 \mathbf{q} f_N(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} F_{fi}^{ch}(\mathbf{q}); \quad (20)$$

$$\langle i | \Gamma_N(\mathbf{b} - \mathbf{s}) | i \rangle = \frac{1}{2\pi ik} \int d^2 \mathbf{q} f_N(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} F_{ii}^{ch}(\mathbf{q}). \quad (21)$$

Если ввести «искажающий фактор»

$$P(\mathbf{b}) = (1 - \langle i | \Gamma_N(\mathbf{b} - \mathbf{s}) | i \rangle)^{A-1}, \quad (22)$$

то амплитуда неупругого рассеяния приобретает вид

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{A}{2\pi} \int \tilde{P}(\mathbf{q} - \mathbf{q}') f_N(\mathbf{q}') F_{fi}^{ch}(\mathbf{q}') d^2 \mathbf{q}'. \quad (23)$$

Здесь мы ввели Фурье-компоненту «искажающего фактора»

$$\tilde{P}(\mathbf{k}) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{b}} P(\mathbf{b}) \frac{d^2 \mathbf{b}}{2\pi}. \quad (24)$$

Поскольку $P(\mathbf{b})$ может быть выражена через обычную плотность (или упругий формфактор), то в формуле (23) нет никаких модельных предположений о ядре — все выражено через экспериментальные величины.

Сделаем, однако, следующее важное замечание. Определим уровни нормальной четности как $P = (-)^J$ и аномальной четности как $P = (-)^{J+1}$. Если основным состоянием является уровень $0+$, то зарядовый кулоновский формфактор отличен от нуля только для переходов в уровни нормальной четности. Поэтому для возбуждения уровней аномальной четности необходим учет спиновых слагаемых в нуклон-нуклонной амплитуде, которые нельзя выносить из-под знака ядерного матричного элемента в (20). Чтобы исправить этот недостаток, а также записать более явное выражение для $F_{fi}(\mathbf{q})$, связывающее амплитуду неупругого процесса непосредственно с амплитудой упругого процесса $F_{ii}(\mathbf{q})$, воспользуемся методом работы [11]. Из сравнения выражений (9) и (22) легко найти следующую связь:

$$[P(\mathbf{b})]^{A-1} = 1 - \Gamma(\mathbf{b}), \quad (25)$$

где $\Gamma(\mathbf{b})$ связано с амплитудой упругого рассеяния соотношением

$$\Gamma(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{b}} F_{ii}(\mathbf{q}) d^2 \mathbf{q}. \quad (26)$$

При $A \gg 1$ получаем

$$P(\mathbf{b}) = [1 - \Gamma(\mathbf{b})]^{A-1} \cong 1 - \Gamma(\mathbf{b}); \quad (27)$$

$$\tilde{P}(\mathbf{k}) = \delta^{(2)}(\mathbf{k}) - \frac{F_{ii}(\mathbf{k})}{2\pi ik}.$$

Подставляя $\tilde{P}(\mathbf{k})$ в (23), окончательно находим основную формулу [11]:

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = A \left\{ f_N(\mathbf{q}) S(\mathbf{q}) - \frac{1}{2\pi ik} \int d^2 \mathbf{q}' F_{ii}(\mathbf{q} - \mathbf{q}') f_N(\mathbf{q}') S(\mathbf{q}') \right\}. \quad (28)$$

Для переходов на уровни с аномальной четностью необходим учет спинов в $f_N(\mathbf{q})$ и соответственно в (28) следует сделать замену

$$A f_N(\mathbf{q}) F_{ii}^{ch}(\mathbf{q}) \rightarrow M_{fi}^B(\mathbf{q}) = \langle f | \sum_{i=1}^A e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_i} \frac{k}{k^*} f_i(\mathbf{q}) | i \rangle. \quad (29)$$

Здесь амплитуда $f_i(\mathbf{q})$ имеет структуру (6) и определена в системе ЦИ двух нуклонов; k^* — импульс в системе ЦИ, соответствующий импульсу k в лабораторной системе. Нормировка амплитуды такова, что сечение в лабораторной системе

$$\frac{d\sigma_{fi}}{d\Omega} = |F_{fi}(\mathbf{q})|^2. \quad (30)$$

Совсем простое выражение может быть получено для полного сечения, если угловое распределение нуклон-нуклонной амплитуды (в пренебрежении спин-изоспиновыми членами) параметризуется формулой

$$f_N(\mathbf{q}) = \frac{ik^*}{4\pi} \sigma^{\text{tot}} (1 - i\alpha) e^{-\frac{\beta^2 q^2}{2}}, \quad (31)$$

где $\alpha = \frac{\text{Re} f}{\text{Im} f}$. Для энергии $E_{\text{лаб}} = 1$ ГэВ

$$\alpha_p = -0,05, \quad \alpha_n = -0,5, \quad \beta^2 = 5,45 (\text{ГэВ}/c)^{-2}, \quad (32)$$

$$\sigma_p = 47,5 \text{ мб}, \quad \sigma_n = 40,4 \text{ мб}.$$

По случайной причине формфактор протона имеет такой же показатель экспоненты, как и $f_N(\mathbf{q})$. Поэтому вместо того, чтобы извлекать из $S_{\text{экс}}(\mathbf{q})$ формфактор протона (т. е. делить на него, так как $S_{\text{body}}(\mathbf{q}) = S_{\text{экс}}(\mathbf{q}) \exp\left(\frac{r_p^2 q^2}{4}\right)$ можно вынести $f_N(0)$, а вместо $S(\mathbf{q})$ в

(28) использовать $S_{\text{экс}}(q)$. Тогда, переходя в b -представление, получаем простую формулу для сечения

$$\sigma_{if} = \frac{\sigma_{NN}^2 (1 + \alpha^2)}{4} A^2 \int |\rho_{if}(b)|^2 \cdot |1 - \Gamma(b)|^2 d^2b. \quad (33)$$

Здесь

$$\rho_{if}(b) = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} S_{if}(q) e^{-iqb} \quad (34)$$

— переходная плотность в представлении прицельных параметров.

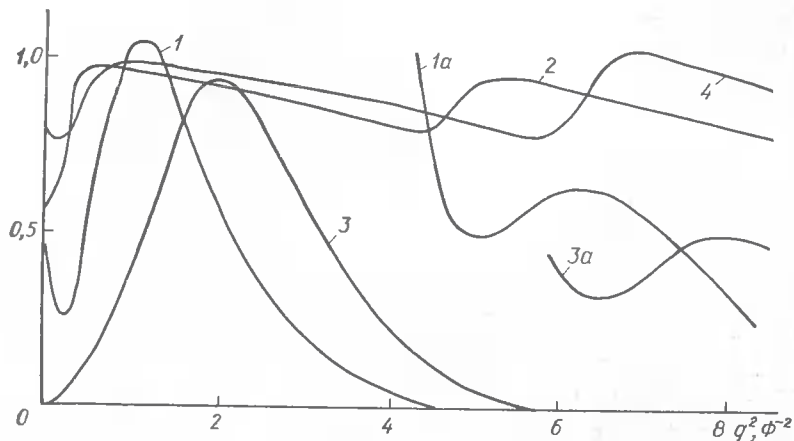
Формула (33) демонстрирует важную черту неупругого процесса $i \rightarrow f$ — его периферичность. Действительно, фактор $|1 - \Gamma(b)|^2$ характеризует прозрачность ядра и равен нулю внутри ядра, тогда как $\rho_{if}(b)$ обращается в нуль снаружи.

Таким образом, формулы (28), (33) позволяют вычислить сечения возбуждения уровней нормальной четности. Для оценки точности используемого нами приближения ОНС сравним расчеты по точной формуле Глаубера и данного приближения для возбуждения уровней 2^+ , 3^- в ядре ^{12}C , проделанные Манаенковым [12] (рисунок). Для волновой функции ядра был взят базис осцилляторных волновых функций в jj связи с точной антисимметризацией. На рисунке видно, что в основной области по q^2 , $0,5 < q^2 < 4 \text{ Фм}^{-2}$ точность порядка 90%. Это означает, что мы можем рассчитывать на столь же точное описание экспериментальных данных, взяв значения формфактора S из эксперимента, по крайней мере, если структура волновой функции ядра близка к одночастичной оболочечной.

Приближение ОНС с использованием электронных данных в форме (28) или (33) исследовалось во многих работах (см. [3] и [12], где даны и более ранние ссылки, например, в [12] проведено сравнение полных и дифференциальных сечений возбуждения уровней 0^+ , 3^- , 2^+ и 1^- протонами с $E_{\text{л.с}} = 1 \text{ ГэВ}$ на ^{16}O . Значения сечений σ равных 0,08; 5,4; 1,7; 0,56 мб соответственно неплохо согласуются с результатами измерения в [13], кроме сечения возбуждения уровня 2^+ , где ограничение [13] $\sigma(2^+) \leq 0,5 \text{ мб}$, вероятно, слишком занижено.

Вычисление дифференциального и полного сечений возбуждения уровня 3^- ядра ^{16}O π^- -мезонами с $T_{\pi} = 890 \text{ МэВ}$ было проведено в рамках приближения ОНС и сравнивалось с экспериментальными данными [14]. Значения сечений при $q^2 = 2,5$ и $3,1 \text{ Фм}^{-2}$ в приближении ОНС равны 5, и 2,3 мб/ср, тогда как экспериментальные значения сечений [15] $5,4 \pm 2$ и $3,1 \pm 1,4 \text{ мб/ср}$ соответственно, что указывает на неплохое согласие.

Приближение ОНС исследовано также в рамках коллективной модели в [15], где ядро ^{16}O представлялось в виде тетраэдра из четырех α -кластеров. Дифференциальные сечения возбуждения уровня 3^- ядра ^{16}O , приведенные в [15], показывают, что ОНС приближение в такой модели завышает сечение примерно на 30% по сравнению с полным расчетом в этой модели по методу Глаубера — Ситенко. Этот результат сильно контрастирует с проверкой приближения ОНС в рамках осцилляторной модели оболочек [12], где ОНС занижало сечение на 10—15%.



Зависимость от q^2 дифференциальных сечений возбуждений уровней 2^+ и 3^- в ^{12}C протонами с $E_{\text{л.с}} = 1 \text{ ГэВ}$.

Кривые 1, 3 — $d\sigma/d\Omega$; 1a, 3a — $(d\sigma/d\Omega) \cdot 10^2$ (Фм²/ср); 2, 4 — описывают поведение отношений $(d\sigma_{\text{ОНС}}/d\Omega)/(d\sigma/d\Omega)$ для тех же уровней.

Приближение ОНС детально исследовано в [16], где проводилось сравнительное описание сечений возбуждения уровней 2^+ и 3^- в ^{12}C протонами с энергией 1 ГэВ и электронами. Как показано в этой работе, ОНС хорошо описывает данные в области первого максимума сечения, $q \sim 1 \text{ Фм}$, для чего необходимо использовать точные формфакторы из электронных данных. В области второго максимума, при $q \approx 2,5 \text{ Фм}^{-1}$, описание ухудшается; причины этого могут быть поняты при использовании протонных данных при больших энергиях. Отметим, что при $q > 1 \text{ Фм}^{-1}$ адронные данные имеют большую точность, чем электронные. Для дальнейшего прогресса в этой области необходимо выполнение более точных электронных экспериментов для $q \approx 1 - 2 \text{ Фм}^{-1}$ и протонных экспериментов при $E > 1 \text{ ГэВ}$. Последнее важно для установления величины неэikonальных эффектов.

Приближение ОНС было с успехом использовано для вычисления возбуждения ядра ^{12}C антипротонами при энергии $T = 160 \text{ МэВ}$ [17]. Из недавних работ, трактующих возбуждение уровней, отметим [18, 19].

3. Переходы с возбуждением уровней аномальной четности. Как отмечалось в п. 2, при возбуждении уровней аномальной четности в приближении ОНС в матричный элемент (28) входит не кулоновский зарядовый формфактор $S_{fi}(q)$, а матричные элементы (29), которые сводятся к формфактору Гамова — Теллера

$$F_{fi}^G(q) = \langle f | \sum_{j=1}^A e^{iqr_j} \sigma_j | i \rangle \quad (35)$$

и поэтому не может быть непосредственно извлечен из экспериментальных данных.

Обычно в литературе для описания возбуждения уровней аномальной четности (АЧ) используется DWIA-метод, который сводится к ОНС, если в последнем описывать упругую амплитуду с помощью оптического потенциала, а формфактор перехода (35) вычислять с помощью модельной волновой функции ядра. Такой метод дает неплохое описание возбуждения уровня 1^+ , 15, 11 МэВ в ядре ^{12}C протонами [20, 21], если переходный формфактор угадан правильно.

Несколько отличный подход использовался в [22], где было замечено, что, поскольку матричные элементы (35) не зависят от энергии, то взяв формфактор перехода в любой модели, описывающей эксперимент при данной энергии, можно затем предсказать сечение возбуждения для любой другой энергии, где известна адрон-нуклонная амплитуда (именно она обуславливает энергетическую зависимость сечения).

Расчеты были проведены для сечения возбуждения уровня 1^+ (15, 11 МэВ) в ^{12}C протонами с энергией 0,63 ГэВ и 1 ГэВ. В этой области энергий при фиксированном значении переданного импульса q сечение очень слабо зависит от энергии. Если при фиксированном q провести интерполяцию сечений, вычисленных в [22] при T_p , равном приблизительно 0,63 и 1 ГэВ, то окажется, что эти расчетные сечения неплохо согласуются с более поздними данными при $T_p = 0,8$ ГэВ (см. [20]). Тем не менее более точные измерения в широком интервале энергий, как и теоретические расчеты с учетом данных последних фазовых анализов, были бы весьма интересны.

Заметим, что механизм ОНС работает для уровней АЧ в области небольших энергий, $E \leq 1$ ГэВ, где спин-флип члены в амплитуде NN велики. Однако при энергии $E_p > 1,4$ ГэВ они вымирают и может оказаться существенным механизм двухступенчатого АЧ перехода [3, 22] за счет двукратных возбуждений нормальной четности. Это связано с тем, что возбуждения нормальной четности возникают вследствие обмена помероном и не вымирают при большой энергии [23]. Измерение сечений в области двухступенчатого механизма позволяет определить двухчастичную переходную плотность, и, следовательно, получить информацию о двухнуклонных корреляциях в ядре.

Возбуждение уровней АЧ может быть также использовано для определения спиновой зависимости адрон-нуклонной амплитуды, там где она плохо известна. Ядерный формфактор может быть определен в той области энергий, где амплитуда адрон — нуклон хорошо известна.

Интересно было бы применить этот метод для определения спин-изоспиновой зависимости NN -амплитуды. Недавно в CERN был проведен первый эксперимент по возбуждению ядерных уровней антипротонами [24]. Характерной чертой когерентного ядерного возбуждения антипротонами является малый фон, связанный с развалом ядра [25], что позволяет ясно выделить возбуждения отдельных уровней.

4. Матрица плотности возбужденного состояния. Угловое распределение гамма-излучения. Эти вопросы изучались в [12, 26, 27]. Обозначим матричные элементы возбуждения уровня ядра со спином J , проекцией M как $F_M = \langle JM | F | 0^+ \rangle$, и пренебрежем спиновыми членами в адрон-нуклонной амплитуде, тогда можно получить следующие

правила отбора [27] (ось квантования Z вдоль направления пучка):

$$F_M(q) = P(-1)^M F_M(q) = (-1)^J F_{-M}(q). \quad (36)$$

Матрица плотности для перехода ($0^+, J^P M$) определяется выражением

$$\langle M | \rho(q) | M' \rangle = \frac{F_M(q) F_{M'}^*(q)}{\sum_M |F_M(q)|^2}. \quad (37)$$

При достаточно высокой энергии, когда спиновыми эффектами можно пренебречь и адрон-нуклонные амплитуды можно считать чисто мнимыми, матрица плотности (37) действительна и симметрична, и число определяющих ее параметров равно $\left[\frac{J}{2}\right] + 1$. Например, при возбуждении уровня 3^+ ядра ^{16}O , могут возбуждаться четыре проекции на ось Z , $M = \pm 1, \pm 3$, связанные соотношением (36). В ситуации, когда рассеянная частица не фиксируется, а наблюдаются только γ -кванты, их угловое распределение может быть записано в виде [9, 27]:

$$I(\theta) = \sum_M \sigma_M |Y_{JM}(\theta)|^2. \quad (38)$$

В рассматриваемом случае $M = 1, 3$ и форма спектра определяется одним единственным отношением σ_1/σ_3 [27]. Это предсказание было проверено экспериментально при возбуждении уровня 3^- (3,74 МэВ) в ядре ^{40}Ca в работе [28] и наблюдалось согласие в пределах ошибок эксперимента (шесть измеренных точек $I(\theta)$ для $90^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$).

В работе [29] были также вычислены угловые распределения γ -квантов и парциальные дифференциальные сечения возбуждения уровня 3^- ядра ^{16}O пионами с импульсом 2,0 ГэВ/с для проекций спина $M = 1$ и $M = 3$ и приведено сравнение с расчетом в рамках приближения ОНС и молекулярной (α -кластерной) модели ядра O^{16} [16]. Согласие ОНС с экспериментом находится в пределах 25 %.

