

Тбилисский Государственный Университет

им. Иванэ Джавахишвили

Абусини Маджед Али

К теории нуклон-дейтронного столкновения

Специальность 01- 04 -16 – Физика атома, атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный Руководитель

Доктор физико-математических наук
Проф. Дж. В. Мебония

Тбилиси–2000

Содержание

Стр.

Введение	3
Глава 1. Обзор основных результатов нуклон-дейтронового столкновения.	
§1.1 Краткий обзор Nd -упругого рассеян.....	9
§1.2 Краткий обзор реакции Nd -квазиупругого рассеяния.....	16
Глава 2. Трехтельный формализм	
§2.1 Импульсное приближение	24
§2.2 Трехтельное импульсное приближение.....	30
§2.3 Трехтельное импульсное приближение с обрезанием.....	34
§2.4 Трехтельное унитаризованное импульсное приближение	37
Глава 3. Упругое рассеяние $d(N,N)d$.	
§3.1 Кинематика и расчетные формулы упругого Nd -рассеяния в ТИП.....	43
§3.2 Нелокальные и сепарабельные потенциалы.....	47
§3.3 Волновая функция дейтрона.....	53
§3.4 Расчетные формулы и обсуждение результатов по упругому $d(n,n)d$ рассеянию в ТИПО	59
Глава 4. Реакция квазиупругого рассеяния $d(N,2N)N$	
§4.1 Кинематика и расчетные формулы РКР $d(N,2N)N$ в ТИПО	65
§4.2 Обсуждение результатов по РКР $d(N,2N)N$	69
§4.3 Эффект ухода с энергетической поверхности в Nd - столкновения	76
Заключение	80
Список литературы.....	82

Введение

Исследование ядерных реакций занимает важное место среди разных проблем ядерной физики. Они привлекают, прежде всего, своей уникальной информацией охватывающий как ядерные структуры, так и ядерные взаимодействия. Однако, при их теоретическом изучении друг с другом переплетаются две стороны вопроса: механизм реакции и структура ядра. Поэтому не удивительно, что до настоящего времени нет единой теории, которая могла бы претендовать на всеобщее количественное описание любой ядерной реакции. Следовательно, существуют разные приближенные методы и задача каждого из них охватить все большую часть наблюдаемых процессов при одновременном обосновании своих основных физических принципов с соответствующей математической реализацией.

При высоких энергиях ($E \sim 100$ Мэв) взаимодействующих частиц основным теоретическим методом исследования упругих и квазиупругих рассеяний является импульсное приближение (ИП). Суть ИП заключается в предположении о том, что столкновение падающей частицы со связанной частицей происходит так же, как со свободной частицей, имеющей определенное импульсное распределение; причем амплитуда функций импульсного распределения выражается волновой функцией связанного состояния. С переходом к низким энергиям справедливость ИП, как основного теоретического метода исследования при высоких энергиях, становилась проблематичной. Действительно, формализм Чу [1] не позволяет однозначно определить матричный элемент для упругих и квазиупругих рассеяний [2]. В области высоких энергий такая

неоднозначность не могла существенно отразиться на величине и форме дифференциального сечения. Однако с уменьшением энергий все оказалось гораздо сложнее. Два возможных варианта матричного элемента в формализме Чу приводили к качественно разным результатам для дифференциального сечения. С появлением интегральных уравнений Фаддеева [3] стало ясно, что самые большие надежды в теоретических исследованиях упругих и квазиупругих рассеяний надо было связать именно с методами трех тел. В этом отношении особо перспективными представляются нуклон-дейтронные упругие рассеяния $d(N,N)d$ и реакции квазиупругого рассеяния (РКУР) $d(N,2N)N$, самые простые среди многочастичных процессов с одной стороны, и являющиеся чисто трехтельными задачами для нерелятивистских энергий, с другой стороны. Следовательно, любую теоретическую схему расчета нуклон-дейтронного рассеяния можно обобщить и для более сложных ядер в приближении двухфрагментной модели.

Однако непосредственное применение уравнений Фаддеева для трехчастичных задач связано с известными техническими трудностями. Поэтому прибегают к разным приближенным вариантам. В частности, были предложены унитарные схемы исследования [4-6]. Однако они не нашли широкого применения, поскольку расчетные сложности заметно не упростились. Неэффективным оказался и путь непосредственного суммирования обрезанного итерационного ряда Ватсона-Фаддеева [7].

Два внешне отличающихся унитарных подхода к трехчастичным процессам были предложены в работах Дж. В. Мебония с сотрудниками: трехтельное импульсное приближение с обрезанием (ТИПО) [8] и трехтельное унитаризованное

импульсное приближение (ТУИП) [9]. Последнее является следствием унитарного разложения амплитуды рассеяния. ТУИП не содержит дополнительных параметров, кроме параметра малости, с точностью которого приближенная T -матрица удовлетворяет условию трехчастичной унитарности. В ТУИП был найден путь унитаризации амплитуды на основе приближенного решения уравнений Фаддеева в K -матричном формализме.

Интересно отметить, что при выполнении жестких условий эйконоального приближения и замораживания частиц ядрамишени, дифференциальное сечение упругого рассеяния, рассчитанное в ТУИП, совпадает с известной формулой Глаубера–Ситенко [10].

В ТИПО утверждается, что в отдельных случаях при рассеянии частицы 1 на связанной системе (2,3) основной вклад может внести механизм однократного столкновения пары частиц. Но для этого необходимо, чтобы третья частица находилась достаточно далеко от „события“. Это приводит к обрезанию Фурье-образа радиальной волновой функции связанного состояния в X -пространстве. Следует отметить, что процедура обрезания интерпретируется как некоторый феноменологический способ приближенного восстановления свойства трехчастичной унитарности амплитуды рассеяния в импульсном приближении. Хотя ТИПО является результатом интуитивного подхода и теоретически менее обосновано, тем не менее оно просто и оказалось весьма эффективным применительно к РКР. Позже была доказана практическая эквивалентность этих двух вариантов [11].

Настоящая диссертация посвящена единому теоретическому рассмотрению нуклон-дейтронного столкновения на основе ТИПО, как эффективной альтернативы теоретическим

более обоснованного ТУИП. Такой выбор был сделан в связи с техническим удобством подхода и перспективой его дальнейшего обобщения для более сложных ядерных процессов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [12-15].

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка авторов процитированной литературы.

Первая глава посвящена краткому обзору основных экспериментальных и теоретических результатов Nd -упругого рассеяния и реакция квазиупругого рассеяния $d(N,2N)N$; проведен анализ экспериментальных и теоретических методов исследования.

Вторая глава посвящена трехтельному формализму; рассматривается метод ИП; выводятся формулы для матричного элемента рассеяния; обсуждается вопрос о неоднозначности в выборе матричного элемента в рамках обычного ИП; предлагается формализм трехтельного импульсного приближения (ТИП); доказывается, что возможно однозначное определение матричного элемента в трехтельном подходе на основе уравнений Фаддеева с предположением справедливости механизма однократного столкновения. На основе качественного рассуждения утверждается, что малые расстояния нарушают условия ИП, и, следовательно, к более последовательной трактовке механизма однократного столкновения должно привести обрезание волновой функции связанного состояния в X -пространстве. Таким образом предложен интуитивный подход: трехтельное импульсное приближение с обрезанием (ТИПО). Здесь же выводятся некоторые общие расчетные формулы для исследования трехтельной задачи как в трехтельном импульсном приближении с обрезанием (ТИПО) и без обрезания (ТИП).

Предлагается простая функциональная связь между радиусом обрезания и импульсом относительного движения падающей частицы и частиц связанного состояния. В этой же главе был рассмотрен путь унитаризации амплитуды рассеяния на основе приближенного решения уравнений Фаддеева в K -матричном формализме: трехтельное унитаризованное импульсное приближение (ТУИП).

Третья глава посвящена исследованиям упругого Nd -рассеяния; выводятся кинематические соотношения и расчетные формулы упругого Nd рассеяния в ТИП и ТИПО; строятся волновая функция дейтрона и двухчастичная T -матрица при помощи нелокального и сепарабельного потенциала Монгана [16]. Обсуждаются наши теоретические результаты, полученные на основе предложенного приближенного метода ТИПО. Проводится сравнение с экспериментальными данными.

Четвертая глава посвящена исследованиям реакции квазиупругого рассеяния $d(N, 2N)N$; выводятся кинематические соотношения и расчетные формулы в формализме ТИП и ТИПО. Обсуждаются полученные в рамках ТИПО результаты для широкого интервала энергий падающих нуклонов. Рассматривается эффект ухода с энергетической поверхности в Nd -упругих и квазиупругих столкновениях. Оказалось, что внеэнергетический эффект для РКР существенно зависит от выполнения условия квазиупругой кинематики. Однако в отличие от РКР внеэнергетический эффект для упругого $d(n, n)d$ рассеяния заметно слаб, форма наэнергетического и внеэнергетического сечений практически не отличаются, а разница по величине сечения уменьшается с ростом энергий. Следует отметить, что такой простой способ унитаризации амплитуды

литуды, каким является обрезание волновой функции связанного состояния, значительно улучшает согласие теории с экспериментом. Однако количественное расхождение все еще остается. Но это и следовало ожидать, так как мы испытываем приближенный метод решения задачи.

Приведенные результаты в этой диссертации показывают, что механизм однократного столкновения при его последовательном учете содержит все еще неиспользованные возможности, которые могут оказаться полезными для исследования сложных ядерных процессов. Способность ТИПО, простого унитарного метода, объяснить эти результаты, является демонстрацией того факта, настолько важно сохранить фундаментальные физические принципы при формулировании приближенных методов исследования.

Наконец, отметим, что при одновременном проведении процедуры обрезания волновой функции связанного состояния и унитаризации амплитуды реакции получается результат мало отличающийся от результатов, даваемых отдельно ТИПО или ТИУП.

Глава.1 Обзор основных результатов нуклон-дейтронного столкновения

§1.1 Краткий обзор Nd -упругого рассеяния

Задача трех тел занимает особое место как в классической, так и в квантовой механике. Но она очень важна не только с точки зрения непосредственных приложений, а главным образом из-за того, что ей присущи, по-видому определенные черты, характерные для релятивистской механики и отсутствующие в задаче двух тел. Наиболее существенной из них является появление как в промежуточных, так и в конечных состояниях более двух свободных частиц.

Известно, что для описания процессов упругих столкновений при высоких энергиях успешно применяется теория Глаубера-Ситенко [10], которая выводится на основе двух допущений: 1) двухчастичная амплитуда удовлетворяет эйкональному условию рассеяния, 2) частицы ядра-мишени образуют фиксированные центры в течении рассеяния.

Следует отметить, что формула Глаубера-Ситенко при выполнении соответствующих условий является точной формулой упругого рассеяния в том смысле, что в ней просуммированы все члены ряда многократного рассеяния. Однако формула Глаубера-Ситенко выполняется в очень ограниченной области значения кинематических параметров рассеяний. Вне области применимости, теория Глаубера-Ситенко уже не точна.

С появлением уравнений Фаддеева [3] в первую очередь интенсивно стали изучать упругое Nd -рассеяние [17-19]. Задачу

можно решить в замкнутом виде для любого реалистического нуклон-нуклонного потенциала. Эти потенциалы, дающие одинаковые результаты для физических двухнуклонных амплитуд, в принципе могут привести к разным амплитудам внеэнергетической поверхности. Поэтому решение уравнений Фаддеева с хорошей точностью для разных энергий, требующих включение разных парциальных внеэнергетических амплитуд и сравнение теоретических и экспериментальных результатов может выявить дополнительные достоинства отдельных NN - потенциалов.

Однако непосредственное применение уравнений Фаддеева для трехчастичных задач связано с известными техническими трудностями. Непосредственное итерационное разложение решения этих уравнений не привело к желаемым результатам. Поэтому прибегают к разным приближенным вариантам. В частности, были предложены унитарные схемы исследования [4-6]. Применение унитарных схем для упругого и квазиупругого рассеяния привело к значительному улучшению теоретических результатов по сравнению с обрезанным итерационным рядом Фаддеева. Были объяснены характерные минимумы в дифференциальном сечении Nd - упругого рассеяния. Однако эти схемы не нашли широкого применения, поскольку расчетные сложности заметно не упростились.

Как известно рассеяние системы двух частиц полностью определяется заданием амплитуды рассеяния на энергетической поверхности. Следовательно свойства ядерных потенциалов внеэнергетической поверхности и вклад многочастичных взаимодействий должны быть проверены в системе более двух частиц. Поэтому в начале исследования трехчастичных проблем, целью авторов было выразить T -матрицу в удобной форме для

применения к разным ядерным процессам. В начале шестидесятих годов при изучении трехчастичной проблемы [20-24] сепарабельный потенциал Ямагучи [25] играл большую роль (хотя реальные физические потенциалы являются локальными, однако при достаточно малом радиусе действия, сепарабельные потенциалы приводят к возможности сепарабельного представления и для двухчастичных амплитуд рассеяния), так как с помощью этого потенциала можно было свести системы двумерных интегральных уравнений Фаддеева к системе одномерных интегральных уравнений. Поэтому это вызвало интерес авторов найти более простые сепарабельные потенциалы, или полное сепарабельное разложение (внеэнергетической поверхности) T -матрицы [26-28]. В связи с этим в работах [29,30] было предложено решение задачи трехчастичного связанного состояния на основе парциального разложения T -матрицы.

Оказывается, что решение трехчастичных задач существенно упрощается, если двухчастичные амплитуды имеют сепарабельный вид т.е. могут быть представлены в виде произведения сомножителей, зависящих от различных переменных. Поэтому для исследования Nd -упругого рассеяния в работе [31] T -матрица была выражена в виде суммы двух термов- сепарабельного и несепарабельного. В таком случае несепарабельный терм не содержит полюсов на реальной орбитальной оси, все полюсы содержатся в сепарабельном терме. Следовательно, когда выражение для T -матрицы входит в уравнения Фаддеева, сепарабельный терм служит как терм нулевого порядка, а несепарабельный терм- как возмущение. Поэтому авторы считают что, в таком случае формализм T -матрицы более удобен

для применения к разным ядерным процессам чем K -матричный формализм, где часто итерационный ряд расходится.

Требование взаимности и унитарности для матрицы рассеяния сокращают число независимых параметров, определяющих матрицу рассеяния. Если открыто N каналов, то матрица рассеяния являющаяся комплексной, в общем случае может содержать $2N^2$ вещественных параметров, и вследствие унитарности и условия взаимности только $0.5N(N+1)$ параметров являются независими. Следовательно, в работе [5] двухнуклонная амплитуда Фаддеева была выражена в такой форме, в которой точно сохраняются унитарные и взаимные свойства амплитуды рассеяния. Тогда T -матрица записывается в виде $(1+i\pi k)S=1-i\pi k$, где k -матрица реальна и симметрична. Таким образом, этот подход можно применить не только к задачам рассеяния, но и также к процессам связанных состояний. Практическое достоинство этого подхода заключается в том, что унитарность и взаимность амплитуды рассеяния сохраняется даже если будет использован приближенный метод решения. Например, при использовании борновского приближения, унитарные и взаимные свойства T -матрицы сохраняются.

При исследовании трехчастичной проблемы Накамурай было показано [32], что если разложить амплитуду трехчастичного рассеяния по парциальным двухчастичным амплитудам, то трехчастичную унитарность нарушают амплитуды, соответствующие низким орбитальным моментам. Поэтому им было предложено провести обрезание в орбитальном пространстве путем введения определенных параметров обрезания. Однако если провести качественное полуклассическое суждение, то орбитальный момент можно связать с

импульсом и радиус-вектором $L \sim Rk$. Поэтому обрезание в орбитальном пространстве для фиксированной энергии должно быть равносильным обрезанию в X -пространстве. Следовательно, физический смысл метода Накамуры, предложенного в этих работах, заключается в уменьшении роли низких орбитальных моментов в трехчастичной амплитуде рассеяния. Такое уменьшение достигается двумя разными путями. Во первых, можно полностью пренебречь ролью низких орбитальных моментов путем выбрасывания соответствующих парацальных амплитуд. Такая процедура называется резким обрезанием в орбитальном пространстве. Во вторых, можно искусственно уменьшить роль низких орбитальных моментов при помощи уменьшения величины отдельных парацальных амплитуд. Такая процедура называется плавным обрезанием в орбитальном пространстве. Однако при низких энергиях метод Накамуры является неэффективным (и вообще трудно его обосновать), так как при низких энергиях существенным становится взаимодействие между нуклонами в конечном состоянии, которое не содержится в формуле Накамуры.

Экспериментальная методика Nd -упругого рассеяния состоит в наблюдении рассеянного нуклона. При этом фиксируют энергию падающих нуклонов и измеряют зависимости дифференциального сечения от угла рассеянного нуклона (угловое распределение дифференциального сечения).

Улучшение методики измерения привело к расширению кинематической области наблюдения, что способствовало получению более надежных экспериментальных результатов для упругого Nd -рассеяния. Соответствующие работы были выполнены разными авторами. При сравнительно малых энергиях дифференциальное сечение $d(P,P)d$ упругого рассеяния

было рассчитано с приближенным учетом кулоновского взаимодействия [33,34], помимо углового распределения измерились и поляризационные асимметрии.

Теоретические расчеты на основе уравнений Фаддеева и реалистического двухнуклонного потенциала Парижа [35], указывают на количественное расхождение теории с экспериментом, особенно по величине поляризационной асимметрии. Причина расхождения может быть обусловлена приближенным расчетом кулоновского взаимодействия. Было высказано предположение, что для улучшения согласия теории с экспериментом, особенно по величине поляризационной асимметрии, необходимо модифицировать спин-орбитальную часть двухнуклонного потенциала Парижа.

В работах [36-40] были проведены измерения дифференциальных сечений $d(P,P)d$ и $d(n,n)d$ упругих рассеяний в более широком интервале энергии падающих нуклонов ($E=10-65$ Мэв). Сравнение полученных данных с аналогичными теоретическими расчетами указывают на значительное расхождение. Причиной расхождения по мнению авторов является 3P_1 -компонента двухнуклонного потенциала Парижа. Для улучшения согласия теории с экспериментом они допустили нарушение зарядовой независимости двухнуклонного взаимодействия в 3P_1 -состоянии.

Систематическое теоретическое исследование Nd -упругого рассеяния было проведено для разных энергий падающих нуклонов в работе [41]. Анализ проводился на основе уравнений Фаддеева. В этих расчетах двухнуклонная T -матрица была построена при помощи реалистических потенциалов Парижа и Бонна [35]. Однако сравнение теоретических и экспери-

ментальных результатов все такие указывают на количественное расхождение, особенно по величине дифференциального сечения в области минимума и по поляризационной асимметрии. Расхождения между nd и pd результатами по мнению авторов связаны с кулоновским взаимодействием [42].

Теоретический анализ зависимости дифференциального сечения упругого pd -рассеяния от угла рассеяния $\theta_{c.m}$ был проведен в работе [43]. В ней была предложена модель, которая требует точное решение системы уравнений Фаддеева в орбитальном пространстве в сепарабельном представлении [44]. В этой работе приближенно была учтена поправка кулоновского взаимодействия на основе работы [45]. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов все такие указывают на качественное расхождение. Причину этого расхождения авторы связывают с интерференцией между кулоновской и короткодействующей ядерной областями.

В работах [46,47] предложены разные численные методы решения уравнений Фаддеева в орбитальном пространстве для упругого nd -рассеяния. Эти методы в свою очередь могут послужить пробной лабораторией и для других упругих столкновений.

§1.2 Краткий обзор реакции Nd – квазиупругого рассеяния

Реакции с тремя частицами в конечном состоянии являются мощным средством получения информации об основных ядерных проблемах.

Условно различают два механизма реакции – прямые реакции и резонансные реакции. Понятно, что ни один из них не может осуществляться в чистом виде, однако в зависимости от энергии падающих частиц и других кинематических параметров, может преобладать какой либо один механизм. При низких энергиях в основном осуществляется резонансный механизм, тогда как при высоких энергиях происходит непосредственное соударение конечных частиц, что приводит к прямому механизму.

Начало исследования прямых ядерных реакции было заложено в работе [48] изучением реакции подхвата, срыва и так далее [49]. Среди ядерных задач с тремя частицами (фрагментами) в конечном состоянии важное место занимают т.н. реакции квазиупругого рассеяния (РКУ) в области нерелятивистских энергий. Механизм РКУ $A(a, a' b)B$ можно представить следующим образом: частица a рассеивается на ядре A и одновременно выбивает из него частицу b , передавая ей часть своей кинетической энергии. Однако, поскольку частица b в начальном состоянии связана в ядре A , кинетическая энергия системы $a-b$ не сохраняется. Предполагается, что во всех других отношениях процесс имитирует упругое рассеяние $a-b$ частиц. Отсюда и возникло название реакция квазиупругого рассеяния (РКУ).

Экспериментальная методика изучения РКР состоит в наблюдении конечных частиц a' и b на совпадение, когда в обоих счетчиках, предназначенных для a' и b частиц, продукты реакции регистрируются одновременно. При этом можно получить информацию о функции угловой корреляции, если фиксируем энергию падающих частиц, суммарную энергию конечных частиц и меняем углы их вылета. Если мы фиксируем углы вылета и суммарную энергию конечных частиц и меняем энергию бомбардирующих частиц получим информацию о спектре возбуждения осточного ядра.

Первоначальные исследования РКР преследовали единственную цель—изучение структуры бомбардируемых ядер. Но со временем, после улучшения экспериментальной методики, начинается новый этап исследования РКР, требующий перехода от простого схематического расчета к фундаментальному трехчастичному рассмотрению задачи. С появлением уравнения Фаддеева, это привело к возникновению другой важной задачи РКР—изучение поведения двухчастичных амплитуд в т.н. не физической области (внеэнергетической поверхности), и стало возможным обоснование разных приближенных методов исследования, что позволило проведение более точных численных расчетов.

В этом плане особенно преспекивной должно быть РКР на дейтроне $d(N,2N)N$, поскольку реакция расщепления дейтрона является самой простой из всех РКР. Таким образом РКР на дейтроне открывала широкие возможности с точки зрения обоснования и проверки приближенных теоретических схем расчета РКР вообще.

Все имеющиеся эксперименты по РКР на дейтроне условно можно разделить на три группы: 1-эксперименты при низких

энергиях ($E \sim 10$ Мэв) [50-54], 2-эксперименты при высоких энергиях ($E > 100$ Мэв) [55,56], 3-эксперименты при т.н. промежуточных энергиях ($E \sim 50$ Мэв) [57-60].

Во всех трех группах исследуются как функции угловой корреляции, так и энергетический спектр продуктов реакции. Каждый раз кинематический выделяют два экспериментальных пика: один из них связан с максимумом Фурье-образа волновой функции связанного состояния и называют квазиупругим пиком; другой обусловлен взаимодействием частиц в конечном состоянии.

Квазиупругий пик доминирует для такого набора кинематических параметров, когда регистрируемые частицы несут почти всю кинетическую энергию ($E_B \sim 0$). Типичным примером такого случая является поведение энергетического спектра продуктов реакции $d(p, 2p)n$ при симметричных углах разлета $\theta_a = -\theta_b \approx 43^\circ$. Эффект взаимодействия в конечном состоянии становится существенным, когда кинетическая энергия почти равномерно распределена между конечными частицами. В таком случае относительная энергия какой-либо пары частиц может попасть в окрестности низколежащего резонансного уровня, что приведет к резкому увеличению дифференциального сечения. Такая картина наблюдается, когда регистрируемые частицы разлетаются под большими или под маленькими углами.

Можно было ожидать, что при высоких энергиях определяющую роль должен играть механизм однократного столкновения. Однако, анализ первых же экспериментальных данных принес определенное разочарование: механизм однократного столкновения в общем случае не обеспечивал удов-

летворительное объяснение экспериментальных кривых ни по форме, ни по величине сечения [56]. Разные модификации импульсного приближения хотя улучшали согласие теории с экспериментом в отдельных случаях, но это было не достаточно. В ряде случаев значительный вклад вносил эффект многократного рассеяния, учет которого проводили разными приближенными способами [61-64].

При низких энергиях экспериментальные точности лучше. Кроме того, здесь анализ можно провести одним лишь S -взаимодействием. Однако при низких энергиях усиливается конкуренция между разными механизмами реакции, что требует более фундаментального обоснования выбранного механизма и отбора соответствующей кинематической области его реализаций.

В качестве приближенной теоретической схемы расчета реакций $d(N,2N)N$ при низких энергиях обычно применяют механизм однократного столкновения [50,53,65,66], если кинематические параметры определены в окрестности квазиупругого максимума; модель Ватсона-Мигдала [52,67,68], когда определяющим является взаимодействие в конечном состоянии какой либо пары частиц [69,70], или более точные методы трехчастичного рассеяния [51,54]. Модель Ватсона-Мигдала удобно рассмотреть на примере реакции $n+d \rightarrow n+n+p$. Если ограничиться кинематической областью, когда протон рассеивается в основном вперед и несет значительную часть энергии, а два нейтрона рассеиваются малой относительной энергии, то предполагается, что форма дифференциального сечения определяется n - n взаимодействием в конечном состоянии. Однако в таком случае формула для диффер-

енциального сечения получается очень простой по своей структуре. Поэтому, для очень ограниченной кинематической области, где в самом деле лишь одно парное взаимодействие играет главную роль, она дает большой выигрыш в счетном времени. Но такой подход не применим для систематического исследования, если другими парными взаимодействиями нельзя пренебречь. В таких случаях предпочтение надо отдавать другим методам исследования. Однако эти методы могут претендовать лишь на описание формы дифференциального сечения при искусственной нормировке его величины к экспериментальному максимуму; следует отметить, что когда все три частицы несут небольшие энергии, трудно отобрать такие случаи, при которых в конечном состоянии может доминировать лишь одно взаимодействие. Поэтому, при низких энергиях более широкое применение находит модель Ситенко-Харченко-Митра-Амадо (СХМА) [71-73], которая учитывает взаимодействие всевозможных пар [74,75]. Эта модель является точной теорией для Nd -упругого рассеяния и реакции квазиупругого рассеяния (фактически решается система уравнения Фаддеева и приближение S -волнового сепарабельного двухчастичного потенциала). Предполагается, что в процессе рассеяния образуются двухчастичные "коррелированные" пары "дейтронного" и "квазидейтронного" типа, соответствующие потенциалы содержат параметры, определенные по длине рассеяния в 1S_0 и 3S_1 состояниях. Основное достоинство этой модели заключается в том что, для трехчастичной амплитуды получается система двух одномерных сингулярных интегральных уравнений, которую можно решить точно. Поэтому применимость этой модели при низких энергиях не ограничена конкретной кинематической областью рассеяния. Однако следует

отметить, что здесь возникают определенные трудности, дело в том, что S -взаимодействию обычно дает изотропное угловое распределение и, следовательно, одним S -потенциалом (значит t_s -матрицей) нельзя объяснить экспериментальные данные NN -рассеяния по угловой корреляций.

Теоретическое исследование РКР $d(N, 2N)N$ при промежуточных энергиях проводилось разными способами. В основном была применена модель СХМА [57,58,76-78], учет взаимодействия в конечном состоянии [59,79,80], обрезанный итерационный ряд трехчастичного рассеяния [62,81,82], метод Роджерса-Сайлора [83,84].

Оригинальный способ эффективного учета взаимодействия как в начальном так и в конечном состоянии был предложен Накамуры [85]. Метод Накамуры нашел особенно широкое применение для реакции $d(\alpha, \alpha N)N$ [32,86,87].

Основным теоретическим методом исследования РКР является импульсным приближением (ИП). По существу, первое обсуждение ИП проводилось еще Ферми [88] при изучении влияния молекулярной связи на рассеянии нейтронов протонами в молекулах водорода. Термин ИП ввел Чу [89] при изучении рассеяния нуклонов на дейтроне. Подробный анализ ИП был выполнен Чу и Виком [90] и Эшкином и Виком [91]. Дальнейшее его развитие, в том числе и оценка вклада многократного рассеяния, осуществлено в работе Чу и Гольдбергера [1]. Суть ИП заключается в предположении о том, что столкновение падающей частицы со связанной частицей происходит так же, как со свободной частицей, имеющей определенное импульсное распределение; причем амплитуда функций импульсного распределения выражается волновой

функцией связанного состояния. ИП позволяет факторизовать матричный элемент на два множителя: Фурье-образа волновой функций связанного состояния и двухчастичного T -матричного элемента внеэнергетической поверхности. При этом получается два вида по структуре T -матричного элемента; один из них определен по относительной энергии начального состояния, другой определен по относительной энергии конечного состояния. Однако в области высоких энергий, эта разница не существенна. Поэтому и не обсуждался вопрос о неоднозначности в выборе матричного элемента, когда были начаты первые исследования РКР. Еще больше, тогда этот вопрос казался настолько не существенным, что вообще пренебрегали эффектом ухода с энергетической поверхности.

Однако с уменьшением энергии падающих частиц, когда оба вида матричных элементов могли дать существенно разные результаты, стали обращать внимание на неоднозначность матричного элемента в ИП. Этот вопрос обсуждался неоднократно [92-94]. Вопрос особенно обостряется тогда, когда двухчастичная T -матрица имеет резонансное поведение. Такая ситуация, с одной стороны осложнила возможность обоснования ИП, как теоретического метода исследования, с другой стороны, она привела к определенному произволу в выборе двухчастичного матричного элемента. Тем не менее ни один из этих вариантов не может удовлетворительно передать величину основного максимума дифференциального сечения РКР при малых энергиях. С целью улучшения теории, было предложено метод искаженных волн (МИВ) [95] который учитывает дополнительные перерассеяния, не содержащиеся в ИП. Однако в этом методе возникает свои трудности, связанные с факторизацией матричного элемента. А без факторизации

затрудняются не только численные расчеты, но и интерпретации конечных результатов.

С другой стороны, идея ИП является весьма привлекательной, а ее результаты легко поддаются наглядной интерпретации. Поэтому было желание физиков спасти наглядность ИП за счет эффективного учета многократного рассеяния. Именно такую цель преследовали Роджерс и Сайлор [83]. Они предложили полуэмпирический метод учета эффектов искажения, в основном поглощения. Суть этого метода заключается в введении т. н. фактора подавления, на который умножается дифференциальное сечение РКР, рассчитанное в ИП. Следует отметить, что рассмотренный метод является искусственным способом эффективного учета взаимодействия в конечном состоянии. Поэтому несмотря на отдельные успехи, он не нашел широкого применения.

Наконец отметим, что очень интересным представляется проведение экспериментов по реакции $d(P, 2P)n$ и $d(P, Pn)p$ параллельно для одинаковой кинематики [50,53,57]. Действительно, анализ таких отдельных симметричных экспериментов относительно протонов и нейтронов позволяет изучать вклад отдельных парциальных волн, характер нуклон-нуклонного взаимодействия внеэнергетической поверхности, и наконец оценить эффект кулоновского взаимодействия особенно при низких энергиях.

Глава.2 Трехтельный формализм

Задача трех тел содержит, кроме кинематической, и принципиальную трудность, связанную с неоднозначностью решения уравнения Липмана-Швингра (за исключением системы трех связанных частиц). Выход из положения был найден Фаддеевым [3], создавшим корректную теорию трех тел. В настоящее время существуют разные варианты системы уравнений Фаддеева, каждый из которых имеет определенное преимущество с точки зрения применения к конкретным задачам.

Заметим, что решение системы уравнения Фаддеева в общем случае является довольно сложной технической задачей даже при возможности современной вычислительной техники. Решение существенно облегчено для специального класса нелокальных потенциалов. Следует заметить, что уравнения Фаддеева допускают итерационное разложение для решения. Однако такой метод исследования оказался не эффективным ввиду плохой сходимости ряда Фаддеева даже при достаточно высоких энергиях. Поэтому были предложены разные приближенные методы исследования.

§2.1 Импульсное приближение

Основным теоретическим методом исследования задачи рассеяния является импульсное приближение (ИП). Подробный анализ ИП был выполнен в работе [90].

При описании рассеяния частицы на связанной системе существует некоторая характерная энергия, это энергия связи сложной системы. ИП основано на предположение, что энергия падающих частиц велико по сравнению с этой энергией связи. В таком случае на частицы, входящие в состав связанной системе,

можно смотреть по существу как на свободные. Во многих экспериментах частицы рассеивателя в действительности не являются свободными. Но они связаны настолько слабо, что за исключением случая чрезвычайно низких энергий, всегда считается, что их описание при помощи обычной теории рассеяния свободных частиц будет внести очень малые погрешности.

То же самое можно сформулировать и другим способом. Если в течение времени взаимодействия длина волны или импульс частицы, входящей в составную систему, за счет действия сил связи изменяется незначительно, то эту частицу можно рассматривать как свободную и считать, что она имеет определенный импульс. Тогда общая волновая функция падающей частицы и рассеивателя записывается в виде соответствующей суперпозиции отдельных рассеянных волн, веса которых определяются амплитудами вероятности получить для импульса частицы, находящейся в связанном состоянии, данное значение.

Рассмотрение особенности ИП удобно на примере трехчастичной нерелятивистической задачи РКР. Присвоим каждой частице определенный номер. Присвоим падающей частице-номер 1, частицам связанного состояния-номера 2 и 3. Обозначим через V_{ij} -оператор взаимодействия между i -ой и j -ой частицами, тогда полный Гамильтониан системы имеет вид:

$$H = H_0 + V_{12} + V_{23} + V_{31} \quad (1.1)$$

где H_0 - Гамильтониан невозмущенной системы содержит кинетические энергии всех частиц и взаимодействие между нуклонами внутри каждой частицы (фрагмента).

Введем понятие каналовых операторов для начального (V_i) и конечного (V_f) состояний.

$$V_i = V_{12} + V_{31} \quad (1.2)$$

$$V_f = V_{12} + V_{23} + V_{31} \quad (1.3)$$

Тогда согласно общей теории рассеяния [88], для матричного элемента можно написать два эквивалентных выражения:

$$M_{fi} = \langle \Psi_{of} | V_f | \Psi_i^{(+)} \rangle = \langle \Psi_f^{(-)} | V_i | \Psi_{oi} \rangle \quad (1.4)$$

где Ψ_{oi}, Ψ_{of} - невозмущенные волновые функции системы соответственно в начальном и конечном состояниях, а полные волновые функции рассеяния $\Psi_i^{(+)}, \Psi_f^{(-)}$ соответственно с расходящейся и сходящейся асимптотиками определяются следующими уравнениями:

$$\Psi_i^{(+)} = \Psi_{oi} - (H_0 - E - i\eta)^{-1} V_i \Psi_i^{(+)} \quad (1.5)$$

$$\Psi_f^{(-)} = \Psi_{of} - (H_0 - E + i\eta)^{-1} V_f \Psi_f^{(-)}$$

где E - полная энергия системы.

Для ясного изложения физического смысла приближения удобно ограничиться лишь взаимодействием V_{12} т.е. будем считать, что $V = V_{12}$.

Определим теперь новую функцию χ следующим образом:

$$(H_0 + V)\chi = E\chi \quad (1.6)$$

для дальнейших целей нам понадобится эту волновую функцию с определенной асимптотикой: $\chi_i^{(+)}, \chi_f^{(-)}$ тогда эти функции можно писать в виде интегральных уравнений, вводя соответствующие граничные условия в (1.6).

$$\chi_i^{(+)} = \Psi_{oi} - (H_0 - E - i\eta)^{-1} V \chi_i^{(+)} \quad (1.7)$$

$$\chi_f^{(-)} = \Psi_{of} - (H_0 - E + i\eta)^{-1} V \chi_f^{(-)}$$

Тогда для матричного элемента перехода получим:

$$M_{fi} = \langle \Psi_{of} | V | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (1.8)$$

$$M_{fi} = \langle \chi_f^{(-)} | V | \Psi_{oi} \rangle \quad (1.9)$$

Теперь обозначим через Φ_{oi}, Φ_{of} внутренние волновые функции частиц участвующих в реакции. Тогда для $\Psi_{of}, \chi_i^{(+)}$ можно писать:

$$\Psi_{of} = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \Phi_{of} \exp(i(\vec{k}_1 \vec{r}_1 + \vec{k}_2 \vec{r}_2 + \vec{k}_3 \vec{r}_3)) \quad (1.10)$$

$$\chi_i^{(+)} = \Phi_{oi} \chi^+(\vec{k}_1, \vec{K}_{23}, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \quad (1.11)$$

где $\chi^+(\vec{k}_1, \vec{K}_{23}, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ описывает рассеяние частицы 1 имеющей импульс \vec{k}_1 , на связанной частице 2 в ядре имеющем импульс \vec{K}_{23} .

