

84938



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-2000-98

На правах рукописи
УДК 539.17.01+
539.172.12

У - 343

УЗИКОВ
Юрий Николаевич

**ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ С ЛЕГЧАЙШИМИ ЯДРАМИ
И КЛАСТЕРАМИ ПРИ БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕ ИМПУЛЬСА**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2000

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор А.П. Кобушкин
Доктор физико-математических наук, профессор В.М. Колыбасов
Доктор физико-математических наук А.Е. Кудрявцев

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, г. Москва

Защита диссертации состоится "____" _____ 2000 г. на заседании Специализи-
рованного совета Д047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединённого
института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "____" _____ 2000 г.

Учёный секретарь совета
доктор физико-математических наук

С.В. Голоскоков

Актуальность проблемы. Открытие кварковой структуры нуклонов и связан-
ная с ней возможность существования мультикварковых конфигураций в атомных ядрах
оказали глубокое влияние на ядерную физику в целом и особенно на физику легчай-
ших ядер. Одной из главных задач экспериментального и теоретического исследования
процессов взаимодействия протонов с легчайшими ядрами при большой передаче им-
пульса $Q > 1 \text{ ГэВ}/c$ является получение информации о структуре этих ядер на малых
расстояниях между нуклонами $r_{NN} \sim 1/Q < 0.5 \text{ Фм}$ и о NN-взаимодействии в области
перекрывания нуклонов. Ожидается, что именно на таких расстояниях существует пе-
реходная область от адронных к кварк-глюонным степеням свободы в структуре ядра.
Обнаружение такой области на эксперименте явилось бы событием первостепенной
важности в физике сильных взаимодействий. В этих исследованиях исключительное
внимание уделяется простейшей ядерной системе – дейтрону.

В настоящее время накоплен большой объем экспериментальных данных по pd -
столкновениям в кумулятивной области и планируется проведение новых, преимуще-
ственно поляризационных экспериментов на современных ускорительных комплексах.
В упругом $p^3\text{He}$ -рассеянии назад при начальных энергиях 1-2 ГэВ достигнуты большие
передачи импульса $Q \sim 2 - 3 \text{ ГэВ}/c$, которые существенно выше, чем в аналогичных
данных по электронному рассеянию, и это дает основание надеяться на получение но-
вой, по сравнению с электронными экспериментами, информации о структуре ядра
 ^3He . Особый интерес вызывают реакции квазиупругого выбивания быстрых малону-
клонных кластеров из ядер, уже первая попытка понять которые привела к глубокой
идее о флуктуациях плотности ядерного вещества (Д.И. Блохинцев, 1957). Позднее
при исследовании упругого pd - рассеяния назад были высказаны и другие интересные
идеи в физике промежуточных энергий – существование нуклонных изобар N^* в ядрах,
трёхбарионные резонансы, динамика цвета. В последней декаде начато активное ис-
следование нового класса процессов с большими Q – рождение странности в реакциях
 $pd \rightarrow ^3\text{He}X$, интерес к которым вызван вопросом о содержании скрытой странности
в нуклоне, и, возможно, в дейтроне.

Однако получение реальной количественной информации о ядерной структуре в
кварковой области из данных об адрон-ядерных взаимодействиях оказалось существенно
более сложной задачей, чем это представлялось в самом начале становления кварковой
физики. Можно выделить несколько проблем, возникающих на этом пути. Во-первых,
имеют место довольно тривиальные эффекты возбуждения нуклонов мишени под дей-
ствием налетающего пучка, не требующие существенного участия высокоимпульсных
нуклонных компонент волновой функции ядра. Корректный учет этих эффектов пред-
ставляет отнюдь не тривиальную проблему. Во-вторых, связь наблюдаемых характе-
ристик с волновой функцией ядра не является достаточно прозрачной даже в рамках
простейших полюсных механизмов вследствие эффектов взаимодействия в начальном