Матрица плотности уровней 2^+ (6,92 МэВ) и 3^- (6,13 МэВ) для ядра ^{16}O рассчитывалась в [12] методом Глаубера — Ситенко в осцилляторном базисе и сравнивалась с расчетами в ОНС приближении. Наблюдалось хорошее совпадение элементов матрицы плотности в двух способах вычисления, что подтверждает пригодность ОНС подхода. Расхождение между приближением ОНС и молекулярной моделью в [16] тогда естественно объяснить недостаточностью осцилляторного базиса для описания волновой функции ядра ^{16}O .

Угловое распределение γ -квантов при возбуждении уровня 2^+ (4,43 МэВ) ядра ^{12}C π^+ -мезонами с импульсом 2,0 ГэВ/с измерено в [30] и сравнивалось с теоретическими расчетами Манаенкова [12, 27]. Значения σ_0 и σ_2 , входящие в (38), равны в эксперименте $0,30 \pm 0,09$ и $2,0 \pm 0,12$ мб, тогда как теория предсказывает значения 0,43 и 2,66 мб соответственно.

Интересные эффекты возникают при наблюдении спектра γ -квантов для разных значений q -резкое изменение формы спектра за счет

интерференции вкладов соударений различной кратности. Это явление было предсказано в [27] и наблюдалось на опыте (см. [3]).

5. Выводы. Как показывает изложенное выше, метод Ситенко — Глаубера хорошо работает при описании процессов возбуждения ядерных уровней. Точность ОНС приближения оказывается неплохой (порядка 10 %) для сечений и матрицы плотности, если уровень имеет одночастичную природу. По-видимому, несколько хуже точность (порядка 20 — 30 %) для уровней коллективной природы. При возбуждении уровней аномальной частоты оказывается возможным извлечь из опыта ядерные, матричные элементы гамма-теллеровского типа, а при больших энергиях — двухчастичные. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования, особенно важно изучение спектров γ -квантов возбужденных ядер.

1. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4.— С. 152—163.
2. Глаубер Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами // Успехи физ. наук.— 1971.— 103, вып. 4.— С. 641—673.
3. Кондратиук Л. А., Симонов Ю. А. Неупругое рассеяние адронов высокой энергии на ядрах // Элементарные частицы.— М.: Ин-т теорет. и эксперим. физики, 1985.— С. 89—93.
4. Kofoed-Hansen O. Interpretation of high energy inclusive scattering data of hadrons on nuclei // Nucl. Phys. B.— 1983.— 54, N 1.— P. 42—60.
5. Lee H. K., McManus H. Excitation of various levels of ^{12}C and ^{16}O by 156-MeV protons // Phys. Rev.— 1967.— 161, N 4.— P. 1087—1098.
6. Kerman A. K., McManus H., Thaler R. M. The scattering of fast nucleons from nuclei // Ann. Phys.— 1959.— 8, N 4.— P. 551—635.
7. Lee H. K., McManus H. Theoretical treatment of the elastic and inelastic scattering of 1 GeV protons from nuclei // Phys. Rev. Lett.— 1968.— 20, N 7.— P. 336—340.
8. Alexander Y., Rinat A. S. A comparative analysis of nuclear excitations by high energy electrons, protons, pions and alpha's // Phys. Lett. B.— 1973.— 45, N 3.— P. 190—194.
9. Балаиов В. В. Неупругое рассеяние частиц высокой энергии на ядрах // Материалы VIII зим. шк. ЛИЯФ.— Л.: Ин-т ядер. физики, 1973.— С. 255—281.
10. Karapetian V. V., Mileev V. B., Titarenko N. N. Inelastic and charge-exchange scattering of high-energy protons by light nuclei // Nucl. Phys. A.— 1973.— 203, N 3.— P. 561—577.
11. Кондратиук Л. А., Симонов Ю. А. Возбуждение ядерных уровней электронами и адронами при высокой энергии // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1973.— 17, вып. 11.— С. 619—621.
12. Манаенков С. И. Неупругое рассеяние протонов высокой энергии на ядре ^{16}O // Ядер. физика.— 1975.— 21, вып. 1.— С. 101—112.
13. Горячев Ю. М. и др. Возбуждение уровней ^{16}O протонами высоких энергий // Там же.— 1973.— 17, вып. 5.— С. 910—915.
14. Бургов Н. А. и др. $\pi^{-4}\text{He}$, $\pi^{-16}\text{O}$ упругое рассеяние и возбуждение уровня 3^{-} (6,13 МэВ) ядра ^{16}O // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1976.— 23, вып. 5.— С. 302—306.
15. Карманов В. А. Рассеяние адронов высокой энергии на ядре ^{16}O в ядерной молекулярной модели // Ядер. физика.— 1982.— 35, вып. 4.— С. 848—861.
16. Кондратиук Л. А., Ломбар Р. М., Ахмад И. Сравнительное описание сечений возбуждения уровней 2^{+} и 3^{-} ядра ^{12}C // Там же.— 1978.— 27, вып. 3.— С. 633—648.
17. Далькаров О. Д., Карманов В. А. Рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах углерода и кислорода // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1984.— 39, вып. 6.— С. 288—292.
18. Igo G. Elastic and inelastic scattering of p , d ... on nuclei // Nucl. Phys. A.— 1982.— 374.— P. 253—275.

19. Abgrall Y. Nuclear snapshots from electron and hadron scattering // Nucl. Phys. A.— 1981.— 358.— P. 7—20.
20. Moss J. M. Intermediate energy proton and light-ion scattering // Ibid.— 1982.— 374, N 1.— P. 229c—240 c.
21. Comfort J. R. et al. $^{12}\text{C}(p, p')$ ^{12}C reaction at 155 and 200 MeV and precritical phenomena // Phys. Rev. C.— 1981.— 23, N 5.— P. 1858—1864; ibid.— 1980.— 21.— P. 2147.
22. Кондратиук Л. А., Ломбар Р. М., Симонов Ю. А. Возбуждение ядерных уровней аномальной четности // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1977.— 26.— С. 119—121.
23. Levintov I. I., Ter-Martirosyan K. A. Asymptotic nuclear spectroscopy // Phys. Lett. B.— 1968.— 27.— P. 69—71.
24. Garreta D. et al. Scattering of antiprotons from carbon at 46.8 MeV // Ibid.— 1984.— 135, N 4.— P. 266—270.
25. Кондратиук Л. А., Сапожников М. Г. Взаимодействие антинуклонов с нуклонами и ядрами при энергиях LEAR // Материалы XX зим. шк. ЛИЯФ.— Л.: Ин-т ядер. физики, 1985.— С. 297—329.
26. Манаенков С. И. Излучение β -квантов ядрами, возбужденными адронами высоких энергий // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1973.— 18, вып. 8.— С. 535—538.
27. Манаенков С. И. γ -излучение ядер, возбужденных адронами высоких энергий // Ядер. физика.— 1974.— 20, вып. 4.— С. 677—687.
28. Кирпичников И. В., Кузнецов В. А., Старостин А. С. Возбуждение ядра ^{40}Ca протонами с импульсом 5 ГэВ/с // Ядер. физика.— 1985.— 41, вып. 1.— С. 18—20.
29. Кирпичников И. В., Кузнецов В. А., Старостин А. С. Измерение парциальных дифференциальных сечений реакции $^{16}\text{O}(\pi, \pi^{-})^{16}\text{O}(-3)$.— 1981.— (Препринт/АН СССР. Ин-т эксперим. и теорет. физики; № 119).
30. Доплеровское уширение γ -линии и механизм возбуждения уровня $^{12}\text{C}(2^{+}, 4.43 \text{ МэВ})$ // И. В. Кирпичников, В. А. Кузнецов, И. И. Левинтов, А. С. Старостин // Ядер. физика.— 1985.— 41, вып. 1.— С. 21—30.

УДК 539.125.17

Б. В. Струминский

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ АН УССР, КИЕВ

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Изучение упругого рассеяния частиц при высоких энергиях вошло в программу исследований на всех ускорителях. Экспериментальные данные, полученные за последние 15 лет на крупнейших ускорителях мира (ИФВЭ, ФИАН, ЦЕРН), показывают, что эта область исследований таит много неожиданного. Примерно для конца 60-х годов считалось, что упругое рассеяние адронов хорошо описывается в теории полюсов Редже. Основные характеристики процессов описывались моделями с малым числом полюсов, с линейными траекториями. Такое приближение отражало основные тенденции наблюдаемые в упругом рассеянии адронов, а именно: а) стремление полных сечений к постоянному пределу; б) бесструктурный, экспоненциальный по t логарифмически сужающийся по $\ln s$ дифракционный конус; в) мнимая амплитуда рассеяния вперед; г) вымирание поляризации с энергией.

Экспериментальные данные, полученные на ускорителях ИФВЭ, ФИАН, ISR и коллайдере, потребовали пересмотра такой точки зрения. Теперь хорошо известно, что: а) полные сечения растут с энергией; б) дифференциальные сечения имеют структуру «излом» вблизи $t \approx -0,1$ ГэВ и движущийся с энергией «провал»; в) амплитуда содержит положительную действительную часть; г) поляризация при высоких энергиях не вымирает. Эти эффекты не предсказывались теорией, однако некоторые из них удавалось воспроизвести модифицируя традиционные модели [1]. Большой интервал по энергии между ускорителями ЦЕРН ISR и коллайдером SPS позволяет проверить или подвергнуть модификации различные феноменологические модели, которые были предложены для описания данных до энергии ISR.

Следует отметить, что за последние десятилетия наши общие взгляды на природу сильных взаимодействий изменились. Согласно современным представлениям наблюдаемые адроны являются связанными состояниями кварков и глюонов. Теорией, описывающей взаимодействие кварков и глюонов, является квантовая хромодинамика (КХД). Однако на пути применения КХД к реальным процессам стоит ряд серьезных проблем, прежде всего, описание связанных состояний кварков. Решение ее невозможно без знания сил удержания между кварками. Вычисление амплитуд процессов с небольшими переданными импульсами требует выхода за рамки теории возмущений, которая справедлива лишь в области больших переданных импульсов, где бегущая константа связи мала.

По этой причине для описания процессов рассеяния с небольшим переданным импульсом широко используются различные феноменологические модели: оптические, реджевские, дуальные, квазипотенциальные уравнения, теория U -матрицы. Качественную картину явлений во многом помогает понять теория рассеяния легких ядер, в разработку которой существенный вклад внес А. Г. Ситенко.

Мы будем рассматривать рассеяние адронов при высоких энергиях, основываясь на оптической и реджевской моделях. Амплитуда рассеяния адронов при больших энергиях определяется большим числом парциальных волн, поэтому удобно перейти к амплитуде рассеяния в представлении прицельного параметра, которое при больших энергиях имеет вид

$$T(s, t) = \frac{s}{(2\pi)^2} \int t(s, \rho) e^{i\Delta\rho} d^2\rho, \quad (1)$$

где $t = -\Delta^2$ — квадрат переданного импульса, а \sqrt{s} — энергия в системе центра масс.

Для нахождения амплитуды рассеяния в представлении прицельного параметра воспользуемся методом U -матрицы, развитой в работах [3]. В его основе лежит одновременное динамическое уравнение для амплитуды рассеяния, связывающее ее с общей матрицей реакции $U(s, t)$, являющейся релятивистским аналогом матрицы реакции в квантовой механике. Это уравнение при высоких энергиях в представ-

лении прицельного параметра сводится к алгебраическому

$$t(s, \rho) = \frac{U(s, \rho)}{1 - iU(s, \rho)}; \quad (2)$$

$$U(s, \rho) = \frac{1}{s} \int U(s, t) e^{i\Delta\rho} d^2\Delta. \quad (3)$$

В квантовой теории поля U -матрицу можно построить по теории возмущений. В рассматриваемой нами задаче теория возмущений неприменима, и будем выбирать U -матрицу из феноменологических соображений. В низшем порядке по $U(s, \rho)$ амплитуда рассеяния $t(s, \rho)$ совпадает с $U(s, \rho)$. Поэтому задача состоит в том, чтобы выбрать $U(s, \rho)$ достаточно простого вида и описывающую основные наблюдаемые характеристики процесса рассеяния. Как показано в ряде наших работ, экспериментальные данные по рассеянию адронов до энергий ISR хорошо описываются моделью дипольного поперона [4].

В модели дипольного поперона предполагается, что ведущей особенностью в j -плоскости, определяющей асимптотическое поведение амплитуды рассеяния, является полюс кратности два с интерсептом 1. Реджевские модели не определяют зависимости амплитуды от переданного импульса. Поэтому далее руководствуемся аналогией с дуальными моделями, в которых зависимость амплитуды от энергии и переданного импульса определяется лишь траекторией Редже $\alpha(t)$. Таким образом, предполагаем, что парциальная волна амплитуды $T(s, t)$ имеет вид

$$a(j, t) = \frac{\beta(j)}{[j - \alpha(t)]^2} = \frac{d}{d\alpha} \frac{\beta(j)}{j - \alpha(t)}, \quad (4)$$

где $\beta(j)$ не зависит от t и не имеет особенности в точке $j = \alpha(t)$. Выполнив преобразование Зоммерфельда — Ватсона

$$T(s, t) = \frac{d}{d\alpha} \int \frac{1 + e^{i\pi j}}{\sin \pi j} \frac{\beta(j)}{j - \alpha(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^j (2j + 1) dj, \quad (5)$$

получим следующее представление для амплитуды рассеяния:

$$T(s, t) = \frac{d}{d\alpha} \left[e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} g(\alpha) \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha \right] = e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha \times \\ \times \left[g' + \left(\ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2} \right) g \right]. \quad (6)$$

Выражение обладает рядом замечательных свойств, которые не зависят от конкретного вида функции $g(\alpha)$. Полное сечение рассеяния возрастает логарифмически:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{16\pi}{s} \text{Im} T(s, 0) = -\frac{16\pi}{s_0} \left[g'(0) + g(0) \ln \frac{s}{s_0} \right]. \quad (7)$$

Отношение вещественной части амплитуды рассеяния к мнимой

$$\rho = \frac{\text{Re} T(s, 0)}{\text{Im} T(s, 0)} = -\frac{\pi\lambda}{2 \left(1 + \lambda \ln \frac{s}{s_0} \right)}. \quad (8)$$

Дифференциальное сечение рассеяния имеет минимум в точке, определяемой выражением

$$g'(\alpha) + \ln \frac{s}{s_0} g(\alpha) = 0. \quad (9)$$

Таким образом, дипольный померон в принципе описывает основные явления, которые наблюдаются вплоть до энергий ISR. Далее заметим, что $g'(\alpha)$ является аналогом вычета в простом полюсе, мы выбираем

$$g'(\alpha) = A \exp [b(\alpha - \alpha_0)]. \quad (10)$$

Тогда

$$g(\alpha) = A \left[\frac{1}{b} \exp [b(\alpha - \alpha_0)] - \frac{1}{b} + \lambda \right], \quad (11)$$

где λ — постоянная, определяющая рост полного сечения. Детальные сравнения модели дипольного померона с экспериментом для траектории вида

$$\alpha(t) = \alpha(0) - \gamma \sqrt{4m_\pi^2 - t} + \alpha't \quad (12)$$

проводились в работе [5].

На основе приведенных выше соображений мы выбираем U -матрицу в динамическом уравнении для амплитуды рассеяния в виде дипольного померона. Аналитические вычисления удастся провести лишь в случае приближения линейных траекторий $\alpha(t) = 1 + \delta + \alpha't$. Тогда

$$U(s, \rho) = ig_0 \left(\frac{s}{s_0} \right)^\delta \sum_{i=1}^2 c_i \exp \left[-\frac{\rho^2}{4R_i^2} \right], \quad (13)$$

где $c_1 = 1$, $c_2 = \lambda b - 1 = -\varepsilon$, $R_1^2 = \alpha' \left(b + \ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2} \right)$, $R_2^2 = \alpha' \left(\ln \frac{s}{s_0} - \frac{i\pi}{2} \right)$.

Отметим, что аналитические свойства амплитуды рассеяния по переданному импульсу приводят к ограничениям на асимптотическое поведение амплитуды при больших прицельных параметрах, а именно: она не может убывать быстрее линейной экспоненты по ρ . В нашем подходе эти условия выполняются за счет траекторий $\alpha(t)$, растущих не быстрее, чем $\sqrt{|t|}$, и имеющих особенности, определяемые условием унитарности в t -канале. Для простейшей траектории вида $\alpha = \alpha_0 - \gamma \sqrt{4m_\pi^2 - t}$ преобразование Фурье — Бесселя можно выполнить явно, но мы не будем его выписывать ввиду его громоздкости.

Таким образом, в нашей модели энергетическая зависимость амплитуды определяется гипотезой двукратного полюса Редже, а зависимость от переданного импульса — траекторией $\alpha(t)$ и функцией $g(\alpha)$. Функция $g(\alpha)$ связана с характеристиками адронов, принимавших участие в реакции. В случае простейшей параметризации (13) лишь параметры g_0 , b , λ зависят от процесса, остальные универсальны; это — параметры траектории дипольного померона δ и α' . В пределе

больших энергий радиусы R_1 и R_2 становятся одинаковыми и получаем

$$U(s, \rho) = ig_0 \left(\frac{s}{s_0} \right)^\delta (1 - \varepsilon) \exp \left[-\frac{\rho^2}{4R^2} \right]. \quad (14)$$

Мы видим, что при $\delta = 0$ эта амплитуда удовлетворяет геометрическому скейлингу, все энергетические зависимости содержатся лишь в радиусе $R(s)$.