Волновая функция, описывающая рассеяние частицы 1 на связанной частице 2, имеет вид:

$$\chi^+(\vec{k}_1, \vec{K}_{23}, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d\vec{k}_2 f(\vec{k}_2) \Psi(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \exp(i(\vec{K}_{23} - \vec{k}_2) \vec{r}_3) \quad (1.12)$$

где,

$$f(\vec{k}_2) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int \exp(-i\vec{k}_2 \vec{x}) \phi(\vec{x}) d\vec{x} \quad (1.13)$$

$\phi(\vec{x})$ – волновая функция связанного состояния, $f(\vec{k}_2)$ – амплитуда функции импульсного распределения, $\Psi(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ – волновая функция, описывающая свободное рассеяние 1-2 частиц. Видно, что амплитуда импульсного распределения связанной частицы 2 в (1.13) выражается волновой функцией связанного состояния.

Предположим, что оператор V является локальным: $V = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ и перейдем к относительному координату и координату центра масс 1-2 системы.

$$\vec{r}_{12} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad \vec{R}_{12} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (1.14)$$

Соответствующие им импульсы имеют вид:

$$\bar{k}_{12} = \frac{m_2 \bar{k}_1 - m_1 \bar{k}_2}{m_1 + m_2}, \quad \bar{K}_{12} = \bar{k}_1 + \bar{k}_2. \quad (1.15)$$

Тогда волновая функция, описывающая 1-2 свободное рассеяние имеет вид:

$$\Psi^{(+)}(\bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{r}_1, \bar{r}_2) = (2\pi)^{-3} \exp(i\bar{K}_{12}, \bar{R}_{12}) \Psi^{(+)}(\bar{k}_{12}, \bar{r}_{12}) \quad (1.16)$$

Подставляя (1.10) и (1.11) в (1.8), учитывая (1.12) и (1.16) и интегрируя по \bar{R}_{12} и \bar{r}_3 получим выражение для матричного элемента РКР.

$$M_{fi} = \int d\bar{k}_2 f(\bar{k}_2) \delta(\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}'_1 - \bar{k}'_2) \delta(\bar{K}_{23} - \bar{k}_2 - \bar{k}'_3) \mathfrak{I} (2\pi)^{-3} \int d\bar{r}_{12} \exp(i\bar{k}'_{12} \bar{r}_{12}) V(\bar{r}_{12}) \Psi^{(+)}(\bar{k}_{12}, \bar{r}_{12}) \quad (1.17)$$

\mathfrak{I} -интеграл перекрытия между внутренними волновыми функциями. Второй интеграл в (1.17) это двухчастичная T -матрица внеэнергетической поверхности ($|\bar{k}_{12}| \neq |\bar{k}'_{12}|$), построенная по энергии относительного движения в начальном состоянии:

$$(2\pi)^{-3} \int d\bar{r}_{12} \exp(-i\bar{k}'_{12} \bar{r}_{12}) V(\bar{r}_{12}) \Psi^{(+)}(\bar{k}_{12}, \bar{r}_{12}) = t(\bar{k}'_{12}, \bar{k}_{12}; \varepsilon_{12}(k_{12})) \quad (1.18)$$

\bar{k}'_{12} - импульс относительного движения сталкивающихся частиц в конечном состоянии, определяется таким образом:

$$\bar{k}'_{12} = \frac{m_2 \bar{k}'_1 - m_1 \bar{k}'_2}{m_1 + m_2} \quad (1.19)$$

Наконец, проведем интегрирование по \bar{k}_2 , тогда (1.17) имеет вид:

$$M_{fi} = \delta(\bar{k}_1 + \bar{k}_{23} - \bar{k}'_1 - \bar{k}'_2 - \bar{k}'_3) \mathfrak{I} f(\bar{k}_{23} - \bar{k}'_3) t(\bar{k}_{12}, \bar{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\bar{k}_{12})) \quad (1.17')$$

Здесь δ -функция выражает закон сохранения импульса.

Отметим, что матричный элемент (1.17') записан в любой системе координат. В лабораторной системе координат $\bar{k}_{23} = 0$,

тогда для матричноно элемента РКР получим:

$$M_{fi} = \delta(\bar{k}_1 - \bar{k}'_1 - \bar{k}'_2 - \bar{k}'_3) \mathfrak{I} f(-\bar{k}'_3) t(\bar{k}_{12}, \bar{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\bar{k}_{12})) \quad (1.20)$$

Таким образом, ИП позволяет факторизовать матричный элемент на два множителя: Фурье-образа волновой функции связанного состояния $f(-\vec{k}'_3)$ и двухчастичного T -матричного элемента внеэнергетической поверхности $t(\vec{k}_{12}, \vec{k}'_{12}; \varepsilon_{12})$. Однако, если провести теперь совершенно аналогичные выводы для матричного элемента (1.9), получим:

$$M_{fi} = \delta(\vec{k}_1 - \vec{k}'_1 - \vec{k}'_2 - \vec{k}'_3) \cdot \mathfrak{F} f(-\vec{k}'_3) t(\vec{k}_{12}, \vec{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\vec{k}'_{12})) \quad (1.21)$$

Опять получили факторизованный матричный элемент, однако в этом случае T -матрица определена относительной энергией конечного состояния. В рамках формализма ИП [1] эти два варианта (1.20) и (1.21) теоретически равноправны, хотя в принципе они могут дать разные результаты. Однако в области высоких энергий эта разница не существенна. Поэтому можно заменить T -матричный элемент внеэнергетической поверхности физическим T -матричным элементом на энергетической поверхности. Последний определяется по относительной энергии начального или конечного состояний из экспериментов по двухчастичному рассеянию:

$$t(\vec{k}_{12}, \vec{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\vec{k}_{12})) = t(\vec{k}_{12}, \theta) \quad (1.22)$$

$$t(\vec{k}_{12}, \vec{k}'_{12}; \varepsilon_{12}(\vec{k}'_{12})) = t(\vec{k}'_{12}, \theta) \quad (1.23)$$

где, θ - угол между векторами \vec{k}_{12} и \vec{k}'_{12} . С уменьшением энергии падающих частиц, выражения (1.22) и (1.23) могут дать существенно разные результаты. Поэтому стали обращать внимание на неоднозначность в выборе матричного элемента [93]. Такая ситуация, с одной стороны, осложнила возможности обобщения ИП, с другой стороны, она привела к определенному произволу в выборе двухчастичного матричного элемента.

§2.2 Трехтельное импульсное приближение.

Рассмотрим первую итерацию решения системы уравнений Фаддеева для T -матрицы, которая описывает процесс однократного столкновения.

$$T^{(1)}(Z) = \sum_{\alpha\beta} T_{\alpha\beta}(Z) \quad (2.1)$$

где двухчастичная T -матрица в системе трех тел определяется следующим образом:

$$T_{\alpha\beta}(Z) = V_{\alpha\beta}(1 - G_0(Z)T_{\alpha\beta}(Z)) \quad (2.2)$$

где $G_0(Z)$ ($Z = E + i\eta$) - функция Грина для свободного движения трех частиц.

Определим трехчастичные координаты в импульсном пространстве следующим образом:

$$\bar{k}_{\alpha\beta} = \frac{m_\beta \bar{k}_\alpha - m_\alpha \bar{k}_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \quad (2.3)$$

$$\bar{p}_\gamma = \frac{1}{M} [m_\gamma (\bar{k}_\alpha + \bar{k}_\beta) - (m_\alpha + m_\beta) \bar{k}_\gamma] \quad (2.4)$$

$$\bar{K} = \bar{k}_\alpha + \bar{k}_\beta + \bar{k}_\gamma \quad (\alpha\beta\gamma=123,231,312) \quad (2.5)$$

$$\mu_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}, \quad \mu_\gamma = \frac{(m_\alpha + m_\beta) m_\gamma}{M} \quad (2.6)$$

где m_α и \bar{k}_α (\bar{k}'_α) - масса и импульс частиц до (после) рассеяния.

Согласно формулы (2.2) уравнение для матричного элемента $T_{\alpha\beta}(Z)$ в импульсном пространстве имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \bar{k}'_{\alpha\beta}, \bar{p}'_\gamma, \bar{K}' | T_{\alpha\beta}(Z) | \bar{k}_{\alpha\beta}, \bar{p}_\gamma, \bar{K} \rangle &= \delta(\bar{K}' - \bar{K}) \cdot \delta(\bar{p}'_\gamma - \bar{p}_\gamma) \cdot \langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | \bar{k}_{\alpha\beta} \rangle - \\ &- \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | \bar{k}''_{\alpha\beta} \rangle \langle \bar{k}''_{\alpha\beta}, \bar{p}'_\gamma, \bar{K}' | T_{\alpha\beta}(Z) | \bar{k}_{\alpha\beta}, \bar{p}_\gamma, \bar{K} \rangle}{H_0(\bar{k}''_{\alpha\beta}, \bar{p}_\gamma, \bar{K}) - Z} d\bar{k}''_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Обозначим через $t_{\alpha\beta}(z)$ чисто двухчастичную T -матрицу рассеяния

$$t_{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} [1 - g_0(z) t_{\alpha\beta}(z)] \quad (2.8)$$

где g_0 - двухчастичная функция Грина для свободного движения.

Запишем уравнению (2.8) в явном виде:

$$\langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(Z) | \bar{k}_{\alpha\beta} \rangle = \delta(\bar{k}'_{\alpha\beta} - \bar{k}_{\alpha\beta}) \langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | \bar{k}_{\alpha\beta} \rangle - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | V_{\alpha\beta} | \bar{k}''_{\alpha\beta} \rangle \langle \bar{k}''_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(Z) | \bar{k}_{\alpha\beta} \rangle}{h_0(k''_{\alpha\beta}, k_{\alpha\beta}) - Z} d\bar{k}''_{\alpha\beta} \quad (2.9)$$

где h_0 - двухчастичный оператор кинетической энергий. Сравнивая итерационный ряд (2.7) и (2.8), получим:

$$\langle \bar{k}'_{\alpha\beta}, \bar{p}'_{\gamma}, \bar{K}' | T_{\alpha\beta}(Z) | \bar{k}_{\alpha\beta}, \bar{p}_{\gamma}, \bar{K} \rangle = \delta(\bar{K}' - \bar{K}) \delta(\bar{p}'_{\gamma} - \bar{p}_{\gamma}) \langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(z - \frac{p_{\gamma}^2}{2\mu_{\gamma}} - \frac{K^2}{2M}) | \bar{k}_{\alpha\beta} \rangle \quad (2.10)$$

Таким образом, двухчастичный T -матричный элемент в задаче трех тел выражается чисто двухчастичным T -матричным элементом внеэнергетической поверхности.

Определим теперь матричный элемент $T^{(1)}(Z)$ в импульсном пространстве.

$$\langle \bar{k}'_1, \bar{k}'_2, \bar{k}'_3 | T^{(1)}(Z) | \bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{k}_3 \rangle = \delta(\bar{K}' - \bar{K}) \sum_{\alpha\beta\gamma} \delta(\bar{p}'_{\gamma} - \bar{p}_{\gamma}) \langle \bar{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta}(z - \frac{p_{\gamma}^2}{2\mu_{\gamma}} - \frac{K^2}{2M}) | \bar{k}_{\alpha\beta} \rangle \quad (2.11)$$

В приближении однократного столкновения матричный элемент получается в результате усреднения (2.11) по волновым функциям входного и выходного каналов Ψ_{oi} и Ψ_{of} .

Предположим, что входной канал содержит связанную систему (2,3) частиц и свободную частицу 1, тогда для РКР в выходном канале получается три свободные частицы. Соответствующие функции Ψ_{oi} и Ψ_{of} в импульсном пространстве имеют вид :

$$\Psi_{oi} = \delta(\bar{k}_1 - \bar{k}_1) \delta(\bar{K}_{23} - \bar{K}_{23}) f(\bar{K}_{23}) \Phi_{oi} \quad (2.12)$$

$$\Psi_{of} = \delta(\bar{k}'_1 - \bar{k}'_1) \delta(\bar{k}'_2 - \bar{k}'_2) \delta(\bar{k}'_3 - \bar{k}'_3) \Phi_{of} \quad (2.13)$$

где черточки (—) над векторами введены для того, чтобы отличить физические импульсы от переменных импульсного пространства.

В случае упругого рассеяния частицы 1 на связанной систем (2,3) функция Ψ_{oi} в (2.12) остается то же самое, но функция Ψ_{of} в этом случае имеет следующий вид:

$$\Psi_{of} = \delta(\vec{k}'_1 - \vec{k}_1) \delta(\vec{K}'_{23} - \vec{K}_{23}) f(\vec{K}'_{23}) \Phi_{of} \quad (2.14)$$

Матричный элемент перехода M_{fi} записывается следующим образом :

$$M_{fi} = \langle \Psi_{of} | \langle \vec{k}'_1 \vec{k}'_2 \vec{k}'_3 | T^{(1)}(Z) | \vec{k}_1 \vec{k}_2 \vec{k}_3 \rangle | \Psi_{oi} \rangle \quad (2.15)$$

Подставляя (2.11), (2.12) и (2.13) в (2.15) имеем для матричного элемента РКР:

$$M_{fi} = \delta(\vec{K}' - \vec{K}) \mathfrak{I} \sum_{\alpha\beta\gamma} \delta(\vec{P}'_\gamma - \vec{P}_\gamma) d p_\gamma f(\vec{k}_{23} + (-1)^\gamma \vec{k}'_\gamma) (1 - \delta_{\gamma 1}) \langle \vec{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta} \left(E - \frac{P_\gamma^2}{2\mu_\gamma} - \frac{K^2}{2M} \right) | \vec{k}_{\alpha\beta} \rangle \quad (2.16)$$

где \mathfrak{I} – интеграл перекрытия между внутренними волновыми функциями Φ_{oi} и Φ_{of} ; E – полная энергия системы. Ее можно выразить как по параметрам начального состояния.

$$E = E_i = \frac{K^2}{2M} + \frac{P_\gamma^2}{2\mu_\gamma} + \frac{K_{\alpha\beta}^2}{2\mu_{\alpha\beta}} - Q \quad (2.17)$$

так и по параметрам конечного состояния.

$$E = E_f = \frac{K'^2}{2M} + \frac{P_\gamma'^2}{2\mu_\gamma} + \frac{K_{\alpha\beta}'^2}{2\mu_{\alpha\beta}} \quad (2.18)$$

где Q – энергия связи системы (2,3).

В случае РКР имеются в конечном состоянии три свободные частицы, т.е. конечное состояние лежит на энергетической поверхности. Поэтому, если в (2.16) вместо полной энергии подставим (2.18) то получим для матричного элемента:

$$M_{fi} = \delta(\vec{K}' - \vec{K}) \mathfrak{I} \sum_{\alpha\beta\gamma} f(\vec{k}_{23} + (-1)^\gamma \vec{k}'_\gamma) \langle \vec{k}'_{\alpha\beta} | t_{\alpha\beta} \left(\frac{K_{\alpha\beta}'^2}{2\mu_{\alpha\beta}} \right) | \vec{k}_{\alpha\beta} \rangle (1 - \delta_{\gamma 1}) \quad (2.19)$$

Переходя в лабораторную систему координат (2.19) имеет вид:

$$M_{fi} = \delta(\vec{K}' - \vec{K}) \Im \left\{ f(-\vec{k}'_3) \left\langle \vec{k}'_{12} \left| t_{12} \left(\frac{k'_{12}{}^2}{2\mu_{12}} \right) \right| \vec{k}_{12} \right\rangle + f(+\vec{k}'_2) \left\langle \vec{k}'_{31} \left| t_{31} \left(\frac{k'_{31}{}^2}{2\mu_{31}} \right) \right| \vec{k}_{31} \right\rangle \right\} \quad (2.20)$$

Первый член в (2.20) точно совпадает с выражением (1.21). Однако не возникает альтернативного выражения (1.20), которое в рамках ИП совершенно равноправно выражению (1.22).

Формула (2.20) получено совершенно однозначно на основе корректной трехтельной теории. Содержащиеся в ней двух-частичные T -матрицы рассеяния отражают основную идею ИП, а уход их матричного элемента с энергетической поверхности подчеркивает трехчастичный характер рассматриваемой задачи. Поэтому, в отличие от формул (1.22) и (1.23), которые являются фактически двухчастичными матричными элементами, формула (2.20) называется трехтельным импульсным приближением (ТИП).

Таким образом, теория Фаддеева позволяет сформулировать новый более последовательный трехтельный вариант и сделать однозначный выбор между внеэнергетическими вариантами ИП.

Наконец заметим, что ТИП дает реальную возможность обобщить идею импульсного приближения в области низких и средних энергий, когда в процессе участвуют сложные фрагменты.

§2.3 Трехтельное импульсное приближение с обрезанием

Хотя ТИП позволяет однозначно сформулировать механизм однократного столкновения, тем не менее для РКР оно не привело к желаемым результатам, теория давала слышком завышенное по величине дифференциальное сечение. В сложных ядрах такое обстоятельство могло быть обусловлено сильными эффектами искажения или сравнительно малым „эффективным“ числом выбитых частиц в начальных ядрах. В таком случае трудно понять – почему аналогичная ситуация возникает и при изучении развала дейтрона, поскольку таких эффектов для дейтрона не существуют.

Можно было подумать, что необходимо учитывать многократное рассеяние нуклонов. Однако, исследование показало, что учет перерассеяния более высоких порядков, чем однократное, даже ухудшает согласие теории с экспериментом.

На Рис.1а показан зависимость трехмерного дифференциального сечения $d(p,2p)n$ при $\theta_1 = -\theta_2 = 43^\circ$ и $E_1 = 20$ Мэв от энергии E_1' . Пунктирная кривая соответствует первой итерации ряда Фаддеева, пунктир с точками – второй порядок, точечная кривая – третий порядок. Экспериментальные данные взяты из работы [77].

Значит, должна существовать некоторая общая причина, приводящая к расхождению теоретических результатов с экспериментальными данными на всех ядрах. Это может быть определенное противоречие, содержащееся во всех формулировках механизма однократного столкновения. В самом деле, матричный элемент (2.20) содержит Фурье-образ волновой функции связанного состояния (2,3) который определен так, что частицы 2 и 3 могут находиться на любом расстоянии друг от друга, когда с ними

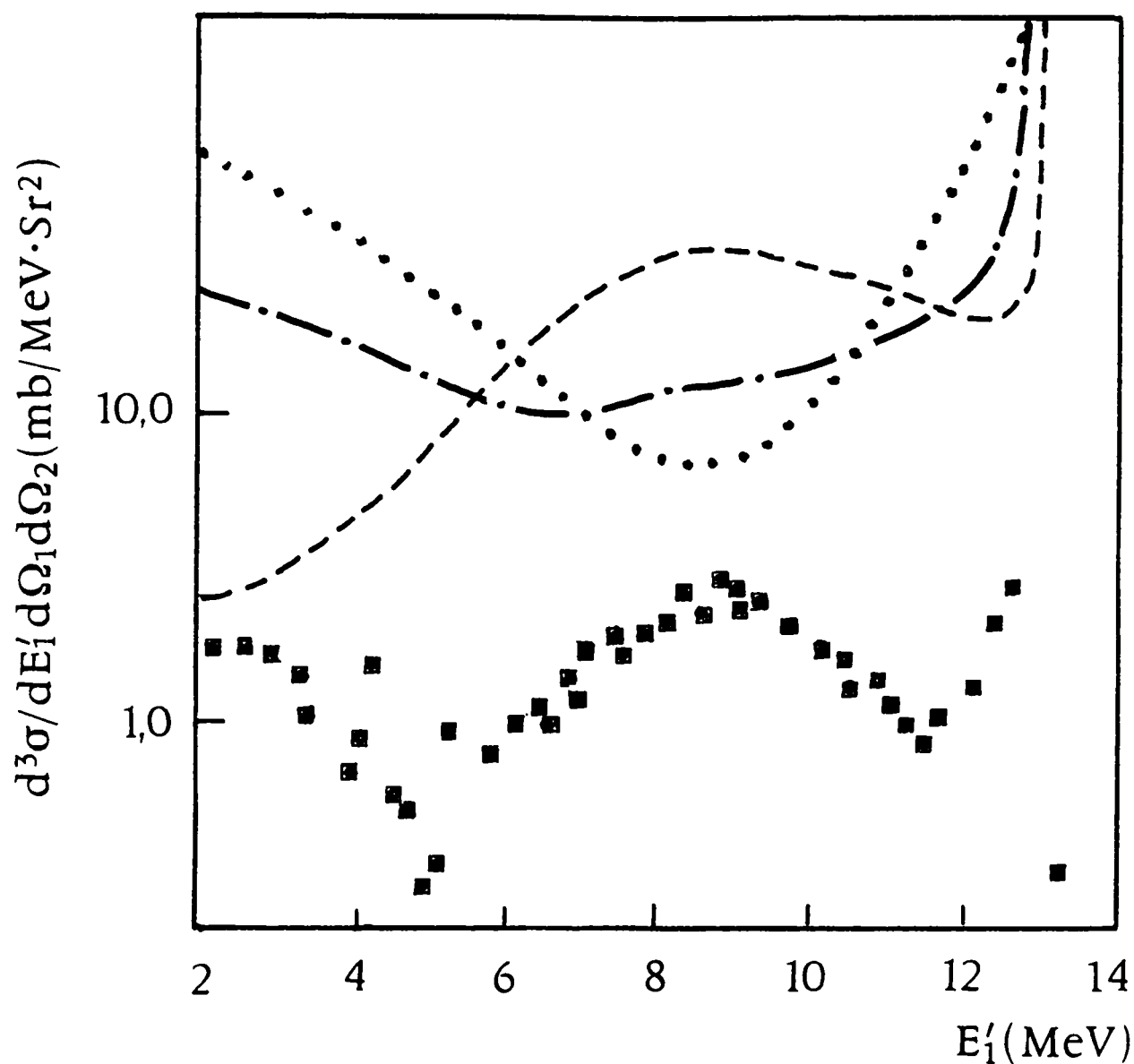


Рис. 1а Зависимость трехмерного дифференциального сечения $d(p,2p)n$ при $\theta_1 = -\theta_2 = 43^\circ$ и $E_1 = 20$ Мэв от энергии E_1' . Пунктирная кривая соответствует первой итерации ряда Фаддеева, пунктир с точками второй порядок, точечная кривая- третий порядок. Экспериментальные данные взяты из работы [77].

сталкивается падающая частица 1. Однако на малых расстояниях нарушается условие однократного столкновения частиц. Значит в момент столкновения какой-либо пары частиц третья частица должна находиться далеко от "событий", иначе на малых расстояниях картина будет искажена.

Реализация такого требования осуществляется обрезанием волновой функций связанного состояния в x -пространстве т.е., Фурье-образ волновой функций $f(\vec{q})$, определенный по формуле (1.13), надо заменить обрезанным Фурье-образом $f(\vec{q}, R): f(\vec{q}) \rightarrow f(\vec{q}, R)$

где,

$$f(\vec{q}, R) = \sqrt{2/\pi} \int_R^\infty r^2 dr \varphi(r) J_1(qr) . \quad (3.1)$$

Тогда формула (2.20) имеет вид:

$$M_f = \delta(\vec{K}' - \vec{K}) \mathfrak{I} \left\{ f(-\vec{k}_3, R_3) \left\langle \vec{k}_1' \left| t_{12} \left(\frac{k_{12}^2}{2\mu_{12}} \right) \right| \vec{k}_1 \right\rangle + f(+\vec{k}_2, R_2) \left\langle \vec{k}_3' \left| t_{31} \left(\frac{k_{31}^2}{2\mu_{31}} \right) \right| \vec{k}_3 \right\rangle \right\} \quad (3.2)$$

Формула (3.2) является более последовательной формулировкой ТИП и будем ее называть трехтельным импульсным приближением с обрезанием (ТИПО). В предельном случае, когда R_2 и R_3 устремим к нулю, формула (3.2) переходит в формулу (2.20).

Возникает вопрос: как определить радиус обрезания R ? В работе Болашова и Мебония [2] радиус обрезания R впервые был связан с радиусом ядра-мишени. В дальнейшем аналогичная процедура проводилась и другими авторами [96]. Во всех этих работах обрезание толковалось как некоторый эффективный способ учета фактора искажения. Однако в поздних работах Мебония [8,97] процедуре обрезания было дано более ясное содержание: оно было объявлено как один из способов

последовательного учета механизма однократного столкновения. Из общих соображений следует, что R зависит от энергии столкновения, причем с уменьшением энергии R должен увеличиваться, так как с уменьшением энергии увеличивается длина волны падающей частицы λ и, следовательно, она может одновременно "задевать" обе частицы ядра-мишени. Учитывая зависимости λ от энергии ($\lambda \sim E^{-\frac{1}{2}}$), радиус обрезания определяем следующим образом:

$$R = \frac{C}{|\vec{\omega}|} \quad (3.3)$$

где C — некоторая константа, определяющая выполнения неравенства $\lambda \leq R$; λ — дебройловская длина волны относительного движения частиц 1 и (2,3); $\vec{\omega}$ — импульс относительного движения падающей частицы 1 и системы (2,3) (Рис.16).

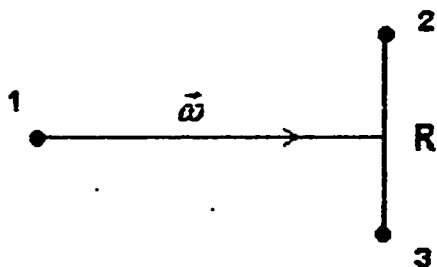


Рис.16

§2.4 Трехтельное унитаризованное импульсное приближение

РКР мы рассматриваем как трехчастичную задачу. Поэтому соответствующая T -матрица рассеяния должна удовлетворять условию трехчастичной унитарности. Однако после разложения решения уравнений Фаддеева в итерационный ряд мы не можем требовать выполнения этого условия для отдельных членов ряда. Следовательно, ограничение в итерационном ряде Фаддеева членами какого-либо порядка приводит к потере свойства трехчастичной унитарности T -матрицы рассеяния. Однако унитарность является фундаментальным свойством амплитуды рассеяния, связанным с сохранением полной вероятности.

В § 2.2 было показано, что на пути к ТИП мы должны ограничиться членами первого порядка в итерационном ряде Фаддеева. Возникает вопрос, можно ли сформулировать механизм однократного столкновения таким образом, чтобы соответствующей приближенной T -матрице сохранить свойства унитарности? Оказывается, что да.

Для выяснения этого вопроса обратимся к фактам по теории упругих рассеяний, поскольку само ИП в начале было сформулировано для упругих столкновений, а потом обобщено в случае РКР.

Известно, что для описания процессов упругих столкновений при высоких энергиях успешно применяется теория Глаубера-Ситенко [10], которая выводится на основе двух допущений: 1) двухчастичная амплитуда удовлетворяет эйкональному условию рассеяния, 2) частицы ядра-мишени образуют фиксированные центры в течении рассеяния.

Осборну [98] удалось обойти первое ограничение при помощи унитаризации ИП. В работе Мебония [99] вопрос был поставлен в более общем виде с тем, чтобы конечный результат можно было применить как для упругих, так и для неупругих процессов. Рассмотрим этот подход более подробно.

Уравнение Липмана-Швингра для полной T -матрицы имеет вид:

$$T(z) = V - VG_0 T(z) \quad (4.1)$$

где

$$V = V_{12} + V_{23} + V_{31} \quad (4.2)$$

G_0 – функция Грина для трех свободных частиц.

Введем обозначения:

$$G_0(z) = G_1(z) + G_2(z) \quad (4.3)$$

$$G_1(z) = \frac{1}{2}G_0(z) - \frac{1}{2}G_0(z^*) \quad (4.4)$$

$$G_2(z) = \frac{1}{2}G_0(z) + \frac{1}{2}G_0(z^*) \quad (4.5)$$

Определим т.н. реактивную матрицу $K(z)$ следующим образом:

$$K(z) = V - VG_2(z)K(z) \quad (4.6)$$

Из определения $G_2(z)$ следует, что $K(z)$ является эрмитовым оператором.

Подставляя (4.5) и (4.6) в (4.1), получим новое уравнение для T -матрицы рассеяния:

$$T(z) = K(z) - K(z)G_1(z)T(z) \quad (4.7)$$

Формальное решение (4.7) для T -матрицы можно записать в таком виде:

$$T(z) = [1 + K(z)G_1(z)]^{-1} K(z) \quad (4.8)$$

Выражение (4.8) для T -матрицы удовлетворяет строгому условию трехчастичной унитарности в любом приближении по K -матрице ввиду эрмитовости этой последней; а это важно.

поскольку вполне правдоподобным кажется предположение Осборна о том, что именно свойство унитарности, а не наличие всех членов многократного рассеяния, является основной причиной успеха аддитивной формулы Глаубера-Ситенко.

Подставляя явный вид трехчастичного оператора (4.2) в (4.6), разобьем $K(z)$ на три части:

$$K(z) = K^{12}(z) + K^{23}(z) + K^{31}(z) \quad (4.9)$$

где
$$K^{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} - V_{\alpha\beta} G_2(z) K(z) \quad (4.10)$$

Введем оператор $K_{\alpha\beta}(z)$ ($\alpha\beta = 12, 23, 31$)

$$K_{\alpha\beta}(z) = V_{\alpha\beta} - V_{\alpha\beta} G_2(z) K_{\alpha\beta}(z) \quad (4.11)$$

который является двухчастичным оператором в задаче трех тел. Он связан с соответствующей T -матрицей следующим образом:

$$T_{\alpha\beta}(z) = K_{\alpha\beta}(z) - K_{\alpha\beta}(z) G_1(z) T_{\alpha\beta}(z) \quad (4.12)$$

Подставляя (4.9) в (4.10) и учитывая (4.11) получим систему интегральных уравнений Фаддеева для K -матрицы:

$$K^{\alpha\beta}(z) = K_{\alpha\beta}(z) \left\{ 1 - G_2(z) [K^{\beta\gamma}(z) + k^{\gamma\alpha}(z)] \right\} \quad (4.13)$$

Решение (4.13) можно разложить в итерационный ряд разного порядка. Если мы ограничимся лишь линейными членами:

$$K^{(1)}(z) = K_{12}(z) + K_{23}(z) + K_{31}(z) \quad (4.14)$$

то получим приближение, которое соответствует однократному столкновению. Поэтому, учитывая эрмитовости K -матрицы, приближение (4.14) было названо трехтелным унитаризованным импульсным приближением (ТУИП).

Тогда в ТУИП T -матрица рассеяния имеет вид:

$$T(z) = [1 + K^{(1)}(z) G_1(z)]^{-1} K^{(1)}(z) \quad (4.15)$$

Подставляя (4.12) в (4.14), T -матрицу рассеяния можно переписать следующим образом:

$$T = \sum_{\alpha\beta\gamma} (1 - T_{\gamma\alpha} G_1)(1 - T_{\beta\gamma} G_1) \left\{ (1 - T_{\alpha\beta} G_1)(1 - T_{\beta\gamma} G_1)^{-1} (1 + T_{\beta\gamma} G_1 T_{\gamma\alpha} G_1) \right. \\ \left. (1 - T_{\beta\gamma} G_1) + T_{\alpha\beta} G_1 (1 - T_{\gamma\alpha} G_1)(1 - T_{\beta\gamma} G_1) \right\}^{-1} T_{\alpha\beta} \quad (4.16)$$

Определенная таким образом (4.16) T -матрица хотя описывает однократное физическое столкновение, тем не менее удовлетворяет условию трехчастичной унитарности.

Однако практическое применение (4.16) связана с большой технической трудностью. Но оказывается, что она существенно упрощается при выполнении одного высокоэнергетического приближения. Действительно, если

$$\|T_{\alpha\beta} G_1 T_{\beta\gamma} G_1\| \ll 1 \quad (4.17)$$

тогда формулу (4.16) существенно можно упростить:

$$T = \sum_{\alpha\beta\gamma} [1 - (T_{\gamma\alpha} + T_{\beta\gamma}) G_1] T_{\alpha\beta} \quad (4.18)$$

(4.18) удовлетворяет условию унитарности приближено с точностью (4.17).

В случае Nd -упругого рассеяния, когда частица 1 рассеивается на связанной системе 2,3, все члены, содержащие T_{23} , обращаются в нуль и следовательно имеем:

$$M_{fi} = \langle \vec{k}'_1, \Psi_{of} | T_{12} + T_{31} - T_{12} G_1 T_{31} - T_{31} G_1 T_{12} | \Psi_{oi}, \vec{k}_1 \rangle \quad (4.19)$$

Для упругого рассеяния (4.19) переходит в формулу Осборна при выполнении условия замораживание частиц ядра-мишени, формулу Глаубера-Ситенко, добавляя эйкональное приближение.

В случае развала дейтрона матричный элемент имеет вид:

$$M_{fi} = \langle \vec{k}_1 \vec{k}_2 \vec{k}_3 | T_{12} + T_{31} - (T_{23} + T_{31}) G_1 T_{12} - (T_{23} + T_{12}) G_1 T_{31} | \Psi_{oi}, \vec{k}_1 \rangle \quad (4.20)$$

Следует отметить, что формула Глаубера-Ситенко при выполнении соответствующих условий является точной формулой упругого рассеяния в том смысле, что в ней просуммированы все члены ряда многократного рассеяния.

Однако условия Глаубера-Ситенко выполняются в очень ограниченной области значения кинематических параметров рассеяний. Вне области применимости формула Глаубера-Ситенко уже не точна и надо ее заменить формулой (4.19), претендующей на описание лишь однократного столкновения частиц и все еще сохраняющая свойство унитарности с точностью (4.17).

Наконец отметим, что процедура обрезания является некоторым интуитивным способом восстановления трехчастичного унитарного свойства амплитуды рассеяния, которое более последовательно делается ТУИП. Действительно, оказалось, что если произвести процедуру обрезания после унитаризации амплитуды рассеяния то получается почти то же самый результат. Таким образом ТИПО является простым интуитивным, но эффективным способом последовательного описания механизма однократного столкновения, которое безусловно, теоретически более обоснованно выражается в ТУИП.

Глава 3. Упругое рассеяние $d(N,N)d$.

Упругое Nd -рассеяние является простейшим и поэтому важным трехтелным процессом. Здесь самым надежным образом можно испытать разные приближенные методы решения трехчастичных задач с целью их дальнейшего обобщения для более сложных процессов.

Экспериментальная методика изучения Nd -упругого рассеяния состоит в наблюдении рассеянного нуклона. При этом фиксируют энергию падающих нуклонов и измеряют зависимости дифференциального сечения от угла рассеянного нуклона (угловое распределение дифференциального сечения).

С появлением уравнений Фаддеева в первую очередь интенсивно стали изучать упругое Nd -рассеяние [17-19]. Задачу можно решить в замкнутом виде для любого реалистического нуклон-нуклонного потенциала.