Объединённый институт
ядерных исследований
библиотека

и конечном состоянии. В-третьих, сложной проблемой является учет релятивистских эффектов в составных системах. Важным достижением последних двух десятилетий в этой области было создание Пуанкаре-инвариантной теории рассеяния в рамках релятивистской квантовой механики (РКМ) систем с фиксированным числом частиц. В частности, для задачи трех тел получены уравнения фаддеевского типа, имеющие правильный нерелятивистский предел. Этот подход допускает расширение на любое (конечное) число частиц и тем самым создает феноменологическую основу для последовательного учета релятивистских эффектов в адрон-ядерных процессах при промежуточных энергиях. В техническом отношении эта задача очень громоздка. На практике эффективным способом является сочетание релятивистского операторного подхода с диаграммным, эквивалентным суммированию членов ряда многократного рассеяния в нерелятивистском пределе, что в некоторых случаях позволяет гибко выходить за рамки приближения с "фиксированным числом частиц". Наконец, существует проблема учета нуклонных компонент волновых функций ядер, таких как $|\Delta\Delta\rangle$ и $|NN^*\rangle$ в дейтроне. Оценки этих вкладов в кварковой или мезонной теории NN -сил пока не могут претендовать на количественное описание. Создание строгой теории процессов на ядрах с большими переданными импульсами является задачей отдаленного будущего и, очевидно, потребует учета очень большого числа степеней свободы. В настоящее время возможен учет лишь некоторых, наиболее очевидных по своей значимости аспектов структуры в рамках простых механизмов. В этой ситуации для более глубокого понимания динамики процессов существенное значение имеет расширение класса анализируемых реакций при кинематически близких условиях.

Таким образом, актуальной проблемой в теории адронных процессов на малонуклонных системах при большой передаче импульса является разработка подходов, в которых как можно более полно рассматриваются в первую очередь обычные ядерные эффекты, обусловленные нуклонными степенями свободы, в рамках реалистических NN -потенциалов с учетом релятивистских эффектов на последовательной основе, многочастичных свойств мишени, перерассеяний, внеэнергетических вкладов, а также учитывается возбуждение нуклонов под действием падающего пучка и моделируются кварковые аспекты структуры.

Целью диссертации является:

- разработка подходов для описания (квази)упругих процессов рассеяния с перестройкой на двух- и трехчастичных связанных системах на основе применения операторного формализма теории рассеяния в РКМ и ее нерелятивистского предела в сочетании с диаграммной техникой;
- описание на этой основе процессов рассеяния протонов назад на малонуклонных системах – легчайших ядрах, нуклонных кластерах в ядрах, — и реакций с образованием мезонов в pd -столкновениях. При этом особое внимание уделяется поиску новых

количественных критериев для механизмов реакций и таких условий взаимодействия, при которых структура ядра в области малых расстояний между нуклонами может проявиться наиболее ярко на фоне маскирующих ее эффектов.

Научная новизна работы и значимость результатов

В диссертации развит подход в рамках операторного и диаграммного формализмов квантовой теории рассеяния для описания (квази)упругих процессов с перестройкой на двух- и трехчастичных связанных состояниях при промежуточных энергиях $1 + \{23\} \rightarrow 3 + \{12\}$, $1 + \{234\} \rightarrow 4 + \{123\}$ и бинарных реакций с рождением мезонов $1 + \{23\} \rightarrow \{123\} + X$, в котором впервые одновременно учтены многочастичные аспекты структуры, взаимодействие в начальном и конечном состояниях, внеэнергетические вклады, релятивистские эффекты в РКМ, возбуждение конститuentов.

На этой основе получен ряд важных физических результатов. Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных о рассеянии протонов назад на ядрах дейтерия, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, $\langle NN \rangle$ –кластерах в ядрах 1р-оболочки, что позволило получить новую количественную информацию о механизмах этих процессов, разработать для них новые критерии, пересмотреть роль возможных экзотических вкладов, выяснить роль структуры ядра-мишени. Развит и успешно применен новый подход к теории реакций квазиупругого выбивания быстрых дейтронов (p, Nd) из легких ядер, в котором учтена динамика формирования дейтрона в процессе его выбивания. Развита двухступенчатая модель бинарных реакций с рождением мезонов: $p\vec{d} \rightarrow {}^3\text{He}X^0$, $X^0 = \eta, \eta', \omega, \phi$, что впервые позволило обнаружить и параметризовать сильное взаимодействие в $\eta - {}^3\text{He}$ системе, объяснить ряд экспериментальных особенностей этих процессов, вычислить сечение реакции $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Lambda K^+$. Вместе с тем установлено, что одна из основных трудностей теоретической интерпретации поляризационных данных о pd -столкновениях обусловлена большим вкладом процессов возбуждения нуклонов мишени под действием пучка, которые маскируют структуру ядра в области малых расстояний и не поддаются надежному контролю. В этой связи разработана новая стратегия поиска эффектов структуры ядер в области перекрыwania нуклонов в адрон-ядерных взаимодействиях. Ее суть сводится к нахождению таких условий, при которых подобные вклады, в частности, механизмы с образованием пионов в промежуточных состояниях, существенно подавлены. В диссертации впервые установлен и детально исследован ряд наиболее перспективных в этом отношении процессов:

- Впервые найдено, что процесс квазиупругого pd -рассеяния $p+d \rightarrow (pp)(0^\circ) + n(180^\circ)$ при $E_{pp}=0-5\text{МэВ}$ является эффективным средством изучения высокоимпульсной компоненты в.ф. дейтрона и внеэнергетической амплитуды $NN({}^1S_0)$ -рассеяния.
- Аналогичную роль играет рассеяние нуклона назад на (NN) -паре в ядре, находящейся в состоянии с изоспином $T = 1$, в реакциях квазиупругого выбивания (p, Nd).
- Для наблюдения NN^* -компонент в дейтроне впервые предложено использовать реак-

цию $pd \rightarrow dN^* \rightarrow dn\pi^+$ с вылетом N^* -изобары назад в с.ц.м. и найдены оптимальные условия выделения N^* -изобар положительной четности.

- Впервые без привлечения свободных параметров получено описание данных о процессе p^3He -рассеяния назад при $T_p > 1$ ГэВ и установлены его существенные свойства, в том числе исключительно сильная зависимость сечения от величины высокоимпульсной нуклонной компоненты волновой функции ядра 3He , $\varphi^{23}(q, p)$, при $q > 0.6$ ГэВ/с

Полученные результаты могут быть использованы и уже применяются при планировании новых экспериментов по изучению свойств легчайших ядер и $< NN >$ -кластеров в ядрах в области перекрывания нуклонов. Новый поляризационный эксперимент по развалу дейтрона в специальной кинематике, предложенный на COSY [1], полностью основан на полученных в диссертации результатах исследования квазиупругого pd -рассеяния назад. Сечение и параметр спин-спиновой корреляции реакции $\vec{p}\vec{d} \rightarrow {}^3He\omega(\phi)$, вычисленные в диссертации, использованы при обосновании соответствующего эксперимента на нуклотроне ОИЯИ [2]. Результаты анализа упругого p^3He -рассеяния назад существенно меняют точку зрения на этот процесс как источник информации о высокоимпульсной структуре ядра 3He по сравнению с результатами, полученными ранее в рамках двухтельного приближения к волновой функции ядра 3He . Разработанный в диссертации новый метод решения задачи о связанном состоянии системы двух тел в РКМ для ряда потенциалов впервые позволил установить исключительно важную роль релятивистских эффектов в реакциях выбивания и передачи нуклона из NN^* -компоненты дейтрона. Метод может быть использован для решения ряда задач атомной и кварковой физики. Двухступенчатая модель реакции $pd \rightarrow {}^3H_\Lambda K^+$ и метод вычисления ядерного формфактора использованы в литературе для описания процессов с рождением K^+ -мезонов. Результаты расчета сечения реакции $pd \rightarrow {}^3H_\Lambda K^+$ положены в основу разрабатываемого на COSY предложения эксперимента по изучению свойств ядра гипертрития [3].

Основные результаты, выносимые на защиту.

1. Развита формализм для амплитуды процесса рассеяния с перестройкой на двухнуклонной системе $p + (NN)_{s,t} \rightleftharpoons d + N$, включающей однонуклонный обмен (ОНО), обмен N^* -изобарами, однократное рассеяние (ОР), возбуждение Δ -изобары (Δ).

2. Проведен анализ упругого pd -рассеяния назад в рамках модели ОНО + Δ + ОР + N^* , позволивший сделать следующие выводы:

- механизм двукратного pN -рассеяния с возбуждением Δ -изобары доминирует в сечении процесса $pd \rightarrow dp$ при энергиях 0.5-1.0 ГэВ;
- учет обмена N^* -изобарами в рамках $6q$ -модели для dNN^* вершин улучшает согласие с данными о сечении при 0.7-1.5 ГэВ;
- перерассеяния в начальном и конечном состояниях в рамках механизма ОНО играют существенную роль в сечении процесса;

- сечение процесса $pd \rightarrow dp$ при 0.5-1.0 ГэВ дает ограничение сверху на численные значения параметров обрезających импульсов $\Lambda_\pi, \Lambda_\rho < 1$ ГэВ/с в монополярных мезон-барионных формфакторах;

- модель ОНО + Δ + ОР недостаточна для описания тензорной поляризации дейтрона, учет перерассеяний, обменов N^* -изобарами и экзотических вкладов не решает этой проблемы; основная трудность связана с учетом вклада Δ -механизма.