Теперь вычислим основные характеристики процесса рассеяния в области малых переданных импульсов. Даже при $t = 0$ вычисление удастся провести лишь в виде разложения по $1/\ln \frac{s}{s_0}$. Ограничиваясь членами $O\left(1/\ln \frac{s}{s_0}\right)$, получаем

$$U(s, x) = ige^{-\lambda} \left(1 + \frac{x}{\ln \frac{s}{s_0}} \left(1/\lambda - \frac{i\pi}{2} \right) \right), \quad (15)$$

где

$$g = \frac{\sigma_0 \lambda}{16\pi \alpha'} \left(\frac{s}{s_0} \right)^\delta, \quad x = \rho^2 / \left(4\alpha' \ln \frac{s}{s_0} \right).$$

Подставив это выражение в (2), находим амплитуду рассеяния $t(s, \rho)$ и затем с помощью (1) — амплитуду $T(s, t)$. Окончательно

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{16\pi \alpha'}{\lambda} \ln(1 + g) \left(1 + \lambda \ln \frac{s}{s_0} \right); \quad (16)$$

$$\sigma_{\text{el}}(s) = \frac{16\pi \alpha'}{\lambda} \left(\ln(1 + g) - \frac{g}{1 + g} \right) \left(1 + \lambda \ln \frac{s}{s_0} \right); \quad (17)$$

$$\sigma_{\text{in}}(s) = \frac{16\pi \alpha'}{\lambda} \frac{g}{1 + g} \left(1 + \lambda \ln \frac{s}{s_0} \right). \quad (18)$$

Для наклона дифракционного конуса

$$B(s, 0) \equiv \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \quad (19)$$

имеем

$$B(s, 0) = \frac{2\alpha'}{\lambda} \frac{I}{\ln(1 + g)} \left(1 + \lambda \ln \frac{s}{s_0} \right). \quad (20)$$

При малых g интеграл I представляется в виде ряда

$$I = \int_0^{+\infty} \frac{ge^{-x} x dx}{1 + ge^{-x}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n g^{n+1}}{(n+1)^2}. \quad (21)$$

При больших g он представляется как

$$I = \frac{1}{2} \ln^2 g + \frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n g^{-n-1}}{(n+1)^2}. \quad (22)$$

Обсудим теперь энергетическую зависимость полного сечения рассеяния, упругого сечения рассеяния и наклона дифракционного конуса. Отношение упругого сечения рассеяния к полному, согласно (16), (17), дается

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = 1 - \frac{g}{(1+g) \ln(1+g)}. \quad (23)$$

Согласно экспериментальным данным ISR, это отношение не зависит от энергии в интервале энергий ISR ($\sqrt{s} \approx 50$ ГэВ). При энергии 53 ГэВ $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 0,1746 \pm 0,0016$. Отсюда можем определить параметр $g = 0,51$ ($\sqrt{s} = 53$ ГэВ). При энергии коллайдера $\sqrt{s} = 546$ ГэВ отношение σ_{el}/σ_{tot} возрастает до 0,215 и из (23) находим $g = 0,66$ ($\sqrt{s} = 546$ ГэВ). Согласно нашей модели дипольного померона с $\alpha(0) = 1 + \delta$ энергетическая зависимость $g(s) = g_0 \left(\frac{s}{s_0}\right)^\delta$ и параметр δ

оказываются равными 0,055. Из (20), (16) находим $\frac{\sigma_{tot}}{B} = 16\pi \frac{\ln^2(1+g)}{1}$ и, как нетрудно показать, это отношение растет с ростом g , т. е. с энергией. Параметр g достигает значения единицы при энергии $\sqrt{s} \approx 30$ ТэВ (это значение превосходит энергии существующих и проектируемых ускорителей и достигается лишь в космических лучах) При экстремальных энергиях когда $g(s) \gg 1$, находим, что полные сечения рассеяния и упругое сечение растут как $\ln^2 \frac{s}{s_0}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= 16\pi\alpha'\delta \ln^2 \frac{s}{s_0}; \\ \sigma_{el} &= 16\pi\alpha'\delta \ln^2 \frac{s}{s_0}; \\ \sigma_{in} &= 16\pi\alpha' \ln^2 \frac{s}{s_0}. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, все сечения рассеяния адронов при асимптотических энергиях одинаковы, их величина определяется параметрами траектории дипольного померона α' и δ . Такое поведение сечений рассеяния обсуждалось в [6, 7], связывалось с рассеянием глобальной компоненты адронов. Анализ [7] экспериментальных данных приводит к тем же результатам, что и наши формулы (24). Отметим, что параметр δ находим из отношения упругого и полного сечений рассеяния, а не абсолютной величины полного сечения рассеяния. Фруассаровское асимптотическое полное сечение рассеяния, согласно нашей модели, наступает при энергии порядка 10^{19} ГэВ, что на много порядков превосходит энергии будущих ускорителей.

1. Block M. M., Cahn R. N. High-energy pp and pp -forward elastic scattering and total cross sections // Rev. Mod. Phys.— 1985.— 57, N 2.— P. 563—598.
2. Ситенко А. Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // Укр. физ. журн.— 1959.— 4, № 2.— С. 152—163.

3. Саверин В. И., Тюрин Н. Е., Хрусталева О. А. Метод U -матрицы в теории сильных взаимодействий // Пробл. физики элемент. частиц и атом. ядра.— 1976.— 7, № 1.— С. 21—54.
4. Авелл А. Н., Енковский Л. Л., Струминский В. В. Высокоэнергетическое рассеяние в модели дипольного померона.— Киев, 1985.— 49 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики ; № 51Р).
5. Kamran M. A review of elastic hadronic scattering at high energies and small momentum transfers // Phys. Repts.— 1984.— 108, N5.— P. 275—299.
6. Герштейн С. С., Логунов А. А. Рост сечений адрон-адронных взаимодействий и его возможная связь с существованием глоболов // Ядер. физика.— 1984.— 39.— С. 1514—1517.
7. Прокошкин Ю. Д. О росте полных сечений взаимодействия адронов // Там же.— 40.— С. 1579—1584.

УДК 539.172.17

В. М. Струтинский

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР, КИЕВ

РАДАРНОЕ РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Тяжелые ионы являются признанными макроскопическими объектами ядерной физики. Реакции с тяжелыми ионами идут со сложной перестройкой взаимодействующих ядер, где смешиваются многие квазистационарные состояния промежуточной ядерной системы. В таких условиях уменьшается роль квантовых и волновых свойств отдельных состояний, характерных для ядерных реакций с более легкими частицами, и подчеркиваются макроскопические черты. В опытах с невысоким разрешением обычно наблюдаются усредненные величины, для которых свойственно плавное «макроскопическое» поведение, а дифракционные черты не заметны. Но даже во взаимодействии тяжелых частиц условия могут быть такими, что выделяется определенный квантовый канал. Такие ситуации описываются исключительно волновой механикой, и в них могут в полной мере проявляться дифракционные свойства. В опытах с хорошим энергетическим разрешением густота каналов в реакциях сложных ядерных частиц приводит обычно к внешне хаотическому поведению сечений реакции и для выявления существенных физических закономерностей необходим специальный корреляционный анализ. Из-за большой плотности каналов дифракционные явления в реакциях с тяжелыми ионами обнаруживаются в тех случаях, когда взаимодействующие атомные ядра не очень тяжелые ($A = 20 \div 30$), а реакция носит квазиупругий характер с выделением упругого квантового канала или каналов с возбуждением более редких нижних уровней ядер. Это преимущественно так называемые краевые реакции, когда ядерное (не кулоновское) взаимодействие ограничивается областью краев распределений плотности сталкивающихся ядер, и возмущение внутренних состояний ядер не слишком значительное.

1. Краевые реакции

Роль ядерного взаимодействия быстро уменьшается с увеличением прицельного параметра реакции, если относительный угловой момент l сталкивающихся частиц больше критического значения

$$L(E) = kR_{вз}, \quad (1)$$

где радиус ядерного взаимодействия

$$R_{вз} \approx R_1 + R_2, \quad (2)$$

R_1 и R_2 — радиусы сталкивающихся ядер,

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2M(E - V_c)}, \quad (3)$$

k — волновой вектор; E — энергия относительного движения; M — приведенная масса; V_c — кулоновский барьер. Однако при $l < L$ имеет место лобовое столкновение ядер, результат которого редко является квазиупругим событием. Поэтому основной вклад дает область диффузного края плотности распределения плотности в ядре, толщина которой порядка

$$a \approx RA^{-1/3}, \quad (4)$$

где A — атомный вес ядер. В реакциях с тяжелыми ядерными частицами на такой длине укладывается обычно несколько длин волн. Поэтому параметр

$$\Delta = ka, \quad (5)$$

величина которого определяет число парциальных волн, дающих вклад в сечение реакции, составляет несколько единиц или даже десятка единиц. Для такого ядерного процесса вполне уместна аналогия с дифракцией Фраунгоффера на рассеивающем диске с диффузным краем. Несмотря на выраженную квазиклассичность процесса и большие величины участвующих угловых моментов (величина L составляет обычно несколько десятков единиц) волновые свойства в полной мере проявляются в квазиупругом рассеянии.

В количественной теории можно воспользоваться формальным выражением для сечения реакции двух бесспиновых частиц. Оказывается, такое простое представление справедливо также и для реакции сложных ядерных частиц, с той лишь разницей, что входящие туда физические величины относятся к представлению спиральности: угловые моменты в начальном и конечном состояниях квантуются вдоль начального и конечного импульсов относительного движения (см. [1]). Такое представление удобно потому, что в реакциях сложных ядер основная часть угловых моментов связана с относительным движением тяжелых ядерных частиц, а «спиральность» относительно невелика. Итак, дифференциальное поперечное сечение запишем в виде

$$d^2\sigma/dEd\Omega = \sigma(E, \vartheta) = \frac{1}{\sin \vartheta} \sum_{\tau} |F^{\tau}(\vartheta)|^2, \quad (6)$$

где амплитуда реакции

$$F^{\tau}(\vartheta) = \left(\frac{\sin \vartheta}{2L^2}\right)^{1/2} \sum_l \left(l + \frac{1}{2}\right) A_l^{\tau} p_l(\cos \vartheta). \quad (7)$$

Здесь τ — индекс канала реакции. Для краевой реакции вклад дают парциальные волны с l , близкими к крайнему значению (1). Парциальные амплитуды A_l относительно резко убывают для $l < L$, а при l , значительно превосходящем крайнее значение, имеет место только упругое кулоновское рассеяние. Для простоты будем рассматривать здесь теорию квазиупругих процессов, когда в результате реакции происходит возбуждение первых уровней ядер или передача относительно небольшого числа нуклонов. Для таких процессов $A_l \rightarrow 0$ при $l > L + \Delta$. Расчет легко обобщить на случай чисто упругого рассеяния, когда имеется вклад парциальных волн с l , значительно превосходящими L (кулоновское рассеяние), но не будем здесь на этом останавливаться (см. [2]). Выводы отличаются мало. Пример экспериментального углового распределения для упругого рассеяния ядер кислорода на кремнии [3] показан на рис. 1.

Заметим также, что простая формула (6) пригодна для неупругих процессов и частиц, обладающих спином в начальном или конечном состояниях. Существенным является предположение о плоском механизме реакции и связанной с этим малой величиной спиральности [2].

Используя асимптотическое выражение для полиномов Лежандра

$$p_l(\cos \vartheta) = \left(\frac{2}{\pi l \sin \vartheta}\right)^{1/2} \cos\left(\left(l + \frac{1}{2}\right)\vartheta + \frac{\pi}{4}\right), \quad (8)$$

амплитуду (6) записываем как

$$F(\vartheta) = \left(\frac{1}{\pi L}\right)^{1/2} \left(\exp\left(i\left(L + \frac{1}{2}\right)\vartheta + \frac{\pi}{4}\right)f(\vartheta) + \exp\left(-i\left(L + \frac{1}{2}\right)\vartheta - i\frac{\pi}{4}\right)f(-\vartheta)\right) \quad (9)$$

в виде суммы двух фраунгофферовских волн, где

$$f(\vartheta) = \frac{1}{\sqrt{\pi L}} \sum_l A_l \exp(-i(l - L)\vartheta) \equiv \beta(\vartheta) \exp(i\alpha(\vartheta)). \quad (10)$$

Индекс канала τ для квазиупругого рассеяния опускаем. Сечение реакции представляется в виде двух членов, как

$$\sigma(\vartheta) = \tilde{\sigma}(\vartheta) + \sigma_{\text{оц}}(\vartheta), \quad (11)$$

$$\tilde{\sigma}(\vartheta) = |\beta(\vartheta)|^2 + |\beta(-\vartheta)|^2 = \sum_{l, l'} A_l^* A_{l'} \cos(l - l')\vartheta, \quad (12)$$

где

$$\sigma_{\text{оц}}(\vartheta) = 2\beta(\vartheta)\beta(-\vartheta)\sin((2L + 1)\vartheta + \psi(\vartheta)), \quad (13)$$

где

$$\psi(\vartheta) = \alpha(\vartheta) - \alpha(-\vartheta). \quad (14)$$

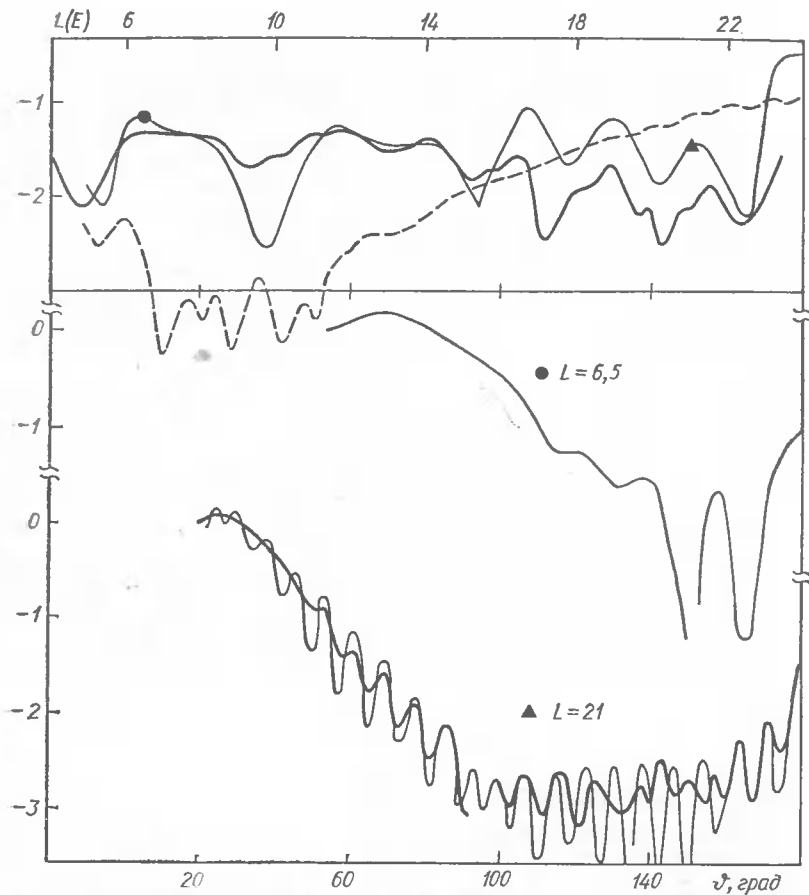


Рис. 1. Сечения упругого рассеяния кислорода на кремнии — «радарное рассеяние» (жирные линии в верхней части рисунка) и угловое распределение для больших углов. Тонкие сплошные и пунктирные линии — оценки в модели промежуточного состояния, изложенной в п. 2, согласно [4].

Два члена в (10) существенно отличаются своей зависимостью от угла ϑ . Это связано с тем, что для краевой реакции амплитуды $f(\vartheta)$ представляют суперпозицию угловых гармоник с относительно небольшими частотами в интервале π/Δ (разница $l-L$ порядка Δ). Поэтому $f(\vartheta)$, а также $\beta(\vartheta)$ и $\alpha(\vartheta)$ плавно изменяются на угловых интервалах порядка π/L . В противоположность этому $\sigma_{\text{осц}}$ осциллирует на малых интервалах порядка π/L . Как видно из (13), эта компонента осциллирует приближенно как квадрат полинома Лежандра $P_L(\cos \vartheta)$ с некоторым сдвигом фазы осцилляций, равным $\psi(\vartheta)$, и амплитудой, которые более медленно изменяются с углом: быстрые осцилляции «несущей волны» модулируются относительно медленно изменяющейся амплитудой и фазой.

Из формул (12)—(13) видно, что амплитуда угловых осцилляций возрастает, когда $\beta(\vartheta)$ и $\beta(-\vartheta)$ близки по величине. Отсюда следует, что угловые осцилляции сечения достигают 100 %-ной величины для углов, близких к 0° и в области задних углов при ϑ , близких к 180° , так как в обоих случаях $\beta(\vartheta)$ и $\beta(-\vartheta)$ совпадают, согласно определению (9). Осцилляции исчезают, когда одна из этих величин значительно больше, чем другая. Пример увеличения амплитуды угловых осцилляций на малых углах показан на рис. 2.

Период угловых осцилляций осциллирующей части сечения (8) составляет величину порядка нескольких градусов или меньше даже в случае не очень тяжелых сталкивающихся ядер. Эти осцилляции не наблюдаются в опытах с недостаточным хорошим угловым разрешением, и тогда сечение совпадает с первым слагаемым в (10).