Однако непосредственное применение уравнений Фаддеева для трехчастичных задач связано с известными техническими трудностями. Поэтому прибегают к разным приближенным вариантам. Два, внешне отличающихся унитарного подхода к трехчастичным процессам были предложены в работах Мебония [8,9]. Отправным пунктом обоих подходов является последовательный учет механизма однократного столкновения. Позже им же было доказано практическая эквивалентность этих подходов [11]. Поэтому в нашей диссертации мы применяем технически простейший из них—трехтельное импульсное приближение с обрезанием (ТИПО).

§3.1 Кинематика и расчетные формулы упругого Nd -рассеяния в ТИП

В этом параграфе мы рассмотрим общие кинематические соотношения упругого Nd -рассеяния, а также вывод расчетных формул, которые будут использованы при проведении конкретных исследований.

Присвоим падающей частице— номер 1, частицам связанного состояния (дейтрон)—номера 2 и 3. Обозначим кинетическую энергию, импульс и относительный импульс соответственно через $E_i, \vec{k}_i, \vec{k}_{ij}$ (начальные состояния) и $E'_i, \vec{k}'_i, \vec{k}'_{ij}$ (конечные состояния), причем $ij = 12, 23, 31$. Пусть $\Omega_i(\theta_i, \varphi_i)$ означает телесный угол рассеяния конечной i -ой частицы. Орбитальный момент и полные угловые моменты (со своими проекциями) обозначим через $L_{ij}(m_{ij}), J_{ij}(M_{ij})$ соответственно, а собственный момент (спин) и его проекцию через $S_i(v_i)$. Мы ограничимся лишь нерелятивистской кинематикой.

Тогда законы сохранения энергий и импульса в любой инерциальной системе имеют вид:

$$\begin{aligned} E_1 + E_d &= E'_1 + E'_d \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_d &= \vec{k}'_1 + \vec{k}'_d \end{aligned} \quad (5.1)$$

$E_d(E_d)$ —энергия дейтрона после (до) рассеяния; $\vec{k}'_d(\vec{k}_d)$ —импульс дейтрона после (до) рассеяния.

При исследовании Nd -упругого рассеяния обычно задается энергия падающих нуклонов E_1 и измеряется одномерное дифференциальное сечение, зависящее от угла рассеяния падающего нуклона θ_1 (на рис. 2 показана принципиальная

схема Nd -упругого рассеяния в лабораторной системе и системе центра масс). Остальные параметры k'_1, k'_d, θ_d определяются из законов сохранения энергии и импульса (5.1) следующим образом:

$$k'_1 = \frac{(k_1 + k_d) \cos(\theta_1) + \left\{ [(k_1 + k_d) \cos(\theta_1)]^2 + 6k_1(\frac{1}{2}k_1 - k_d) \right\}^{\frac{1}{2}}}{3} \quad (5.2)$$

$$k'_d = [2(k_1^2 + \frac{1}{2}k_d^2 - k_1'^2)]^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

$$\theta_d = \arccos \left[\frac{k_1^2 + k_d^2 + k_d'^2 - k_1'^2 - 2k_1k_d}{2k_d'(k_1 + k_d)} \right] \quad (5.4)$$

Согласно общей теории рассеяния [88], дифференциальное сечение Nd упругого рассеяния имеет вид:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{m_1}{k_1} \overline{|\hat{A}M_{fi}|^2} \delta(E_i - E_f) \delta(\vec{K}_i - \vec{K}_f) d\vec{k}'_1 d\vec{k}'_d \quad (5.5)$$

где \hat{A} -оператор антисимметризации по тождественным частицам; черточка над квадратом у матричного элемента означает усреднение по ориентациям начальных угловых моментов и суммирование по всем возможным конечным состояниям.

Вторая δ -функция в формуле (5.5) отражает закон сохранения импульса. Поэтому проведя интегрирование по \vec{k}'_d , после нормировки сечения в единице объема фазового пространства, имеем.

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{m_1}{k_1} \overline{|\hat{A}M_{fi}|^2} \delta(E_i - E_f) d\vec{k}'_1 \quad (5.6)$$

Наконец, проводя интегрирования по E'_1 и учитывая следующую формулу:

$$\int F(x) \delta(f(x)) dx = \sum F(x_i) \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|^{-1}_{x=x_i} \quad (5.7)$$

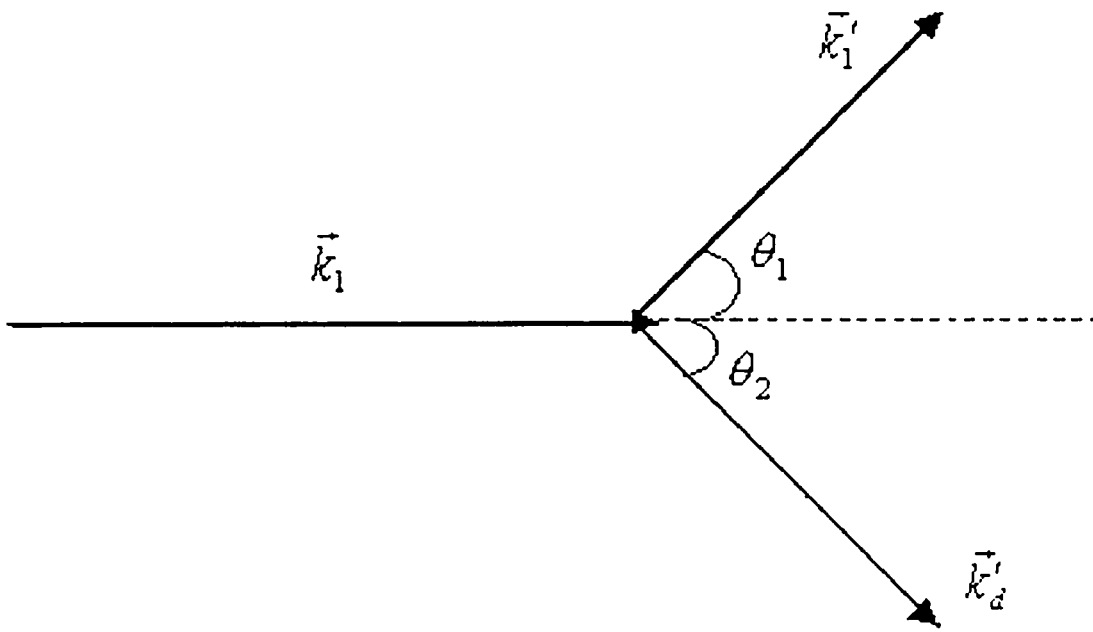


Рис. 2а Принципиальная схема Nd -упругого рассеяния в лабораторной системе координат

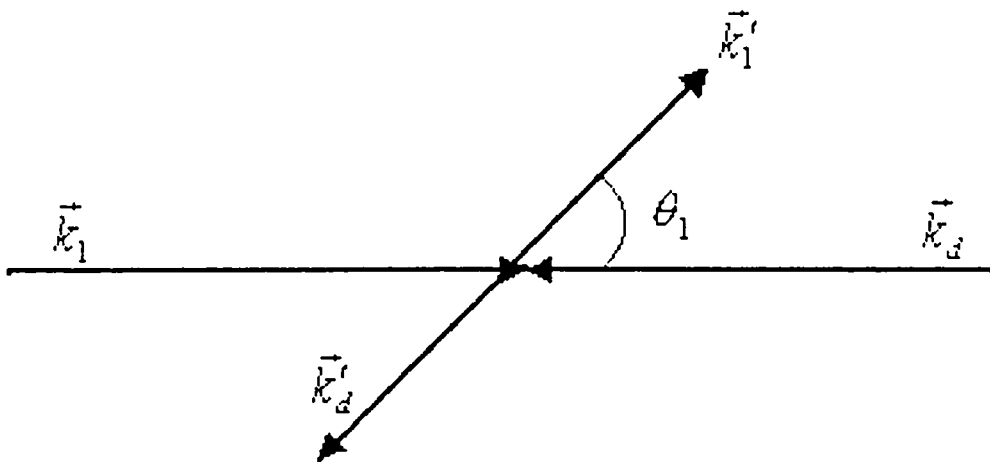


Рис. 2б Принципиальная схема Nd -упругого рассеяния в системе центра масс .

получим окончательные рабочие формулы для дифференциального сечения Nd -упругого рассеяния. В лабораторной системе координат ($E_d = k_d = 0$), после усреднения по ориентациям начальных угловых моментов, она имеет вид :

$$d\sigma / d\Omega_1 = (2\pi)^4 \frac{m^2 k_1'^2}{3k_1 |k_1 \cos(\theta_1) - 3k_1'|} \left| \widehat{A} M_{fi} \right|^2 \quad (5.8)$$

А в систему центра масс ($|\vec{k}_1| = |\vec{k}_d|$, $|\vec{k}_1'| = |\vec{k}_d'|$), тогда получим:

$$d\sigma / d\Omega_1 = \frac{32 \cdot \pi^4 m^2}{27} \left| \widehat{A} M_{fi} \right|^2 \quad (5.9)$$

Чтобы определить общий вид матричного элемента M_{fi} в ТИП запишем волновые функции входного и выходного каналов с учетом спиновых факторов.

$$\Psi_{oi} = \delta(\vec{k}_1 - \vec{k}_1') \chi_{s_1 v_1}(\sigma_1) \cdot \delta(\vec{k}_d - \vec{k}_{23}) \sum_{L_{23}} f_{L_{23}}(\vec{k}_{23}) \cdot Y_{s_2 L_{23}}^{J_2 M_{23}}(\vec{k}_{23}) \quad (5.10)$$

$$\Psi_{of} = \delta(\vec{k}_1' - \vec{k}_1) \chi_{s_1 v_1'}(\sigma_1') \cdot \delta(\vec{k}_d' - \vec{k}_{23}') \sum_{L_{23} m_{23}} f_{L_{23}}(\vec{k}_{23}') \cdot Y_{s_2 L_{23}}^{J_2 M_{23}}(\vec{k}_{23}') \quad (5.11)$$

где $f_{L_{23}}(\vec{k}_{23})$ - радиальная часть волновой функции связанного состояния в импульсном пространстве, Y_{SL}^M - спин-угловая часть волновой функции.

Тогда, учитывая (2.20), (5.10) и (5.11), для матричного элемента M_{fi} получим следующее выражение:

$$M_{fi} = \sum_{\alpha\beta\gamma=i23132} \int d\vec{k}_\gamma \mu_{\alpha\beta}^{-1} f_{L_{\beta\gamma}}^*(k'_{\beta\gamma}) f_{L_{\beta\gamma}}(k_{\beta\gamma}) t_{L_{\alpha\beta} L_{\alpha\beta}}^{J_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta}}(\vec{k}'_{\alpha\beta}, \vec{k}_{\alpha\beta}; \varepsilon_{\alpha\beta}) Z_{\alpha\beta}^\gamma \quad (5.12)$$

$t_{L'L}^{JS}$ - радиальная часть T -матричного элемента; $Z_{\alpha\beta}^\gamma$ - интеграл перекрытия между спин-угловыми функциями:

$$\begin{aligned}
Z'_{\alpha\beta} = & \sum_{(m,\nu)} P_{L'_{\alpha\beta}}^{m'_{\alpha\beta}}(\theta'_{\alpha\beta}) P_{L_{\alpha\beta}}^{m_{\alpha\beta}}(\theta_{\alpha\beta}) P_{L'_{\beta\gamma}}^{m'_{\beta\gamma}}(\theta'_{\beta\gamma}) P_{L_{\beta\gamma}}^{m_{\beta\gamma}}(\theta_{\beta\gamma}) \langle L'_{\alpha\beta} m'_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta} \nu'_{\alpha\beta} | J_{\alpha\beta} M_{\alpha\beta} \rangle \cdot \langle L_{\alpha\beta} m_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta} \nu_{\alpha\beta} | J_{\alpha\beta} M_{\alpha\beta} \rangle \\
& \cdot \langle L'_{\beta\gamma} m'_{\beta\gamma} S_{\beta\gamma} \nu'_{\beta\gamma} | J_{\beta\gamma} M_{\beta\gamma} \rangle \cdot \langle L_{\beta\gamma} m_{\beta\gamma} S_{\beta\gamma} \nu_{\beta\gamma} | J_{\beta\gamma} M_{\beta\gamma} \rangle \cdot \langle S_{\alpha} \nu'_{\alpha} S_{\beta} \nu'_{\beta} | S_{\alpha\beta} \nu_{\alpha\beta} \rangle \cdot \langle S_{\alpha} \nu_{\alpha} S_{\beta} \nu_{\beta} | S_{\alpha\beta} \nu_{\alpha\beta} \rangle \\
& \cdot \langle S_{\beta} \nu'_{\beta} S_{\gamma} \nu'_{\gamma} | S_{\beta\gamma} \nu_{\beta\gamma} \rangle \cdot \langle S_{\beta} \nu_{\beta} S_{\gamma} \nu_{\gamma} | S_{\beta\gamma} \nu_{\beta\gamma} \rangle
\end{aligned} \tag{5.13}$$

где ,

$\langle LmS \nu | JM \rangle$ – коэффициент Клебша-Жордана.

Теперь формулу (5.12) легко можно обобщить с учетом обрезания. В самом деле, проведя замену $f_L(\vec{q}) \rightarrow f_L(\vec{q}, R)$ имеем.

$$M_{fi} = \frac{1}{\pi} \sum_{\alpha\beta\gamma=123132} \int d\vec{k}_{\gamma} \mu_{\alpha\beta}^{-1} f_{L'_{\beta\gamma}}(k'_{\beta\gamma}) f_{L_{\beta\gamma}}(k_{\beta\gamma}, R_{\gamma}) t_{L'_{\alpha\beta} J_{\alpha\beta}}^{J_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta}}(k'_{\alpha\beta}, k_{\alpha\beta}; \varepsilon_{\alpha\beta}) Z'_{\alpha\beta} \tag{5.14}$$

где R_{γ} в системе центра масс согласно (3.3) имеет вид:

$$R_{\gamma} = C / |k_{\alpha}| \tag{5.15}$$

$$f_L(\vec{q}, R) = (2/\pi)^{\frac{1}{2}} \int_R^{\infty} J_L(qx) \varphi(x) x^2 dx \tag{5.16}$$

$J_L(qx)$ – сферическая функция Бесселя

$\varphi(x)$ – радиальная часть волновой функции связанного состояния.

§3.2 Нелокальные и сепарабельные потенциалы

Матричные элементы в приближении ТИП (5.12) и ТИПО (5.14) содержат двухчастичные T -матричные элементы внеэнергетической поверхности. Поэтому для дальнейших расчетов требуется задание соответствующих ядерных потенциалов. В нашей диссертации используем нелокальные и сепарабельные потенциалы.

Сепарабельные потенциалы впервые были введены в работе [100]. В настоящее время они широко применяются для исследования взаимодействия как нуклонов так и разных фрагментов [16,25].

Отличительной чертой таких потенциалов является то, что ядро интегральных уравнений Липмана-Швингра вырождено, что позволяет решить их сравнительно легко так, что с практической точки зрения, сепарабельные потенциалы очень удобны как для решения задачи двух, так и особенно трех тел. В самом деле, сепарабельные потенциалы достаточно хорошо передают особенности взаимодействия отдельных ядерных систем, и кроме того, локальный потенциал всегда можно разложить в ряд суммы нелокальных и сепарабельных потенциалов, где практически можно ограничиться несколькими членами.

В наших расчетах в качестве NN -потенциала мы выбрали нелокальный и сепарабельный потенциал Монгана [16]

$$\langle \vec{k}' | V | \vec{k} \rangle = \sum_{\alpha L M} i^{L-L'} \{ g_{\alpha'}(k') g_{\alpha}(k) + h_{\alpha'}(k') h_{\alpha}(k) \cdot Y_{\alpha'}^M(\hat{k}') Y_{\alpha}^M(\hat{k}) \} \quad (6.1)$$

где L - орбитальный момент; M - проекция полного момента ;
 α - совокупность других квантовых чисел (полный момент, спин,

изоспин) ; $g(k)$ и $h(k)$ определяют радиальную часть потенциала; \hat{k} -означает единичный вектор, $Y(\hat{k})$ -обобщенная шаровая функция.

$$Y_{\alpha L}^M(\hat{k}) = \sum_{mv} \langle LmSv | JM \rangle y_{Lm}(\Omega) \chi_{Lm}(\sigma) \quad (6.2)$$

где $y_{Lm}(\Omega)$ и $\chi_{Lm}(\sigma)$ - шаровая и спиновая функции соответственно.

Параметры $g(k)$ и $h(k)$ определяются следующим образом:

$$g_{\alpha L} = C_{\alpha L} \frac{k^L}{(a_{\alpha L}^2 + k^2)^{\frac{L+1}{2}}} ; \quad h_{\alpha L} = D_{\alpha L} \frac{k^L}{(b_{\alpha L}^2 + k^2)^{\frac{L+1}{2}}} \quad (6.3)$$

где значения параметров C_{α} , D_{α} , a_{α} и b_{α} для отдельных NN -состояний приведены в таблицах 1 (для несвязанных по орбитальному моменту состояний) и 2 (для связанных по орбитальному моменту состояний).

Таким образом задавая NN -потенциал (6.1) можно было определить все нужные величины для матричного элемента Nd -упругого рассеяния, в том числе и волновую функцию дейтрона. Уравнение Липмана-Швингра для T -матрицы рассеяния двух частиц в импульсном пространстве имеет вид:

$$\langle \bar{k}' | t(\varepsilon) | \bar{k} \rangle = \langle \bar{k}' | V | \bar{k} \rangle - \int \frac{\langle \bar{k}' | V | \bar{q} \rangle \langle \bar{q} | t(\varepsilon) | \bar{k} \rangle}{q^2 / 2\mu - \varepsilon \mp i\eta} d\bar{q} \quad (6.4)$$

где μ -приведенная масса рассматриваемых частиц.

Введем обозначение:

$$\varepsilon = \mathfrak{K}^2 / 2\mu \quad (6.5)$$

и будем искать решение (6.4) в виде :

$$\langle k' | t(\varepsilon) | k \rangle = \sum_{LL'\alpha M} t_{LL'}^{\alpha}(k', k; \mathfrak{K}) Y_{\alpha L'}^M(\hat{k}') Y_{\alpha L}^{M*}(\hat{k}) \quad (6.6)$$

Введем обозначения

$$X_{L'L}^{\alpha}(\aleph) = \sum_{L'} \int \frac{g_{\alpha L'}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \aleph^2 \mp i\eta} \quad (6.7)$$

$$y_{L'L}^{\alpha}(\aleph) = \sum_{L'} \int \frac{h_{\alpha L'}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \aleph^2 \mp i\eta} \quad (6.8)$$

$$Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph) = \sum_{L'} \int \frac{h_{\alpha L'}(q) g_{\alpha L'}(q) q^2 dq}{q^2 - \aleph^2 \mp i\eta} \quad (6.9)$$

$$A_{L'L}^{\alpha}(k, \aleph) = i^{L'-L} g_{\alpha L}(k) - \sum_{L'} i^{L'-L'} \int \frac{g_{\alpha L'}(q) t_{L'L}^{\alpha}(q, k; \chi) q^2 dq}{q^2 - \aleph^2 \mp i\eta} \quad (6.10)$$

$$B_{L'L}^{\alpha}(k, \aleph) = i^{L'-L} h_{\alpha L}(k) - \sum_{L'} i^{L'-L'} \int \frac{h_{\alpha L'}(q) t_{L'L}^{\alpha}(q, k; \chi) q^2 dq}{q^2 - \aleph^2 \mp i\eta} \quad (6.11)$$

Придавая теперь левой стороне интегрального уравнения (6.6) поочередно вид (6.10) и (6.11), его решение сведется к решению системы линейных алгебраических уравнений для функции $A_{L'L}^{\alpha}$ и $B_{L'L}^{\alpha}$.

$$[1 + X_{L'L}^{\alpha}] A_{L'L}^{\alpha}(k, \aleph) + Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph) B_{L'L}^{\alpha} = g_{\alpha L}(k) \quad (6.12)$$

$$[1 + y_{L'L}^{\alpha}(\aleph)] B_{L'L}^{\alpha}(k, \aleph) + Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph) A_{L'L}^{\alpha} = h_{\alpha L}(k) \quad (6.13)$$

Тогда решение имеет вид:

$$A_{L'L}^{\alpha}(k, \aleph) = \frac{g_{\alpha L}(k)[1 + y_{L'L}^{\alpha}(\aleph)] - h_{\alpha L}(k) Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph)}{[1 + X_{L'L}^{\alpha}(\aleph)][1 + y_{L'L}^{\alpha}(\aleph)] - [Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph)]^2} \quad (6.14)$$

$$B_{L'L}^{\alpha}(k, \aleph) = \frac{h_{\alpha L}(k)[1 + X_{L'L}^{\alpha}(\aleph)] - g_{\alpha L}(k) Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph)}{[1 + X_{L'L}^{\alpha}(\aleph)][1 + y_{L'L}^{\alpha}(\aleph)] - [Z_{L'L}^{\alpha}(\aleph)]^2} \quad (6.15)$$

Наконец, подставляя найденное решение в (6.6) для радиальной части парациальной T -матрицы получаем выражение:

$$t_{LL}^{\alpha}(k', k; \kappa) = i^{L'-L} \{g_{\alpha L'}(k') g_{\alpha L}(k) [1 + y_{LL}^{\alpha}(\kappa)] + h_{\alpha L'}(k') h_{\alpha L}(k) [1 + X_{LL}^{\alpha}(\kappa)] - Z_{LL}^{\alpha}(\kappa) \cdot \\ \cdot [g_{\alpha L'}(k') h_{\alpha L}(k) + g_{\alpha L}(k) h_{\alpha L'}(k')] \} \{ [1 + X_{LL}^{\alpha}(\kappa)] [1 + y_{LL}^{\alpha}(\kappa)] - [Z_{LL}^{\alpha}(\kappa)]^2 \}^{-1} \quad (6.16)$$

В частном случае, когда наряду с полным моментом сохраняется и орбитальный момент, будем иметь т.н. "несвязанные состояния" ($L' = L$). Тогда в формулах (6.7-11) вместо суммы останутся по одному члену. В результате этого конечное выражение для радиальной части парциальной T - матрицы примет вид :

$$t_L^{\alpha}(k', k; \kappa) = \{g_{\alpha L}(k') g_{\alpha L}(k) [1 + y_L^{\alpha}(\kappa)] + h_{\alpha L}(k') h_{\alpha L}(k) [1 + X_L^{\alpha}(\kappa)] - Z_L^{\alpha}(\kappa) \cdot \\ \cdot [g_{\alpha L}(k') h_{\alpha L}(k) + g_{\alpha L}(k) h_{\alpha L}(k')] \} \{ [1 + X_L^{\alpha}(\kappa)] [1 + y_L^{\alpha}(\kappa)] - [Z_L^{\alpha}(\kappa)]^2 \}^{-1} \quad (6.17)$$

где ,

$$X_L^{\alpha}(\kappa) = \frac{2}{\pi} \int \frac{g_{\alpha L}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \kappa^2 \mp i\eta} \quad (6.18)$$

$$y_L^{\alpha}(\kappa) = \frac{2}{\pi} \int \frac{h_{\alpha L}^2(q) q^2 dq}{q^2 - \kappa^2 \mp i\eta} \quad (6.19)$$

$$Z_L^{\alpha}(\kappa) = \frac{2}{\pi} \int \frac{h_{\alpha L}(q) g_{\alpha L}(q) q^2 dq}{q^2 - \kappa^2 \mp i\eta} \quad (6.20)$$

Таблица 1

Параметры MW потенциала для несвязанных состояний

состояние	1S_0	1P_1	1D_2	1F_3	1G_4	3P_0	3P_1	3D_2	3F_3	3G_4
C_{α} (мэв.ф) $^{\frac{1}{2}}$	27.33	30.21	21.09	—	8.502	13.94	—	20.60	—	14.04
$a_{\alpha}(\Phi)^{-1}$	1.786	1.258	1.944	—	1.425	1.313	—	1.468	—	1.317
D_{α} (мэв.ф) $^{\frac{1}{2}}$	302.0	40.88	—	14.16	—	988.1	45.63	—	7.347	—
$b_{\alpha}(\Phi)^{-1}$	6.157	1.410	—	1.470	—	4.460	2.178	—	1.213	—

Таблица 2
 Параметры MW потенциала для связанных
 состояний

состояние	C_α (мэв.ф) ^{1/2} L=J-1	$a_\alpha(\Phi)^{-1}$ L=J-1	D_α (мэв.ф) ^{1/2} L=J-1	$b_\alpha(\Phi)^{-1}$ L=J-1	C_α (мэв.ф) ^{1/2} L=J+1	$a_\alpha(\Phi)^{-1}$ L=J+1	D_α (мэв.ф) ^{1/2} L=J+1	$b_\alpha(\Phi)^{-1}$ L=J+1
$^3S_1-^3D_1$	41.08	1.994	93.74	3.612	33.66	1.161	49.38	1.264
$^3P_2-^3F_2$	24.24	2.198	—	—	1.102	0.652	—	—
$^3D_3-^3G_3$	24.98	1.667	26.00	1.732	—	—	8.697	1.129
$^3F_4-^3H_4$	14.78	1.884	—	—	3.270	1.033	—	—

§3.3 Волновая функция дейтрона

Как уже было показано (см. формулы (5.12) и (5.14)), матричный элемент Nd -упругого рассеяния определяется Фурье-образом волновой функцией связанного состояния и внеэнергетическим T -матричным элементом двухчастичного рассеяния.

Известно, что волновые функции сложных ядер мы можем знать лишь приближено на основе какого-либо модельного представления. Но задачу дейтрона можно решить точно при помощи NN потенциала.

Дейтронное состояние определяется смесью волн: ${}^3S_1 + {}^3D_1$, хотя вклад D -состояния в нормировку волновой функции очень мал (7%), тем не менее он может стать определяющим в случае, когда из-за некоторого отбора квантовых чисел, орбитальный момент должен быть отличен от нуля, или при больших передаваемых импульсах. В случае Nd -упругого столкновения D -состояния может внести существенный вклад в сечение при достаточно больших энергиях (несколько сотен мэв). Поэтому в наших расчетах мы ограничимся лишь S -состоянием, так как наши исследования проводились при малых энергиях.

Однако чтобы поставленные в диссертации задачи имели замкнутый вид, как двухнуклонные амплитуды, так и дейтронную волновую функцию мы строим одним и тем же потенциалом нелокальным и сепарабельным потенциалом Монгана.

Запишем уравнение Шредингера для волновой функции дейтрона $f(k)$ в импульсном представлении.

$$(E - \frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta)|f\rangle = V|f\rangle \quad (7.1)$$

формула (7.1) в интегральном виде имеет вид:

$$\int \langle \bar{k} | E - \frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta | \bar{k}' \rangle \langle \bar{k}' | f \rangle d\bar{k}' = \int \langle \bar{k} | V | \bar{k}' \rangle \langle \bar{k}' | f \rangle d\bar{k}' \quad (7.2)$$

где $d\bar{k}' = k'^2 dk' d\Omega$.

Интегрируя левую часть (7.2) получим:

$$(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu})f(k) = \int \langle \bar{k} | V | \bar{k}' \rangle f(k') d\bar{k}' \quad (7.3)$$

Введем обозначение:

$$\alpha^2 = -\frac{2\mu E_{cs}}{\hbar^2} \quad (7.4)$$

где $E_{cs} = -2.23$ Мэв, энергия связи дейтрона.

Подставляя (7.4) и (6.1) в (7.3) получим:

$$(\alpha^2 + k^2)f_L(k) = \frac{8\pi\mu}{\hbar^2} \left\{ g_L^{JS}(k) \sum_{L'} \int_0^\infty g_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk' - h_L^{JS}(k) \sum_{L'} \int_0^\infty h_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk' \right\} \quad (7.5)$$

где в сумму L входят значения орбитального момента дейтрона 0 и 2.

Введем следующие обозначения:

$$G = \sum_{L'} \int_0^\infty g_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk' \quad (7.6)$$

$$H = \sum_{L'} \int_0^\infty h_{L'}^{JS}(k') f_{L'}(k') k'^2 dk'$$

Тогда (7.5) примет следующий вид:

$$f_L(k) = -\frac{8\pi\mu}{\hbar^2} \left[\frac{1}{\alpha^2 + k^2} (g_L^{JS}(k).G - h_L^{JS}(k).H) \right] \quad (7.7)$$

Подставляя (7.7) в (7.6) получим:

$$G = \left[\sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] \cdot G - \left[\sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}(k') \cdot h_{L'}(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] \cdot H \quad (7.8)$$

$$H = \left[- \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{h_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] \cdot H + \left[\sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}(k') \cdot h_{L'}(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \right] \cdot G \quad (7.9)$$

Введем следующие обозначения:

$$X_{gg} = \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \quad (7.10)$$

$$X_{hh} = \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{h_{L'}^2(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \quad (7.11)$$

$$X_{gh} = \sum_{L'} \int_0^{\infty} \frac{g_{L'}(k') h_{L'}(k') k'^2 dk'}{\alpha^2 + k^2} \quad (7.12)$$

Тогда для G и H получим систему уравнений :

$$\begin{aligned} (1 - X_{gg}) \cdot G + X_{gh} \cdot H &= 0 \\ X_{gh} \cdot G - (1 + X_{hh}) \cdot H &= 0 \end{aligned} \quad (7.13)$$

Система уравнения (7.13) относительно коэффициентов имеет нетривиальное решение если ее определитель равен нулю. Это позволяет найти энергию связи дейтрона и его волновую функцию : $E_{cb} = -2.23$ мэВ

$$(1 - C_d \cdot X_{gg})(1 + D_d \cdot X_{hh}) + D_d C_d X_{gh} X_{gh} = 0 \quad (7.14)$$

$$f_L(k) = \frac{N}{\alpha^2 + k^2} \left[\frac{1 + D_d \cdot X_{hh}}{D_d \cdot X_{gh}} g_L(k) - h_L(k) \right] \quad (7.15)$$

где N —определяется из условия нормировки:

$$\int_0^{\infty} (|f_0(k)|^2 + |f_2(k)|^2) k^2 dk = 1 \quad (7.16)$$

В частном случае, если ограничимся S-волновым приближением имеет :

$$f_0(k) = \frac{N_0}{\alpha^2 + k^2} \left[\frac{1 + D_{\alpha 0} \cdot X_{hh}^0}{D_{\alpha 0} \cdot X_{gh}^0} g_0(k) - h_0(k) \right] \quad (7.17)$$

Для определения обрезанного Фурье-образа волновой функции дейтрона, перепишем волновую функцию в координатном представлении:

$$f_L(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} i^L J_L(kr) \varphi_L(k) k^2 dk \quad (7.18)$$

В S-волновом приближении ее можно придать явный вид:

$$f_0(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} J_0(kr) \varphi_0(k) k^2 dk = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\sin(kr)}{kr} \varphi_0(k) k^2 dk \quad (7.19)$$

Учитывая (7.7), получим :

$$f_0(r) = \frac{2\pi^2}{r} \exp(-\alpha r) \left\{ \frac{1 - \exp(ar)}{a^2 - \alpha^2} \cdot G - \frac{1 - \exp(-br)}{b^2 - \alpha^2} \cdot H \right\} \quad (7.20)$$

Согласно формуле (5.16) для обрезанного Фурье-образа волновой функции дейтрона имеем:

$$f_0(\vec{k}, R) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_R^{\infty} J_L(kr) \varphi_0(r) r^2 dr = \frac{1}{4\pi k} \int_R^{\infty} \sin(kr) \varphi_0(r) r dr \quad (7.21)$$

где R – радиус обрезаия.