3. Установлены следующие процессы, в которых существенно подавлены механизмы, маскирующие структуру ядра в области высокоимпульсных нуклонных компонент за счет возбуждения нуклонов мишени под действием пучка протонов:

- переходы на состояние с изоспином $T=1$ конечной NN -пары в процессе $p + d \rightarrow N + (NN)$ с низкой энергией относительного движения в паре $E_{NN} \sim 0 - 5$ МэВ;
- рассеяние нуклона назад на (NN) -паре в ядре, находящейся в состоянии с $T=1$;
- реакция $pd \rightarrow dN^*$ с образованием нуклонной изобары N^* в кинематической области, в которой весь начальный импульс уносится конечным дейтроном в л-системе;
- упругое рассеяние назад на ядрах более компактных, чем дейтрон — 3He .

4. В диаграммном и операторном формализмах разработан подход для описания упругого p^3He -рассеяния назад при энергиях 1-2 ГэВ на основе трёхтельной многоканальной волновой функции ядра 3He и ее проекции на $d + p$ -канал с учетом центральных и тензорных NN -сил, эффектов взаимодействия в начальном и конечном состояниях, с учетом вклада виртуальных пионов, рождающихся в подпроцессе $pd \rightarrow {}^3He\pi^0$.

5. На основе разработанного подхода получено описание экспериментальных данных о процессе $p^3He \rightarrow {}^3He p$ без использования свободных параметров и установлены его существенные свойства при энергиях $T_p > 1$ ГэВ:

- доминирует только один механизм — последовательная передача pN -пары;
- доминирует S-компонента $\hat{A}\{(NN)({}^1S_0) + N\}$ волновой функции ядра 3He ;
- перерассеяния в начальном и конечном состояниях играют исключительно важную роль, значительно уменьшая абсолютную величину сечения при $\theta_{c.m.} = 180^\circ$ и изменяя форму его угловой зависимости в соответствии с данными эксперимента;
- определяющий вклад вносит высокоимпульсная компонента фаддеевской волновой функции ядра 3He , $\varphi^{23}(q_{23}, p_1)$ при больших относительных импульсах $q_{23} > 0.6$ ГэВ/с NN -пары в 1S_0 -состоянии и низких импульсах спектатора $p_1 < 0.1$ ГэВ/с.

6. Разработан метод учёта взаимодействия в начальном и конечном состояниях в процессах упругого рассеяния и реакциях квазиупругого выбивания кластеров (p, N_x) .

7. Развита модель $\pi + p$ обмена для процесса $pp \rightarrow pn\pi^+$ в Δ -резонансной области, на ее основе получено описание имеющихся экспериментальных данных о сечении этого процесса, что позволило существенно скорректировать вклад Δ -резонансного механизма в сечение процесса $pd \rightarrow dp$.

8. Предложен новый подход к исследованию структуры дейтрона в реакциях раз-

вала $pd \rightarrow pnp$ на основе анализа процесса квазиупругого pd -рассеяния назад в рамках модели $\Delta + \text{ОНО} + \text{ОР}$ и полученных при этом выводов:

- механизм однонуклонного обмена доминирует в переходе $pd \rightarrow N + (NN)$, с образованием синглетной NN -пары вследствие изотопического и динамического подавления Δ -механизма;
- внеэнергетические свойства pN -рассеяния в $NN(^1S_0)$ -состоянии проявляются в виде ярких особенностей в энергетической и угловой зависимостях сечения и поведении T_{20} в реакции $pd \rightarrow n + (pp)$ при относительной энергии pp -пары $E_{pp} \leq 5 \text{ МэВ}$ в области начальных энергий 0.4-0.7 ГэВ.

9. Развита новая теория квазиупругого выбивания быстрых кластеров из лёгких ядер протонами с учетом динамики формирования кластера в процессе его выбивания в трансляционно-инвариантной модели оболочек с короткодействующими корреляциями для d -, t -, α -кластеров и в трёхтелной $\alpha - n - p$ -модели ядра ^6Li для реакций (p, Nd) . На этой основе получено описание имеющихся экспериментальных данных о реакциях (p, Nd) .