Если в существенной для реакции области значений l амплитуда

$$A_l = |A_l| \exp(i\delta_l) \quad (15)$$

является гладкой функцией l , причем такой, что A_l максимальна при $l \cong L$, то можно оценить $f(\vartheta)$, заменив суммы в (9) интегралами. Для таких приближенных значений введем обозначения

$$\bar{f}(\vartheta) = \int dl A_l \exp(i\delta_l + i(l-L)\vartheta) = \bar{f}(\vartheta) \exp(i\bar{\alpha}(\vartheta)). \quad (16)$$

Интеграл можно вычислить методом стационарной фазы. Для гауссовской формы

$$|A_l| \approx \exp\left(-\frac{(l-L)^2}{\Delta^2} + i\Phi(l-L) + \frac{1}{2}i\dot{\Phi}(l-L)^2 + \dots\right) \quad (17)$$

имеем

$$\bar{f}(\vartheta) = \left(\frac{\pi}{\Delta^2 - i/2\dot{\Phi}}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{(\Phi - \vartheta)^2}{\theta^2} - i\frac{\dot{\Phi} \cdot (\Phi - \vartheta)^2}{2\left(1 + \left(\frac{1}{2}\dot{\Phi}\Delta^2\right)^2\right)}\right), \quad (18)$$

где

$$\Phi = \frac{d\delta}{dl} \Big|_{l=L} \quad (19)$$

— классический угол рассеяния для прицельного параметра, отвечающего касательному столкновению ядер. Ширина максимума $\bar{f}(\vartheta)$, равная

$$\theta = \Delta^2 \left(1 + \left(\frac{1}{2}\dot{\Phi}\Delta^2\right)^2\right), \quad (20)$$

определяется параметром волновой дисперсии Δ и динамической дисперсией угла отклонения

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dl} \Big|_{l=L}. \quad (21)$$

Угол Φ приближенно равен углу кулоновского рассеяния для касательной траектории, но обычно несколько меньше этой величины из-

за отклонения уходящей ветви траектории к меньшим углам из-за ядерного притяжения. Гладкая часть углового распределения имеет максимум вблизи Φ и интенсивность рассеяния резко убывает при увеличении угла $\vartheta > \Phi$. Отметим, что форма углового распределения, в частности ширина максимума, возникает в значительной мере как волновой интерференционный эффект, хотя характерная дифракционная картина отсутствует в основной области углов рассеяния. Если угол $\Phi > \theta$, то в области углов, близких к Φ , величины $\beta(\vartheta)$ и $\beta(-\vartheta)$ отличаются значительно, и амплитуда угловых осцилляций мала в этой области углов, согласно (13). В реальных случаях параметр Δ , представляющий волновые свойства, составляет 3—10 единиц и сравним с параметром «классической» дисперсии Φ^{-2} .

Гауссовская форма (15) дает угловые распределения, которые слишком быстро, по сравнению с экспериментом, убывают на больших углах. Полезен поэтому также пример лоренцевской формы

$$A(l) = \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + (l-L)^2} \exp(i\Phi \cdot (l-L)), \quad (22)$$

для которой

$$\bar{\beta}(\vartheta) = e^{-i\Phi - \vartheta/\Delta}.$$

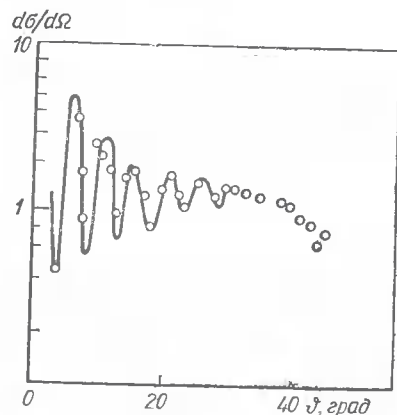
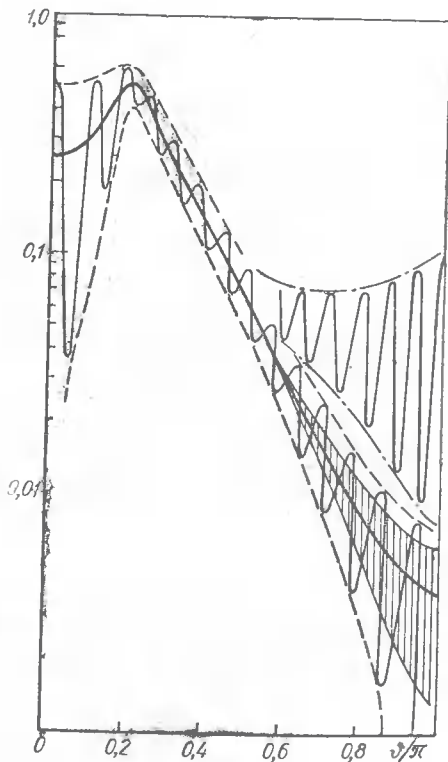


Рис. 2. Дифракционные осцилляции сечения рассеяния на малых углах. Угол рассеяния ϑ около 30° [5].

Рис. 3. Дифференциальное конкретное сечение квазиупругого рассеяния, усредненное по угловым и энергетическим осцилляциям (жирная сплошная линия). Тонкие пунктирные линии — пределы амплитуды угловых осцилляций, заштрихованная область — пределы амплитуды энергетических осцилляций сечения, сглаженного по угловым осцилляциям; штрихпунктирная линия — сечение, отнесенное к кулоновскому рассеянию. Расчет для лоренцевской амплитуды [22] (см. [6]).



Угловое распределение рассеянных частиц для такой модели краевого квазиупругого процесса схематически показано на рис. 3.

Характерным волновым эффектом является исчезновение «классического» максимума, когда угол краевого рассеяния Φ сравнивается с угловой шириной Θ . Это происходит при увеличении энергии столкновения, когда угол рассеяния для касательного столкновения уменьшается, или при увеличении роли ядерного притяжения. В результате наложения двух волн, огибающих края ядра, в этих условиях возникает центральный максимум интенсивности рассеяния при $\vartheta = 0$, хотя «классический» угол отклонения Φ заметно отличается от нуля. Это волновое явление хорошо известно в рассеянии тяжелых ионов.

Что касается осциллирующей с углом части сечения (13), то ее масштаб и зависимость от условий реакции удобно описать с помощью ϑ -амплитудной функции $w(\vartheta)$, определив последнюю как отношение разницы сечений в точках максимумов и минимумов к значениям сечения в максимумах,

$$w(\vartheta) = (\sigma(\vartheta_{\max}) - \sigma(\vartheta_{\min})) / \sigma(\vartheta_{\max}). \quad (23)$$

Из (10) — (13) получаем

$$w(\vartheta) = 4 / (2 + \xi + \xi^{-1}), \quad (24)$$

где

$$\xi = \beta(\vartheta) / \beta(-\vartheta). \quad (25)$$

Сечение реакции с учетом осциллирующего члена можно переписать теперь в виде

$$\sigma(\vartheta) = \bar{\sigma}(\vartheta) \left[1 + \frac{w(\vartheta)}{2 - w(\vartheta)} \sin((2L + 1)\vartheta + \psi(\vartheta)) \right]. \quad (26)$$

Как следует из исходной точной формулы (9), $w(\vartheta) = 1$ для $\vartheta = 0^\circ$ и $\vartheta = 180^\circ$, но последнее условие не выполняется для приближенной формулы (16), поскольку при углах ϑ , близких к 180° , полиномы Лежандра резко изменяются в зависимости от l , так как

$$P_l(180^\circ) = (-1)^l, \quad (27)$$

и сумму в (9) нельзя заменить интегралом без существенной потери точности. Поэтому приближение трапеций, которому соответствует замена суммы интегралом, непригодно для больших углов, и его точность нельзя улучшить использованием более точных полиномов

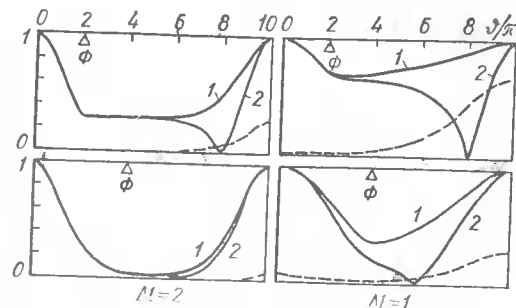


Рис. 4. Амплитудные функции для угловых и энергетических осцилляций (сплошные и пунктирные линии), рассчитанные для лоренцевской амплитуды [2]. Отмечен угол краевого рассеяния φ .

аппроксимаций, таких как формула Симпсона или другие подобные. Все такие приближения имеют степенную точность, хотя искомая величина является экспоненциально малой. Другая причина погрешности — непригодность асимптотического приближения (7) для полинома Лежандра при $\theta = 180^\circ$, но это относится только к углам, совсем близким к 180° ($\pi - \theta \leq \pi/L$), которые нас пока не интересуют.

Если амплитуда $A(l)$ — аналитическая функция ($A = A(l)$), можно получить более точный результат, просуммировав (9) с помощью формулы Пуассона, согласно которой

$$\sum_{l=l_1}^{l_2} g(l) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{l_1 - \frac{1}{2}}^{l_2 + \frac{1}{2}} g(l) \exp(2\pi i m l) dl.$$

Теперь

$$f(\vartheta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(2\pi i m L) f(\vartheta + 2\pi m). \quad (28)$$

Величина f определена, как в (16). Член с $m = 0$ в (10) соответствует обычному приближению, как показано выше. Поскольку интеграл (14) быстро убывает при больших углах, то в сумме (28) можно оставить только два слагаемых, с $m = 0$ и с $m = +1$ или -1 , последнее в зависимости от знака аргумента. Поэтому приближенно

$$f(\pm \vartheta) = \bar{f}(\pm \vartheta) + \exp(\mp 2\pi i L(E)) \bar{f}(\pm \vartheta \mp 2\pi). \quad (29)$$

Видно, в частности, что

$$f(\pi) = \exp(2\pi i L(E)) f(-\pi), \quad (30)$$

как это должно быть для точного соотношения. Условие $\xi = 1$ при $\theta = 0$ и 180° теперь удовлетворяется точно. На рис. 4 показаны примеры θ -амплитудной функции $\omega(\theta)$, вычисленные для лоренцевской амплитуды (22) с уточненной формулой (28). Величина $\omega(\theta)$ обращается в единицу при $\theta = 0$ и 180° (100 %-ная амплитуда угловых осцилляций), но мала вблизи классического угла рассеяния. Область глубоких угловых осцилляций тем шире, чем меньше угол краевого рассеяния Φ .

2. Энергетические осцилляции радарного сечения

В опытах последних лет обнаружено неожиданное и интересное явление — резкие осцилляции сечения рассеяния ядерных частиц назад («радарное рассеяние») тяжелых ионов, рис. 5). Осцилляции сечения рассеяния назад, рассматриваемого в зависимости от величины энергии столкновения, содержатся в уточненной формуле (28) для амплитуды сечения рассеяния $f(\theta)$, где определяется периодическая зависимость этой величины от значения краевого углового момента $L(E)$ [6].

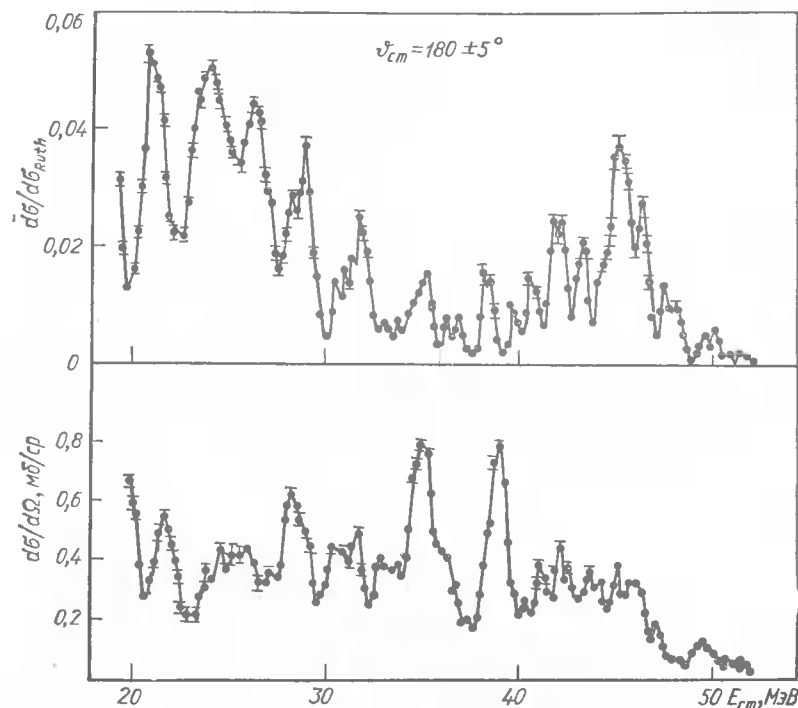


Рис. 5. Осцилляция радарного сечения упругого (вверху) и квазинупряго рассеяния ядер кислорода на кремнии [7].

Вместе с ней появляется периодическая зависимость сечения рассеяния от энергии E , от которой плавно зависит L . Периодическая зависимость от L видна и в исходной формуле (9) для $f(\theta)$. Если $A(l)$ максимально при $l = L$, то, когда $L(E)$ принимает целочисленные значения, величина $\sigma(\theta)$ увеличивается, так как возрастает величина диагонального члена суммы (9). Глубина осцилляций значительна, когда оба слагаемых в (30) сравнимы по величине. Это имеет место, когда крайовой угол рассеяния Φ мал ($\Phi < \theta$) и только для больших углов рассеяния, близких к 180° .

Период осциллирующего множителя в (28) соответствует приращению L на одну единицу, и этим определяется период энергетических осцилляций сечения. Изменение энергии столкновения связано с изменением величины краевого углового момента L соотношением

$$\delta E = \delta \left(\frac{\hbar^2 L^2}{2MR_{\text{вс}}^2} \right) = \frac{\hbar^2 L}{MR_{\text{вс}}^2} \delta L, \quad (31)$$

см. (1), (2). Если в (30) можно пренебречь зависимостью от энергии величины $f(\theta)$, то период энергетических осцилляций можно определить, если положить в формуле (31) $\delta L = 1$. Тогда получаем

$$\delta E = 2(E - V_C)/L(E). \quad (32)$$

Для не очень тяжелых сталкивающихся ядер, $E - V_C = 10 \div 15$ МэВ и при $L = 20-30$ единиц эта величина составляет $1-3$ МэВ. Заметим, что (31) в точности совпадает с правилом интервалов для вращательной энергии комплекса из двух соприкасающихся ядер. Величина

$$Z = \frac{\hbar^2}{2MR_{вз}^2} \quad (33)$$

— момент инерции комплекса. Совпадение масштаба величин (32) и (33) с вращательными характеристиками послужило поводом для интерпретации энергетических осцилляций радарного сечения, как бы связанных с вращательными уровнями промежуточной ядерной системы. Но, как это видно из изложенного, рассматриваемая «резонансная» структура сечения на больших углах не имеет отношения к вращению. Данное явление — типичный интерференционный эффект и более подходящей формой для условия резонансов, поэтому, было бы соотношение

$$\delta(R_{вз}/\lambda) \approx 1, \quad (34)$$

эквивалентное (32), но имеющее более «интерференционный» вид. Если в силу условий реакции амплитуда энергетических осцилляций сечения значительна, то дифференциальное сечение на больших углах является быстро осциллирующей функцией двух переменных и для ее исследования удобнее рассматривать сечение, сглаженное по одной из переменных. Сечение, сглаженное по угловым осцилляциям и вычисленное с уточненной амплитудой (28), имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(E, \vartheta) = \frac{1}{\pi L} \sum_{\varepsilon=\pm 1} \{ \bar{\beta}^2(\varepsilon\vartheta) + \bar{\beta}^2(\varepsilon(\vartheta - 2\pi)) + 2\bar{\beta}(\varepsilon\vartheta)\bar{\beta}(\varepsilon(\vartheta - 2\pi)) \times \\ \times \cos(2\pi L(E) - \bar{\psi}(\pi)) \end{aligned} \quad (35)$$

(см. (9), (14) и (16)).