Учитывая следующую формулу:

$$\int \sin(kr) \cdot \exp(-\alpha r) dr = \frac{-1}{\alpha^2 + k^2} \{ \alpha \sin(kr) + k \cos(kr) \} \exp(-\alpha r) \quad (7.22)$$

И, наконец, учитывая (7.20) и (7.22), получим :

$$f_0(k, R) = P [g_0(k, R) \cdot A - h_0(k, R)] \quad (7.23)$$

где

$$A = \frac{X_{gh}^{(0)} - X_{gh}^{(2)}}{X_{gg}^{(0)} + X_{gg}^{(2)} - 1}, \quad (7.24)$$

$$P = \left[\left| Z_{gg}^{(0)} A^2 - 2A Z_{gh}^{(0)} + Z_{hh}^{(0)} + A^2 \cdot Z_{gg}^{(2)} - 2A Z_{hg}^{(2)} \cdot Z_{hh}^{(2)} \right| \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.25)$$

$$Z_{gg}^{(0)} = \frac{0.25 \cdot \pi \cdot C_0^2}{\alpha a_0 (\alpha + a_0)^3} \quad (7.26)$$

$$Z_{gh}^{(0)} = \frac{0.25 \pi \cdot D_0 \cdot C_0 \cdot (2\alpha + a_0 + b_0)}{\alpha (b_0 + a_0) \cdot (\alpha + a_0)^2 \cdot (\alpha + b_0)^2} \quad (7.27)$$

$$Z_{hh}^{(0)} = \frac{0.25 \pi \cdot D_0^2}{\alpha b_0 (\alpha + b_0)^3} \quad (7.28)$$

$$Z_{gg}^{(2)} = \frac{\pi \cdot C_2^2 (5\alpha + a_2)}{32\alpha a_2 (\alpha + a_2)^5} \quad (7.29)$$

$$Z_{hh}^{(2)} = \frac{\pi \cdot D_2^2 (5\alpha + b_2)}{32\alpha b_2 (\alpha + b_2)^5} \quad (7.30)$$

$$Z_{gh}^{(2)} = \frac{0.25 \pi \cdot D_2 \cdot C_2 \cdot (\alpha b_2 + \alpha a_2 + a_2 b_2)^2 + \alpha a_2 b_2 (\alpha + a_2 + b_2)}{(a_2 + b_2)^3 \cdot (\alpha + a_2)^3 \cdot (\alpha + b_2)^3} \quad (7.31)$$

$$g_0(k, R) = \frac{C_0}{(a_0^2 - \alpha^2)k} \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + k^2} [\alpha \sin(kR) + k \cos(kR)] \exp(-\alpha R) - \right. \\ \left. - \frac{1}{a_0^2 + k^2} [a_0 \sin(kR) + k \cos(kR)] \exp(-a_0 R) \right\} \quad (7.32)$$

$$h_0(k, R) = \frac{D_0}{(b_0^2 - \alpha^2)k} \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + k^2} [\alpha \sin(kR) + k \cos(kR)] \exp(-\alpha R) - \right. \\ \left. - \frac{1}{b_0^2 + k^2} [a_0 \sin(kR) + k \cos(kR)] \exp(-b_0 R) \right\} \quad (7.33)$$

Аналогично для D -волновой функции дейтрона получим следующие выражение:

$$f_2(k, R) = P[g_2(k, R) \cdot A - h_2(k, R)] \quad (7.34)$$

где,

$$g_2(k, R) = \frac{C_2}{(a_2^2 - \alpha^2)^2} \left[-\frac{\cos(kR) \cdot (\alpha^2 \exp(-\alpha R))}{\alpha^2 + k^2} + \frac{\cos(kR) \cdot (a_2^2 \cdot \exp(-a_2 R))}{a_2^2 + k^2} - \frac{\sin(kR) \cdot (\alpha^3 \cdot \exp(-\alpha R) / k)}{\alpha^2 + k^2} \right. \\ \left. + \frac{\sin(kR) \cdot (a_2^3 \exp(-a_2 R) / k)}{a_2^2 + k^2} \right] - \frac{C_2}{2(a_2^2 - \alpha^2)} \left[\frac{3 \cdot \exp(-a_2 R)}{k^2} - \frac{\cos(kR) \cdot \exp(-a_2 R)}{a_2^2 + k^2} - \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-a_2 R)}{a_2^2 + k^2} \cdot \frac{a_2}{k} \right. \\ \left. - \frac{\cos(kR) \exp(-a_2 R)}{a_2^2 + k^2} \cdot a_2 R - \frac{\cos(kR) \exp(-a_2 R)}{(a_2^2 + k^2)^2} \cdot 2a_2^2 - \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-a_2 R)}{a_2^2 + k^2} \cdot a_2^2 \frac{R}{k} - \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-a_2 R)}{(a_2^2 + k^2)^2} \right. \\ \left. \cdot \frac{(a_2^2 - k^2) \cdot a_2}{k} - \frac{\cos(kR) \exp(-a_2 R)}{a_2^2 + k^2} \cdot \frac{a_2^2}{3 \cdot k^2} + \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-a_2 R)}{a_2^2 + k^2} \cdot \frac{a_2}{3k} \right] \quad (7.35)$$

$$h_2(k, R) = \frac{D_2}{(b_2^2 - \alpha^2)^2} \left[-\frac{\cos(kR) \cdot (\alpha^2 \exp(-\alpha R))}{\alpha^2 + k^2} + \frac{\cos(kR) \cdot (b_2^2 \cdot \exp(-b_2 R))}{b_2^2 + k^2} - \frac{\sin(kR) \cdot (\alpha^3 \cdot \exp(-\alpha R) / k)}{\alpha^2 + k^2} \right. \\ \left. + \frac{\sin(kR) \cdot (b_2^3 \exp(-b_2 R) / k)}{b_2^2 + k^2} \right] - \frac{D_2}{2(b_2^2 - \alpha^2)} \left[\frac{3 \cdot \exp(-b_2 R)}{k^2} - \frac{\cos(kR) \cdot \exp(-b_2 R)}{b_2^2 + k^2} - \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-b_2 R)}{b_2^2 + k^2} \cdot \frac{b_2}{k} \right. \\ \left. - \frac{\cos(kR) \exp(-b_2 R)}{b_2^2 + k^2} \cdot b_2 R - \frac{\cos(kR) \exp(-b_2 R)}{(b_2^2 + k^2)^2} \cdot 2b_2^2 - \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-b_2 R)}{b_2^2 + k^2} \cdot b_2^2 \frac{R}{k} - \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-b_2 R)}{(b_2^2 + k^2)^2} \right. \\ \left. \cdot \frac{(b_2^2 - k^2) b_2}{k} - \frac{\cos(kR) \exp(-b_2 R)}{b_2^2 + k^2} \cdot \frac{b_2^2}{3 \cdot k^2} + \frac{\sin(kR) \cdot \exp(-b_2 R)}{b_2^2 + k^2} \cdot \frac{b_2}{3k} \right] \quad (7.36)$$

§3.4 Расчетные формулы и обсуждение

результатов по упругому $d(n,n)d$ рассеянию

Согласно формулам (5.12) и (5.9), в системе центра масс дифференциальное сечение Nd -упругого рассеяния в ТИПО можно записать в таком явном виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2\pi)^4 \frac{2m^2}{27} \sum_{spins} |M_{fi}|^2 \quad (8.1)$$

где,

$$M_{fi} = Z_1 \int d\bar{q} f_L^*(\bar{k}'_{23}) f_L(\bar{k}_{23}, R) \sum_{J_{12} L_{12} L'_{12}} t_{L_{12}}^{J_{12} S_{12}}(k'_{12}, k_{12}; \epsilon_{12}) \cdot \sum_{m'_{12} m_{12}} P_{L'_{12}}^{m'_{12}}(\theta'_{12}) P_{L_{12}}^{m_{12}}(\theta_{12}) + \quad (8.2)$$

$$+ Z_2 \int d\bar{q} f_L^*(\bar{k}'_{23}) f_L(\bar{k}_{23}, R) \sum_{J_{31} L_{31} L'_{31}} t_{L_{31}}^{J_{31} S_{31}}(k'_{31}, k_{31}; \epsilon_{31}) \cdot \sum_{m'_{31} m_{31}} P_{L'_{31}}^{m'_{31}}(\theta'_{31}) P_{L_{31}}^{m_{31}}(\theta_{31}).$$

$$Z_1 = \sum_{\substack{M_{12} v_{12} v'_{12} \\ v'_3}} \langle L'_{12} m'_{12} S_{12} v'_{12} | J_{12} M_{12} \rangle \cdot \langle L_{12} m_{12} S_{12} v_{12} | J_{12} M_{12} \rangle \cdot \langle L'_{23} m'_{23} S_{23} v'_{23} | J_{23} M_{23} \rangle \cdot \quad (8.3)$$

$$\cdot \langle L_{23} m_{23} S_{23} v_{23} | J_{23} M_{23} \rangle \cdot \langle 0.5 v'_1 \ 0.5 v'_2 | S_{12} v'_{12} \rangle \cdot \langle 0.5 v_1 \ 0.5 v_2 | S_{12} v_{12} \rangle \cdot$$

$$\cdot \langle 0.5 v'_2 \ 0.5 v'_3 | S_{23} v'_{23} \rangle \cdot \langle 0.5 v_2 \ 0.5 v_3 | S_{23} v_{23} \rangle$$

$$Z_2 = \sum_{\substack{M_{31} v_{31} v'_{31} \\ v'_2}} \langle L'_{31} m'_{31} S_{31} v'_{31} | J_{31} M_{31} \rangle \cdot \langle L_{31} m_{31} S_{31} v_{31} | J_{31} M_{31} \rangle \cdot \langle L'_{23} m'_{23} S_{23} v'_{23} | J_{23} M_{23} \rangle \cdot \quad (8.4)$$

$$\cdot \langle L_{23} m_{23} S_{23} v_{23} | J_{23} M_{23} \rangle \cdot \langle 0.5 v'_3 \ 0.5 v'_1 | S_{31} v'_{31} \rangle \cdot \langle 0.5 v_3 \ 0.5 v_1 | S_{31} v_{31} \rangle \cdot$$

$$\cdot \langle 0.5 v'_2 \ 0.5 v'_3 | S_{23} v'_{23} \rangle \cdot \langle 0.5 v_2 \ 0.5 v_3 | S_{23} v_{23} \rangle$$

$P_L^m(\theta)$ – нормированный присоединенный полином Лежандра,

$\theta_{ij}(\theta'_{ij})$ – угол между вектором $\bar{k}_{ij}(\bar{k}'_{ij})$ и выбранным физическим

направлением; $f_L(k, R)$ определяется по формуле (7.23), а

матричный элемент t_{LL}^{JS} – по формуле (6.16) для связанных по

орбитальному моменту состояний или по формуле (6.17) для несвязанных состояний ($L' = L$).

$$\bar{k}'_{12} = \bar{k}'_1 + \frac{\bar{q}}{2}, \quad \bar{k}_{12} = \bar{k}_1 + \frac{\bar{q}}{2} \quad (8.5)$$

$$\bar{k}'_{31} = \frac{-\bar{q}}{2} - \bar{k}'_1, \quad \bar{k}_{31} = \frac{-\bar{q}}{2} - \bar{k}_1 \quad (8.6)$$

$$\bar{k}'_{23} = \frac{-\bar{k}'_1}{2} - \bar{q}, \quad \bar{k}_{23} = \frac{-\bar{k}_1}{2} - \bar{q} \quad (8.7)$$

$$\varepsilon_{12} = \frac{3}{4m}(k_1'^2 - q^2) - Q; \quad (8.8)$$

$$\varepsilon_{31} = \frac{3}{4m}(k_1'^2 - q^2) - Q.$$

где Q — энергия связи дейтрона; суммирование в (8.1) происходит по спиновым проекциям нуклона и дейтрона до и после рассеяния.

Теперь приступим к применению ТИПО для проведения конкретных расчетов по упругому $d(n,n)d$ рассеянию. Исходной формулой расчета соответствующего дифференциального сечения в системе центра масс в ТИПО является (8.1).

Мы использовали систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$. В конкретных расчетах двухнуклонная внеэнергетическая T -матрица и радиальная часть дейтронной волновой функции были построены при помощи нелокального и сепарабельного потенциала Монгана [16]. В наших расчетах мы ограничимся лишь S -состоянием волновой функции дейтрона, так как вклад D -состояния в нормировку волновой функции очень мал (7%) и при малых энергиях им можно пренебречь. Однако D -состояние волновой функции дейтрона может внести существенный вклад в сечение при достаточно больших переданных импульсах.

Кроме того в расчетах T -матричных элементов были учтены разные двухнуклонные состояния:

$${}^1S_0, {}^1P_1, {}^1D_2, {}^3S_1+{}^3D_1, {}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2+{}^3F_2, {}^3D_2.$$

Однако, поскольку мы рассматривали сравнительно низкие энергии, в конечных результатах подавляющий вклад внесли амплитуды с нулевым орбитальным моментом.

Следует отметить, что радиус обрезания R в формуле (8.2) определяется формулой (3.3), где C – некоторая константа, обеспечивающая выполнение неравенства $\lambda \leq R$.

Экспериментальная методика исследования Nd упругого рассеяния подразумевает наблюдение рассеянного нуклона. При этом фиксируют энергию падающих нуклонов в лабораторной системе координат и измеряют зависимости дифференциального сечения от угла рассеянного нуклона.

В нашей диссертации, конкретные теоретические исследования проведены для упругого $d(n,n)d$ рассеяния при разных энергиях падающих нейтронов ($E_n = 5-25$ Мэв) на основе предложенного приближенного метода ТИПО, эффективно исправляющее некоторое внутреннее противоречие, содержащееся в обычных формулировках механизма однократного столкновения.

На Рис. (3-9) показаны результаты наших расчетов: зависимость дифференциального сечения nd -упругого рассеяния от угла рассеяния в системе центра масс $\theta_{c.m}$ с соответствующими экспериментальными данными для разных энергий в л.с. (5, 10, 12, 14.1, 16.5, 18, 22.7 мэв). Сплошная кривая и левая шкала соответствуют расчету в ТИПО, а штриховая кривая и правая шкала – аналогичному расчету без обрезания. Экспериментальные точки (левая шкала) взяты из работ [33,36,38].

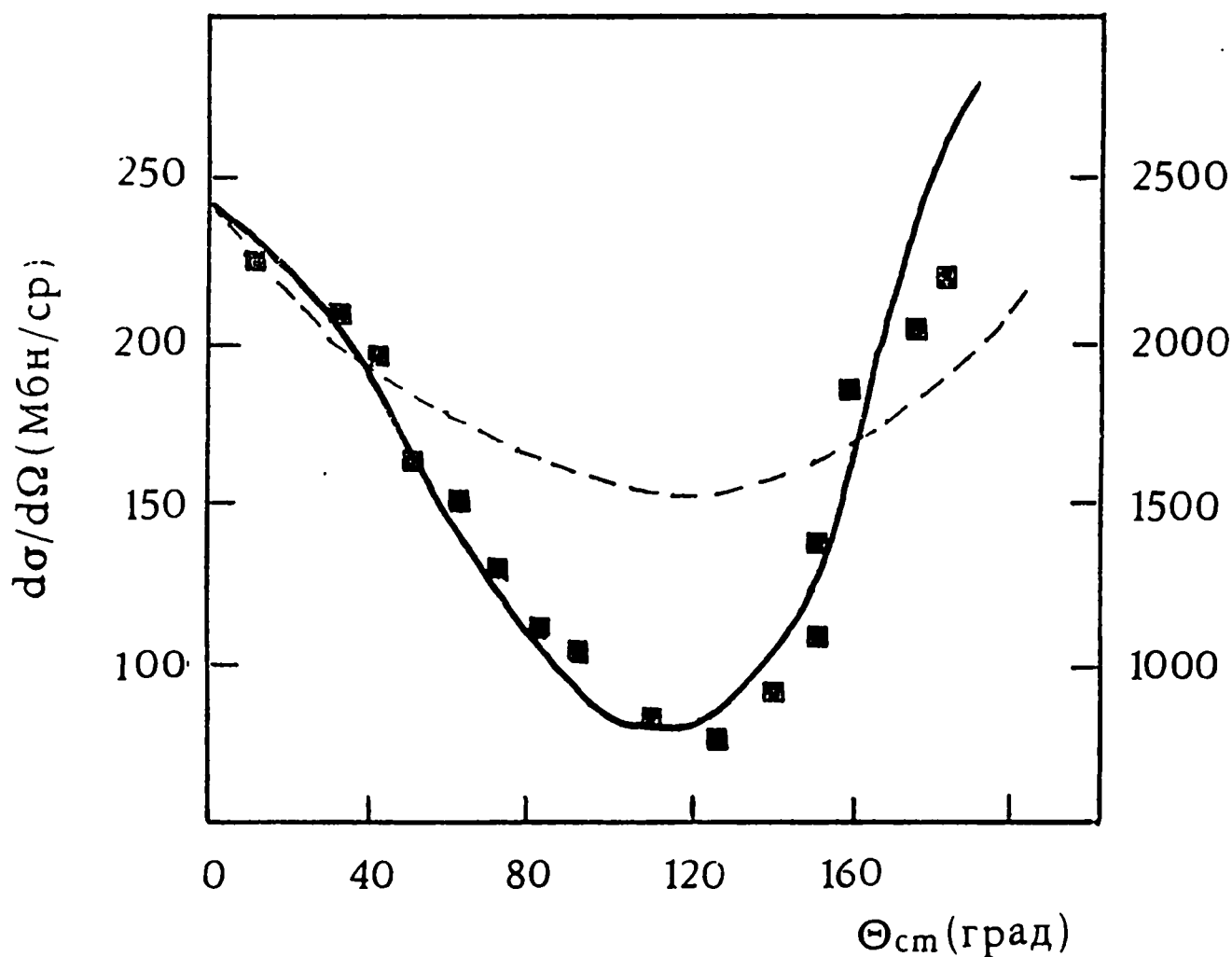


Рис.3 Зависимость дифференциального сечения упругого $d(n, n)d$ рассеяния от угла рассеяния $\theta_{с.т}$ в системе ц.м. для энергий падающих нейтронов $E_n = 5$ Мэв в л.с. Сплошная кривая соответствует расчетам с обрезанием, штриховая соответствует расчетам без обрезания. Экспериментальные данные взяты из работы [36].

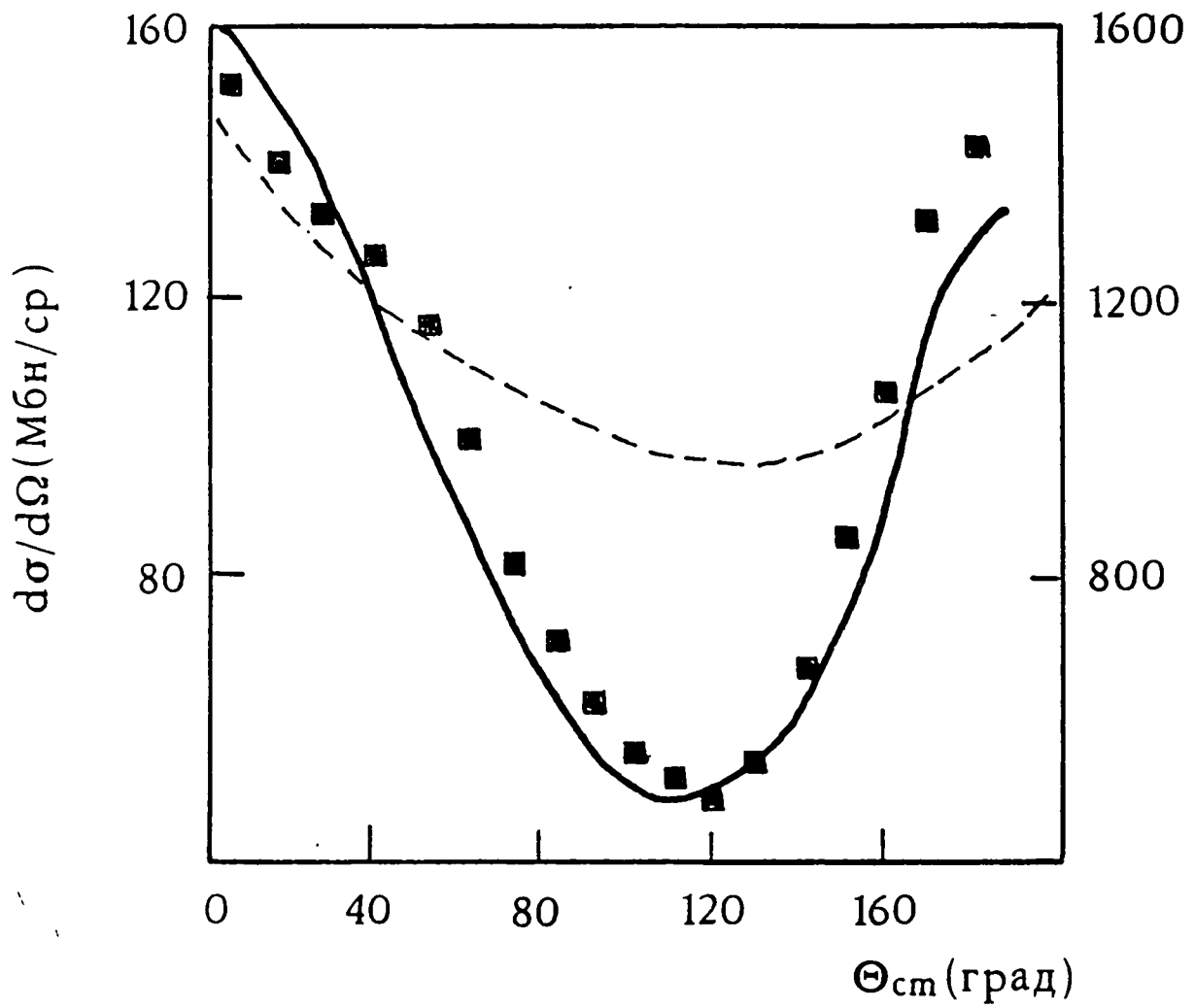


Рис.4 То же самое, что и Рис. 3 при $E_n = 10$ Мэв. Экспериментальные данные взяты из работы [33].

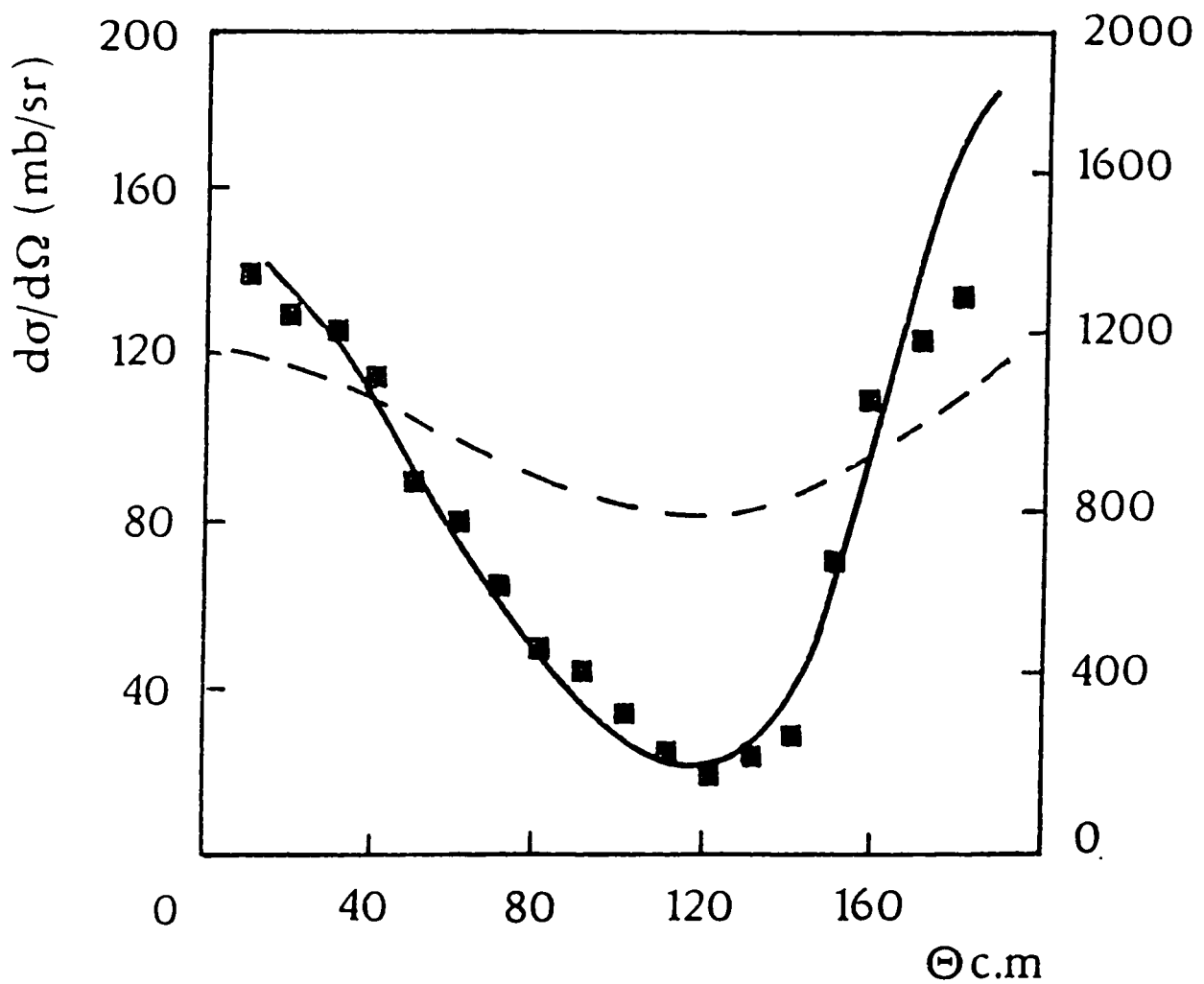


Рис.5 То же самое, что и Рис. 3 при $E_n = 12$ Мэв. Экспериментальные данные взяты из работы [33].

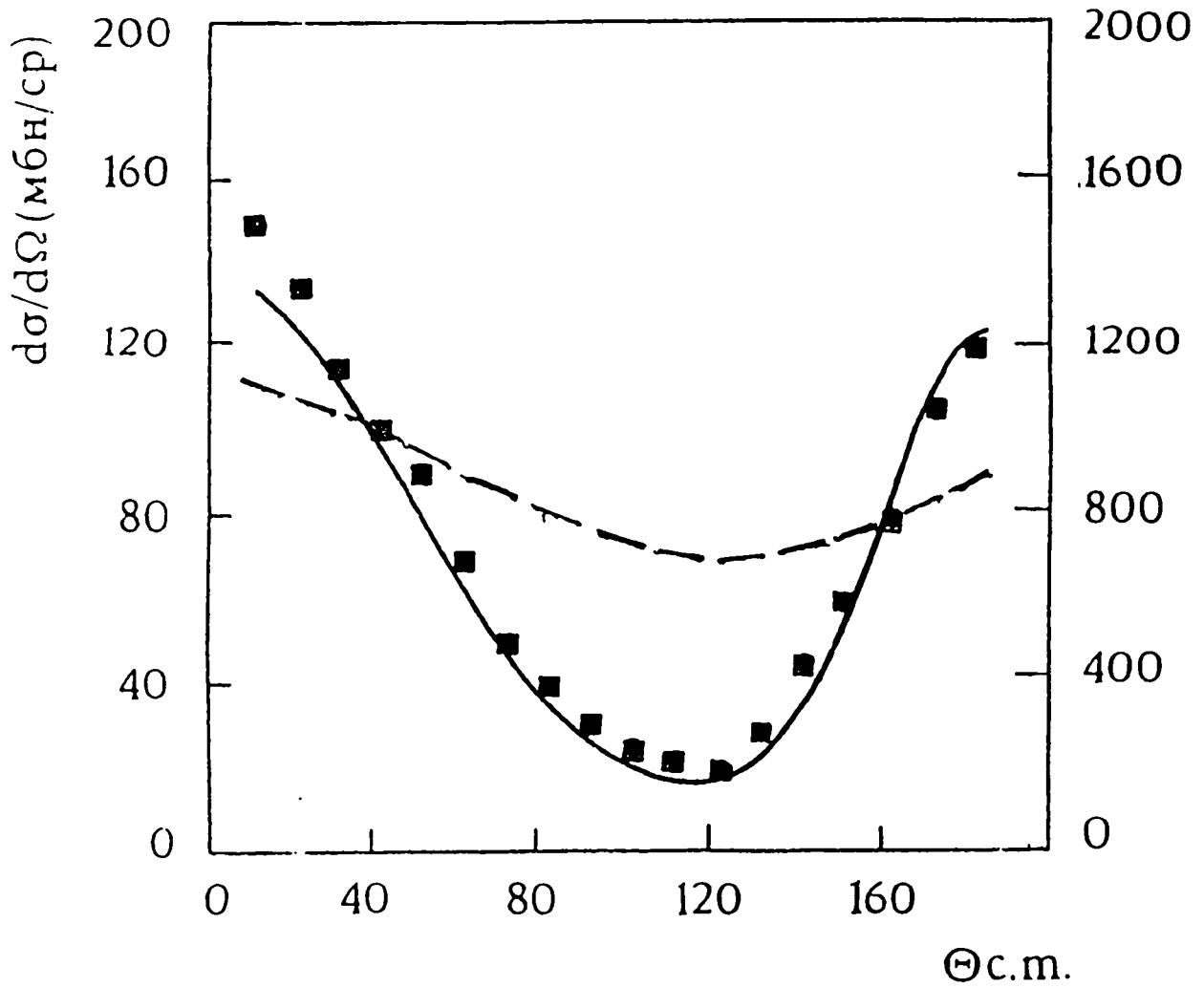


Рис.6 То же самое, что и Рис. 3 при $E_n = 14.1$ Мэв. Экспериментальные данные взяты из работы [33].

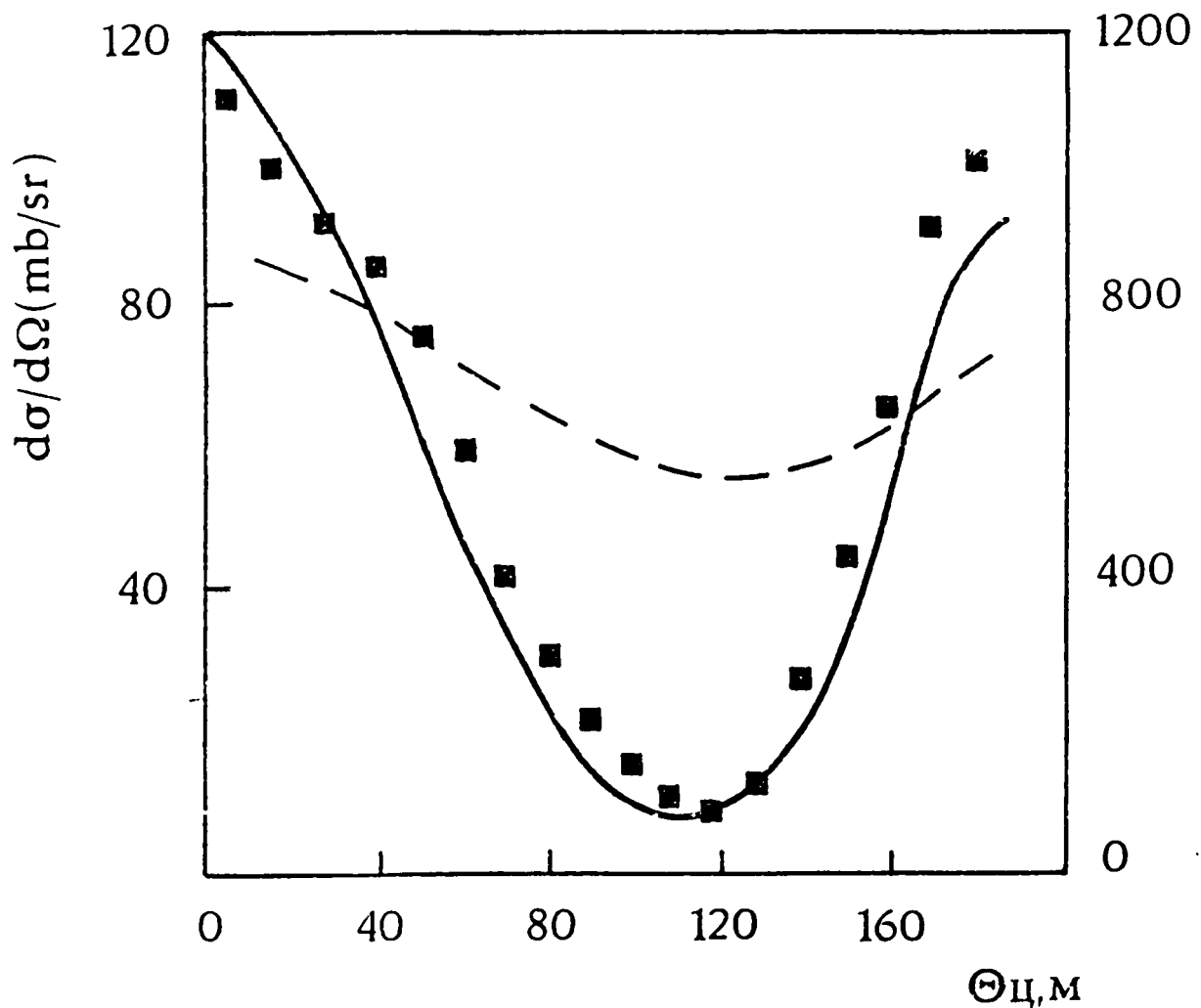


Рис.7 То же самое, что и Рис. 3 при $E_n = 16.5$ Мэв. Экспериментальные данные взяты из работы [33].

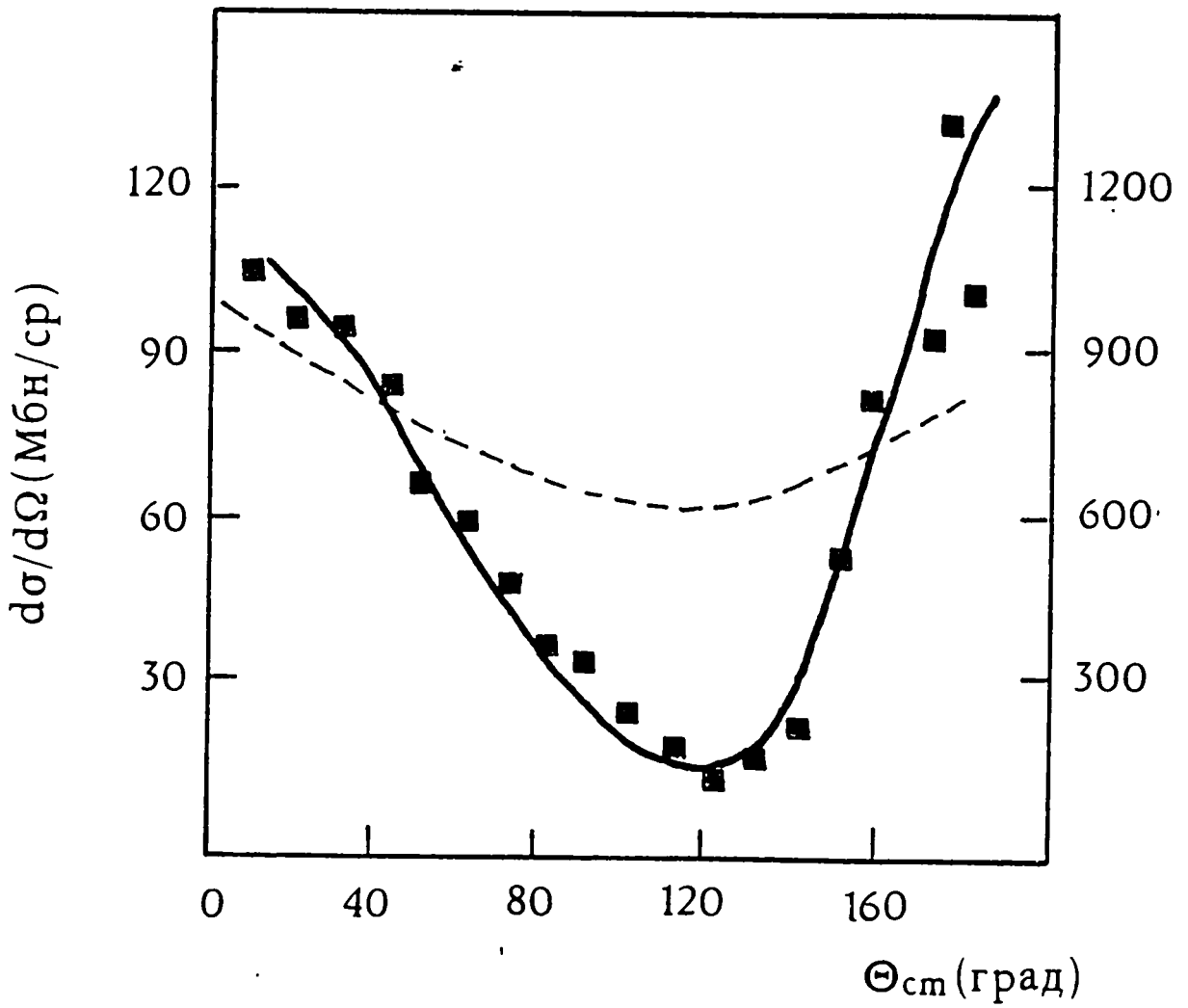


Рис.8 То же самое , что и Рис. 3 при $E_n=18$ Мэв
Экспериментальные данные взяты из работы [36].

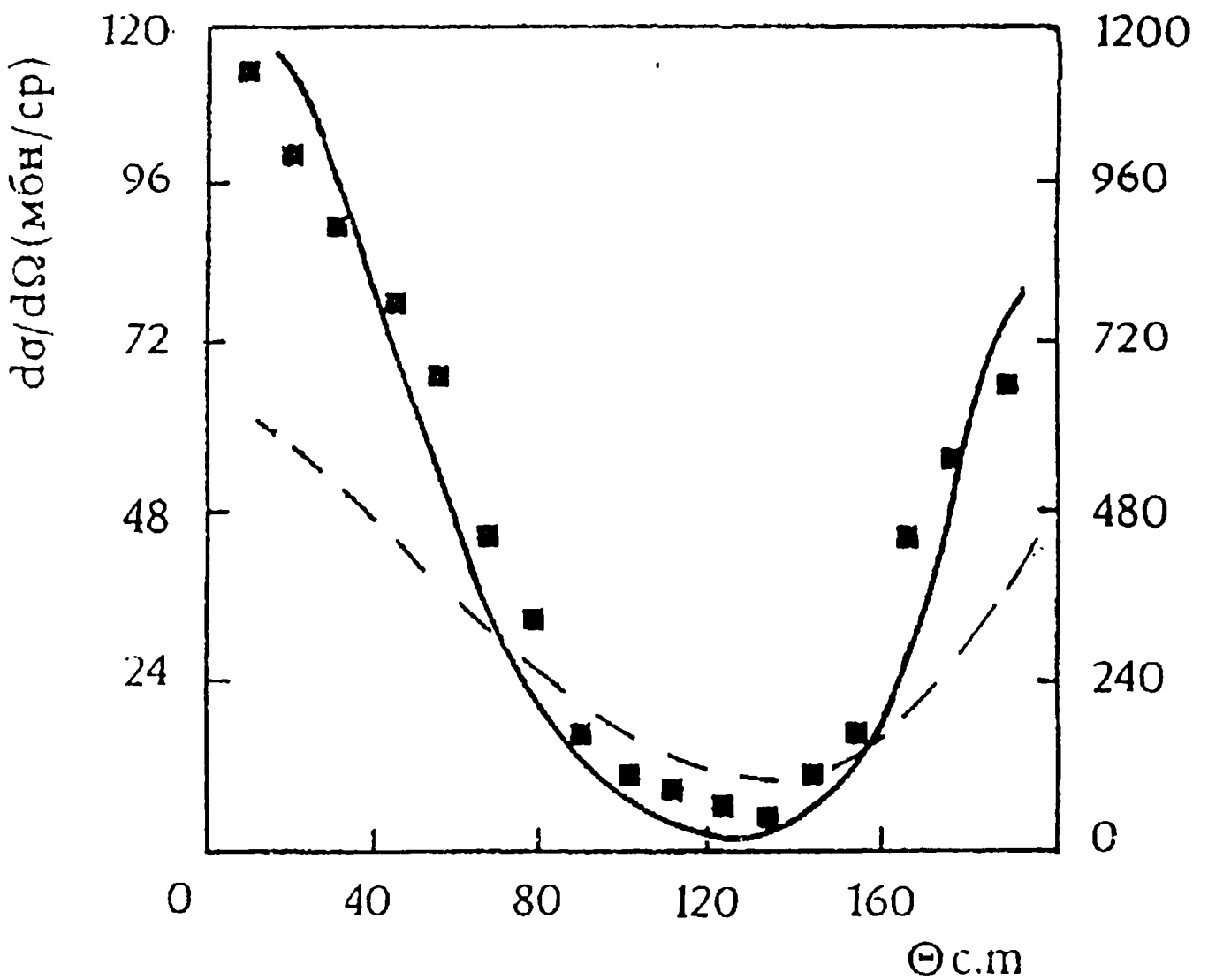


Рис.9 То же самое , что и Рис. 3 при $E_n=22.7$ Мэв.
Экспериментальные данные взяты из работы [38].