10. Найден новый изотопический критерий для механизма рассеяния протона назад на двухнуклонной системе $\langle NN \rangle$ на основе отношения сечений реакций квазиупругого выбивания быстрых дейтронов (p, pd) и (p, nd) на одном и том же ядре.

11. Разработан эффективный метод численного решения задачи о связанном состоянии в релятивистской квантовой механике двух тел с разными массами, взаимодействующих посредством суммы кулоновского и линейного потенциалов ($q\bar{q}$ -система) и глубокого притягивающего потенциала (NN^* -система) в импульсном пространстве. На этой основе вычислены импульсные распределения в вершинах $d \rightarrow N + N^*(\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^-)$ и электромагнитный формфактор π -мезона в потенциальной $q\bar{q}$ -модели.

12. Установлена принципиально важная роль релятивистских эффектов в реакции $d(e, ep)N^*$ в рамках спектаторного механизма и сделан вывод о размывании нерелятивистского критерия для выделения изобар по их чётности в этой реакции. Показано, что вклад процессов с деэвозбуждением выбиваемой нуклонной изобары N^* пренебрежимо мал за счет релятивистских эффектов.

13. Проведен анализ механизмов реакции $pd \rightarrow dN^* \rightarrow dnp^+$. В результате установлено, что в этой реакции возможно наблюдение $NN^*(1/2^+)$ -компоненты дейтрона в условиях, при которых весь начальный импульс в L -системе уносит вторичный дейтрон. Найден критерий выделения NN^* -компоненты на основе спиновых наблюдаемых.

14. Предложена и развита двухступенчатая модель реакции $\bar{p}\bar{d} \rightarrow ^3\text{He}X^0$, на основе которой: сделан вывод о наличии сильного взаимодействия в системе $\eta - ^3\text{He}$ при низких энергиях, и дана оценка параметров гипотетических квазисвязанных $\eta - ^3\text{He}$ состояний; вычислен параметр спин-спиновой корреляции в реакции $\bar{p}\bar{d} \rightarrow ^3\text{He}\phi(\omega)$; вычислено сечение процесса $pd \rightarrow ^3\text{H}_\Lambda K^+$ и показано, что двухступенчатый механизм

доминирует по сравнению с одноступенчатым; получено описание отношений выхода мезонов $\eta'/\eta, \phi/\omega$ и формы энергезависимости сечений образования $\eta, \eta', \omega, \phi$ мезонов.

Апробация. Материалы диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории ядерных проблем, Лаборатории теоретической физики, Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, лаборатории теории атомного ядра НИИЯФ МГУ, ПИЯФ (г. Гатчина), лаборатории теоретической ядерной физики ИЯФ Казахстана, кафедры теоретической физики КазГУ, Института ядерной физики при Исследовательском центре в г.Юлих (Германия) и были представлены автором на следующих конференциях: Int. Conf. Few Body and Quark-Hadronic Systems (Dubna, 16-20 June, 1987); III-ий Международный симпозиум "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях" (Гатчина, 21-23 апреля 1986 г.); Всесоюзная школа по малочастичным системам (Паланга, октябрь 1986); The Third Int. Symp. "pN and NN Physics", (Gatchina, April 17-22, 1989); Few-Body problems (Alma-Ata, 1992); Всесоюзная школа по малочастичным системам, (Янгиабад, сентябрь, 1989); Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Алма-Ата, 21-24 апреля 1992; National conference of Physics of Few-Body and Quark-Hadronic systems (June 1-5, 1992, Kharkov, Ukraine); Inter. workshop DUBNA.DEUTERON-91 (11-13 June, Dubna, 1991); 2-nd, 3rd, 4th, 5th-Int. Symposiums DUBNA. DEUTERON (Dubna, September 14-18, 1993; 4-7 July 1995, 2-5 July 1997, 6-10 July 1999); Workshops on $N\bar{N}$ -Interactions (Moscow, ITEP, 8-11 July, 1991; 9-12 September, 1995); Int. Conf. Quark Confinement and the Hadron Spectrum (Como, Italy, 20-24 June, 1994); Fourth Int. Workshop on Light Cone Quantization and Nonperturbative Dynamics. Theory of Hadrons and Light-Front QCD (August 15-25, 1994, Zgorzelisko, Poland); Int. Conf. Mesons and Nuclei at Intermediate Energies (May 3-7, 1994, Dubna); Int. Workshop HADRON-96 (12-16 February, 1996, Stara Lesna, Slovak Republic); Int. Workshop on Meson Properties, Production and Interaction (10-14 May, Krakow, Poland); 12th Int. Symp. on High Energy Spin Physics (10-14 September, Amsterdam, The Netherlands); Research Workshop on Progress in current Few-Body problems (JINR, Dubna, June 8-July 6, 1997); XVth International Conf. on Few-Body problems in Physics and Satellite Meeting on Relativistic Approaches to Few-Body Systems (21-26 July, 1997, Groningen, The Netherlands); Международная конференция по электромагнитным взаимодействиям с нуклонами и ядрами (21-26 October, 1997, Santorini, Greece); XIII и XIV Международные семинары по физике высоких энергий (Дубна, 2-7 сентября 1996 и 17-21 августа 1998 гг.); XLIX Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Дубна, 21-24 апреля 1999).