Как и в случае угловых осцилляций, глубину энергетических осцилляций удобно характеризовать E -амплитудной функцией $v(\theta)$, которую определяем как отношение максимального и минимального значений усредненного по углу сечения, рассматриваемого как функция энергии при заданном угле θ . Получить удобное аналитическое выражение затруднительно, но это можно сделать, если, как обычно бывает, $\bar{\beta}(\theta) \gg \beta(-\theta)$. Амплитуда E -осцилляций определяется тогда как

$$v(\vartheta) = 4/(2 + \kappa + \kappa^{-1}), \quad (36)$$

где

$$\kappa = \bar{\beta}(\vartheta)/\bar{\beta}(\vartheta - 2\pi). \quad (37)$$

Как будет показано ниже, формулы (32)–(33) — точные для угла $\theta = 180^\circ$ (радарное сечение). Теперь легко определить условия, когда амплитуда энергетических осцилляций сечения рассеяния максимальна. Видно, что $v(\theta)$ возрастает на больших углах, когда θ и $\theta - 2\pi$ сравнимы, и поэтому особенно значительна в тех случаях, ког-

да угол краевого рассеяния Φ мал. На рис. 4 показан пример E -амплитуды колебаний сечения, рассчитанный с лоренцевским $A(l)$ (см. (21)) для двух значений угла краевого рассеяния Δ . Как и в случае θ -колебаний, амплитуда E -колебаний практически исчезает вблизи угла Φ , но невелика также и в области углов, близких к 180° . Амплитуда E -осцилляций для гладкого $A(l)$ приближается к единице только в том случае, если параметр Δ ширины $A(l)$ порядка единицы, т. е. если распределение $A(l)$ в действительности резкое. Такой вывод подтверждается анализом также и других примеров и приводит к мысли о возможной значительной роли флуктуативной части A_l для «резонансов» в области больших углов. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Некоторые опыты с тяжелыми ионами ставятся таким образом, что изучается с большой («квантовой») точностью непосредственно сечение рассеяния частиц на угол 180° (см., например, [6]). Учитывая, что квазиупругое рассеяние ядер назад является, как правило, волновым свойством, можно увидеть аналогию с рассеянием назад электромагнитных волн (радарное рассеяние). Изучению последнего посвящена значительная по объему литература. Интересно к проблеме возрос в последнее время в связи с использованием радарного облучения для изучения аэрозольных компонент атмосферы [8, 9]. На рис. 6 приведен пример рассчитанного сечения рассеяния назад электромагнитных волн (радарное сечение) в зависимости от отношения радиуса R рассеивающих центров к длине волны λ . Характерной особенностью являются глубокие осцилляции радарного сечения в зависимости от этой величины и можно усмотреть прямую аналогию этих осцилляций с энергетическими осцилляциями сечения квазиупругого рассеяния на большие углы. Например, условие для периода осцилляций ядерного рассеяния, записанное в форме (34), совершенно аналогично радарным осцилляциям рассеяния света. Общность волновой природы этих явлений не вызывает сомнений. Как и при рассеянии электромагнитных волн, эффект обусловлен интерференцией двух компонент волны, сдвинутых по фазе на величину, зависящую от отношения R/λ . В случае электромагнитных волн, это, в некоторых случаях, волна, огибающая рассеивающее тело и другая волна, отраженная непосредственно назад. В рассмотренном случае ядерного краевого рассеяния значительный эффект возникает, если амплитуда $A(l)$, (абсолютная величина или фаза), резко, на интервале $\delta l \sim 1$, изменяется. Интерферируют две компоненты волны, огибающие ядро, но с

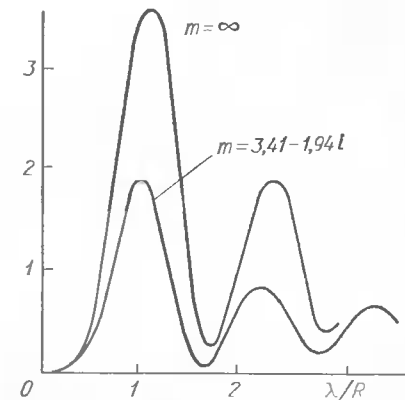


Рис. 6. Радарное сечение рассеяния электромагнитных волн малыми сферическими объектами (аэрозоли) в зависимости от длины волн света: m — комплексный показатель преломления [9].

четкой границей раздела, возможно, вызванного резким включением ядерного взаимодействия.

Поскольку в приведенных выше расчетах использовалось асимптотическое приближение для полиномов Лежандра, не пригодное для $\vartheta = 180^\circ$, то случай в прямом смысле радарного рассеивания нуждается в отдельном рассмотрении. Для угла $\vartheta = 180^\circ$ представим в (6) значение (27) для полиномов Лежандра, и амплитуду сечения назад получаем в виде

$$r(E) = \frac{1}{\pi L^2} \left| \sum_l (2l+1) A_l \exp(i\pi l) \right|^2. \quad (38)$$

Это точное квантовомеханическое выражение для радарного сечения совпадает со сглаженным по углу сечением рассеяния (11), экстраполированным к $\theta = 180^\circ$, хотя исходное приближение (7) для полиномов Лежандра неприменимо. Отсюда следует важный вывод о том, что колебания сечения рассеяния на угол 180° отражают колебания общей интенсивности рассеяния назад, и не связаны со случайным сдвигом фазы угловых осцилляций в этой области углов. Если A_l — аналитическая функция, то для вычисления суммы также воспользуемся формулой (27) и запишем

$$r(E) = \frac{1}{\pi L^2} \left| \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int dl \left(l + \frac{1}{2} \right) A(l) \exp(i\pi (2m+1) l) \right|^2. \quad (39)$$

Предполагая, как выше, что $A(l)$ стационарно около $l = L(E)$, оставляем в сумме по m только слагаемые с $m = 0$ и $m = -1$ и получаем для суммы (39) выражение вида

$$|\bar{\beta}(\pi) + \exp(2\pi i L(E)) \bar{\beta}(-\pi)|^2, \quad (40)$$

где $\bar{\beta}(\pi)$ определено в (16). Величины $\bar{\beta}(\pi)$ и $\bar{\beta}(-\pi)$ плавно зависят от энергии, а радарное сечение

$$r(E) = \frac{4}{\pi} \{ |\bar{f}(\pi)|^2 + |\bar{f}(-\pi)|^2 + 2 \operatorname{Re}(\exp(2\pi i L(E)) \bar{f}(\pi) \bar{f}(-\pi)) \} \quad (41)$$

осциллирует с периодом E , который приближенно определяется условием (32) — (34). С помощью обозначений (16) запишем

$$r(E) = \frac{4}{\pi} \{ \bar{\beta}^2(\pi) + \bar{\beta}^2(-\pi) + 2\bar{\beta}(\pi) \bar{\beta}(-\pi) \cos(2\pi L(E) - \bar{\psi}(\pi)) \}. \quad (24)$$

Представленные аргументы весьма общие, и можно ожидать, что осциллирующая зависимость радарного рассеяния от энергии частиц является характерной чертой волнового рассеяния ядерных частиц назад, в аналогии с радарным рассеянием электромагнитных волн.

3. Структура ядра и радарное рассеяние тяжелых ионов

Несмотря на привлекательность интерпретации «резонансных» явлений на больших углах как волнового интерференционного эффекта, некоторые данные свидетельствуют все же о недостаточности такого описания. Так, если использовать оценку (4) для характерного интервала парциальных волн в квазиупругой реакции, то при гладком $A(l)$ коэффициенты $\beta(\vartheta)$ убывают настолько быстро, что дифференциальные сечения на задних углах получаются слишком малыми, чтобы совместить их с известными экспериментальными данными. При гладком $A(l)$ наблюдаемую на опыте относительную интенсивность рассеяния порядка 10^{-2} — 10^{-3} можно получить только предположив, что $A(l)$ имеет область резкого изменения порядка $\delta l \approx 1$.

Не бесспорно и предположение об исключительно краевом механизме квазиупругого рассеяния. На больших углах общая интенсивность упругого и квазиупругого рассеяния мала, как мала вероятность для любого выделенного квантового канала в многочастичной ядерной реакции. Поэтому относительно значительный вклад могут в принципе дать и лобовые столкновения, которые приводят к сложному перераспределению частиц и перемешиванию квантовых каналов. Как правило, такие события завершаются образованием неустойчивой составной системы, которая сильно отличается от исходных ядер, но и в этом случае с какой-то небольшой вероятностью, при распаде системы могут образоваться такие конечные продукты, как и при квазиупругом краевом столкновении. Для описания такого процесса парциальная амплитуда A_l протягивается в сторону меньших l (имеет «шельф»). Далее, из-за многочастичного характера взаимодействия двух сталкивающихся ядер амплитуда A_l может содержать компоненты, нерегулярно зависящую от l . Между тем даже относительно небольшая по величине, но флуктуативная часть амплитуды может оказаться существенной для сечения реакции на больших углах: как отмечалось, при плавно изменяющейся амплитуде на больших углах происходит взаимное погашение парциальных волн, приводящее к экспоненциально малой величине сечения реакции. На этом фоне на больших углах проявлялась бы именно флуктуативная компонента. Наконец, зависимость парциальных амплитуд от энергии и углового момента может приобрести резонансный характер, если в квазиупругом канале образуется промежуточное квазиустойчивое состояние. Эти возможности были рассмотрены в [4, 10, 11].

Имеющиеся опытные данные в той или иной мере подтверждают эти различные механизмы. Так, модель исключительно краевого механизма встречает определенную трудность в объяснении весьма хаотических угловых осцилляций сечения на больших углах. Действительно, если, как в краевой реакции, угловое распределение частиц на больших углах формируется сложением относительно небольшого числа волн ($\Delta l \ll l$), то угловое распределение всегда получается весьма регулярным, с плавно изменяющейся с углом амплитудой осцилляций. Вполне очевидно поэтому, что угловые распределения,

подобные приведенному на рис. 6, свидетельствуют о присутствии, хотя относительно небольшого, но существенного для сечения на больших углах вклада малых прицельных параметров, т. е. о наличии шельфа A_l . Поэтому данные о детальной форме углового распределения имеют принципиальное значение. Однако они нуждаются в тщательной проверке.

Большой интерес для выяснения механизма взаимодействия сложных ядер представляет модель резонансного промежуточного состояния. По аналогии с взаимодействием двух атомов такое состояние может возникать как результат обменного нуклонного взаимодействия, приводящего к образованию нуклонных термов, общих для обоих ядер [4, 12]. Для такого процесса парциальная амплитуда A_l может быть представлена в виде

$$A_l = A(l) \left(1 + \frac{2p}{1-iz} \right), \quad (43)$$

где $A(l)$ — гладкая амплитуда, характерная для краевой реакции, а $z = 2(E_{\text{рад}} - E_0)/\Gamma$.

$$\text{Здесь} \quad E_{\text{рад}} = \hbar^2(L^2 - l^2)/2MR_{\text{вз}}^2 \quad (44)$$

— энергия радиального движения в момент соприкосновения ядер. Эта величина представляет избыток энергии системы над эффективным барьером радиального движения,

$$B_{\text{эфф}} = B_l + \hbar^2 l^2 / 2MR_{\text{вз}}^2, \quad (45)$$

а также совпадает с так называемой «энергией возбуждения над иррастлинией». Энергия (44) представляется при этом как энергия внутреннего возбуждения: из полной энергии вычтена энергия коллективного движения, вращения ядерного комплекса как целого. Таким образом, в (43) предполагается, что важной величиной, которая определяет резонансное поведение, является радиальная часть относительной энергии, как наиболее тесно связанная с внутренними нуклонными степенями свободы. Ширина промежуточного состояния Γ в (43) и энергия E_0 — параметры. Последняя предположительно имеет величину порядка расстояния между нижними возбужденными состояниями ядра порядка сотен килоэлектронвольт.

Когда образуется такое промежуточное состояние при положительной энергии ($E_0 > 0$), то по крайней мере для взаимодействия не очень тяжелых ядер, преимущественным каналом его распада является слияние двух ядер. Обратный распад становится значительным только, если E_0 отрицательное, не резонирующее состояние находится тогда под барьером, и вероятность его возбуждения уменьшается. Величина Γ — энергетическая ширина входного состояния, связанная как обычно с его временем жизни $\tau = \hbar/\Gamma$. Основная зависимость резонансного фактора в (43) от углового момента содержится в величине $E_{\text{рад}}$, однако амплитуда резонанса p также может зависеть от l , причем возможна случайная зависимость.

Подставляя (44) в (43), видим, что резонансный фактор в действительности определяется только двумя безразмерными величинами, а именно

$$\gamma = \Gamma/(\hbar^2/2MR_{\text{вз}}^2); \quad (46)$$

$$\epsilon_0 = E_0/\Gamma. \quad (47)$$

Амплитуда упругого канала p в (44) содержит проницаемость эффективного барьера и обращается в нуль для $l > L$. Она обращается в нуль также и для малых значений l , когда $E_{\text{рад}}$ положительное и велико. Эти особенности p нетрудно учесть, но дело осложняется тем, что p как амплитуда промежуточного состояния, является комплексной величиной. Конкретные расчеты показывают, что

$$p = u_l (1 - a^2(l)), \quad (48)$$

где u_l — случайное комплексное число с дисперсией s и средним значением

$$u = p \exp(iq). \quad (49)$$

В (48)

$$a(l) = \frac{1}{1 + \exp(x)}, \quad x = (L^2 - l^2)/2Ld. \quad (50)$$

Параметр d определяет наклон $a(l)$ в краевой области. Форма p -амплитуды, определенной, согласно (48), соответствует приведенным физическим аргументам. Параметры s , p , q определяют детальные свойства амплитуды. Существенно, что параметризация парциальной амплитуды в форме (43)—(50) определяет как угловую, так и энергетическую зависимость дифференциального сечения квазиупругого ядерного столкновения. Может показаться, что такая параметризация амплитуды сложная и содержит слишком много свободных параметров, относительно которых известен только порядок их величины. Однако расчеты показали, что основные результаты определяются качественными особенностями резонансного приближения для амплитуды с параметрами, отвечающими физической сути модели.

Результаты некоторых расчетов показаны на рис. 1. Данные относятся к упругому рассеянию ядер кислорода (^{16}O) на кремнии (^{28}Si), и расчеты проводились по формулам, учитывающим кулоновское рассеяние для больших прицельных параметров [4]. В нижней части рисунка показаны угловые распределения, вверху — радарное сечение, в зависимости от краевого углового момента $L(E)$. Жирные линии — данные эксперимента. Видно, что модель промежуточного состояния может объяснить эти данные, тогда как с другими рассмотренными моделями близкое согласие получить не удается. В то же время, остается заметное расхождение в отношении детальной формы углового распределения на больших углах. Хаотическая форма углового распределения указывает на вклад большого интервала прицельных параметров, но, как отмечалось, эти экспериментальные данные, возможно, еще недостаточно точны.

4. Макроскопическое описание

Во введении отмечалось радиальное отличие опытов с «плохим» разрешением квантовых каналов от «квантовых» опытов. Различие имеет принципиальный характер в том отношении, что именно при усреднении по многочисленным квантовым каналам взаимодействия, неразрешимым в классическом макроскопическом опыте, происходит переход к классическому описанию [13]. Таким образом, приходится отличать полуклассическое приближение квантовой теории, неразрывно связанное с использованием статистических элементов и усреднение по большому числу квантовых состояний, от квазиклассики, где обычно в пределе больших квантовых чисел ставится задача приближенного описания именно определенных квантовых состояний.

Исходная квантовая формула для амплитуды дифференциального сечения не отличается от (5), где индекс τ отличает определенный квантовый канал реакции (A_i^τ) в дополнение к относительному угловому моменту l . Каналы с различными угловыми моментами возбуждаются когерентно, согласно (6), и состояние системы не отвечает определенному значению углового момента. Далее в прямых ядерных реакциях, для которых характерны анизотропные угловые распределения, даже в пределе очень сложных систем и запутанного механизма реакции амплитуды A_i^τ не в полной мере хаотически зависят от l .