Нетрудно заметить, что импульсное приближение без обрезания (ТИП) рассчитанное по формуле (5.9), которое обычно отождествляется с механизмом однократного столкновения, слишком расходится с экспериментом как по форме, так и по величине дифференциального сечения. Кривые ТИП получаются обычно широкие, а по величине сечения они почти на порядок превосходят соответствующие экспериментальные данные (штриховая кривая и соответствующая правая шкала). Кроме того, в области минимумов дифференциального сечения при разных энергиях, кривые рассчитанные по ТИП отклоняются почти на 10% от места минимумов соответствующих экспериментальных данных.

Однако наши расчеты на основе предложенного приближенного метода ТИПО показывают существенное улучшение согласия теории с экспериментом как по величине, так и по форме дифференциального сечения (сплошная кривая и соответствующая левая шкала), особенно в области минимума дифференциального сечения. При этом значение параметра обрезания C для широкого интервала энергий ($E_n = 5-25$ Мэв) не выходит за пределы ($C = 1.20 \pm 0.15$), что обеспечивает выполнение условия $\lambda \leq R$, необходимого для осуществления механизма однократного физического столкновения. Причем с увеличением энергий падающих частиц, радиус обрезания R уменьшается так как с увеличением энергии уменьшается длина волны сталкивающихся частиц и, согласно формулам (3.1) и (3.3), уменьшается обрезанная часть волновой функции связанного состояния. Тем более интересно, что с увеличением энергии уменьшается величина сечения.

Исследование показывает, что в интервале энергий падающих нейтронов $E_n = 5-25$ Мэв, минимумы величины дифференциального

сечения наших расчетов в рамках ТИПО лежат в интервале углов $110^\circ - 125^\circ$ в системе центра масс. Причем с увеличением энергии падающих частиц, минимум сдвигается в сторону больших углов рассеяния (Рис.8,9), это согласуется с ходом кривых экспериментальных данных в области минимума.

Следует отметить, что хотя результаты вполне удовлетворительные, тем не менее количественное расхождение теории с экспериментом все еще остается. Но это и следовало ожидать, так как мы испытываем приближенный метод решения задачи. Вполне естественно, что точные фаддеевские расчеты дают прекрасное описание Nd -упругого рассеяния.

Однако тот факт, что с увеличением энергии улучшается общее согласие нашего теоретического подхода с экспериментом, позволяют сделать такое заключение: механизм однократного столкновения, основанный на последовательном подходе, успешно можно применить для исследования Nd -упругого рассеяния во всей нерелятивистической области.

Глава.4 Реакция квазиупругого рассеяния

$$d(N,2N)N$$

При изучении РКР на дейтроне в отличие от Nd -упругого рассеяния возникают дополнительные возможности, связанные с изучением трехнуклонной системы в области непрерывного спектра. Это позволяет получить новую информацию о свойствах двухнуклонных внеэнергетических амплитуд. Не менее важно и то обстоятельство, что, как будет позже показано, в ТИПО матричный элемент РКР $d(N,2N)N$ выражается непосредственно через полувнеэнергетические амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния. Это делает анализ NN -взаимодействий более прозрачным, чем в случае Nd -упругого рассеяния, где внеэнергетические NN амплитуды входят в интегральной форме (см.(8.2)). Наконец $d(N,2N)N$ является простейшим представителем широкого класса РКР, подавляющее большинство которых протекает с участием сложных фрагментов. Входящие в соответствующие матричные элементы двухфрагментные внеэнергетические амплитуды определяются, как правило, через экспериментальные данные их свободного рассеяния. Это возможно за счет полного пренебрежения уходом с энергетической поверхности, или применения двухфрагментных феноменологических потенциалов. Однако вполне возможно, что при не очень низких энергиях существенным станет эффект микроскопического описания взаимодействия фрагментов, как сложных частиц, состоящих из нуклонов.

Поскольку дейтрон является самой простой мишенью, следовательно, любая теоретическая схема исследования РКР должна пройти первоочередное испытание именно здесь перед тем, как применить ее в более сложных ядрах. Таким образом

РКР на дейтроне открывает широкие возможности как с точки зрения изучения особенностей ядерного взаимодействия, так и обоснования и проверки приближенных теоретических схем расчета РКР.

§4.1 Кинематика и расчетные формулы РКР

$d(N,2N)N$ в ТИПО

Механизм РКР на дейтроне можно представить следующим образом: падающая частица (1) рассеивается на ядре дейтрона (2,3) и одновременно выбивает из него частицу (скажем, 2), передавая ей часть своей кинетической энергии. Однако, поскольку частица 2 в начальном состоянии связана в ядре дейтрона, кинетическая энергия системы 1-2 не сохраняется. Предполагается, что во всех других отношениях процесс имитирует упругое рассеяние 1-2 частиц.

На эксперименте РКР исследуются как функции угловой корреляции, так и энергетический спектр продуктов реакции. Каждый раз кинематический выделяют два экспериментальных пика: один из них связан с максимумом квадрата модуля Фурье-образа волновой функции связанного состояния и называют квазиупругим пиком; другой – обусловлен взаимодействием частиц в конечном состоянии. Следовательно, экспериментальная методика РКР на дейтроне состоит в наблюдении конечных частиц 1 и 2 на совпадении, когда в обоих счетчиках продукты реакции регистрируются одновременно. При этом можно получить информацию о функции угловой корреляции, если фиксируем энергию падающих частиц и суммарную энергию

конечных частиц и меняем углы их вылета. С другой стороны, если мы фиксируем углы вылета, суммарную энергию конечных частиц и меняем энергию бомбардирующих частиц, то получим информацию о спектре возбуждения остаточного ядра. Следует отметить, что в этой главе мы ограничимся лишь нерелятивистской кинематикой и лабораторной системой отсчета.

Законы сохранения энергий и импульса для реакции $d(N,2N)N$ имеют вид:

$$\begin{aligned} E_1 - Q &= E'_1 + E'_2 + E'_3 \\ \vec{k}_1 &= \vec{k}'_1 + \vec{k}'_2 + \vec{k}'_3 \end{aligned} \quad (9.1)$$

Q – энергия связи дейтрона; $E_1(\vec{k}_1)$, $E_1(\vec{k}'_1)$ – энергия (импульс) нуклона до и после рассеяния соответственно.

При исследовании РКР на дейтроне обычно задается энергия падающих нуклонов E_1 и на совпадение измеряется трехмерное дифференциальное сечение, зависящее от параметров E'_1, θ_1, θ_2 (на Рис.10 показана принципиальная схема РКР методом совпадения). Остальные параметры E'_2, E'_3, θ_3 определяются из законов сохранения энергии и импульса (9.1):

$$k'_2 = \frac{1}{2} \{ k_1 \cos \theta_2 - k'_1 \cos (\theta_1 - \theta_2) \pm [(k_1 \cos \theta_2 - k'_1 \cos (\theta_1 - \theta_2))^2 + 4k_1 k'_1 \cos \theta_1 - 2k_1^2 + 4mQ]^{\frac{1}{2}} \} \quad (9.2)$$

$$\vec{k}'_3 = \vec{k}_1 - \vec{k}'_1 - \vec{k}'_2 \quad (9.3)$$

Здесь m – масса нуклона.

Далее трехмерное дифференциальное сечение проектируется по прямой, параллельной одной из трех осей. Например, проекция сечения вдоль оси E'_1 при фиксированных θ_1, θ_2 дает т.н. "энергетический спектр продуктов реакции". Аналогично можно получить "функцию угловой корреляции" по одному углу,

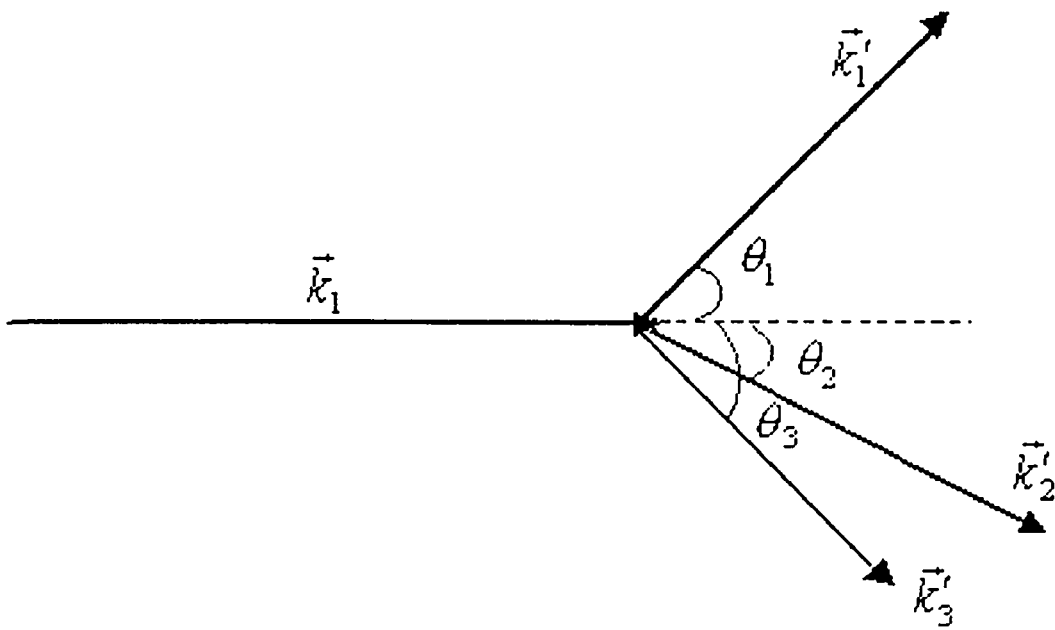


Рис. 10 Принципиальная схема РКР $d(N, 2N)N$
в лабораторной системе координат

или по обоим симметричным углам. В случае одинаковых регистрируемых частиц нередко рассматривают т.н. полностью симметричную кинематику, когда $E_2 = E_1$ и $\theta_1 = -\theta_2$.

Следует отметить, что исследования "во всех проекциях" дополняют друг друга из-за разной чувствительности измерительных приборов к отдельным параметрам и, в конечном итоге, способствуют получению полного представления относительно особенностей поведения трехмерного дифференциального сечения РКР.

Согласно общей теории рассеяния [88], дифференциальное сечение реакции с тремя частицами в конечном состоянии имеет вид:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{m_1}{k_1} \overline{|\hat{A}T_f|^2} \delta(E_1 - Q - E'_1 - E'_2 - E'_3) \delta(\vec{K}_i - \vec{K}_f) d\vec{k}'_1 d\vec{k}'_2 d\vec{k}'_3 \quad (9.4)$$

Где T_f — амплитуда рассеяния.

Черточка сверху означает усреднение по начальным и суммирование по конечным спиновым проекциям. Тогда после интегрирования (9.4) по \vec{k}'_3 и E'_2 , для трехмерного дифференциального сечения РКР на дейтроне получим следующие выражение:

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{(2\pi)^4 m^3 k'_1}{k_1} \sum_{k'_2} k'_2 \left| 1 + \left[1 - \frac{k_1}{k'_2} \cos(\theta_2) + \frac{k'_1}{k'_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right] \right|^{-1} \cdot \overline{|\hat{A}M_f|^2} \quad (9.5)$$

Здесь суммирование проводится по таким k'_2 , которые удовлетворяют условию $E_1 - Q - E'_1 - E'_2 - E'_3 = 0$; (9.5) можно переписать

В ТАКОМ ВИДЕ:

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{8\pi m k'_1}{3 k_1} \sum_{k'_2} k'_2 \left| 2 - \frac{k_1}{k'_2} \cos(\theta_2) + \frac{k'_1}{k'_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) \right|^{-1} \cdot \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu'_1 \nu'_2 \nu'_3} |\hat{A}M_{fi}|^2 \quad (9.6)$$

ГДЕ

$$M_{fi} = Z_1 \cdot \sum_{J_{12} L_{12} L'_{12} L_{23} L_{42}} t_{L'_{12}}^{J_{12} S_{12}}(k'_{12}, k_{12}; k'_{12}) \cdot f_{L_{23}}(-\bar{k}'_3, R) \sum_{m'_{12} m_{12}} P_{L'_{12}}^{m'_{12}}(\theta'_{12}) P_{L_{12}}^{m_{12}}(\theta_{12}) + \\ + Z_2 \cdot \sum_{J_{31} L_{31} L'_{31} L_{23} L_{31}} t_{L'_{31}}^{J_{31} S_{31}}(k'_{31}, k_{31}; k'_{31}) \cdot f_{L_{23}}(+\bar{k}'_2, R) \sum_{m'_{31} m_{31}} P_{L'_{31}}^{m'_{31}}(\theta'_{31}) P_{L_{31}}^{m_{31}}(\theta_{31}). \quad (9.7)$$

ГДЕ

$$Z_1 = \sum_{\substack{M_{12} \nu_{12} \nu'_{12} \\ \nu_2}} \langle L'_{12} m'_{12} S_{12} \nu'_{12} | J_{12} M_{12} \rangle \cdot \langle L_{12} m_{12} S_{12} \nu_{12} | J_{12} M_{12} \rangle \cdot \langle L_{23} m_{23} S_{23} \nu_{23} | J_{23} M_{23} \rangle \cdot \\ \cdot \langle 0.5 \nu_2 \ 0.5 \nu'_3 | S_{23} \nu_{23} \rangle \cdot \langle 0.5 \nu'_1 \ 0.5 \nu'_2 | S_{12} \nu'_{12} \rangle \cdot \langle 0.5 \nu_1 \ 0.5 \nu_2 | S_{12} \nu_{12} \rangle. \quad (9.8)$$

$$Z_2 = \sum_{\substack{M_{31} \nu_{31} \nu'_{31} \\ \nu_3}} \langle L'_{31} m'_{31} S_{31} \nu'_{31} | J_{31} M_{31} \rangle \cdot \langle L_{31} m_{31} S_{31} \nu_{31} | J_{31} M_{31} \rangle \cdot \langle L_{23} m_{23} S_{23} \nu_{23} | J_{23} M_{23} \rangle \cdot \\ \cdot \langle 0.5 \nu'_3 \ 0.5 \nu'_1 | S_{31} \nu'_{31} \rangle \cdot \langle 0.5 \nu_3 \ 0.5 \nu_1 | S_{31} \nu_{31} \rangle \cdot \langle 0.5 \nu'_2 \ 0.5 \nu_3 | S_{23} \nu_{23} \rangle \quad (9.9)$$

$$\bar{k}'_{12} = \frac{1}{2}(\bar{k}'_1 - \bar{k}'_2), \quad \bar{k}_{12} = \bar{k}_1 - \frac{1}{2}(\bar{k}'_1 + \bar{k}'_2) \quad (9.10)$$

$$\bar{k}'_{31} = \frac{1}{2}(\bar{k}'_3 - \bar{k}'_1), \quad \bar{k}_{31} = \bar{k}_1 - \frac{1}{2}(\bar{k}'_3 + \bar{k}'_1). \quad (9.11)$$

§ 4.2 Обсуждение результатов по $d(N,2N)N$ рассеянию

Теперь приступим к применению ТИПО для проведения конкретных расчетов по реакцию квазиупругого $d(N,2N)N$ рассеяния. Исходной формулой расчета соответствующего трехмерного дифференциального сечения в лабораторной системе координат в ТИПО является (9.6)

Все имеющиеся эксперименты по РКР на дейтроне условно можно разделить на три группы: 1-эксперименты при низких энергиях ($E \sim 10$ Мэв); 2-эксперименты при высоких энергиях ($E > 100$ Мэв); 3- эксперименты при т.н. промежуточных энергиях ($E \sim 50$ Мэв).

Как и в предыдущей главе, в конкретных расчетах двухнуклонная полувнеэнергетическая T -матрица и радиальная часть дейтронной волновой функции были построены при помощи нелокального и сепарабельного потенциала Монгана [16]. Однако, в отличие от Nd -упругого рассеяния, мы учли S и D – состояния в волновой функции дейтрона, так как наши исследования проводились при широком интервале энергий и в отдельных случаях передаваемые импульсы могут быть большими.

Кроме того, в расчетах двухнуклонных T -матричных элементов были учтены разные двухнуклонные состояния:

$${}^1S_0, {}^1P_1, {}^1D_2, {}^3S_1+{}^3D_1, {}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2+{}^3F_2, {}^3D_2.$$

Как и следовало ожидать при сравнительно низких энергиях, в конечных результатах подавляющий вклад внесли амплитуды с нулевым орбитальным моментом.

Следует отметить, что радиус обрезания R в формуле (9.7), определяется так же как и в предыдущей главе формулой (3.3) где C – некоторая константа, определяющая выполнения неравенства $\lambda \leq R$, для осуществления механизма однократного физического столкновения.

Конкретные исследования проведены для реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$ при разных энергиях падающих частиц ($E_0 = 10-160$ Мэв) на основе предложенного приближенного метода ТИПО.

1) Реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$ при низких энергиях

На рисунках 11,12 показаны результаты наших расчетов для реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$: зависимость трехмерного дифференциального сечения от энергии регистрируемого протона E_1 при фиксированных углах рассеяния $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = -30^\circ$ и энергии падающего протона $E_0 \sim 10$ Мэв в лабораторной системе координат (Рис. 11(а,б)), и при энергии падающего протона $E_0 \sim 12.5$ Мэв и соответствующих фиксированных углах рассеяния $\theta_1 = 35^\circ$, $\theta_2 = -35^\circ$ (Рис.12(а,б)). Сплошная кривая соответствует расчету с учетом всех фаз с обрезанием (жирная кривая) и без обрезания (тонкая кривая); штрихпунктирная и точечная кривые соответствуют аналогичным расчетам с учетом только S -фаз. Экспериментальные данные взяты из работ [50,53] соответственно.

Нетрудно заметить, что обрезание приводит к существенному улучшению согласия теории с экспериментом как по величине, так и по форме дифференциального сечения. При этом значение параметра обрезания C не выходит за пределы $C = 1.20 \pm 0.15$, что обеспечивает выполнение условия $\lambda \leq R$, необходимого для

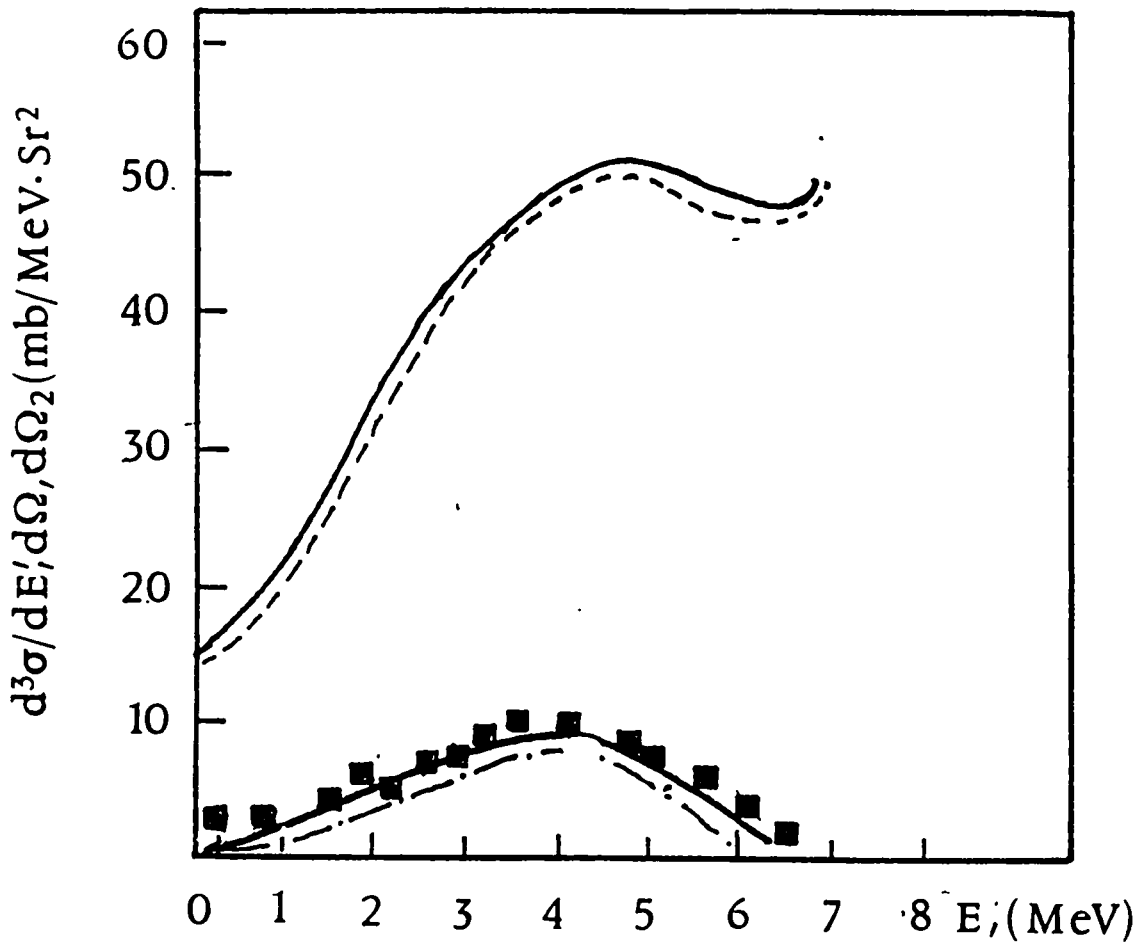


Рис.11а Зависимость дифференциального сечения РКР $d(p, 2p)n$ от энергии регистрируемого протона E_1 при фиксированных углах рассеяния $\theta_1 = 30^\circ, \theta_2 = -30^\circ$ и энергии падающего протона $E_0 = 10$ Мэв. Сплошные кривые соответствуют расчетам с учетом всех фаз с обрезанием (жирная кривая) и без обрезания (тонкая кривая); штрихпунктирная и точечная кривые соответствуют аналогичным расчетам с учетом только S -фаз. Экспериментальные данные взяты из работы [50].

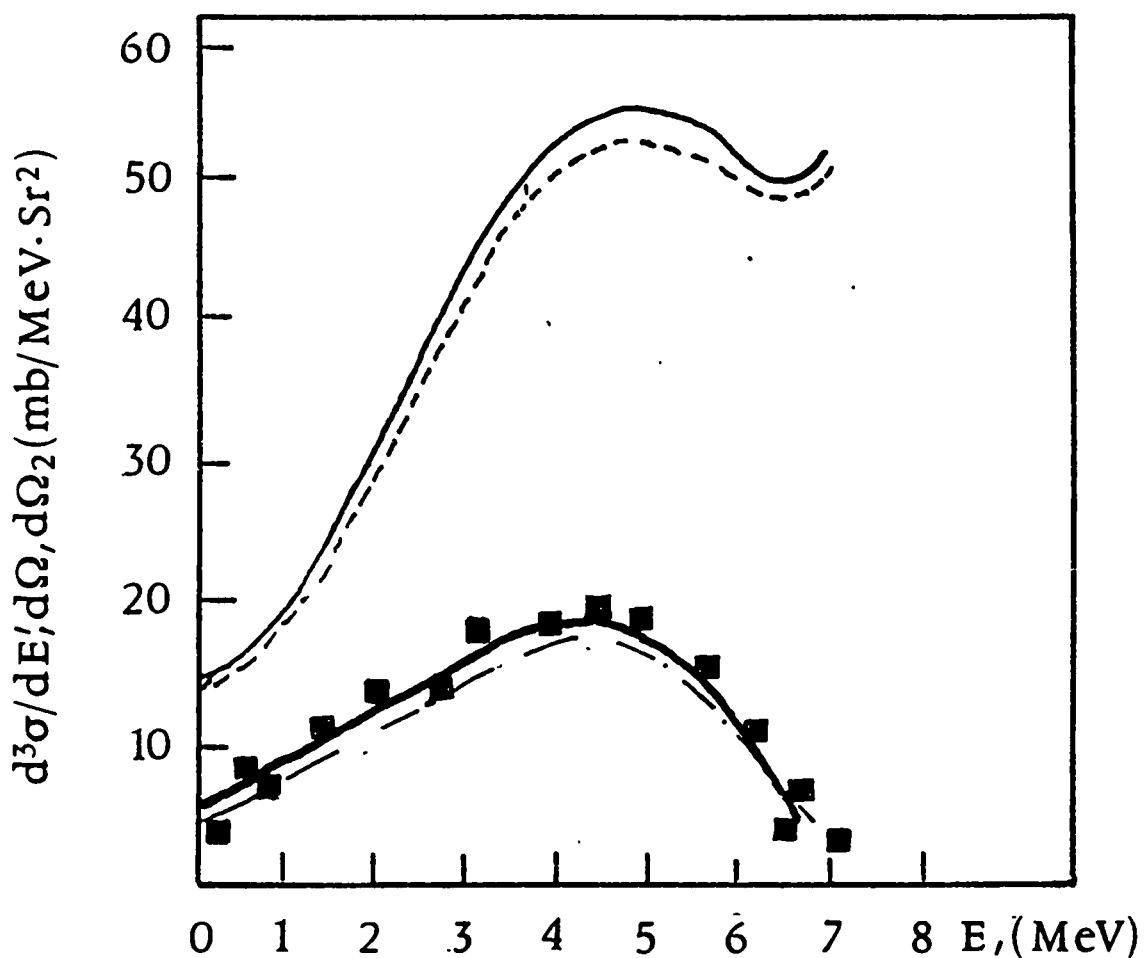


Рис.11б То же самое, что и Рис. 11а для РКР $d(P, Pn)p$. Экспериментальные данные взяты из работы [50].

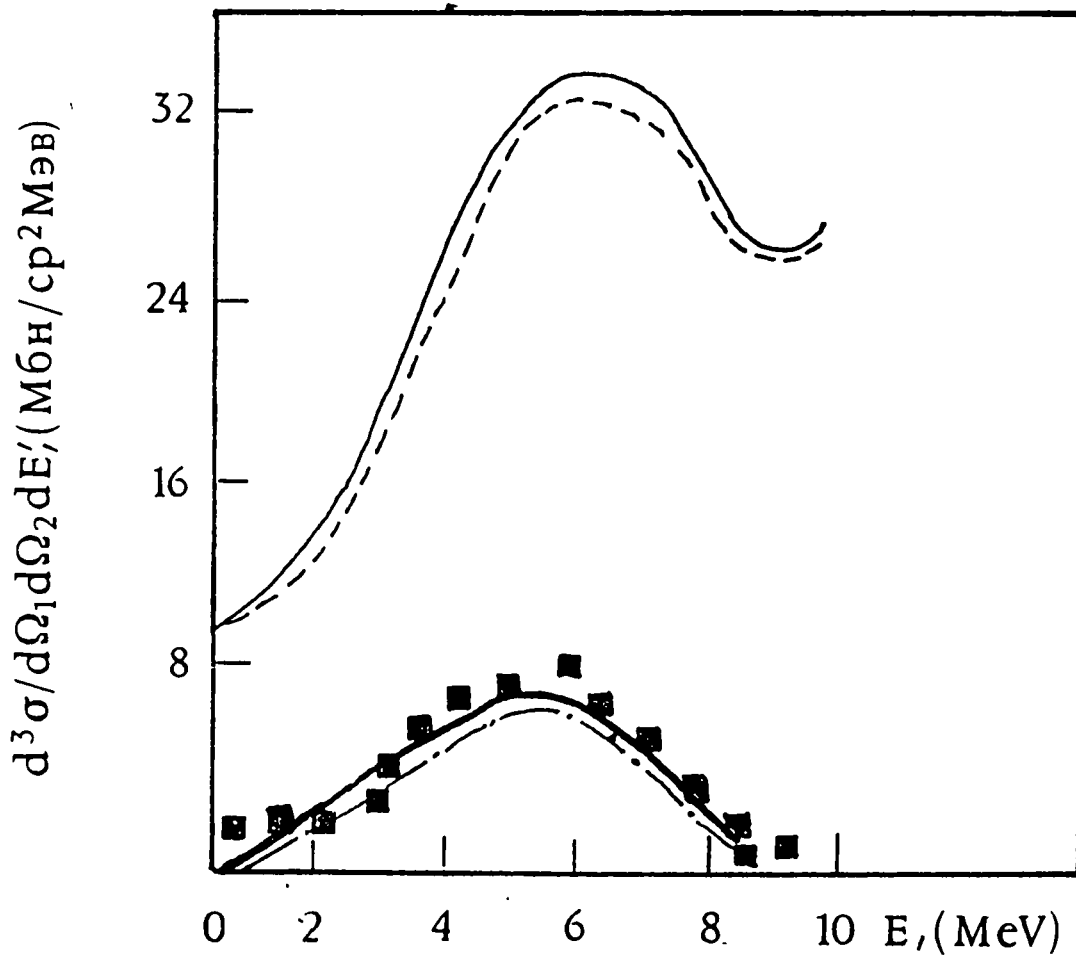


Рис.12а То же самое , что и Рис 11а при $E_0 = 12.5$ Мэв $\theta_1 = 35''$, $\theta_2 = -35''$. Экспериментальные данные взяты из работы [53].

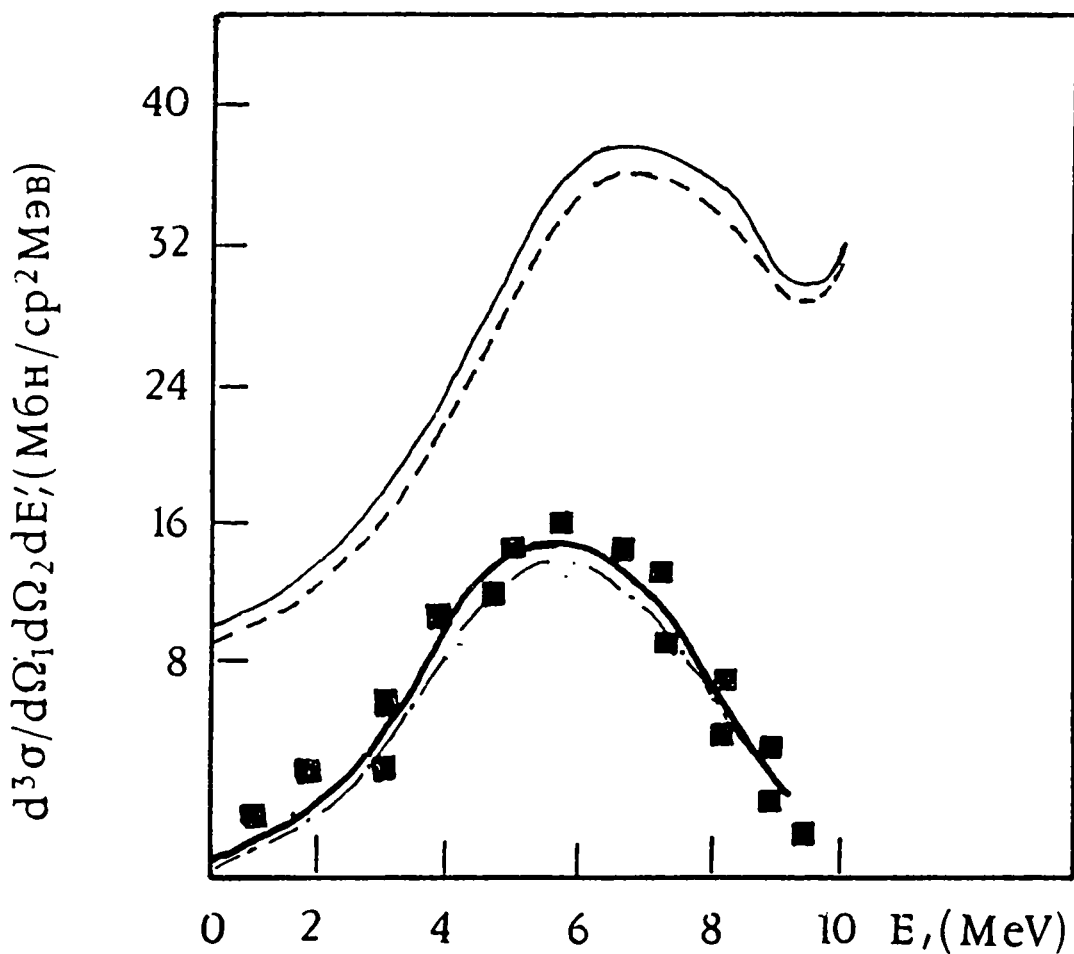


Рис.12б То же самое , что и Рис. 12а для РКР $d(P, Pn)p$. Экспериментальные данные взяты из работы [53].

осуществления механизма однократного физического столкновения. С другой стороны кривые ТИП получаются обычно широкие, а по величине сечения они в несколько раз превосходят соответствующие экспериментальные данные.

Оказалось, что при низких энергиях, дифференциальное сечение РКР $d(p,2p)n$ и $d(p,pn)p$ для одинаковой кинематики заметно различаются (Рис. 11(аб), 12(аб)). В работе [62] было высказано предположение, что такая разница между Pn и PP совпадениями следует связать с кулоновским взаимодействием и неравномерным влиянием эффектов перераспределения на соответствующие сечения ввиду трудной делимости "квазиупругой кинематики" и области взаимодействия в конечном состоянии при низких энергиях.

В рамках ТИПО единственной причиной разницы между Pn и PP совпадениями может быть характер NN -взаимодействия, значительно отличающегося в 1S_0 и 3S_1 состояниях. Это можно объяснить следующим образом. В дифференциальном сечении основной вклад вносит амплитуда, описывающая взаимодействие регистрируемых частиц. При малых энергиях протон-нейтронная пара может находиться в 1S_0 и 3S_1 состояниях, тогда как двум протонам принцип Паули разрешает только первое состояние. В результате максимум дифференциального сечения РКР $d(p,pn)p$ примерно в два раза превосходит соответствующую величину для РКР $d(p,2p)n$ (Рис. 11(аб), 12(а,б)). Теория подтверждает такую разницу лишь после обрезания, т.е. после последовательного учета механизма однократного столкновения. С увеличением энергии возрастает вклад других состояний и постепенно стирается разница между протон-протонными и нейтрон-протонными амплитудами.

2) Реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$ при высоких энергиях

При высоких энергиях ($E_0 \geq 100$ МэВ) легко можно отличить квазиупругую кинематическую область от области взаимодействия в конечном состоянии. Кроме того, здесь существенно ослабевает эффект ухода с энергетической поверхности (см. §4.3) и практически исчезает разница между сечениями Pn и PP совпадений. С другой стороны, при высоких энергиях точность экспериментальных измерений хуже, чем при низких энергиях. Что касается теоретических расчетов, то необходимо учесть высокие парциальные амплитуды при вычислении двухчастичных T -матричных элементов.

На рисунках 13,14 показаны результаты наших расчетов для реакции $d(P,2P)n$ при энергиях $E_0 = 100, 156$ МэВ с соответствующими углами рассеяния. Сплошная кривая соответствует расчету с учетом всех фаз с обрезанием (жирная кривая) и без обрезания (тонкая кривая); штрихпунктирная и точечная кривые соответствуют аналогичным расчетам с учетом только S -фаз. Экспериментальные данные взяты из работ [56,57] соответственно. Привести аналогичные результаты для реакции $d(P,Pn)P$ считаем излишним, поскольку, как уже было отмечено, в области квазиупругой кинематики они практически идентичны.

Следует отметить, что при высоких энергиях, хотя разница между расчетами без обрезания и с обрезанием не является такой сильной, как в случае низких энергий (с увеличением энергии уменьшается эффект обрезания), тем не менее без процедуры обрезания ТИП все еще не может обеспечить удовлетворительного описания экспериментальных данных. Это

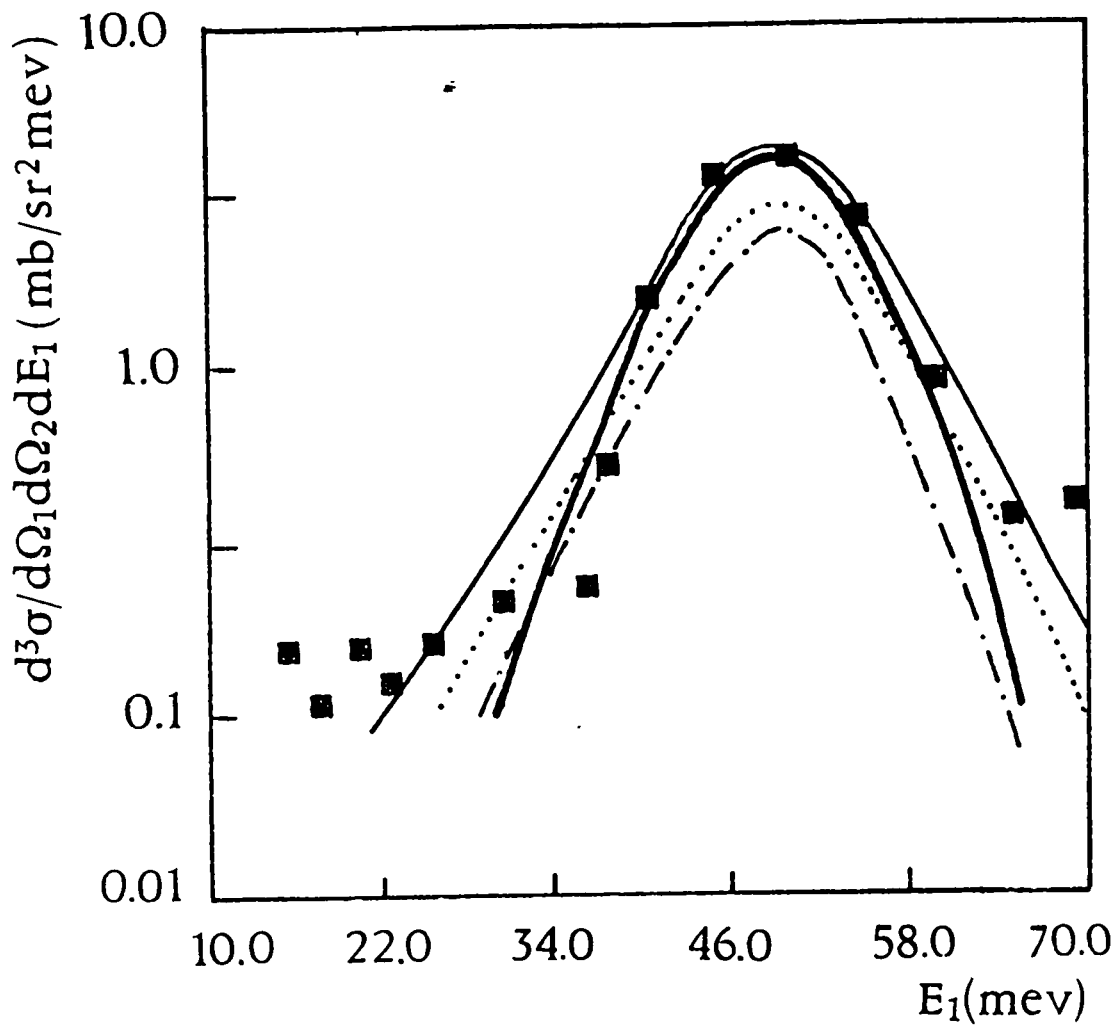


Рис.13 То же самое , что и Рис 11а при $E_0 = 100$ Мэв $\theta_1 = 43.57^\circ, \theta_2 = -43.57^\circ$. Экспериментальные данные взяты из работы [56].

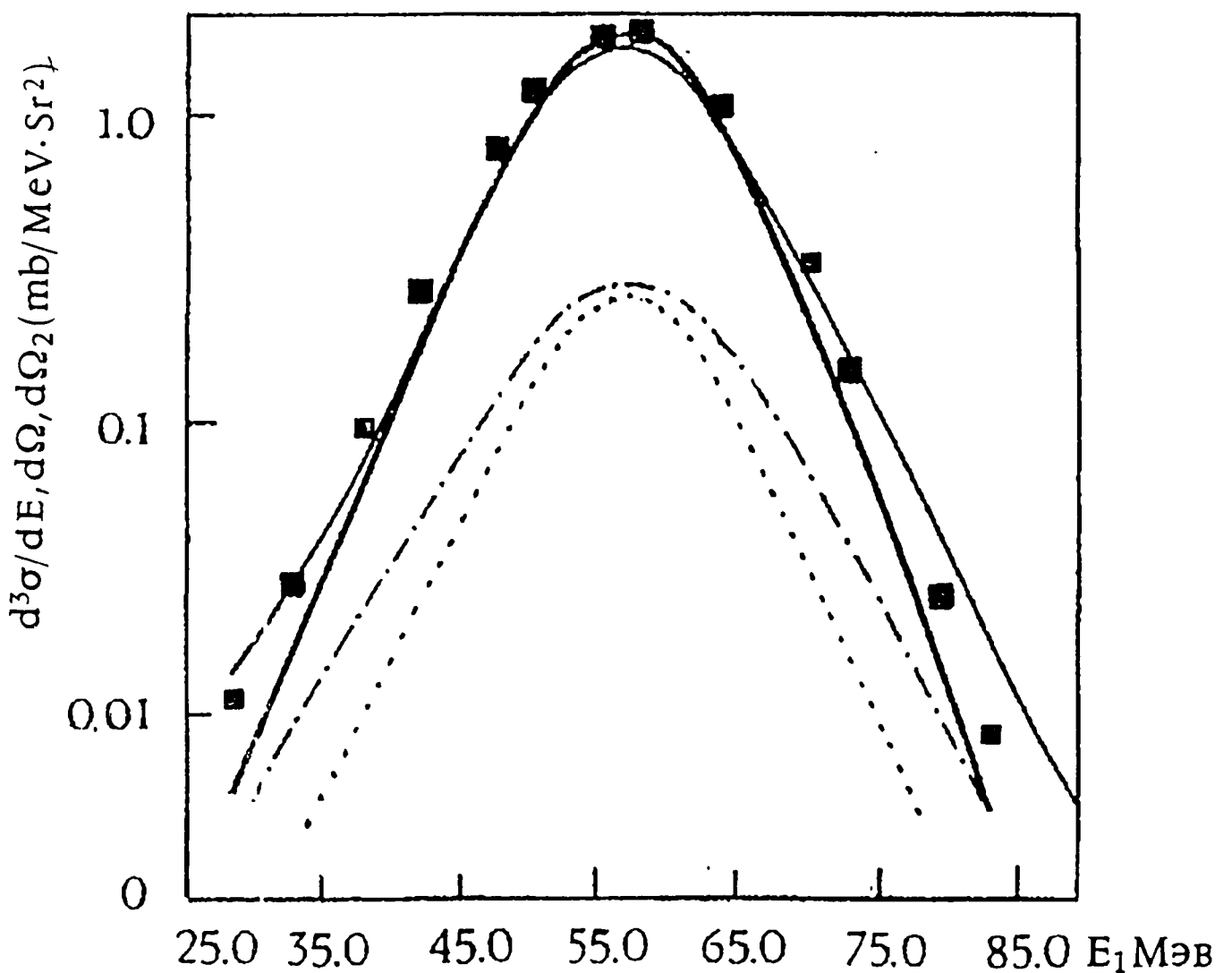


Рис.14 То же самое , что и Рис 11а при $E_0 = 156$ Мэв $\theta_1 = 45^\circ, \theta_2 = -45^\circ$. Экспериментальные данные взяты из работы [57].

дает повод утверждать, что физическое соображение, заложенное в процедуре обрезания не является характерным только для низких энергий, а носит более глобальный характер для всех РКР $d(N,2N)N$ независимо от энергий падающих частиц. Такое мнение усиливается еще тем фактом, что значение параметра обрезания в данном случае не выходит за рамки его значения при низких энергиях ($C = 1.20 \pm 0.15$).

2) Реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$ при промежуточных энергиях

По реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$ при промежуточных энергиях ($E_0 \sim 20-100$ МэВ) имеются самый богатый экспериментальный материал. Промежуточные энергии интересны с теоретической точки зрения, поскольку любая приближенная схема РКР именно здесь должна пройти самую тщательную проверку. Кроме того, здесь можно проследить за постепенным возрастанием вклада отдельных высоких парциальных амплитуд ($l > 0$) двухнуклонного рассеяния.

На рисунках 15-19 показаны результаты наших расчетов для реакции $d(P,2P)n$ и $d(P,Pn)P$ при энергиях $E_0 = 30, 65$ МэВ и соответствующими углами рассеяния, и для реакции $d(P,2P)n$ при энергиях $E_0 = 49.4, 58.5, 85$ МэВ с соответствующими углами рассеяния. Сплошная кривая соответствует расчету с учетом всех фаз с обрезанием (жирная кривая) и без обрезания (тонкая кривая); штрихпунктирная и точечная кривые соответствуют аналогичным расчетам с учетом только S -фаз. Экспериментальные данные взяты из работ [57,58,101]. Значение параметра обрезания находится в том же интервале, что и при низких

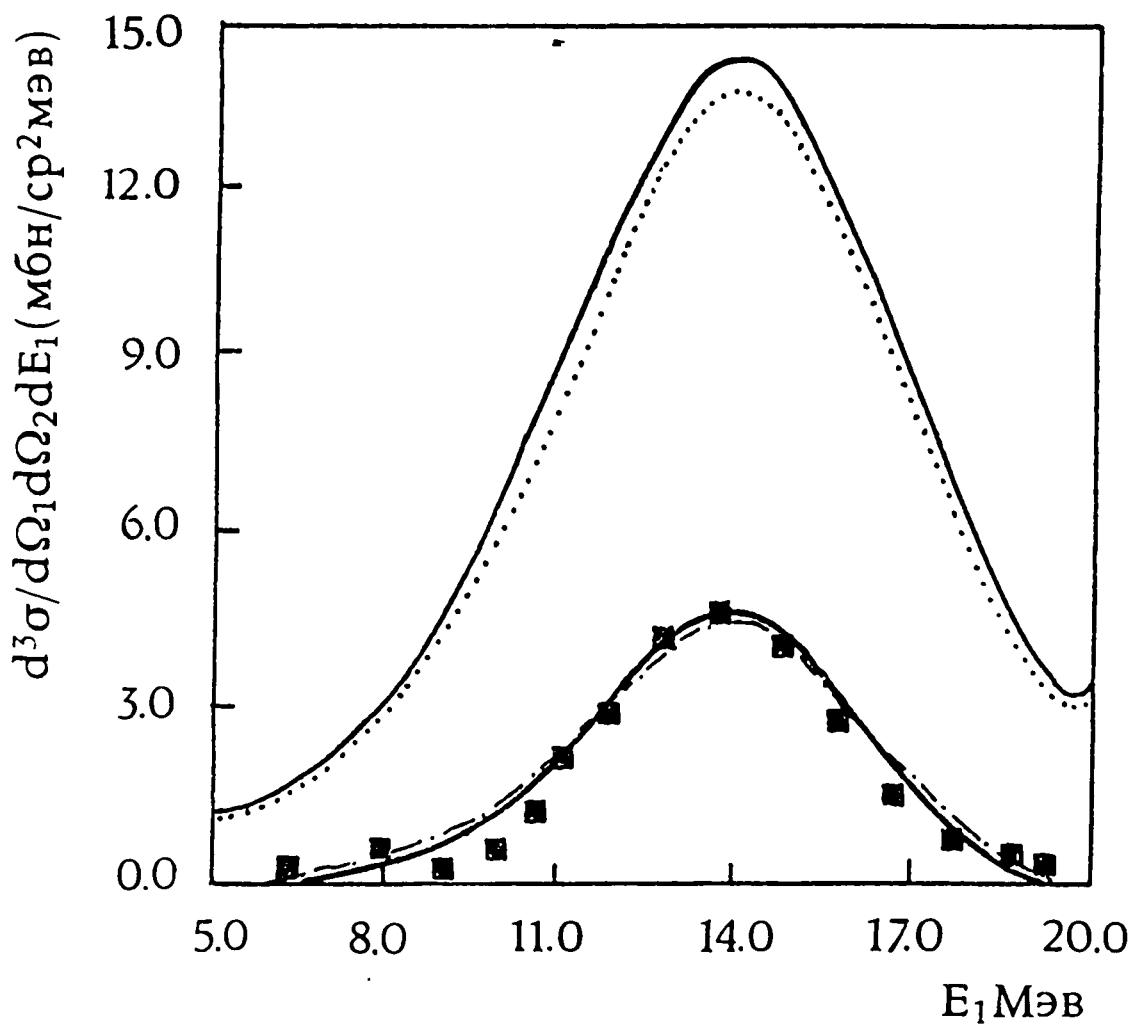


Рис.15а То же самое , что и Рис 11а при $E_0 = 30$ Мэв $\theta_1 = 42.5^\circ, \theta_2 = -42.5^\circ$. Экспериментальные данные взяты из работы [101].

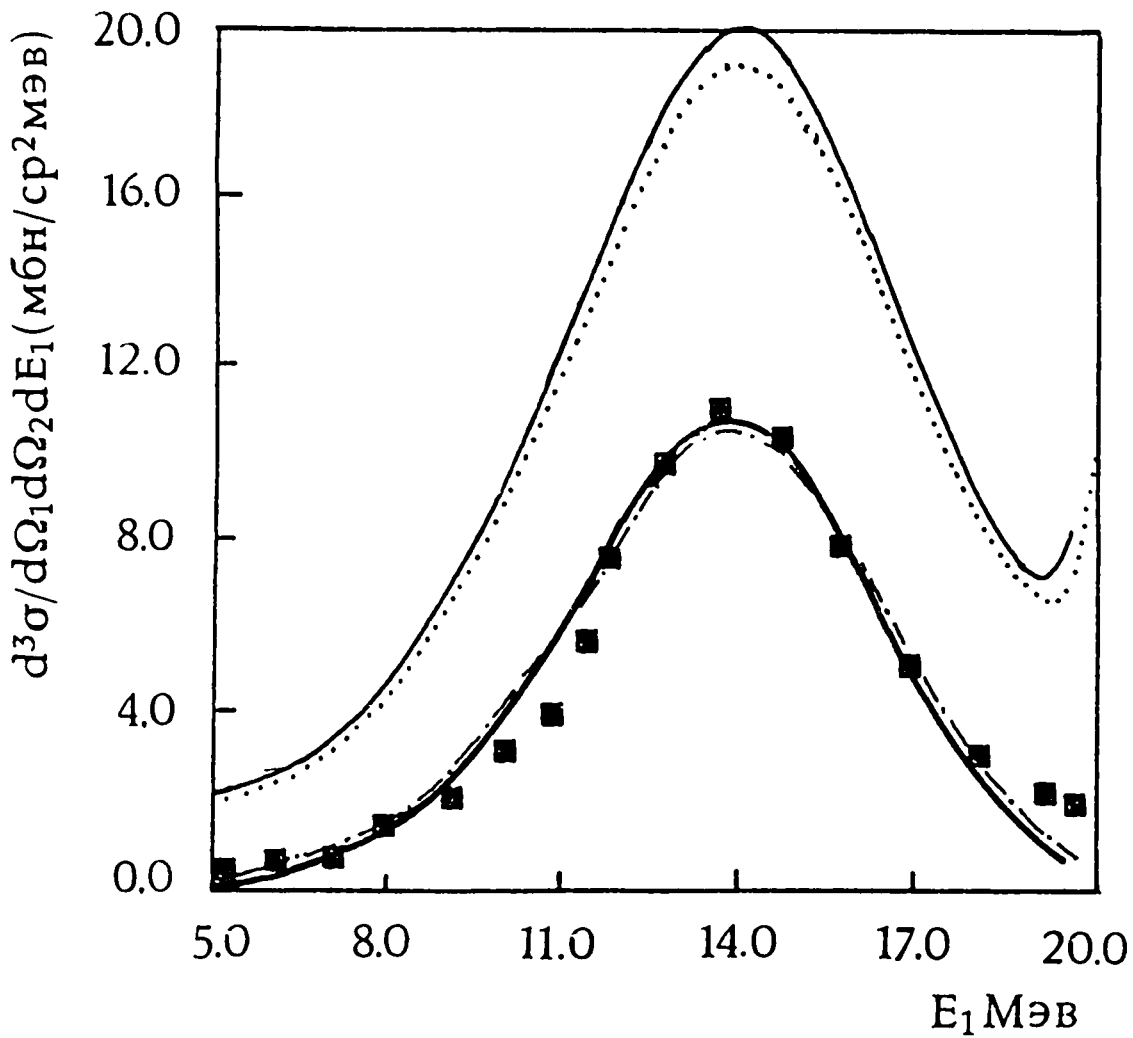


Рис.15б То же самое , что и Рис. 15а для РКР $d(p, pn)p$. Экспериментальные данные взяты из работы [101].

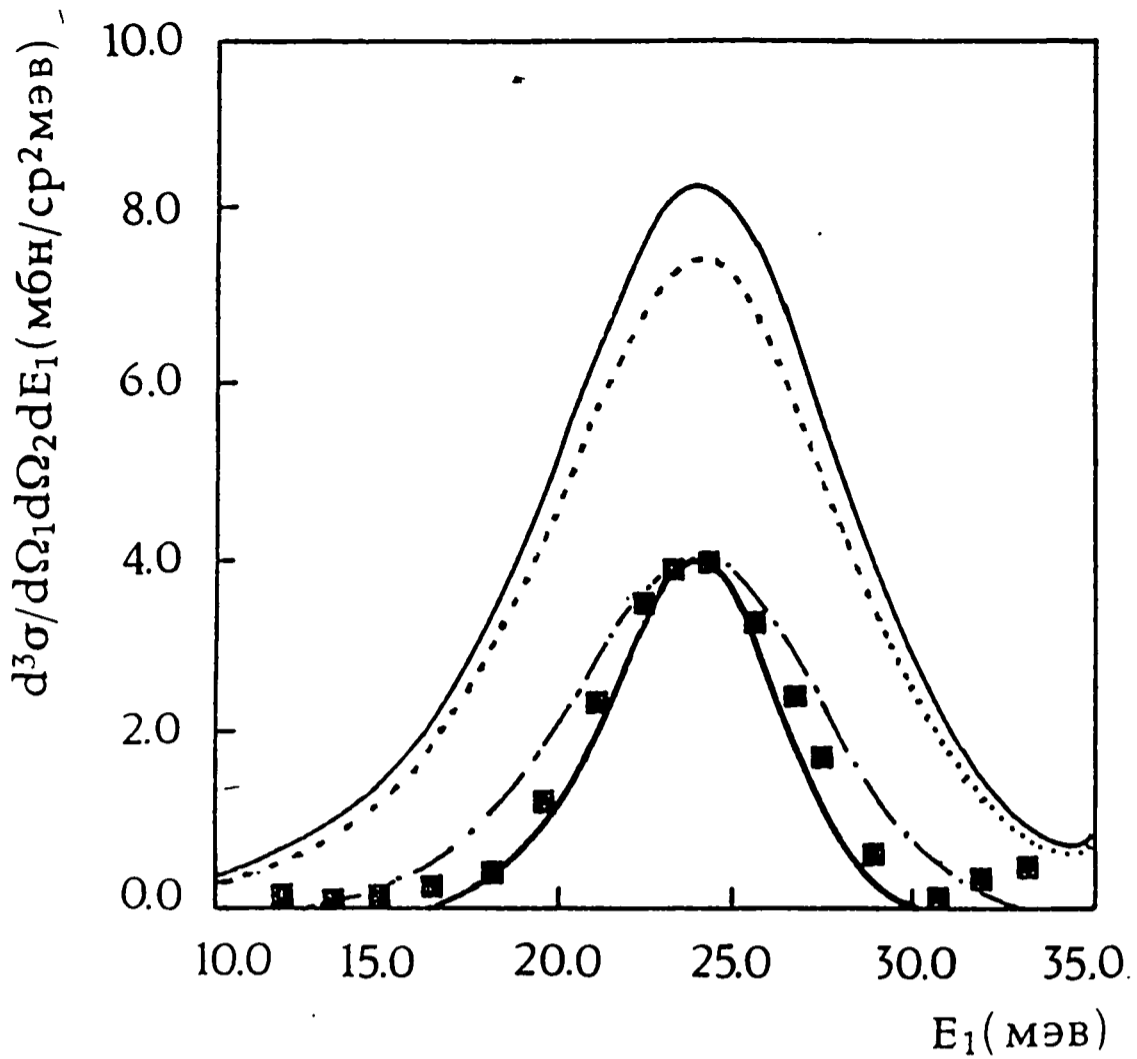


Рис.16 То же самое , что и Рис 15а при $E_0 = 49.4$ Мэв .
Экспериментальные данные взяты из работы [101].

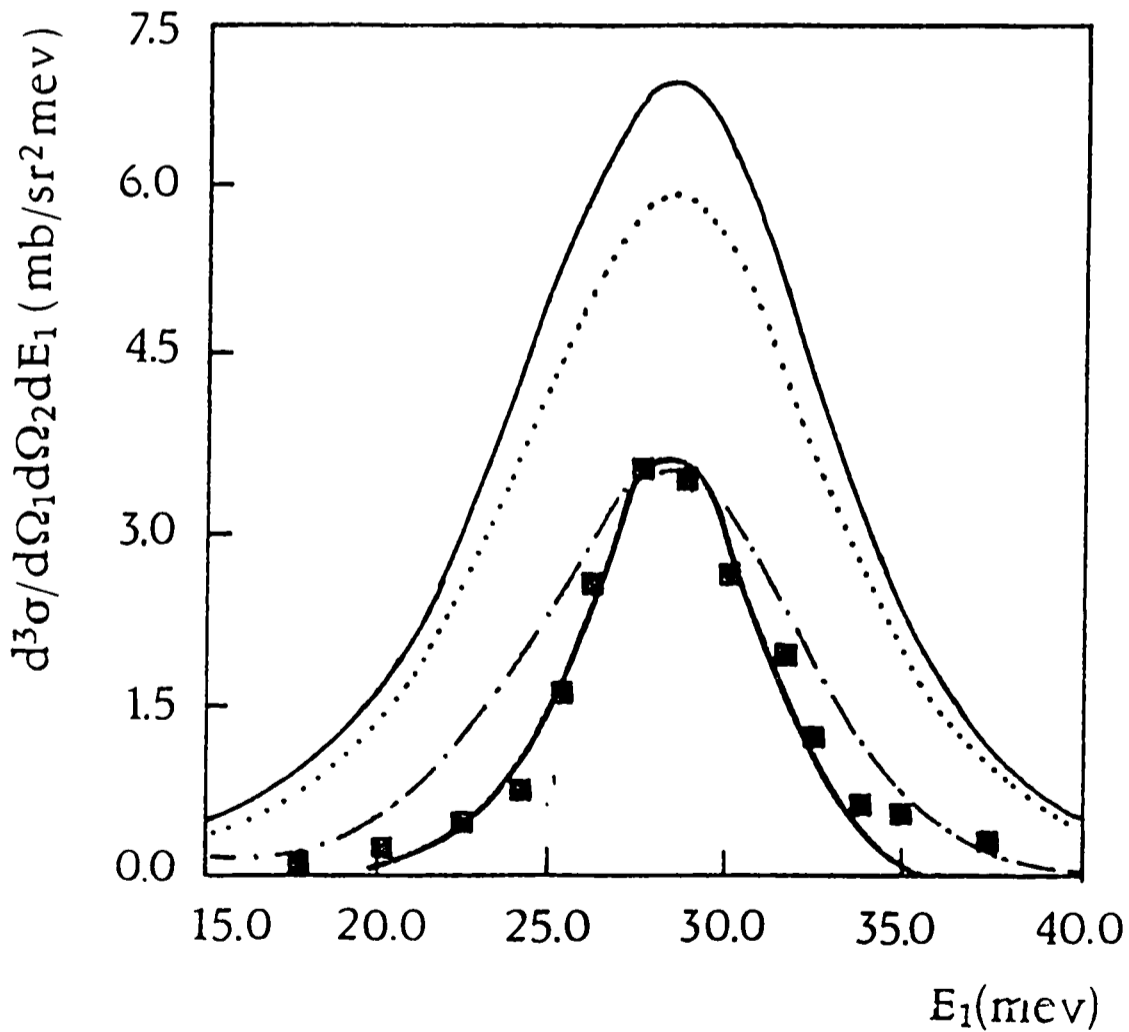


Рис.17 То же самое , что и Рис 11а при $E_0 = 58.5$ Мэв
 $\theta_1 = 43''$, $\theta_2 = -52''$. Экспериментальные данные взяты из
работы [58].

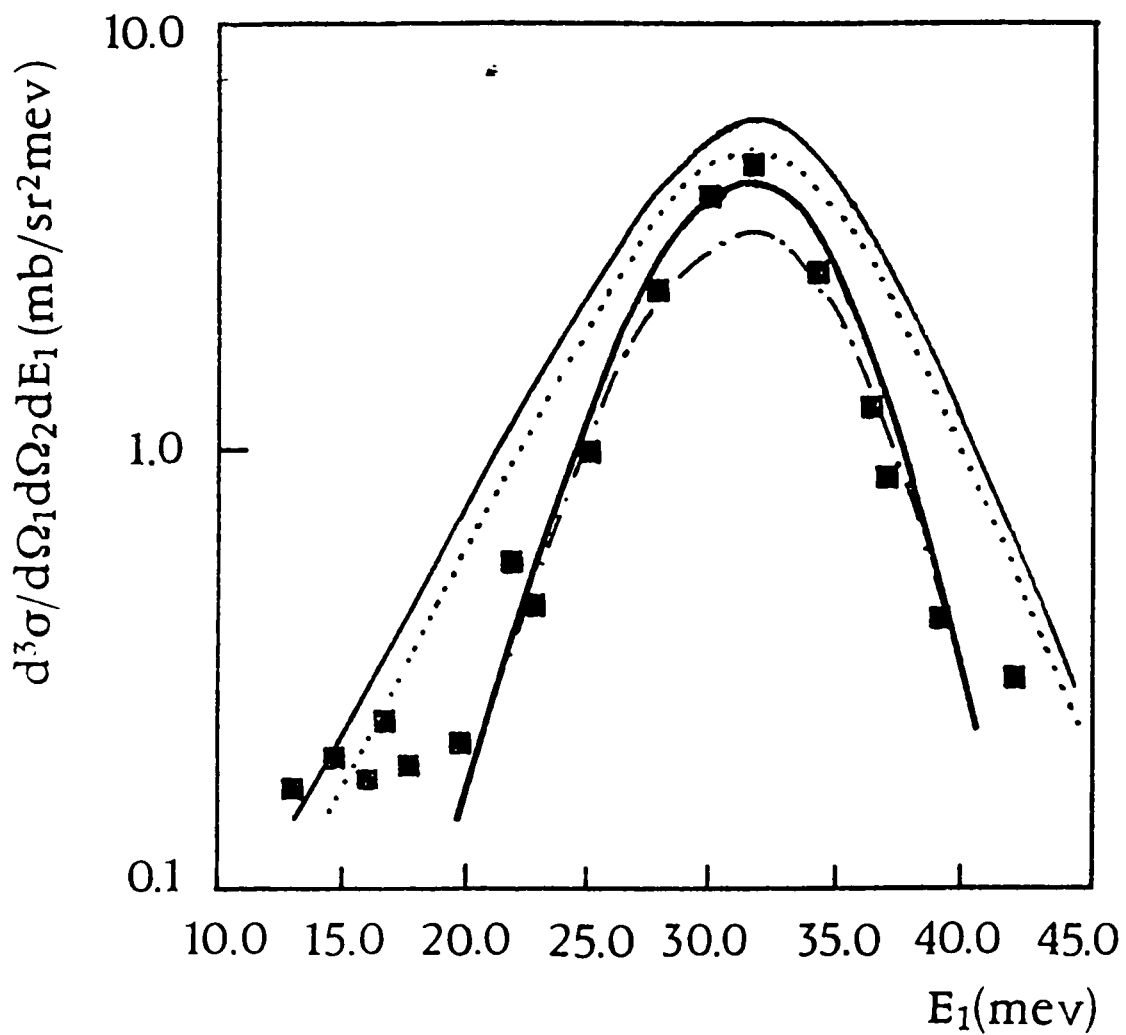


Рис.18а То же самое , что и Рис 11а при $E_0 = 65$ Мэв $\theta_1 = 43.57''$, $\theta_2 = -43.57''$. Экспериментальные данные взяты из работы [57].

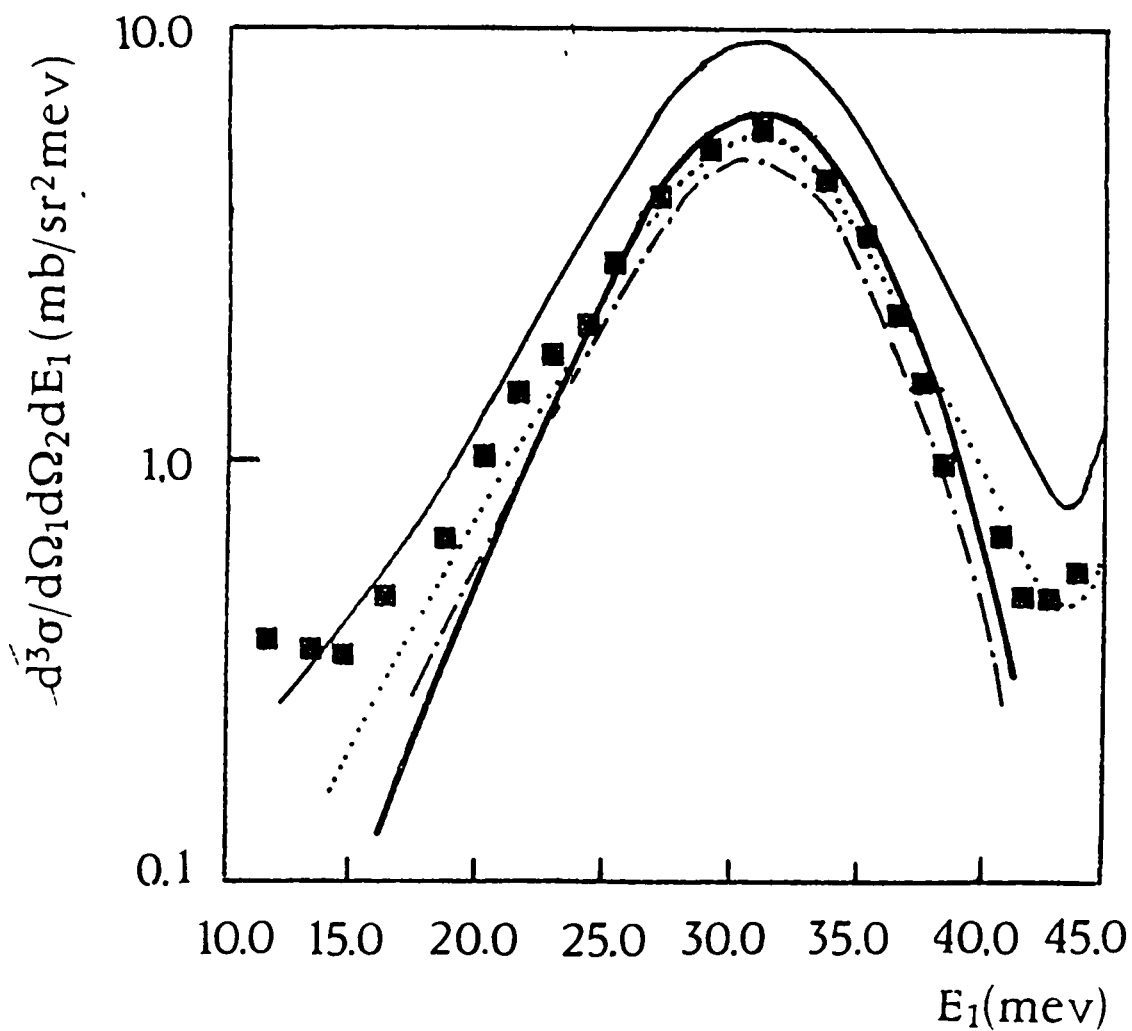


Рис.18б То же самое , что и Рис. 18а для РКР $d(p, pn)p$. Экспериментальные данные взяты из работы [57].

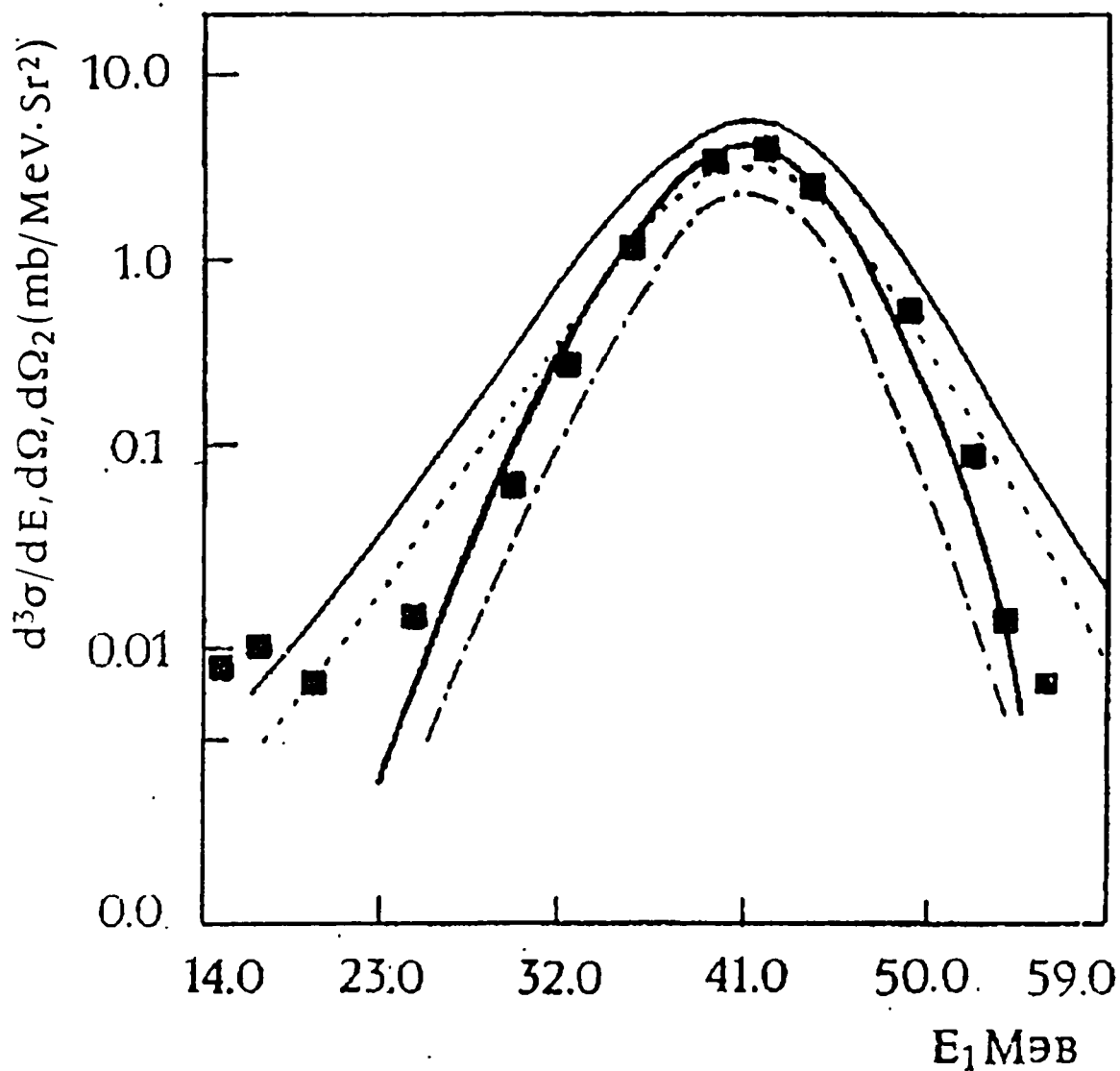


Рис.19 То же самое, что и Рис 11а при $E_0 = 85$ Мэв $\theta_1 = 43''$, $\theta_2 = -43''$. Экспериментальные данные взяты из работы [57].