Рассмотрим сечение реакции, усредненное на некотором энергетическом интервале, который включает большое число неразрешенных каналов реакции,

$$\bar{\sigma}(\bar{\tau}, \theta) = \langle d^2\sigma/d\tau d\Omega \rangle^\tau \quad (51)$$

(см. (5)). Здесь $\bar{\tau}$ — усредненные характеристики канала реакции, например, средняя энергия столкновения, угловые моменты начальных и конечных ядер и др. Усредненное сечение получаем усреднением по каналам τ квадрата амплитуды (6)

$$\bar{\sigma}_{\text{макр}} = \sum_{ll'} c(l, l') \exp(i(\bar{\alpha}_l - \bar{\alpha}_{l'})) P_l(\cos \theta) P_{l'}(\cos \theta). \quad (52)$$

Здесь появляется l -корреляционная матрица парциальных амплитуд

$$\langle A_i^\tau A_j^{\tau*} \rangle = c(l, l') \exp(i(\bar{\alpha}_l - \bar{\alpha}_{l'})), \quad (53)$$

и вводится усредненная по каналам τ фаза $\bar{\alpha}_l$ парциальной амплитуды A_i ,

$$\alpha_i^\tau = \bar{\alpha}_l + \delta\alpha_i^\tau. \quad (54)$$

В макроскопическом пределе большого числа частиц, который здесь рассматриваем, среднее значение каждой парциальной амплитуды равно нулю; предположительно, фаза α_i каждой амплитуды изменяется значительно на величину порядка π от канала к каналу τ . В (52) $c(l, l')$ — корреляционная матрица квантовых парциальных амплитуд. Если предположить, что парциальные амплитуды соседних каналов не коррелированы, то

$$c(l, l') \propto \delta_{ll'}, \quad (55)$$

а это ведет к известному выражению для однородного углового распределения частиц из вращающихся составных ядер, образовавшихся при слиянии двух сталкивающихся ядер, вида $1/\sin \theta$. Действительно, согласно (52), сечение реакции представляется тогда как сумма квадратов полиномов Лежандра, а сечение на единицу телесного угла в макроскопическом пределе приближается к указанной простой зависимости. Но вполне очевидно, что это предел большого времени существования промежуточного ядерного комплекса, образовавшегося при столкновении двух ядер, перед распадом он успевает совершить один или более оборотов. «Прямые реакции» имеют место и в классической физике. Характерной величиной является отношение времени образования определенных конечных состояний, или отношение времени распада по определенному макроскопическому каналу к периоду вращения. Для макроскопических прямых ядерных реакций необходимы некоторая когерентность и интерференция парциальных волн. Видно также, что параметр χ длины l -корреляции определенным образом связан с временем реакции. Так как в реакциях с тяжелыми ионами угловые моменты обычно велики (L порядка нескольких десятков единиц), то можно использовать предположение об относительной малости χ по сравнению с l . Макроскопическое сечение (52) преобразуем, используя асимптотическое соотношение для полиномов Лежандра,

$$P_l(\cos \theta) P_{l'}(\cos \theta) = \frac{1}{\pi l l' \sin \theta} (\cos \lambda \theta - \sin((2\bar{l} + 1)\theta)), \quad (56)$$

где

$$\lambda = l - l', \quad \bar{l} = \frac{1}{2}(l + l').$$

Пренебрегая пока вторым, быстро осциллирующим слагаемым в (56), запишем

$$\bar{\sigma}_{\text{макр}}(\bar{\tau}, \theta) = 2 \int_0^{\infty} \bar{l} d\bar{l} \omega(\bar{\tau}, \bar{l}) d(\Phi(\bar{\tau}, \bar{l}), \theta), \quad (57)$$

где угловая функция

$$d(\Phi, \theta) = \sum_{\lambda=-2\bar{l}}^{2\bar{l}} \cos(\lambda\theta) c(\bar{l}, \lambda) \exp(i\Phi\lambda) \approx \quad (58)$$

$$\approx \sum_{\lambda=-2\bar{l}}^{2\bar{l}} \cos(\lambda\theta) k(\bar{l}, \lambda) \exp(i\Phi_{\text{эф}}\lambda). \quad (59)$$

Здесь

$$\Phi(\bar{l}) = \left. \frac{\partial \bar{\alpha}_l(l)}{\partial l} \right|_{l=\bar{l}} \quad (60)$$

аналогично (19), так что

$$\bar{\alpha}(l) - \bar{\alpha}(l') \approx \Phi(\bar{l})(l - l'). \quad (61)$$

Корреляционная функция представлена в форме

$$C(\bar{l}, \lambda) = K(\bar{l}, \lambda^2) \exp(i\chi(\bar{l}, \lambda)), \quad (62)$$

где K — вещественное. Так как матрица C — эрмитова, то $\chi(\bar{l}, \lambda) = -\chi(\bar{l}, -\lambda)$, а K зависит от $|\lambda|$. Величины W и D — вещественные. Величина $\Phi_{\text{эф}}$ в (58) определена как

$$\Phi_{\text{эф}}(\bar{l}) = \Phi(\bar{l}) + \Phi'(\bar{l}), \quad (63)$$

где

$$\Phi'(\bar{l}) = \frac{\partial \chi}{\partial \bar{l}}. \quad (64)$$

Величина Φ' представляет дисперсию из-за многочастичного ядерного взаимодействия. Не нарушая общности, можно нормировать K так, чтобы

$$K(\bar{l}, 0) = 1. \quad (65)$$

Тогда

$$\int_0^\pi D(\Phi, \vartheta) d\vartheta = \pi, \quad (66)$$

а величину $W(\bar{\tau}, \bar{l})$ в (57) можно интерпретировать как интегральную вероятность реакции в макроскопическом канале $(\bar{\tau}, \bar{l})$. Как легко непосредственно убедиться, формулы (57)—(58) являются точными для $\vartheta = 180^\circ$, несмотря на использование асимптотики (6) для полиномов Лежандра.

Функция $D(\Phi, l)$ определяет угловое распределение продуктов ядерной реакции для данного параметра столкновения \bar{l} . Для прямой реакции, когда χ порядка нескольких единиц или более, угол рассеяния ϑ совпадает с Φ . Поэтому в соответствии с определением (60), угол Φ интерпретируется как угол макроскопического потенциального рассеяния для прицельного параметра, которому отвечает угловой момент \bar{l} . В пределе механики $\Phi_{\text{эф}}$ однозначно определяется параметром столкновения \bar{l} и макроскопическими (усредненными) характеристиками канала реакции $\bar{\tau}$.

Ширина ϑ -распределения в (58, 59) порядка $1/\chi$, где χ — длина l -корреляции $C(l, l')$ и это позволяет связать χ с временем жизни t промежуточной составной системы. Действительно макроскопически ширина углового максимума равняется ωt , где $\omega(l)$ — угловая частота вращения. Поэтому χ — порядка $1/\Omega$, где

$$\Omega = \omega t \approx \frac{i\hbar}{J} \quad (67)$$

— угол поворота системы за время реакции. Такая же оценка следует из условия квантовой механики, что поперечное сечение должно быть нечувствительно к изменению энергии вращения, если последнее мень-

ше, чем энергетическая ширина промежуточного состояния,

$$|\Delta E_{\text{пр}}(l)| \leq \Gamma = \frac{\hbar}{t}. \quad (68)$$

Форму корреляционной функции $C(l, l')$ можно связать с предполагаемым механизмом взаимодействия ядер. Так можно отличать флуктуативную реакцию, когда время реакции статистически разбросано около среднего значения. Такому механизму может соответствовать лоренцевская форма $K(\bar{l}, \lambda)$,

$$C(l, l') = \frac{\chi^2}{\chi^2 + \lambda^2} \exp(i\lambda\Phi'(L)), \quad (69)$$

когда K , как функция λ , имеет полюс, расположенные симметрично относительно вещественной оси. Функция угловой дисперсии (58) получается в этом случае равной

$$D(\Phi, \vartheta) = \frac{\pi}{\Omega \operatorname{sh}(\pi/\Omega)} \begin{cases} \operatorname{ch}[(\pi - |\Phi_{\text{эф}}|)/\Omega] \operatorname{ch}(D/\Omega), & \vartheta < |\Phi_{\text{эф}}|, \\ \operatorname{ch}(\Phi_{\text{эф}}/\Omega) \operatorname{ch}[(\pi - \vartheta)/\Omega], & \vartheta > |\Phi_{\text{эф}}|, \end{cases} \quad (70)$$

где $\Omega = 1/\chi$. Другое предположение — быстрое образование промежуточной системы, которая затем распадается по экспоненциальному закону с некоторым средним временем жизни. В этом случае t — время ожидания распада. Из-за вращения разброс приведет к веерообразному распределению продуктов реакции в пространстве, следствием чего является своеобразная односторонняя форма дисперсионной функции $D(\Phi, \vartheta)$. Для такой реакции

$$C(l, l') = \frac{\chi}{\chi + i\lambda} = \frac{\chi}{(\chi^2 + \lambda^2)^{1/2}} \exp(i \operatorname{arctg}(\lambda/\chi)) \quad (71)$$

и имеет полюс при $\lambda = i\chi$, а

$$D = \frac{\pi}{\Omega \operatorname{sh}(\pi/\Omega)} \begin{cases} \exp((\varepsilon\pi - \Phi)/\Omega) \operatorname{ch}(\vartheta/\Omega), & \vartheta < |\Phi|, \\ \exp(-\Phi/\Omega) \operatorname{ch}((\pi - \vartheta)/\Omega), & \vartheta > |\Phi|, \end{cases} \quad (72)$$

где $\varepsilon = \operatorname{sgn} \Phi$. Отметим тождество

$$D(\Phi \pm \pi, \pi - \vartheta) = D(\Phi, \vartheta). \quad (73)$$

Формулы (70) и (72) получены непосредственно вычислением суммы (59) при $\bar{l} \rightarrow \infty$. Более простые выражения получаются при замене суммы по ϑ интегралом, но они не точны при ϑ , близком к 180° или при малой дисперсии χ . На рис. 7 показаны примеры дисперсионных функций (70), (72), а на рис. 8 — угловые распределения. Видно, как

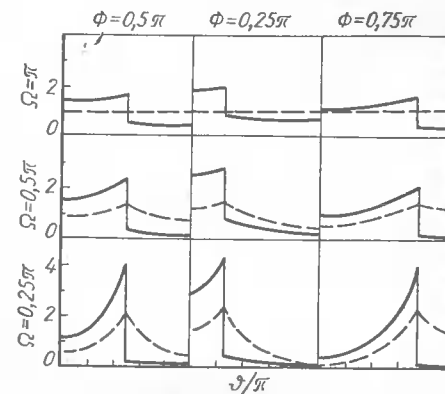


Рис. 7. Примеры угловых дисперсионных функций $D(\Phi, \theta)$, согласно (70) (пунктир) и (72) (сплошные линии). Указаны значения параметров, угла краевого рассеяния $\Phi_{\text{эф}}$ и угла поворота промежуточной системы Ω (см. (67)).

угловое распределение переходит в однородное, когда угол поворота Ω промежуточной системы приближается к ϑ . Другие случаи анализируются в [13]. Сравнение с экспериментальными данными [14] о глубоконеупругом рассеянии тяжелых ионов проведено в [15]. Расчет сравнивается с данными опыта для неупругой ядерной реакции двух тяжелых ядер, $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$, при начальной энергии ионов ксенона $E_i = 1130$ МэВ (рис. 8). Угловые распределения показаны в виде поверхности рельефа сечения реакции как функции угла рассеяния ϑ и энергии конечных продуктов E_f . Зависимость времени реакции t (см. (67)) от E_f и углового момента столкновения бралась в виде

$$t = t_0 (1 - \bar{l}/L) (1 - E_f/E_i). \quad (74)$$

Согласно такому приближению, t обращается в нуль для краевой реакции ($\bar{l} = L$) и для упругого рассеяния ($E_i = E_f$). Константа соответствует времени распада составного ядра: $T_0 = 1,66 \cdot 10^{-20}$ с соответствует энергетической ширине состояния порядка 0,1 эВ. Как видно из сравнения, в рамках простой макроскопической модели удается достичь вполне удовлетворительного описания.

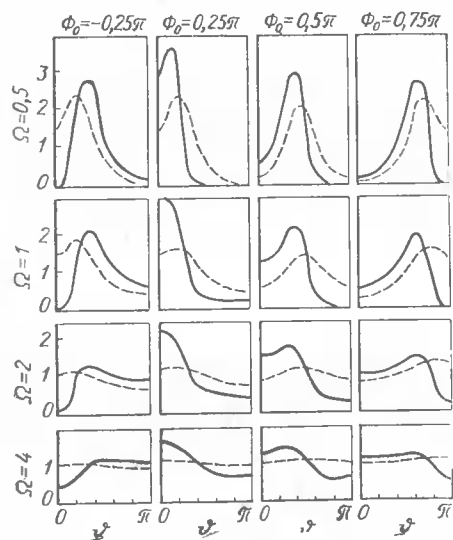
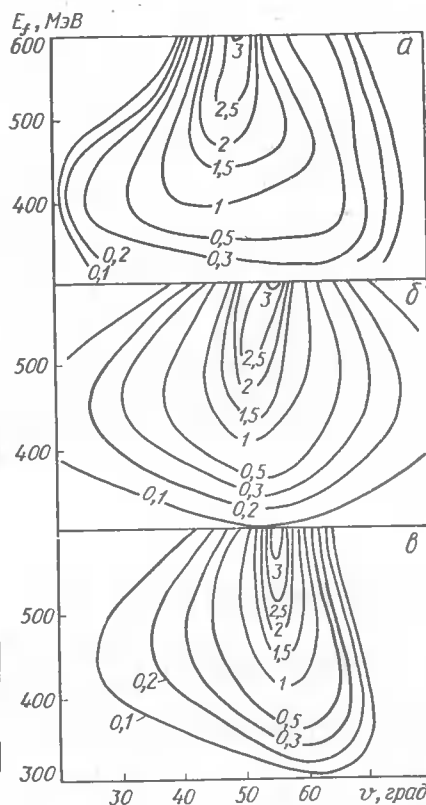


Рис. 8. Примеры угловых распределений для полюсной (71) (сплошные линии) и лоренцевской (69) корреляционных функций.

Рис. 9. Двухмерная контурная диаграмма двойного дифференциального сечения $d^2\sigma(E, \vartheta)/d\Omega dE_f$. Величина сечения нормирована по сечению в максимуме: а — эксперимент; б — расчет для дисперсии (69); в — расчет для дисперсии (71).



Макроскопическое дифференциальное сечение реакции может включать также и компоненту, быстро осциллирующую с углом. Такой член был опущен выше, так как предполагалось, что макроскопическое усреднение включает также и усреднение по угловым осцилляциям углового распределения, частота которых порядка π/L и увеличивается в макроскопическом пределе $\hbar \rightarrow 0$. В этом смысле угол рассеяния ϑ также рассматривался как макроскопическая величина. Однако усреднение по каналам реакции не обязательно связано с усреднением по угловым осцилляциям, и в таком случае интерес представляет и осциллирующая компонента τ -усредненного сечения (52). Чтобы получить осциллирующую часть сечения, подставляем в (52) второе слагаемое (56). Получаем

$$\sigma_{(\text{макр})}^{(\text{осц})} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \bar{l} d\bar{l} \bar{W}(\bar{l}) D(\Phi, 0) \sin((2\bar{l} + 1)\vartheta), \quad (75)$$

где

$$D(\Phi, 0) = \sum_{\lambda=-2\bar{l}}^{2\bar{l}} C(\bar{l}, \lambda) \exp(i\Phi_{\vartheta\Phi} \lambda) \quad (76)$$

— значение дисперсионной функции (58), (59) при $\vartheta = 0$. Для вычисления (76) можно перейти к интегрированию, если $0 < \vartheta \leq \pi/2$. Для этого следует сначала использовать симметрию этого выражения относительно $\vartheta = 90^\circ$. Амплитуда колебаний $\sigma_{(\text{макр})}^{(\text{осц})}$ максимальна для рассеяния вперед и назад и резко убывает для средних углов. Угловая ширина ϑ -амплитудной функции, очевидно, связана с l -шириной парциальной вероятности реакции $W(\bar{l})$, и в этом отношении имеется аналогия с осцилляциями квантового сечения, рассмотренного выше.

Выводы. Сочетание классических макроскопических черт с волновыми и квантовыми свойствами является характерной особенностью ядерных реакций с тяжелыми ионами, причем в зависимости от условий эксперимента могут проявляться те или иные свойства. В этом отношении тяжелые ионы — уникальный физический объект и их изучение проливает свет на немаловажный и, вероятно, еще не решенный вопрос о связи макро- и микротеорий малых систем частиц.

1. Strutinsky V. M., Vydrug-Vlasenko S. M. Helicity representation for deep inelastic collisions of heavy ions // Z. Phys. A.— 1980.— 292.— P. 281—285.
2. Strutinsky V. M. A T1—59 Model for Nuclear Reactions Between Complex Nuclei // Ibid.— 290.— P. 377.
3. Broun-Munzinger P., Berkowitz C. M., Gai M. et al. // Phys. Rev. C.— 1981.— 24.— P. 1010.
4. Струтинский В. М. Резонансное взаимодействие тяжелых ионов в радарном рассеянии // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1983.— 47.— С. 11—17.
5. Baltz A. J., Kahan S. Diffractive behavior in heavy ion induced reactions // Phys. Rev. C.— 1978.— 17.— P. 555—568.
6. Strutinsky V. M. Diffraction at Backangles // Z. Phys. A.— 1978.— 289.— P. 65—78.
7. Braun-Munzinger P., Barrette J. Dynamical aspects of large angle heavy ion scattering // Phys. Repts.— 1982.— 87.— P. 209—258.
8. Van der Hulst H. C. Light scattering by small particles.— New York: John Wiley, 1957.— 217 p.

9. *Deirmandjijan D.* Electromagnetic scattering of spherical polydispersions.— New York : Elsevier, 1969.— 189 p.
10. *Strutinsky V. M.* T1—59 model for nuclear reactions with heavy ions // *Z. Phys. A.*— 1979.— 290.— P. 377—384; 1981.— 299.— P. 177—181.
11. *Strutinsky V. M., Kun S. Yu.* T1—59 model for radar scattering of heavy ions // *Z. Phys.*— 1981.— 299.— P. 347—352.
12. *Денисов В. Ю.* Квазирезонансный обмен нуклонами при рассеянии тяжелых ионов // *Ядер. физика.*— 1984.— 39.— С. 825—830.
13. *Strutinsky V. M.* Coherent and statistical features in the heavy ion reactions // *Z. Phys. A.*— 1978.— 286.— P. 77—85.
14. *Волков В. В.* Ядерные реакции глубоконеупругих передач.— М. : Энергия, 1982.— 176 с.
15. *Выдрук-Власенко С. М., Константинов В. Д.* Эффект статистических корреляций амплитуд в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов // *Ядер. физика.*— 1982.— 32.— С. 1405—1412.

УДК 539.172.17

В. К. Тартаковский

КИЕВСКИЙ ГОСУНИВЕРСИТЕТ им. Т. Г. ШЕВЧЕНКО, КИЕВ

ДИФРАКЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

А. Г. Ситенко подвел итог многолетних исследований по дифракционному взаимодействию адронов и сложных частиц с атомными ядрами [1], в которые сам автор книги внес большой вклад, причем в ряде вопросов дифракционной ядерной теории этот вклад оказался решающим. Как известно, дифракционные явления при столкновении частиц проявляются в случае малости длины волны их относительного движения по сравнению с размерами области взаимодействия. В отличие от оптической дифракции характерной особенностью дифракционного рассеяния сильновзаимодействующих частиц с ядрами является наличие неупругих дифракционных процессов, большое разнообразие которых имеет место при взаимодействии сложных частиц с ядрами. Процессы неупругого дифракционного рассеяния сложных частиц ядрами теоретически начали изучать еще в конце 40-х и начале 50-х годов, когда Р. Сербер впервые указал на возможность процессов срыва при взаимодействии дейтронов с ядрами, а А. И. Ахиезер, А. Г. Ситенко и независимо от них Е. Л. Фейнберг, а также Р. Дж. Глаубер предсказали явление дифракционного расщепления дейтронов при рассеянии их на ядрах. Спустя несколько лет эти явления были обнаружены экспериментально. (Достаточно полный список оригинальных работ по дифракционному взаимодействию частиц с ядрами приведен в [1]). Общая теория дифракционного взаимодействия сложных частиц с ядрами была развита А. Г. Ситенко и независимо Р. Дж. Глаубером, а использованный в теории метод описания дифракционных процессов таких частиц с ядрами носит имя этих двух авторов.