энергиях ($C=1.20\pm 0.15$). Следует отметить, что с увеличением энергии возрастает вклад высоких парциальных амплитуд и постепенно стирается разница между сечениями протон-протонных и нейтрон-протонных совападений (Рис. 15(аб), 18(аб)).

Не трудно заметить, что согласие ТИПО с экспериментальными данными достаточно хорошее во всех случаях как для РР, так и для Рn совападений.

Специально надо отметить, что в последние годы чаще стали измерять зависимость дифференциального сечения от так называемой "длины дуги" S [102-105], которая связана с энергиями конечных частиц следующим образом:

$$dS = \sqrt{dE_1^2 + dE_2^2}, \quad (10.1)$$

причем $S=0$, когда $E_2 = 0$, $E_1 \neq 0$.

В результате были получены нового типа интересные экспериментальные данные, которые совместно с уже известными данными дают возможность сделать важные теоретические заключения.

На Рис. 20,21 показаны некоторые из этих результатов, зависимости дифференциального сечения от $S : \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dS}$. Сплошная кривая соответствует расчету с учетом всех фаз с обрезанием (жирная кривая) и без обрезания (тонкая кривая); штрихпунктирная и точечная кривые соответствуют аналогичным расчетам с учетом только S -фаз. Экспериментальные данные взяты из работ [103].

Зависимость дифференциального сечения РКР $d(p,2p)n$ от длины дуги S весьма интересно выглядит (Рис.20). Прежде всего надо отметить, что величина и особенно форма кривой здесь более чувствительно зависит от энергии падающих протонов

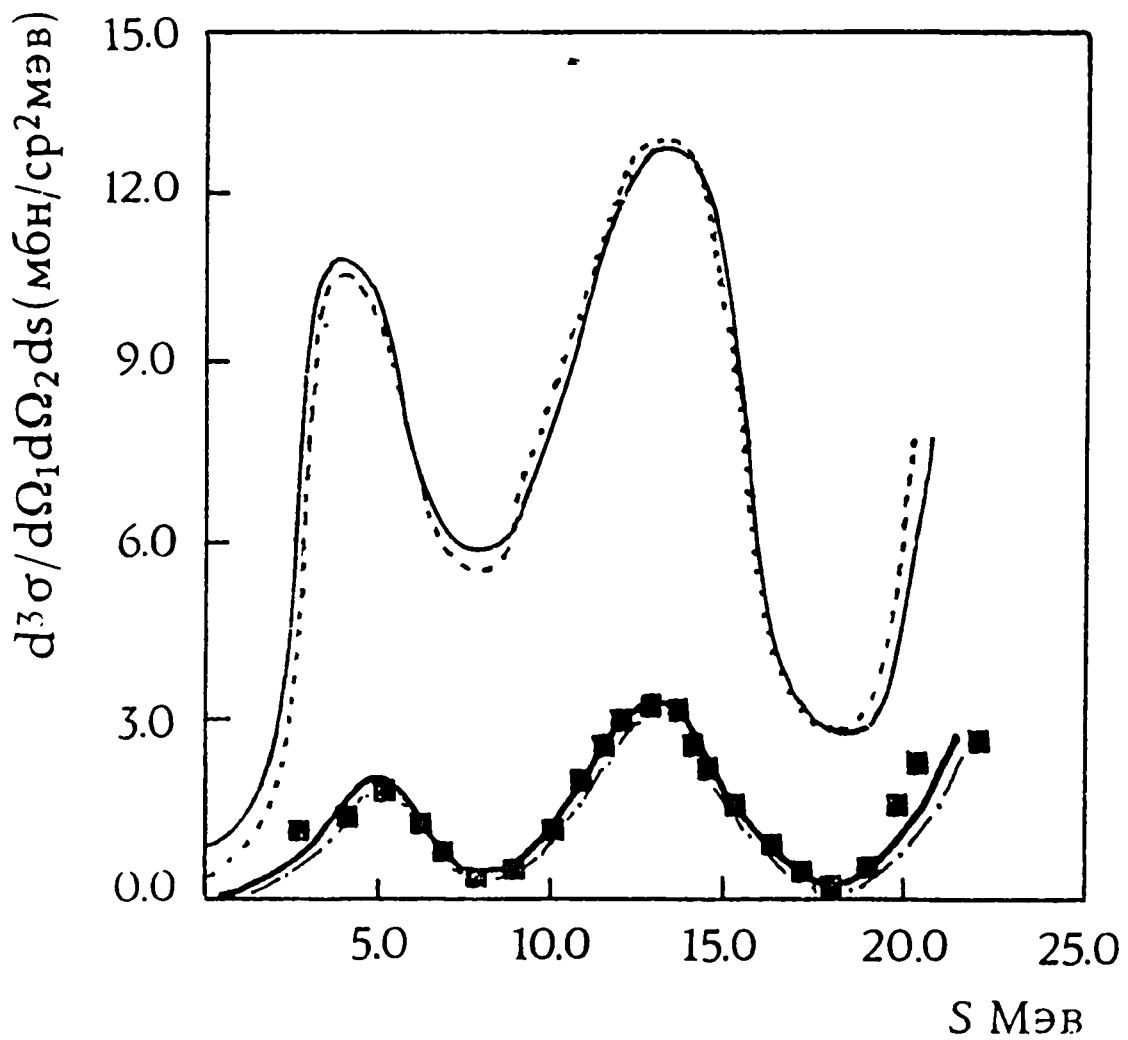


Рис.20 Зависимость дифференциального сечения РКР $d(p, 2p)n$ от "длины дуги" s при $E_0 = 19$ Мэв , $\theta_1 = 52^\circ, \theta_2 = -63^\circ$. Остальные то же самое, что и Рис.11а. Экспериментальные данные взяты из работы [103].

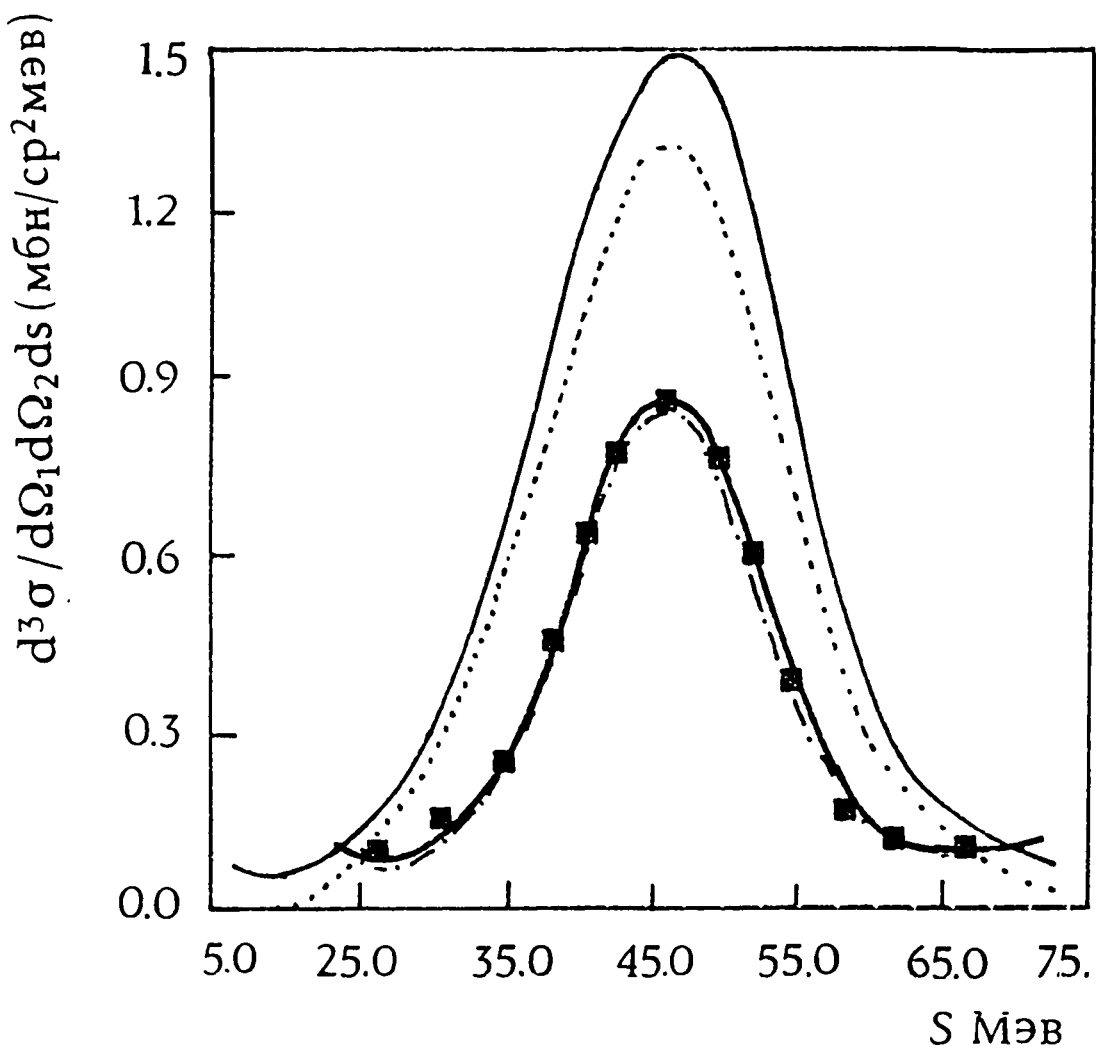


Рис.21 То же самое , что и Рис.20 при $E_0 = 65$ Мэв $\theta_1 = 35.2^\circ, \theta_2 = -35.2^\circ$. Экспериментальные данные взяты из работы [103].

(Рис.20,21) . Поэтому мы с интересом ожидаем появления новых аналогичных экспериментальных результатов для разных энергий и углов рассеяния.

Наконец отметим, что наши результаты позволяют сделать такое заключение: механизм однократного столкновения, основанный на последовательном подходе, успешно можно применить для исследования РКР $d(N,2N)N$ во всей нерелятивистической кинематической области.

Следовательно, есть все основания предположить, что примененный в данной диссертации метод можно обобщить для других РКР с участием более сложных ядер на основе некоторых модельных трехтельных представлений.

§4.3 Эффект ухода с энергетической поверхности в Nd - столкновениях.

Рассмотрим вопрос об эффекте ухода с энергетической поверхности, возникающим в матричном элементе Nd - рассеяния в рамках ТИП. Специальное обсуждение этого вопроса кажется целесообразным по двум соображениям: во первых, возникновение неоднозначности в вычислении матричного элемента в ИП формализма Чу[1] стимулировало появлению разных приближенных на энергетических вариантах расчетного характера, применение которых обычно проводится без соответствующего обоснования [92]. Во вторых, исследование внеэнергетического эффекта для РКР привело к неожиданным результатам, на наш взгляд, относительно возможности применения на энергетических вариантах даже при достаточно больших энергиях.

С точки зрения ТИП каждый на энергетический вариант сводится к замене внеэнергетического двухчастичного T -матричного элемента $t(\vec{k}', \vec{k}; \varepsilon)$ на энергетическим матричным элементом $t(\varepsilon, \theta)$.

В таком случае амплитуда зависит от двух переменных — энергий ε и угла θ . Способ выбора ε и θ определяет смысл каждого на энергетического приближения.

1. приближение конечной энергий.

$$\varepsilon = \varepsilon_f = \frac{k'^2}{2\mu} \quad ; \quad \theta = \theta(\hat{k}', \hat{k}) \quad (11.1)$$

2. приближение начальной энергий.

$$\varepsilon = \varepsilon_i = \frac{k^2}{2\mu} \quad ; \quad \theta = \theta(\hat{k}', \hat{k}) \quad (11.2)$$

Приближения (11.1) и (11.2) являются двумя возможными вариантами ИП в формализме Чу (см. формулы (1.22) и (1.23)). Критерием приемности рассмотренных на энергетических вариантах должно служить их сравнение с ТИП , как более последовательной и обоснованной формой ИП (Чу). С другой стороны возможность использования на энергетических вариантах должна зависит не только от энергий падающих частиц, но и от свойств взаимодействующих частиц.

Мы провели методические исследования внеэнергетического эффекта в РКР $d(p, pn)p$ и $d(p, 2p)n$ для разных энергий падающих протонов ($E_1=10, 80$ Мэв) и разных углов рассеяния регистрируемых частиц ($\theta_1 = -\theta_2 = 40^\circ, 20^\circ$): зависимость трехмерного дифференциального сечения от энергий регистрируемого протона при фиксированных углах рассеяния и энергий падающих протонов, для трех вариантов амплитуды: ТИП, приближение (11.1) и приближение (11.2). Расчеты были проведены при помощи нелокального и сепарабельного потенциала Монгана [16] предложенного в § 3.2 .

На рисунках 22(а,б), 23(а,б), 24(а,б) и 25(а,б) показаны результаты расчетов трехмерных дифференциальных сечений в ТИП (сплошная линия), в приближении начальной энергий (штрихпунктирная линия) и в приближении конечной энергий (пунктирная линия).

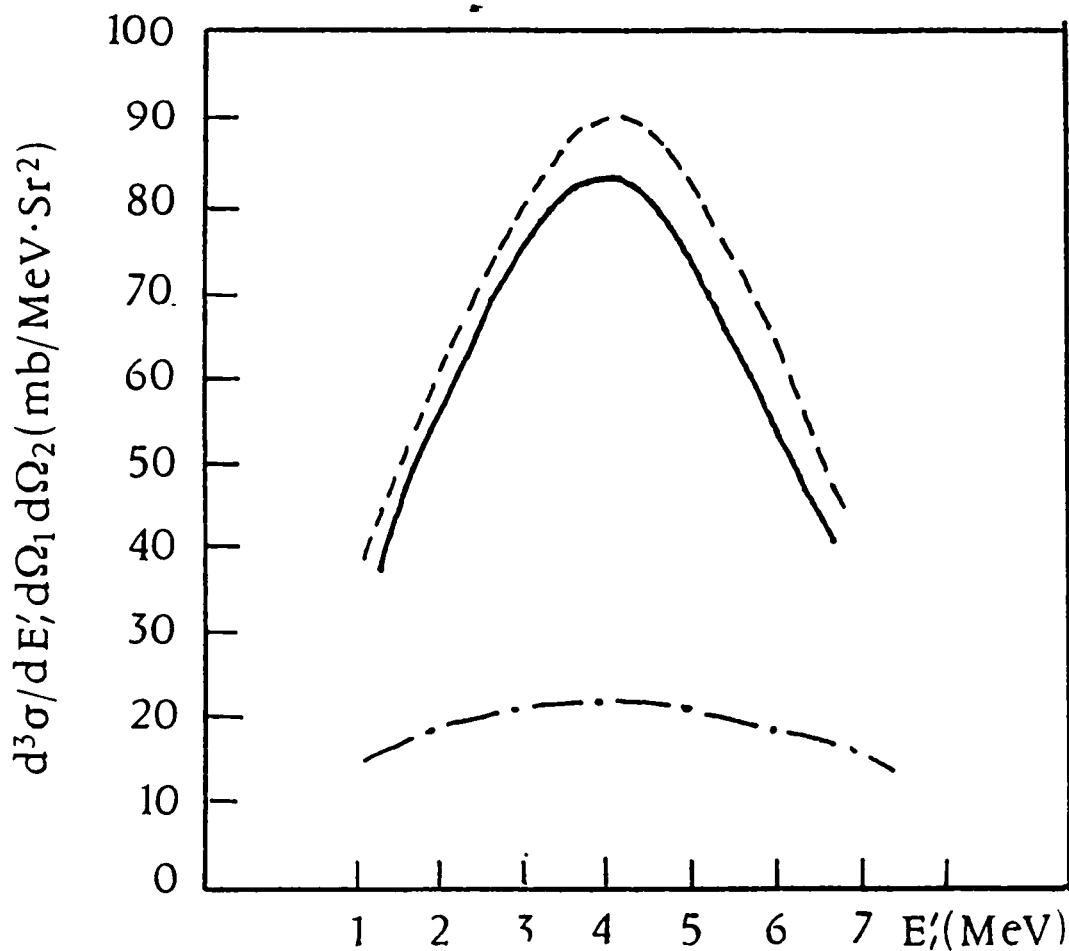


Рис. 22а Зависимость дифференциального сечения реакции $d(p,2p)n$ от энергий E' , при $E_1 = 10$ Мэв, $\theta_1 = 20^\circ, \theta_2 = -20^\circ$.

Сплошная кривая соответствует расчету по ТИП, пунктирная кривая—приближению конечной энергии, штрихпунктирная кривая—приближению начальной энергии.

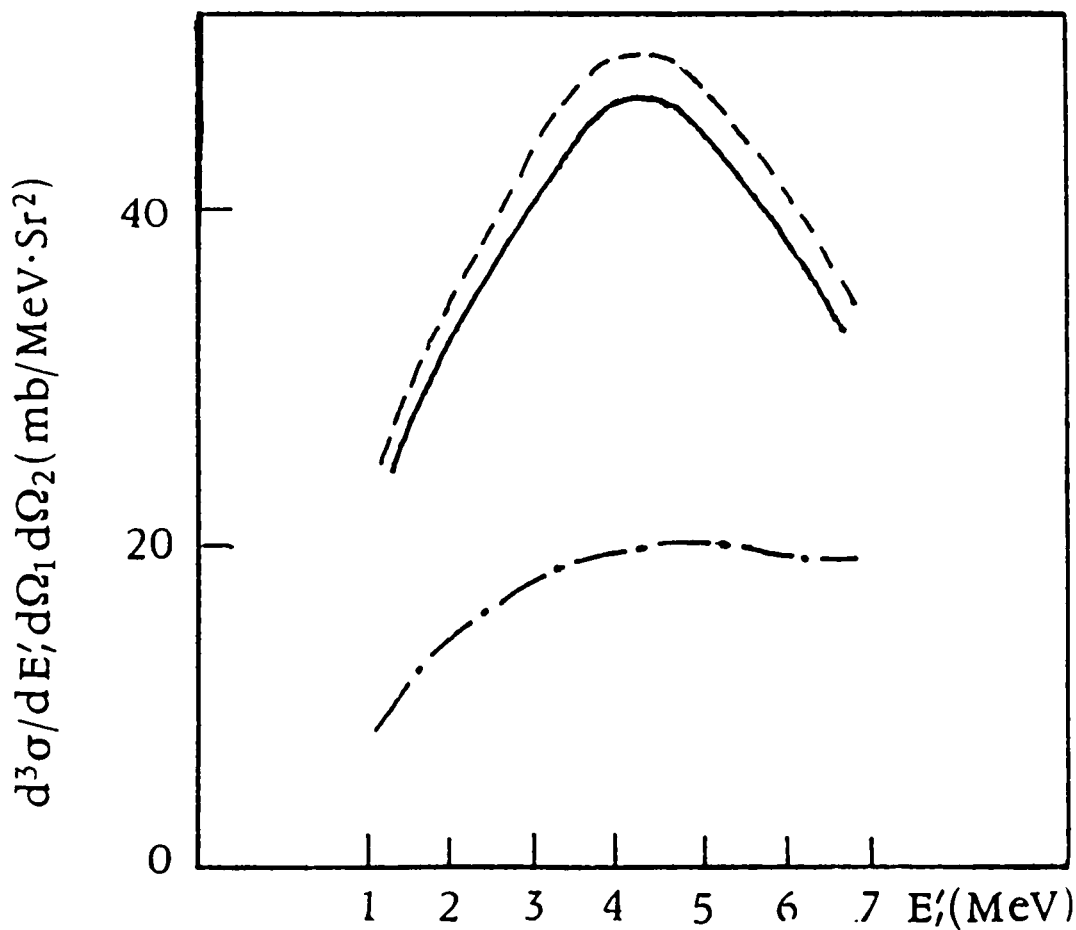


Рис. 22б То же самое, что и Рис. 22а для РКР $d(p,Pn)p$.

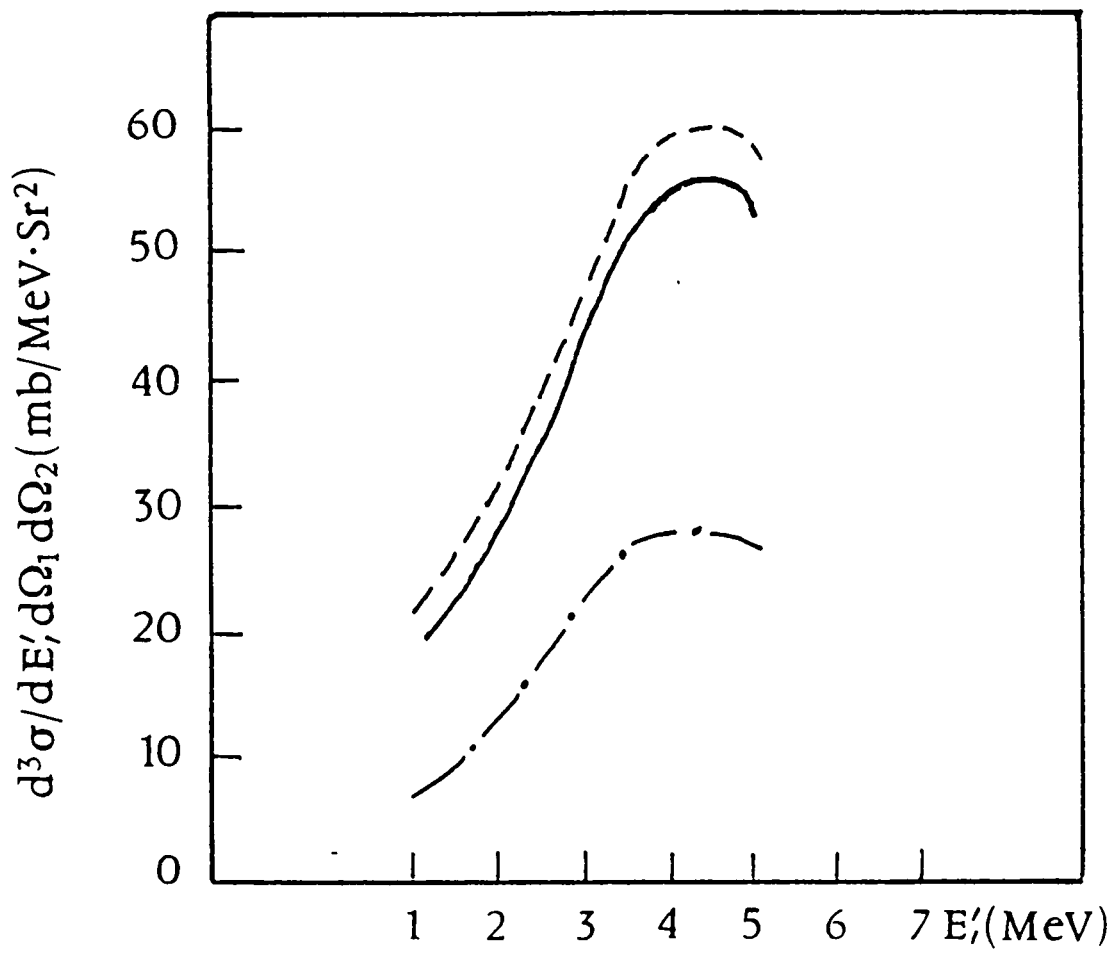


Рис. 23а То же самое , что и Рис. 22а при $\theta_1 = 40^\circ, \theta_2 = -40^\circ$

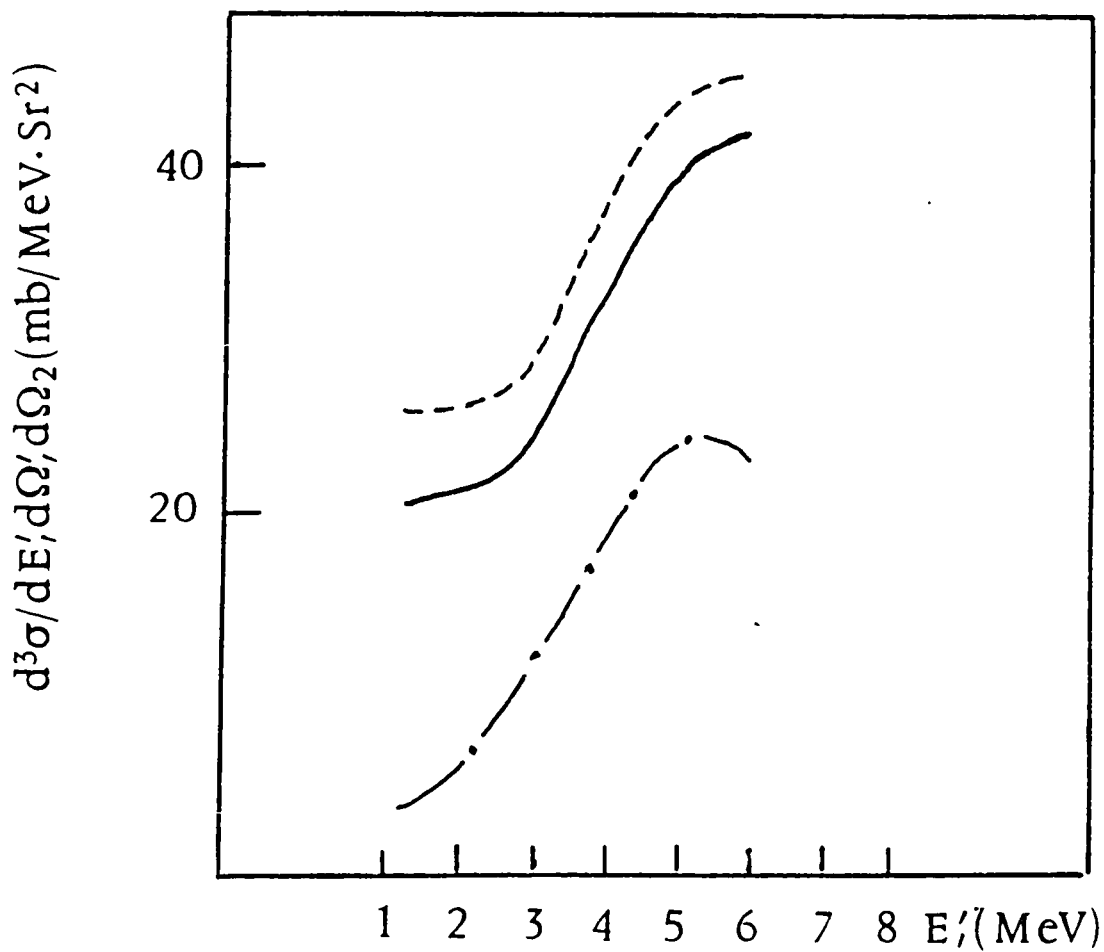


Рис. 23б То же самое , что и Рис. 22б при $\theta_1 = 40^\circ, \theta_2 = -40^\circ$

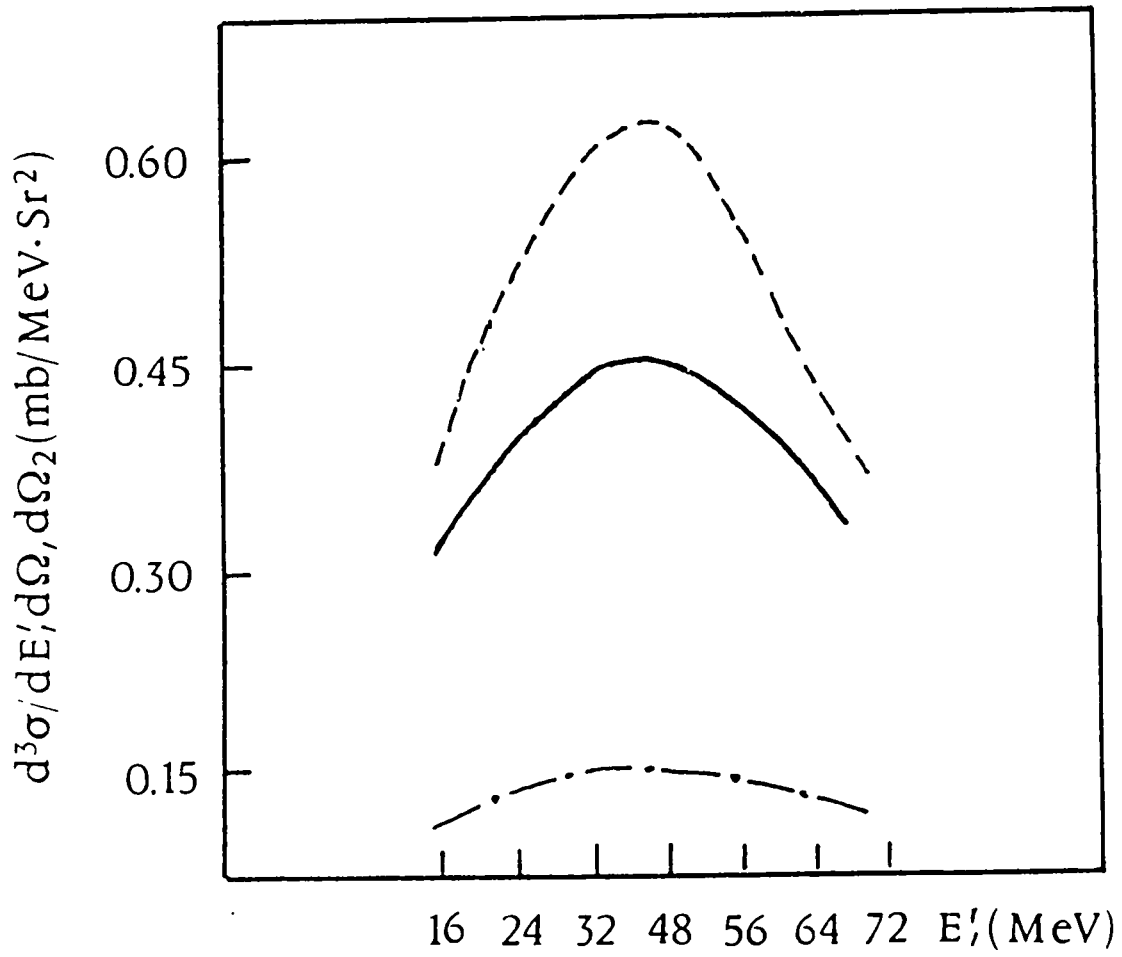


Рис. 24а То же самое , что и Рис. 22а при $E_1 = 80$ Мэв .

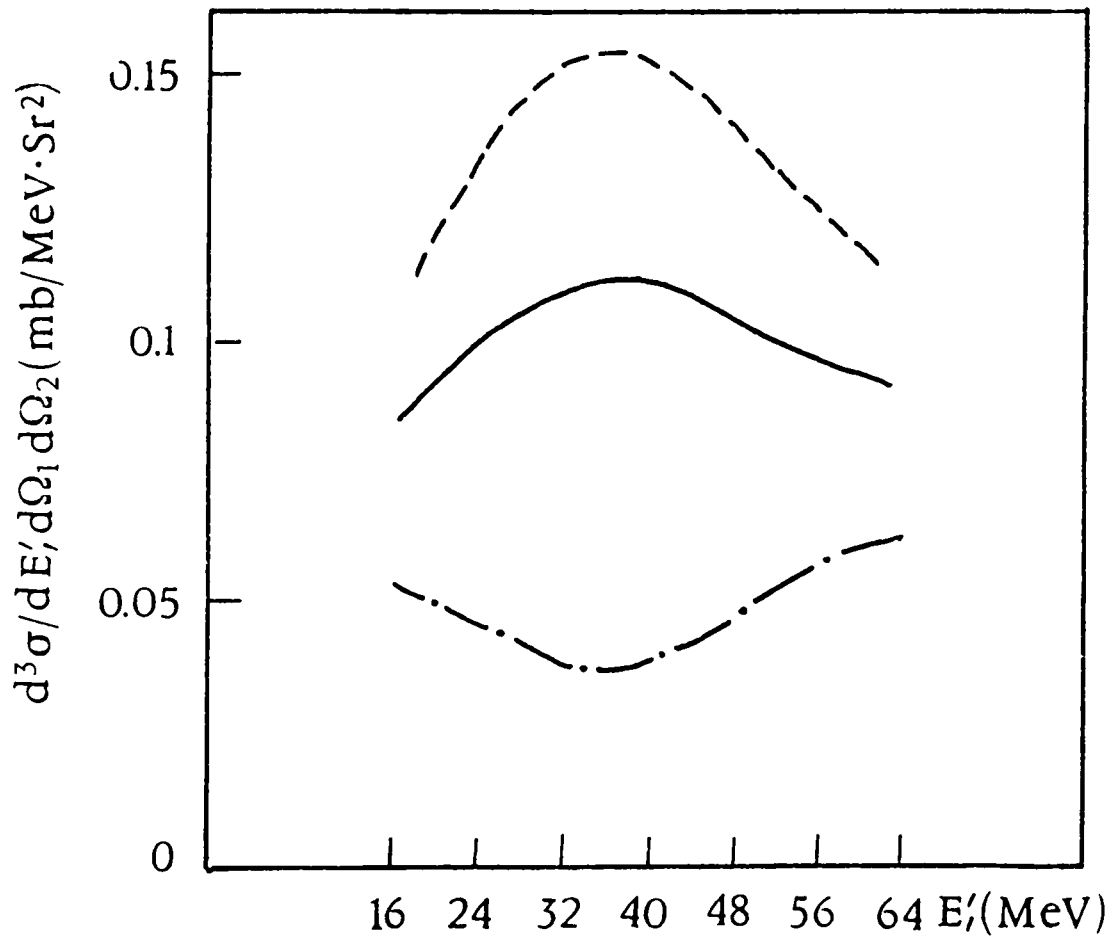


Рис. 24б То же самое , что и Рис. 24а для РКР $d(P, Pn)p$.

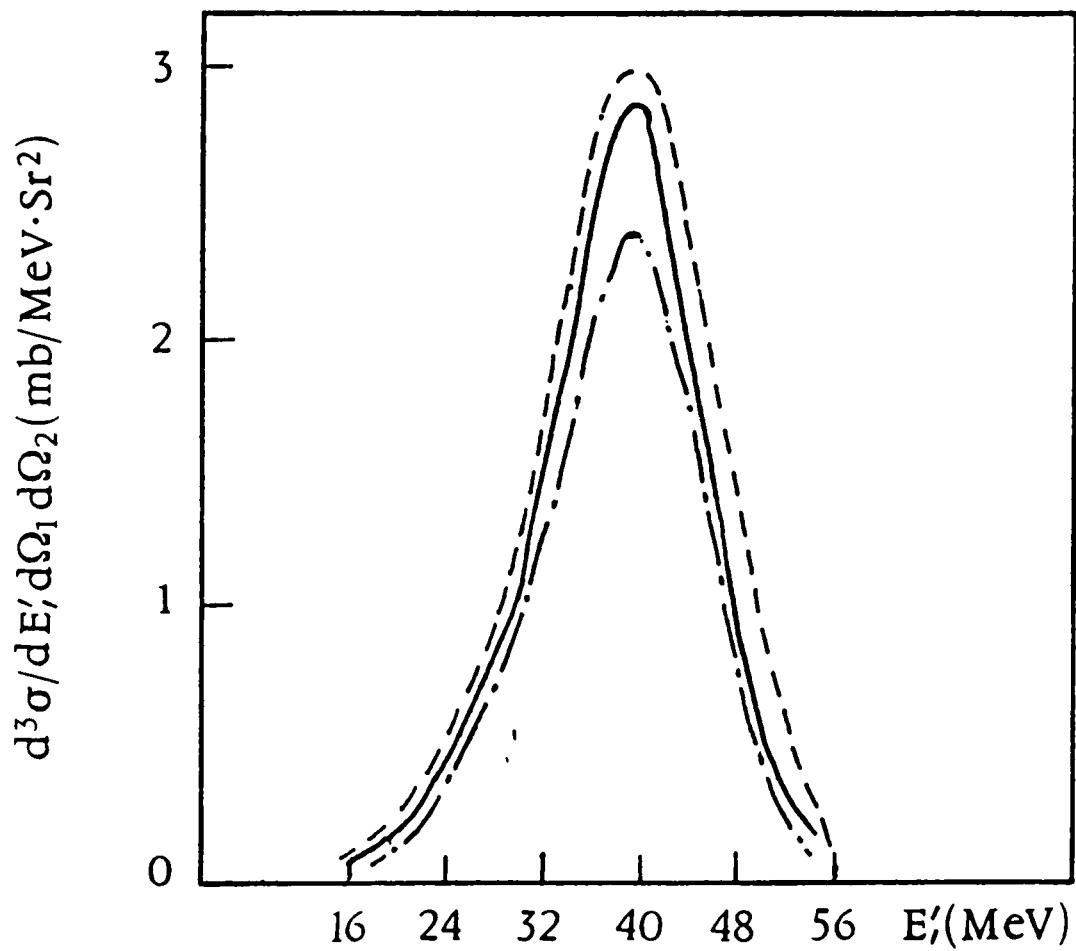


Рис. 25а То же самое , что и Рис. 24а при $\theta_1 = 40^\circ, \theta_2 = -40^\circ$

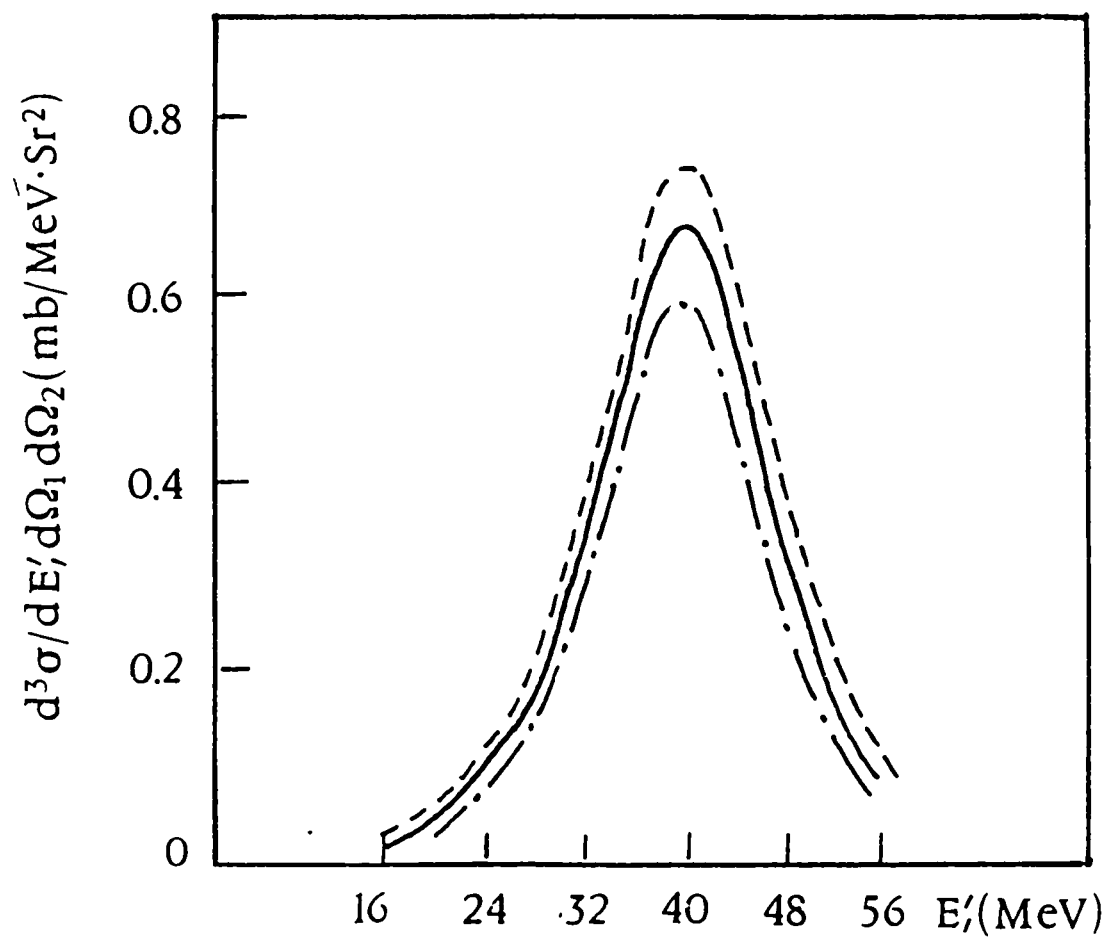


Рис. 25б То же самое , что и Рис. 25а для РКР $d(P, Pn)p$.

Оказалось, что внеэнергетический эффект существенно зависит от выполнения условия квазиупругой кинематики.

$$E'_1, E'_2 \gg E'_3 \quad (11.3)$$

При $\theta=40^\circ$, обеспечивающем наиболее благоприятное условие (11.3), форма на энергетического и внеэнергетического сечений мало отличаются даже при $E_1=10$ Мэв (Рис.23(а,б)), причем разница по величине сечения уменьшается с ростом энергий и при $E_1=80$ Мэв ею можно пренебречь (Рис.25(а,б)).

С другой стороны при $\theta=20^\circ$, когда условие (11.3) выполнено хуже, внеэнергетический эффект не ослабевает с ростом энергий и пренебрежение им в принципе невозможно даже при $E_1=80$ Мэв (Рис.24(а,б)).

Наконец мы исследовали внеэнергетический эффект в упругом $d(n,n)d$ рассеянии при разных энергиях падающих нейтронов ($E_n=5, 10, 20$ и 30 Мэв): зависимость дифференциального сечения от угла рассеянного нуклона в системе центра масс при фиксированной энергии падающих нейтронов для трех вариантов: ТИП, приближение (11.1) и приближение (11.2).

На рисунках 26, 27, 28 и 29 показаны результаты расчетов дифференциальных сечений в зависимости от угла рассеяния ($\theta_{c.m.}$) в ТИП (сплошная линия), в приближении начальной энергий (штрихпунктирная линия) и в приближении конечной энергий (пунктирная линия).

Оказалось, что в отличие от РКР внеэнергетический эффект для упругого $d(n,n)d$ рассеяния заметно слаб: форма на энергетического и внеэнергетического сечений практически не отличаются, а разница по величине сечения (Рис.26,27)

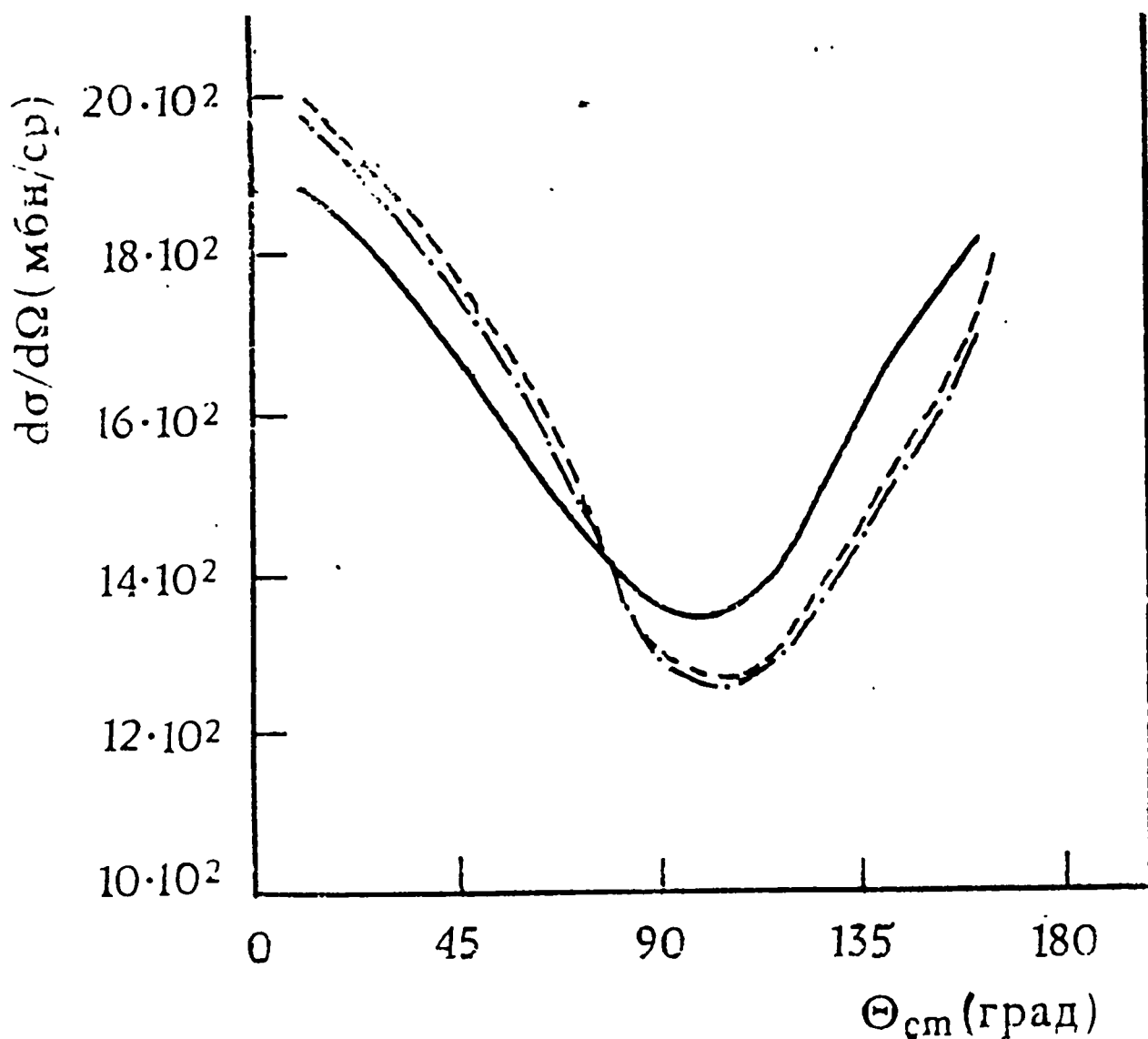


Рис.26 Зависимость дифференциального сечения упругого $d(n, n)d$ рассеяния от угла рассеяния $\theta_{\text{с.т.}}$ в системе ц.м. для энергий падающих нейтронов $E_n = 5$ Мэв в л.с. Сплошная кривая соответствует расчету по ТИП, пунктирная кривая — приближению конечной энергии, штрихпунктирная кривая — приближению начальной энергии.

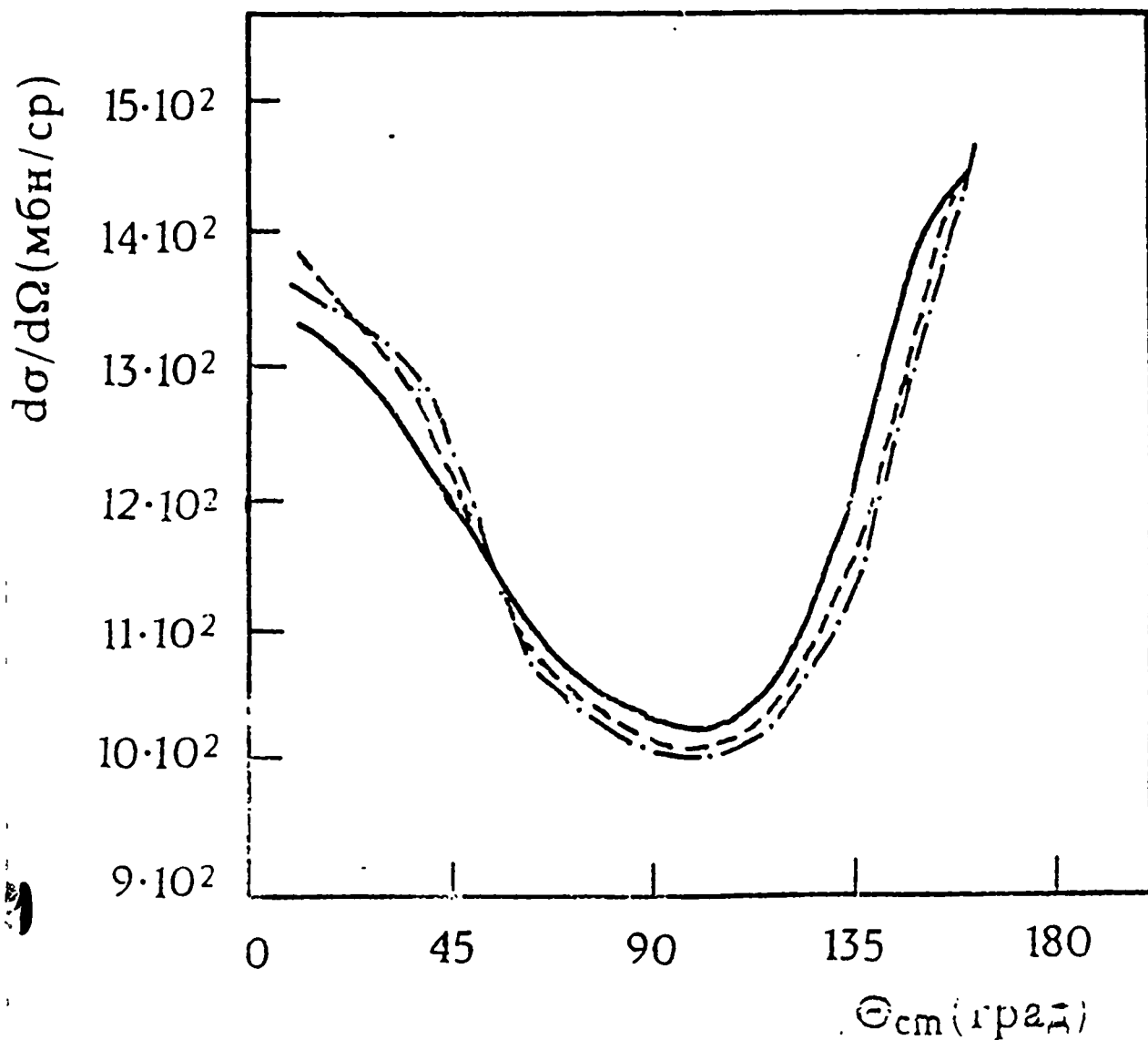


Рис. 27 То же самое, что и Рис.26 при $E_n = 10$ Мэв.

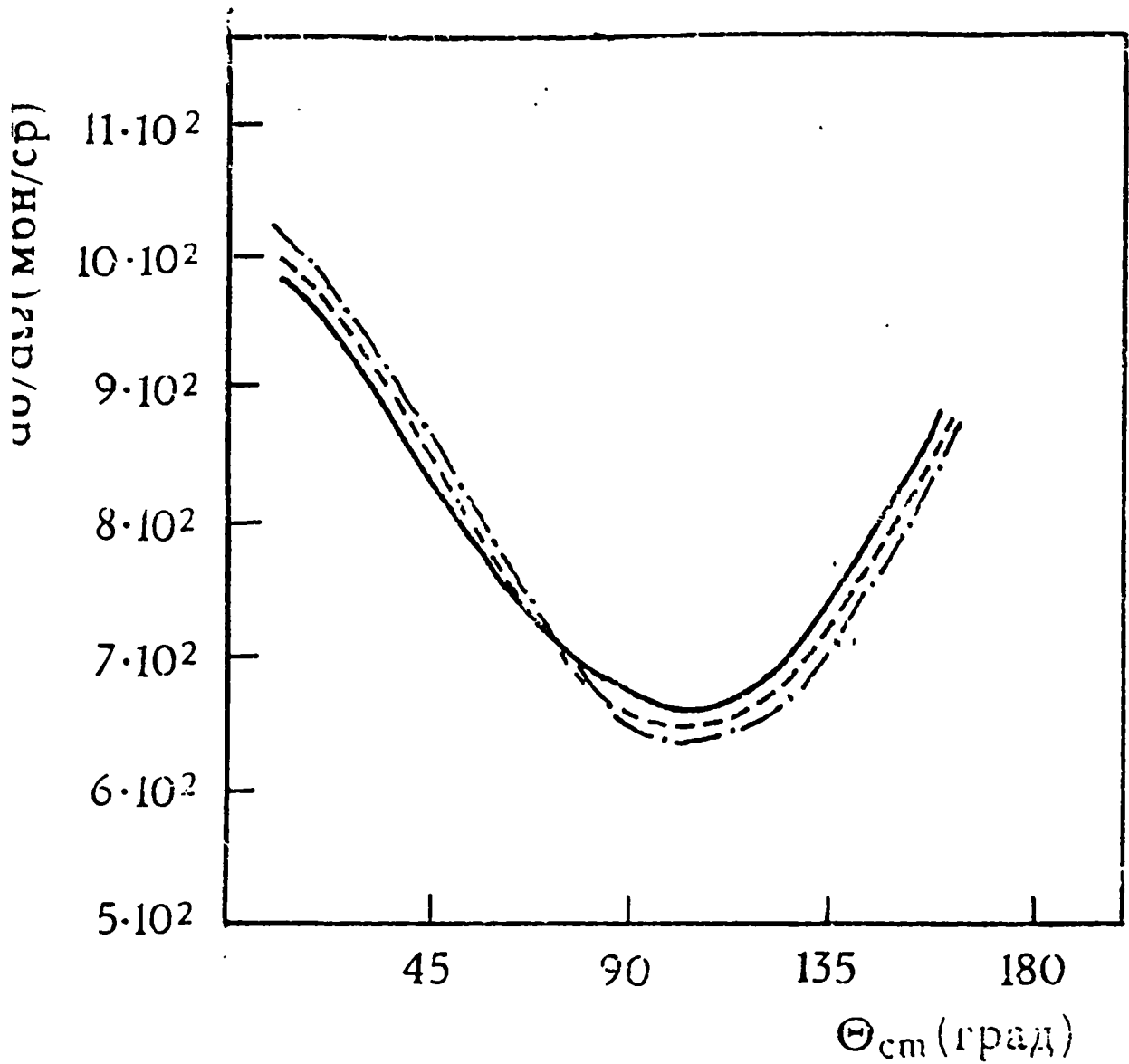


Рис. 28 То же самое, что и Рис.26 при $E_n = 20$ Мэв.

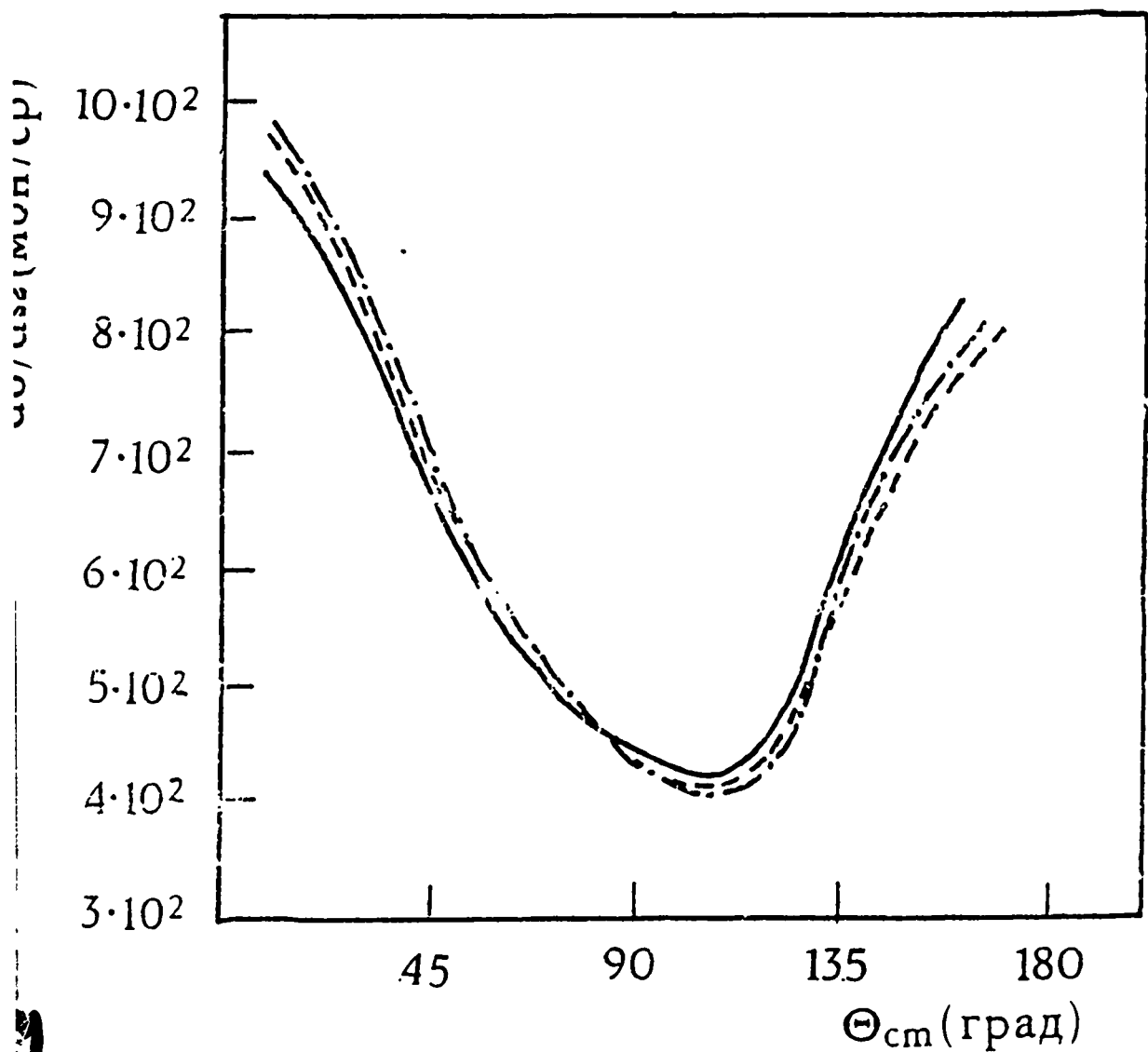


Рис. 29 То же самое, что и Рис.26 при $E_n = 30$ Мэв.

уменьшается с ростом энергий и при $E_n=30$ Мэв ею можно пренебречь (Рис. 29).

Этот результат оказался несколько неожиданным, так как амплитуда Nd упругого рассеяния определяется полностью внеэнергетическими двухнуклонными матричными элементами. Однако они входят в подинтегральную функцию трехмерного интеграла (8.2) и, по-видимому, происходит некоторое усреднение, после которого почти исчезает внеэнергетический эффект. Эта является безусловно обнадеживающим фактором в смысле обобщения ТИПО для сложных процессов с участием малонуклонных систем, когда пренебрежения уходом с энергетической поверхности может привести к некоторому упрощению задачи.

Заключение

Диссертация посвящена формулировке и применению нерелятивистского трехтельного подхода для нуклон-дейтронного упругого и квазиупругого столкновения. Ее основные результаты сводятся к следующему:

- 1) Предложено последовательное описание механизма однократного столкновения $d(N,N)d$ и $d(N,2N)N$ на основе трехтельного импульсного приближения с обрезанием (ТИПО), эффективно сохраняющего унитарное свойство амплитуды.
- 2) Задача решается в замкнутом виде: начальное и конечное состояния строятся одним и тем же NN потенциалом, что избавляет от присущего к таким исследованиям ложного эффекта неортогональности.
- 3) Показано, что процедура обрезания существенно меняет как форму, так и величину дифференциального сечения Nd упругого и квазиупругого рассеяния и приводит к удовлетворительному согласию теории с экспериментом.
- 4) Показано, что разность в дифференциальных сечениях протон-протонных и протон-нейтронных совпадений естественно объясняется в рамках ТИПО и не нуждается в дополнительных предположениях.
- 5) Параметр обрезания C в целом меняется в узком интервале, обеспечивающем выполнения условия $\lambda < R$, что указывает на правдоподобность выбранного механизма.

б) Показано, что эффект ухода с энергетической поверхности для упругого Nd столкновения слабее, чем для квазиупругого, что обнадеживает относительно обобщения ТИПО для исследования более сложных ядерных процессов.

В заключении автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю, профессору Дж. В. Мебония, за постановку задачи диссертации и помощь во время работы над ней.

Я благодарен также сотрудникам кафедры общей физики ТГУ, позволившим провести практические занятия на физическом факультете, соавторам и коллегам на факультете, обмен мнениями с которыми всегда оказывал на меня стимулирующее влияние .

Я весьма признателен Ректорату ТГУ и Деканату физического факультета, позволившим пройти аспирантское обучение в этом славном Университете.

Список Литературы:

1. Chew C. F., Phys.Rev. V.87, (1952) p.778.
2. Balashov V.V., Mebonia J.V., Nucl. Phys. V.A107, (1968) p.369.
3. Фаддеев Л. Д. , ЖЭТФ. V.39 , (1960) с.1459.
4. Cahill R. T., Nucl. Phys. V. A194, (1972) p.599.
5. Ssakawa T., Nucl. Phys. V. A203, (1973) p.496.
6. Kowalski K. L. , Phys. Rev. V.D5 , (1972) p.395.
7. Wallace J. M. , Phys.Rev. V.C7, (1973) p.10.
8. Mebonia J.V., Phys.Lett. V.B48 , (1974) p.196.
9. Kvaratskhelia T.J., Mebonia J.V, Phys.Lett. V.B90 , (1980) p.17.
10. Ситенко А. Г. , УФЖ. Т.4 , (1959) с.152.
11. Кварацхелия Т.И., Мебония Дж.В., Сообщ. АН.ГССР Т.136, (1989) с.53.
12. Mebonia J. , Abusini M., Saralidze P. , Sulakadze K., Skhirtladze G.,
Investigation of direct nuclear processes involving the lightest nuclei, Proceeding
of Tbilisi University Physics , V.34 ,(1999) p. 45.
13. Mebonia J. , Abusini M., Saralidze P. , Sulakadze K., Skhirtladze G.,
Mechanism of nucleon-deuteron elastic scattering, Bull. Georgia. Acad. Sci. V.160.
2 ,(1999) p.251.
14. Mebonia J. , Abusini M., Saralidze P. , Sulakadze K., Skhirtladze G.,
Mechanism of nucleon-deuteron quasi-elastic scattering, Bull. Georgia. Acad. Sci.
V.160, 3, (1999) p.457.
- 15). Мебония Дж. В., Абусини М. А., Саралидзе П. Дж., Сулакадзе К.И..
Схиртладзе Г. Э., Об одном подходе к трехчастичным процессам , ЯФ
Т.10 ,(2000)
16. Mongan Th., Phys.Rev. V.178 ,(1968) p.1957.
17. Sawada M. et.al., Phys.Rev. V.C27,(1983) p.1932.
18. Doleschall P., Nucl.Phys. V.A 220 , (1974) p. 491.
19. Kluge W., Schlüfter R., EbenhOh W. , Nucl.Phys. V.A228, (1974) p.29.
20. Sitenko A. G. , Nucl. Phys. V.49, (1963) p.15.
21. Amado R. D. , Phys.Rev. V.132, (1963) p.485.

22. Mitra A. N. , Phys.Rev. V.127, (1962) p.1342.
23. Aaron R. , Ibid. V.150, (1966) p.857.
24. Lovelace C. , Ibid. V.135, (1964) p.1225.
25. Yamaguchi , Phys.Rev. V.95, (1954) p.1628.
26. Sloan I. H., Nucl. Phys. V.A241, (1975) p.429.
27. Sasakawa T., Nucl. Phys. V.A160, (1971) p.449.
28. Noyes P., Phys.Rev. V.15, (1965) p.538.
29. Sasakawa T., Phys.Rev. V.C19, (1979) p. 2035.
30. Sasakawa T., Phys.Rev. V.C23, (1981) p.905.
31. Sasakawa T., Phys.Rev. V.C26, (1982) p. 4.
32. Nakamura H., Nucl.phys. V.A208, (1973) p.207.
33. Rauprich G., Few-body system V. 5 ,(1988) p.67.
34. Sandhas Alt. E. O. , Phys. Rev. V.C17 , (1978) p.1981.
35. Lacombe M. et. al., Phys. Rev. V.C21 , (1980) p.861.
36. Sagara K., Phys. Rev. V.50 , (1994) p.576.
37. Glöckle W., Phys. Rev. V. C50 ,(1994) p.602.
38. Witala H., Glöckle W., Nucl. Phys. V.A528, (1991) p.48.
39. Sawada M. , Phys. Rev. V.C27 ,(1983) p.1932.
40. Duder J.C. , Phys. Lett. V.B85 ,(1979) p.206.
41. Machliedt R., Few-body problem in physics, Reports ,V.149 ,(1987) p.57
42. Howell.C.R , Few-body system V.2, (1987) p.19.
43. Haidenbauer. , J Phys. Rev. V.C30 ,(1984) p.1822.
44. Ernst, DJ.shakin, Phys. Rev. V.C8 ,(1973) p. 567.
45. Doleschall P. , Grüebler W., Nucl. Phys. V.A380, (1982) p.72.
46. Friar J.L. et al., Phys. Rev. V. C42 ,(1990) p.1838.)
47. Friar J.L. et al., Phys. Rev. V. C51 ,(1995) p. 2356)
48. Austern N. , Phys.Rev. V.92 ,(1953) p.350.
49. Ситенко А.Г., Теория Ядерных Реакции. Москва, (1983) с.136.
50. Andrade E. , Nucl. Phys. V.A183,(1972) p.145.
51. Jeremie H. , Nucl. Phys. V.A132,(1969) p.571.
52. Lunke A. , Nucl. Phys. V.A158,(1970) p.278.
53. Valkovic V. , Nucl. Phys. V.A166,(1971) p.547.
54. Bovet E., Nucl. Phys. V.A304,(1978) p.29.

55. Didelez J.P., Phys.Rev. V.C10, (1974) p.529.
56. Takeutchi F., Nucl. Phys. V.A152,(1970) p.434.
57. Cheng V.K., Nucl. Phys. V.A225,(1974) p.397.
58. Durand J. L., Nucl. Phys. V.A224,(1974) p.77.
59. Petersen E.L. , Phys.Rev. V.188, (1969) p.1497.
60. Maragaziotis D. J., Phys.Rev. V.C8, (1973) p.870.
61. Morlet M., Nucl. Phys. V.A191,(1972) p.385.
62. Takeutchi F., Nucl. Phys. V.A185,(1972) p.366.
63. Takeutchi F. , Phys.Lett. V.B35,(1971) p.498.
64. L'Huillier M., Phys.Rev. V.C12, (1975) p.948.
65. Niiler. A., Phys.Rev. V.182, (1969) p.1083.
66. Комаров V.V. , Nucl. Phys. V.54,(1964) p.278.
67. Мигдад А.Б. , ЖЭТФ, Т.28, (1955) с.3.
68. Watson K .M. , Phys.Rev. V.28, (1952) p.1163.
69. Andrade E. , Nucl. Phys. V.A377, (1980) p.365.
70. Ivanovich. H., Nucl. Phys. V.A156, (1970) p.616.
71. Sitenko A. G., Nucl. Phys. V.49, (1963) p.15.
72. Mitra A. N. , Phys.Rev. V.131, (1963) p.1265.
73. Amado R. D., Phys.Rev. V.132, (1963) p.485.
74. Aaron R. , Phys.Rev. V.140, (1965) p.1291.
75. Bhasin V. S., Phys.Rev. V. B137, (1952) p.398.
76. Sloan I. H. , Nucl. Phys. V.A139, (1969) p.337.
77. Wallace J. M. , Phys.Rev. V.C7, (1973) p.10.
78. Cahill R. T., Nucl. Phys. V.A185, (1972) p.236.
79. Kluge W., Nucl. Phys. V.A228,(1974) p.29.
80. Takeutchi F., Phys.Lett. V.B41,(1972) p.458.
81. Mebonia J. V. , Phys.Lett. V.B48,(1974) p.196.
82. Durand M., Nucl. Phys. V.A201,(1973) p.313.
83. Rogers G.J., Phys.Rev. V.C6, (1972) p.734. {
84. Haracz R. D. , Phys.Rev. V.C10, (1974) p.431.
85. Sagara K., Nakamura H. , Nucl. Phys. V.A273, (1976) p.493.
86. Nakamura H. , Nucl. Phys. V.A309, (1978) p.115.
87. Nakamura H., Nucl. Phys. V.A223, (1974) p.599.

88. Гольдбергер М., Теория столкновения, Мир, Москва, (1967) с.823.
89. Chew C. F., Phys.Rev. V.80, (1950) p.196.
90. Chew C. F., Phys.Rev. V.85, (1952) p.636.
91. Ashkin J. , Phys.Rev. V.85, (1952) p.686.
92. Redish E. F. , Phys.Rev. V.C2, (1970) p.1665.
93. Lim K. L. , Nucl. Phys. V.88, (1966) p. 433.
94. Watson J. W. , Nucl. Phys. V.A172, (1971) p.513.
95. Зеленская Н. С., ЭЧАЯ , Т.11 (1980) с.342.
- 96.** Аваков Г.В. , ЯФ. Т.37, (1983) с. 322.
97. Кварацхелия Т., Мебония Дж.В. ,Сообщ. АН. ГССР Т.110 ,(1983) с. 285.
98. Osborn T.A. , Ann. Phys. V. 58 , (1970) p. 417 .
- 99.** Kvaratskeliа T.J., Mebonia J.V., Nucl.Phys. V.10 , (1984) p.1677.
100. Чилашвили Г.А. , ТГУ Тбилиси (1973) с. 531.
101. Durand J.L. , Phys.Rev. V.C 6 , (1972) p.393.
- 102.** Karus M. et.al., Phys.Rev. V.C31 ,(1985) p.112.
103. Strate J. et.al., Nucl.Phys. V.A501 ,(1989) p.51.
104. Rauprich G. et.al., Nucl.Phys. V.A535 ,(1991) p.313.
105. Zejma J. et.al., Phys.Rev. V.C55 ,(1997) p. 42.