В настоящей статье кратко рассмотрены некоторые из полученных ранее результатов в работах, в которых принимал участие автор, а

также и новые данные, полученные им в последнее время, посвященные в основном процессам дифракционного расщепления и срыва при рассеянии сложных частиц ядрами, а также явлениям поляризации при дифракционном рассеянии и расщеплении частиц в поле ядра.

В работе [2], в которой изучалось дифракционное взаимодействие дейтронов с полупрозрачными ядрами с диффузным краем, в частности, показано, что сечение дифракционного расщепления дейтрона уменьшается с ростом прозрачности ядра и ростом диффузности его края. Поскольку общие формулы довольно громоздкие, приведем выражения для сечения дифракционного расщепления в некоторых предельных случаях, из которых ясно виден сам эффект. Используем следующее простое выражение для профилирующей функции $\omega(\rho)$, описывающей взаимодействие нуклона, входящего в состав дейтрона, с ядрами в дифракционном приближении (ρ — прицельный параметр)

$$\omega(\rho) = \begin{cases} \beta, & \rho \leq R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta, \\ \beta \exp \left\{ -\frac{4}{\pi \Delta^2} \left(\rho - R + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right)^2 \right\}, & \rho > R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta. \end{cases} \quad (1)$$

Параметр $\beta < 1$ характеризует прозрачность ядра (для черного ядра $\beta = 1$), а Δ — размытость его края. Радиус ядра R определяется как расстояние от центра ядра до точки наибольшего спада функции $\omega(\rho)$, в которой вторая производная от $\omega(\rho)$ обращается в нуль. Для ядра с резким краем $\Delta \rightarrow 0$, при этом радиус области ядра с постоянными оптическими свойствами будет совпадать с радиусом ядра R .

Если радиус дейтрона R_d значительно меньше радиуса ядра R , но $\Delta \ll R_d$, сечение дифракционного расщепления дейтрона будет представляться простым выражением

$$\sigma_d = \pi (\sqrt{2} - 1) \left(1 - \beta + \frac{\beta^2}{2} \right) \beta^2 R \left(R_d - \frac{\pi}{\sqrt{2}} \Delta \right), \quad (2)$$

из которого хорошо видно, что сечение σ_d уменьшается с ростом прозрачности (с уменьшением параметра β) и увеличением диффузности края ядра, т. е. с увеличением параметра Δ . Считая теперь, что R_d значительно меньше R и Δ , для сечения дифракционного расщепления дейтрона на черном ядре получим формулу

$$\sigma_d = \frac{\sqrt{2} - 1}{2} \pi \left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right) R_d, \quad (3)$$

откуда также виден быстрый спад сечения σ_d с увеличением параметра Δ . В этом приближении $R_d \ll R$, Δ , но для прозрачного ядра

$$\sigma_d = (\sqrt{2} - 1) \left(1 - \beta + \frac{\beta^2}{2} \right) \beta^2 \pi \left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right) R_d + \frac{1 - \beta}{\sqrt{2}} \beta^2 \pi^2 \left(R - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Delta \right) \Delta. \quad (4)$$

Последнее выражение для сечения σ_d указывает на то, что в ряде случаев, в частности, когда β не близко к единице, зависимость σ_d от параметра Δ может быть довольно сложной.

Для магических, и особенно дважды магических ядер, параметр диффузности Δ должен быть минимален, поэтому сечение дифракционного расщепления дейтрона на таких ядрах должно быть заметно больше, чем на соседних (немагических) ядрах. Предсказанная теоретически в [2] немонотонная зависимость сечения дифракционного расщепления дейтронов от массового числа была затем обнаружена экспериментально.

Сложным образом зависит от прозрачности ядра сечение реакции срыва при рассеянии дейтронов ядрами. Для полупрозрачного ядра с резким краем ($\Delta = 0$) сечение срыва нейтрона в случае $R_d \ll R$ с учетом конечного радиуса действия ядерных сил r_0 в дейтроне будет

$$\sigma_n = \beta(2 - \beta)(1 - \beta)^2 \pi R^2 + \beta^2(2 - \beta)^2(1 + \alpha r_0) \sigma_n^{(0)}, \quad \alpha = \frac{\sqrt{Me}}{\hbar}, \quad (5)$$

где e — энергия связи дейтрона; M — масса нуклона. Последнее выражение сильно отличается от сечения срыва нейтрона $\sigma_n^0 = \frac{\pi}{2} RR_d$

на черном ядре ($\beta = 1$) с нулевым радиусом действия сил. Сечение срыва в отличие от сечений других дифракционных процессов может возрасти с увеличением прозрачности (уменьшением параметра β), что обусловлено первым слагаемым в (5), пропорциональным R^2 , и объясняется тем, что для полупрозрачного ядра срыв может произойти и тогда, когда оба нуклона, составляющие дейтрон, попадают в область ядра.

Экспериментально были обнаружены такие процессы расщепления на две частицы при рассеянии на ядрах слабо связанных легких кластерных ядер, таких как ${}^6\text{Li}$. Теория дифракционного взаимодействия слабосвязанных легких ядер с ядрами была развита в [3], где получены выражения для сечений упругого рассеяния и дифракционного расщепления таких ядер, хорошо описывающие эксперименты по рассеянию и расщеплению ядер ${}^6\text{Li}$ с энергией 63 МэВ на ядрах ${}^{12}\text{C}$. В работе [4] получены выражения для энергетического и углового распределений сложных частиц, образующихся в реакции срыва при взаимодействии двухкластерных ядер с ядрами. Интересно, что, как и в работе [3], в [4] получено хорошее согласие с экспериментом при использовании простой гауссовской волновой функции для относительного движения кластеров в ядре ${}^6\text{Li}$:

$$\varphi(r) = \left(\frac{2\lambda}{\pi}\right)^{3/4} e^{-\lambda r^2}. \quad (6)$$

Энергетическое распределение вылетевшего кластера 1, когда кластер 2 застрянет в ядре-мишени в процессе срыва, находится для волновой функции относительного движения связанных кластеров (6) в явном виде

$$\frac{d\sigma_1(E_1)}{dE_1} = \pi R^2 \Sigma \left(\frac{m_1 + m_2}{4\pi\hbar^2 E\lambda}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{m_1 + m_2}{4\hbar^2 E\lambda} \left(E_1 - \frac{m_1 E}{m_1 + m_2}\right)^2\right\}, \quad (7)$$

где m_1 и m_2 — массы кластеров; E — энергия налетающего ядра, а Σ определяет полное сечение реакции срыва σ_1 с вылетом кластера 1:

$$\sigma_1 \equiv \pi R^2 \Sigma = \pi R^2 e^{-2p^2} [I_0(2p^2) + I_1(2p^2)], \quad p = R\sqrt{2\lambda}. \quad (8)$$

Угловое распределение вылетевших кластеров 1 будет определяться более сложным выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_1(z_1)}{z_1 dz_1} &= \frac{2\pi R^2}{p^2} e^{-\frac{z_1^2}{p^2}} \left\{ 1 - 4 \int_0^\infty d\xi \frac{I_1^2(\xi)}{\xi} I_0\left(\frac{z_1}{p}\xi\right) e^{-\frac{\xi^2}{p^2}} + \right. \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\xi \int_0^\infty d\eta I_1(\xi) I_1(\eta) e^{-\frac{\xi^2 + \eta^2}{2p^2}} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{I_1(\sqrt{\xi^2 + \eta^2 - 2\xi\eta \cos \varphi})}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 - 2\xi\eta \cos \varphi}} \times \\ &\times I_0\left(\frac{z_1}{p} \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + 2\xi\eta \cos \varphi}\right) \Big\}, \quad (9) \\ z_1 &= R \left(\frac{8m_1^2 E}{\hbar^2(m_1 + m_2)}\right)^{1/2} \sin \frac{\theta_1}{2}. \end{aligned}$$

При вылетании кластера 2 в формулах (7) и (9) необходимо заменить индексы 1 на 2 и 2 на 1. Формулы (7) и (9) обобщают полученные ранее соответствующие выражения на случай неодинаковых масс кластеров.

Сравнение с экспериментом рассчитанного по формуле (9) углового распределения дейтронов, образующихся в результате реакции срыва при рассеянии ядер ${}^6\text{Li}$ с энергией 63 МэВ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, подтверждает предположение о кластеризации ядра ${}^6\text{Li}$ на дейтрон и альфа-частицу [4] и дает возможность определить значение параметра p , которое оказалось близким к 0,8. Зная радиус ядра-мишени R , можно найти значение параметра волновой функции относительного движения кластеров λ .

При упругом рассеянии и дифракционном расщеплении сложных частиц могут возникать поляризационные явления, обусловленные прежде всего спин-орбитальному взаимодействию нуклонов, входящих в состав сложной частицы, с ядром-мишенью. Зависимость поляризации нейтронов, возникающих при дифракционном расщеплении дейтронов, от угла вылета нейтрона $\theta_n \equiv \xi \sqrt{\frac{E}{2E_n}}$ (здесь E_n — энергия нейтрона) определяется выражением (угол вылета протона положен равным нулю)

$$P_n(\xi) = -\frac{2\xi^3(2 - \xi^2)(4 + \xi^2)\gamma k_d \alpha \sin \delta}{(16 - 4\xi^2 + \xi^4)(1 + \xi^2) + \xi^4(4 + \xi^2)^2(\gamma k_d \alpha)^2}, \quad (10)$$

где k_d — волновое число дейтрона; γ — постоянная спин-орбитальной связи; δ — разность фаз центрального и спин-орбитального потенциалов. В области малых углов поляризация $P_n(\xi)$ противоположна по

знаку поляризации, возникающей при рассеянии свободных нуклонов ядрами. Поляризация (10) меняет знак при $\zeta = \sqrt{2}$, в то время как поляризация дейтронов при упругом рассеянии на ядрах, рассчитанная в работе [5], при малых углах рассеяния знака не меняет. Однако в опытах Балдина, Чемберлена, Сегре и других, проведенных еще в 50-х гг., наблюдалось изменение знака поляризации дейтронов при рассеянии на ядрах углерода при малых углах рассеяния, что, возможно, связано с расщеплением дейтрона при рассеянии, так как при малой относительной энергии систему несвязанных нейтрона и протона трудно отличить в эксперименте от дейтрона.

Изучение явлений поляризации помогает выявить тонкие детали ядерной структуры и ядерного взаимодействия. В частности, поведение поляризации дейтронов при упругом рассеянии существенно зависит от вклада D -волны в основное состояние дейтрона. Оказывается, что расчетные поляризации и квадрупольная поляризация дейтрона можно лучше согласовать с экспериментальными, если вклад D -волны считать равным 7% [6]. Сложная картина поляризационных явлений наблюдается при упругом рассеянии и дифракционном расщеплении ядер ${}^6\text{Li}$. Угловые зависимости поляризации ядер ${}^6\text{Li}$ при упругом рассеянии и поляризации дейтронов при дифракционном расщеплении ядер ${}^6\text{Li}$ обнаруживают острые максимумы и минимумы, изучение которых дает дополнительные сведения о кластерных ядрах.

В заключение отметим, что при достаточно высоких энергиях, падающих на ядра сложных частиц, когда необходимо вводить нуклон-нуклонные профилирующие функции, дифракционный метод является одним из немногочисленных примеров многочастичных задач, допускающих в настоящее время точное численное решение.

1. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций.— М.: Энергоатомиздат, 1983.— 352 с.
2. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К. О дифракционном взаимодействии дейтронов с полупрозрачными ядрами с диффузным краем // Укр. физ. журн.— 1961.— 6, № 1.— С. 12—19.
3. Ситенко А. Г., Исмаилов Е. И., Тартаковский В. К. О дифракционном взаимодействии легких ядер // Ядер. Физика.— 1967.— 5, вып. 3.— С. 573—582.
4. Исмаилов Е. И., Сайлер К. Г., Тартаковский В. К., Шульга В. И. О реакции срыва легких слабосвязанных ядер // Вестн. КГУ. Физика.— 1981.— № 22.— С. 67—71.
5. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К. О поляризации и квадрупольной поляризации дейтронов при упругом рассеянии на ядрах // Укр. физ. журн.— 1960.— 5, № 5.— С. 581—590.
6. Тартаковский В. К., Сайлер К. Г., Логинов А. В. Явления поляризации при упругом рассеянии дейтронов ядрами углерода // Микроскопические расчеты легких ядер.— 1981.— № 2.— С. 26—30.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	8
Алхазов Г. Д., Воробьев А. А. Исследование пространственного распределения нуклонов в ядрах методом упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ	5
Анисович В. В., Дахно Л. Г. Неупругое экранирование в теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко и взаимодействие высокоэнергетических адронов с дейтронами	20
Антонов А. Н., Петков И. Ж. Рассеяние частиц высоких энергий и модель когерентных флуктуаций ядерной плотности	36
Ахиезер А. И., Рекало М. П. К теории расщепления легких ядер в электромагнитном поле тяжелых ядер	45
Беляев В. Б., Ракитянский С. А. О сумме ряда Ватсона в дифракционном приближении	60
Бережной Ю. А., Молев А. С., Созник А. П. Поляризация протонов в неупругом ядерном рассеянии в модели Глаубера — Ситенко	67
Блинов А. В., Ванюшин И. А., Гречко В. Е., Дробот В. В., Ергаков В. А., Зомбовский С. М., Кондратюк Л. А., Королев Ю. В., Селектор Я. М., Соловьев В. В., Туров В. Ф., Чувило И. В., Шуляченко В. Н. Упругие и квазиупругие взаимодействия в четырехнуклонных системах при средних энергиях	88
Веселова А. М., Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Кулоновская S -матрица и многократное рассеяние	107
Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф. О длине рассеяния нейтронов на ядрах S -оболочки в легких магических ядрах	114
Далькаров О. Д., Карманов В. А. Взаимодействие антипротонов низких энергий с ядрами	118
Евланов М. В., Соколов А. М. Эффект Ситенко — Тартаковского в реакции дифракционного расщепления легких ионов на ядрах с размытой границей	141
Инопин Е. В., Шебеко А. В. Прямые ядерные процессы при средних энергиях	154
Кондратюк Л. А. Неадиабатические эффекты и неупругая экранировка в рассеянии адронов высокой энергии на ядрах	182
Копелиович Б. З., [Ланидус Л. И.] Эффекты экранирования цвета в дифракционном рассеянии адронов на ядрах	196
Коротких В. Л. Квазикогерентные процессы дифракционного рождения частиц с возбуждением урсней ядер	210
Немец О. Ф. Дифракционное расщепление дейтронов	224
Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Чувицкий Ю. М. Динамика кластерных степеней свободы в атомных ядрах	238
Николаев Н. Н. Дифракционное рассеяние адронов на ядрах: неупругая экранировка и ненуклонная компонента ядер	257
Сименюк И. В., Шаповал Д. В. Модельная независимость ядерных процессов с участием трех частиц	273
Симонов Ю. А. Неупругие когерентные процессы в теории Глаубера — Ситенко	284
Струмлинский Б. В. Дифракционное рассеяние адронов при высоких энергиях	295
Струтинский В. М. Радарное рассеяние тяжелых ионов	301
Тартаковский В. К. Дифракционное взаимодействие сложных частиц с ядрами	322

ДИФРАКЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

СБОРНИК
НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Утверждено к печати ученым советом
Института теоретической физики АН УССР

Редактор
Л. Д. ПРОКОПЕНКО
Оформление художника
Г. М. ФИНЬКО
Художественный редактор
Г. А. СЕРГЕЕВ
Технические редакторы
В. А. КРАСНОВА,
С. Г. МАКСИМОВА
Корректоры
Б. С. КОВАЛЬ, С. Д. СЕМЕНОВА,
Р. С. КОГАН

ИБ № 8806

Сдано в набор 12.05.87. Подп. в печ. 21.09.87. ВФ 24325. Формат 60×90/16.
Бум. тип. № 1. Лит. гарн. Выс. печ. Усл. печ. л. 21,0. Усл. кр.-отг. 21,0.
Уч.-изд. л. 25,15. Тираж 1000 экз. Заказ 7-296. Цена 4 р. 90 к.

Издательство «Наукова думка». 252601 Киев 4, ул. Репина, 3.
Киевская книжная типография научной книги, 252004 Киев 4, ул. Репина, 4.

УДК 539.1.01

Исследование пространственного распределения нуклонов в ядрах методом упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ / Алхазов Г. Д., Воробьев А. А. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 5—19

В работе приведен обзор результатов исследований распределений нуклонов в ядрах с помощью упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ, выполненных в Ленинградском институте ядерной физики АН СССР. Получены надежные сведения о распределениях нуклонов в ядрах. На основе анализа данных по рассеянию протонов и электронов получены сведения о протонных и нейтронных ядерных плотностях. Сделан вывод о малых различиях между одночастичными нейтронными и протонными плотностями. Полученные данные используются для проверки теоретических моделей ядра. Ил. 15. Библиогр.: 4 назв.

УДК 539.12.01

Неупругое экранирование в теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко и взаимодействие высокоэнергетических адронов с дейтронами / Анисович В. В., Дахно Л. Г. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 20—36

Рассматривается механизм неупругого экранирования в процессе рассеяния высокоэнергетических адронов на дейтроне. Дан способ вычисления неупругих поправок в полном и дифференциальном сечении. Приведена эмпирическая зависимость неупругой поправки к полному сечению энергии. Вычислено дифференциальное сечение pd при энергии $ISR \sqrt{s_{pd}} = 53$ ГэВ. Ил. 5. Табл. 3. Библиогр.: 31 назв.

УДК 539.1.01

Рассеяние частиц высоких энергий и модель когерентных флуктуаций ядерной плотности / Антонов А. Н., Петков И. Ж. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 36—45

В работе анализируется упругое рассеяние протонов (1 ГэВ) и альфа-частиц (1,37 ГэВ) ядрами в рамках модели когерентных флуктуаций ядерной плотности (МКФЯП). Рассмотрение в модели проводится с использованием дифракционного приближения абсолютно черного тела и теории Глаубера — Ситенко. Показано, что учет корреляций, содержащихся в МКФЯП, приводит к значительной разнице в сечениях по сравнению с приближением независимых частиц в теории Глаубера — Ситенко и к лучшему согласию с экспериментальными данными. Ил. 3. Библиогр.: 20 назв.

УДК 539.17.01

К теории расщепления легких ядер в электромагнитном поле тяжелых ядер / Ахнезер А. И., Рекало М. П. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 45—60

Дифференциальное сечение электромагнитного расщепления ядер $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ (однофотонный механизм) связано со структурными функциями процессов рассеяния электронов, $e^- + Z \rightarrow e^- + X$ и $e^- + A \rightarrow e^- + A_1 + A_2$. Используя только самые общие свойства электромагнитного тока и Р-инвариантность электродинамики ядер, устанавливаем спиновую структуру пороговых амплитуд ряда процессов $A + \gamma^* \rightarrow A_1 + A_2$ (γ^* — виртуальный фотон). Показываем, что поляризационные явления для однофотонного механизма расщепления ядер, $A + Z \rightarrow A_1 + A_2 + X$ наиболее просто исследовать в терминах структурных функций. Библиогр.: 23 назв.

УДК 539.17.01'

О сумме ряда Ватсона в дифракционном приближении / Беляев В. Б., Ракитянский С. А. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 60—67

Для задачи рассеяния на N -частичной мишени получена рекуррентная цепочка уравнений, позволяющая для любого N выделить из ряда Ватсона конечное число членов, суммирующихся в дифракционном пределе в амплитуду Ситенко — Глаубера. Показано, что все остальные члены ряда в этом пределе взаимно сокращаются. Библиогр.: 11 назв.

УДК 539.17

Поляризация протонов в неупругом ядерном рассеянии в модели Глаубера — Ситенко / Бережной Ю. А., Молев А. С., Созник А. П. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 67—87

Дан краткий обзор теоретических исследований, поляризационных наблюдаемых, вычисленных на основе модели многократного дифракционного рассеяния Глаубера — Ситенко, в полном опыте по неупругому рассеянию протонов с возбуждением низколежащих колебательных состояний ядер. Рассмотрено поведение угловых распределений различных функций поворота спина, в том числе параметров Вольфенштейна, в упругом и неупругом рассеянии в области энергий 0,5—1 ГэВ. Обсуждаются возможности модели Глаубера — Ситенко для теоретического анализа экспериментально измеренных поляризационных характеристик в полном опыте по протон-ядерному неупругому рассеянию. Ил. 9. Табл. 1. Библиогр.: 37 назв.

УДК 539.17.01

Упругие и квазиупругие взаимодействия в четырехнуклонных системах при средних энергиях / Блинов А. В., Ванюшин И. А., Гречко В. Е., Дробот В. В., Ермаков В. А., Зомбкоеский С. М., Кондратьев Л. А., Королев Ю. В., Селектор Я. М., Соловьев В. В., Туров В. Ф., Чувило И. В., Шуляченко В. Н. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 88—107

В целях систематического изучения динамики ядерных процессов в малонуклонных системах жидководородная пузырьковая камера ИТЭФ диаметром 80 см экспонировалась в пучках ядер ^3H и ^3He с импульсами 2,5 и 5 ГэВ/с. Получены полные сечения ^3H - и ^3He -взаимодействий, а также сечения различных эксклюзивных реакций. Полученные результаты сравниваются с предсказаниями эйкональной теории многократного рассеяния. Анализируется выполнимость правил сумм для квазиупругих сечений и средних потерь энергии, основанных на принципе полноты ядерных волновых функций и локальности ядерных сил. Для анализа использована плюсовая модель с учетом взаимодействия спектаторных нуклонов в конечном состоянии. Ил. 10. Табл. 2. Библиогр.: 27 назв.

УДК 530.145.6

Кулоновская S -матрица и многократное рассеяние / Веселова А. М., Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 107—114

Описываются свойства амплитуд рассеяния для трех частиц с кулоновским взаимодействием, обусловленные процессами попарного перерассеяния. Приводятся представления для матрицы рассеяния в приближении однократного и двукратного перерассеяния. Библиогр.: 10 назв.

330

УДК 539.17

О длине рассеяния нейтронов на ядрах s -оболочки в легких магических ядрах / Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 114—118

В некоторых случаях, когда принцип Паули существенно определяет поведение волновой функции нейтрона на малых расстояниях от атомного ядра, длину рассеяния нейтрона на ядре можно оценить используя лишь данные о размерах ядра. Эту оценку удастся сделать на основе алгебраической версии метода резонирующих групп. Библиогр.: 4 назв.

УДК 539.12.126

Взаимодействие антипротонов низких энергий с ядрами / Далькаров О. Д., Карманов В. А. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 118—141

В статье исследована применимость теории Глаубера — Ситенко к описанию рассеяния нерелятивистских антипротонов с ядрами. Показано хорошее согласие теоретических результатов с последними экспериментальными данными. Ил. 12. Библиогр.: 25 назв.

УДК 539.17.01

Эффект Ситенко — Тартаковского в реакции дифракционного расщепления легких ионов на ядрах с размытой границей / Евланов М. В., Соколов А. М. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 141—153.

Теория дифракционного расщепления дейтронов Ахиезера — Ситенко обобщается на случай взаимодействия легких слабосвязанных ионов с ядрами, имеющими диффузную границу. Проведен анализ экспериментальных данных из эксклюзивных измерений реакции расщепления дейтронов и ионов гелия-3 на сложных ядрах в области средних энергий с целью изучения структурных особенностей ядер и механизмов протекания процесса. Показано, что эффект Ситенко — Тартаковского, заключающийся в сильной зависимости сечения дифракционного расщепления дейтронов от величины размытости края ядра, имеет место и в случае расщепления других слабосвязанных ионов на ядрах. Ил. 8. Библиогр.: 24 назв.

УДК 539.17

Прямые ядерные процессы при средних энергиях / Инопин Е. В., Шебеко А. В. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.— Киев: Наук. думка, 1987.— С. 154—182.

Дан обзор результатов теоретических исследований дифракционного взаимодействия ядерных частиц с атомными ядрами при средних энергиях. Изложен S -матричный подход в теории прямых ядерных процессов и методы суммирования парциальных амплитуд в представлении угловых моментов. Рассматриваются френелевский и фраунгоферовский режимы ядерной дифракции, обсуждаются спиновые эффекты и правила отбора, которые являются следствиями определенных свойств симметрии амплитуд дифракционного рассеяния. Ил. 9. Библиогр.: 101 назв.

331

УДК 539.171.017

Неадиабатические эффекты и неупругая экранировка в рассеянии адронов высокой энергии на ядрах / Кондратиук Л. А. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 182—196.

В статье обсуждаются неадиабатические эффекты, ограничивающие область применимости ДТМР со стороны низких энергий, френелевские поправки, которые растут с увеличением переданного импульса, и эффект неупругой экранировки, который является основной поправкой к ДТМР при высоких энергиях ($E_{\text{лаб}} \approx 10$ ГэВ). Ил. 5. Библиогр.: 28 назв.

УДК 539.17

Эффекты экранирования цвета в дифракционном рассеянии адронов на ядрах / Копелнович Б. З., [Липидус Л. И.] // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 196—210.

В настоящем обзоре представлены некоторые примеры использования теории многократных перерассеяний Глаубера — Ситенко для получения информации о природе ядерных сил, пространственно-временной картине сильных взаимодействий и других из адрон-ядерных взаимодействий. В реакции квазисвободной перезарядки мезонов на ядрах впервые получено надежное подтверждение предсказываемой КХД зависимости сечения взаимодействия адронов от их размера. В A -зависимости инклюзивных спектров в трехреджеонной области проявляется специфическое для КХД дальное действие по быстрой. Ил. 12. Библиогр.: 21 назв.

УДК 539.17.01:539.172.5

Квазикогерентные процессы дифракционного рождения частиц с возбуждением уровней ядер / Коротких В. Л. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 210—224.

Дан обзор состояния теории квазикогерентных процессов дифракционного рождения частиц с возбуждением ядерных уровней. Показана важная роль двухступенчатого механизма возбуждения ядра. Предлагаемая теория объясняет имеющиеся экспериментальные данные при энергии в несколько гигаэлектронвольт. Ставится вопрос об изучении эффектов неупругой экранировки, вклад которых увеличивается с ростом энергии, с помощью квазикогерентных процессов. Ил. 7. Библиогр.: 38 назв.

УДК 539.1.01

Дифракционное расщепление дейтронов / Немец О. Ф. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 224—237

Изучены дифференциальные сечения реакции расщепления дейтронов на сложных ядрах в кинематически полных экспериментах. Изменение сечений дифракционного расщепления дейтронов и полных сечений реакций объясняется на основе предположения об увеличении диффузности границы ядер при удалении числа нейтронов и протонов от магических чисел. Ил. 11. Библиогр.: 44 назв.

332

УДК 539.142;539.17

Динамика кластерных степеней свободы в атомных ядрах / Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Чувильский Ю. М. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 238—256.

Обсуждаются современные проблемы ядерных реакций с участием кластеров. Основное внимание уделяется ядерным процессам, где существенную роль играет перестройка внутреннего состояния кластера, а также реакциям с тяжелыми кластерами. Рассмотрены реакции квазиупругого выбивания кластеров адронами промежуточных энергий на основе теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко [1, 2], двухкластерного поглощения γ -квантов и некоторые другие. Ил. 5. Табл. 1. Библиогр.: 59 назв.

УДК 539.12.01

Дифракционное рассеяние адронов на ядрах : неупругая экранировка и ненулевая компонента ядер / Николаев Н. Н. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 257—272.

Дано последовательное изложение расчетов неупругой экранировки в дифракционном рассеянии адронов на ядрах. Сформулирована глаубер-ситенко-грибовская универсальность ядерных сечений. Показано, что прецизионные данные по ${}^4\text{He}$ и ${}^{\text{A}}\text{He}$ рассеянию можно объяснить количественно только при $\sim 12\%$ примеси центрального 12-кваркового кластера в ядре ${}^4\text{He}$, с КХД усилением сечения $N - 12$ Q -взаимодействия. На такое усиление указывают данные по ядерным сечениям и для тяжелых ядер. Ил. 9. Библиогр.: 33 назв.

УДК 539.14; 539.16

Модельная независимость ядерных процессов с участием трех частиц / Сименюг И. В., Шаповал Д. В. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 273—284.

В работе выполнен анализ общих модельно-независимых закономерностей между физическими характеристиками трех нуклонов на основе конструктивного учета короткодействия ядерных сил. Ил. 4. Библиогр.: 18 назв.

УДК 539.12.01

Неупругие когерентные процессы в теории Глаубера—Ситенко / Симонов Ю. А. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 284—295.

Обсуждаются механизмы возбуждения ядерных уровней в рамках формализма Глаубера — Ситенко. Проведено сравнение теоретических расчетов сечений возбуждения ядер в приближении однократного неупругого соударения с экспериментальными данными и с расчетами в полной теории Глаубера — Ситенко. Ил. 1. Библиогр.: 30 назв.

УДК 539.125.17

Дифракционное рассеяние адронов при высоких энергиях / Струминский Б. В. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 295—301

Построена модель упругой дифракции адронов, основанная на предположении об обмене двукратным полюсом в плоскости углового момента. В рамках U -матричного подхода вычислены поправки на перерассеяние. Обсуждаются экспериментальные следствия модели. Библиогр.: 7 назв.

333

УДК 539.172.17

Радарное рассеяние тяжелых ионов / Струтинский В. М. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 301—322

Представлен обзор квантовой теории рассеяния тяжелых ионов. Основные особенности состоят в том, что ядерные частицы сталкиваются с большими угловыми моментами, а в реакции участвует много квантовых каналов в качестве конечных или промежуточных состояний. Свообразие таких реакций, в частности волновые дифракционные свойства, проявляются особенно при рассеянии на большие углы и назад (радарное рассеяние). Рассмотрен переход к макроскопическому описанию реакции в условиях плохого разрешения квантовых каналов. Ил. 9. Библиогр.: 15 назв.

УДК 539.172.17

Дифракционное взаимодействие сложных частиц с ядрами / Тартаковский В. К. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами : Сб. науч. тр.— Киев : Наук. думка, 1987.— С. 322—326

Рассмотрено взаимодействие дейтронов и легких слабосвязанных кластерных ядер с ядрами, приводящее к дифракционному расщеплению и срыву, а также к явлениям поляризации. Отмечены эффекты, к которым приводит учет прозрачности ядер, диффузности их края и некоторых других свойств ядер и ядерного взаимодействия. Библиогр.: 6 назв.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКОВА ДУМКА»
В 1988 г. ВЫПУСТИТ В СВЕТ
РЕСПУБЛИКАНСКИЕ МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЕ
СБОРНИКИ НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Физика многочастичных систем. Вып. 13. 10 л. 1 р. 50 к.

Освещаются общие вопросы физики жидкостей в ограниченных объемах, теория поверхностных слоев водных систем, некоторые вопросы теории нелинейного коллективного механизма переноса протонов в воде, статистическая теория пространственно-неоднородных ионно-молекулярных систем, теория нуклеации в метастабильных системах. Приведены расчеты характеристик жидкостей в малых объемах методами вычислительного эксперимента. Изучены псевдокритические индексы метастабильных жидкостей и пара.

Для физиков-теоретиков и экспериментаторов, химиков, биологов, а также аспирантов и студентов вузов.

Физика многочастичных систем. Вып. 14. 10 л. 1 р. 50 к.

Рассматриваются общие вопросы теории солитонов в молекулярных системах, частиц, которые эффективно переносят энергию внутримолекулярных вибрационных возбуждений, а также электроны и протоны. Изучаются условия образования и свойства солитонов в различных молекулярных системах. Обсуждаются возможные применения понятия солитона для объяснений ряда биологических явлений и некоторых элементарных процессов в микроэлектронике.

Для физиков, математиков, биофизиков и биологов, а также аспирантов и студентов вузов.

Физика и техника высоких давлений. Вып. 27. 10 л. 1 р. 50 к.

Рассматриваются актуальные проблемы пластической деформации материалов при высоких давлениях и вопросы практического применения методов обработки сталей и сплавов, основанных на использовании жидкостей высокого давления. Приведены результаты исследований структуры и свойств материалов при высоких гидростатических давлениях. Рассмотрены закономерности изменения предельной пластичности металлов в этих условиях, а также вопросы теоретического анализа и моделирования процесса гидроэкструзии. Показаны примеры эффективного использования методов формообразования изделий.

Для научных и инженерно-технических работников, занимающихся проблемами физики и техники высоких давлений, а также аспирантов и студентов вузов.

УДК
ИМОД
301—
] бенн
моме
или
дифр
зад
ции

УДК

Диф
дум

яде
явл
яде
ств

Физика и техника высоких давлений. Вып. 28. 10 л. 1 р. 50 к. Посвящен актуальным проблемам физики высоких давлений. Приведены результаты изучения магнитных, электрических и механических свойств твердого тела в условиях гидростатического сжатия. Рассмотрены вопросы синтеза синтетических алмазов и алмазоподобных веществ. Значительное внимание уделено анализу влияния давления на структуру и свойства сталей.
Для научных и инженерно-технических работников, занимающихся проблемами физики твердого тела, а также аспирантов и студентов вузов.

Предварительные заказы на эти книги принимают магазины книготоргов, «Книга — почтой» и «Академкнига». Просим пользоваться услугами магазинов — опорных пунктов издательства: Дома книги (340048 Донецк 48, ул. Артема, 147 а), магазина «Книжковый світ» (310003 Харьков 3, пл. Советской Украины, 2/2), Дома научно-технической книги (290006 Львов 6, пл. Рынок, 10), магазина «Техническая книга» (270001 Одесса 1, ул. Ленина, 17) и магазина издательства «Наукова думка» (252001 Киев 1, ул. Кирова, 4).

Магазины во Львове и Киеве высылают книги иногородним заказчикам наложенным платежом.