Объем и структура работы. Диссертация изложена на 276 страницах и состоит из введения, семи глав, заключения, приложения; список литературы включает 329 наименований, приведено 86 рисунков, 7 таблиц.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 38 статей.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность проблемы, сформулированы цель работы и ее основные результаты.

Первая глава посвящена релятивистской динамике составных систем. В разделе 1.1 дан краткий обзор существующих методов описания релятивистских систем, отмечены основные проблемы, возникающие в явно ковариантных подходах. Основное внимание уделено изложению формализма релятивистской квантовой механики с фиксированным

числом частиц в динамике светового фронта (ДСФ). При рассмотрении задачи трех тел в разделе 1.2 проведено сопоставление двух подходов – ДСФ без трехчастичного углового условия и метода Банкера-Кондратюка-Терентьева (БКТ), авторами которого была построена полная система генераторов Пуанкаре для задачи трех тел и сформулирована теория рассеяния в терминах релятивистских уравнений фаддеевского типа. В этих двух подходах в борновском приближении получены амплитуды для процессов с перестройкой $\alpha + \{\beta\gamma\} \rightarrow \gamma + \{\beta\alpha\}$ и развала $\alpha + \{\beta\gamma\} \rightarrow \gamma + \beta + \alpha$, которые применяются в последующих главах при описании процессов на дейтроне, а также на ядрах ${}^3\text{He}$ в двухтельном приближении. Показано, что при промежуточных энергиях имеют место различия между рассматриваемыми подходами, которые исчезают

только в пределе высоких энергий $\sqrt{s} \rightarrow \infty$. Отмечено, что для задачи двух тел с равными массами $m_\alpha = m_\beta$ действует принцип минимального релятивизма в РКМ, что позволяет использовать в РКМ богатую феноменологическую информацию о потенциалах NN-взаимодействия, накопленную в рамках шредингеровского формализма. В случае $m_\alpha \neq m_\beta$ этот принцип неприменим, что приводит к необходимости непосредственно решать соответствующее динамическое уравнение.

В этой связи в разделе 1.3 разработан метод численного решения уравнения для собственных функций и собственных значений массового оператора релятивистской задачи двух тел в импульсном пространстве для системы NN^* , взаимодействующей посредством глубокого притягивающего потенциала, и системы кварк-антикварк с суммой кулоновского и линейного потенциалов:

$$[\sqrt{p^2 + m_1^2} + \sqrt{p^2 + m_2^2} - M] \psi(p) + \langle p | V | \psi \rangle = 0, \quad (1)$$

где $\langle p | \psi \rangle = \psi(p)$ – волновая функция связанного состояния, M – его масса; p – 3-импульс конstituента в с.д.м., m_i – масса i -го конstituента. В случае суммы кулоновского и линейного потенциалов для решения интегро-дифференциального уравнения с сингулярным ядром и скрытым собственным параметром впервые использована интерполяция полиномами Лежандра высокого порядка $N=100-200$. В разделе 1.4 приведены результаты расчета, полученные на основе данного метода для спектра масс и волновых функций ряда систем с гамильтонианами вида $\hat{p}^2 + r, p^2 - \frac{\alpha}{r} + br, \hat{p} + r, \sqrt{m^2 + p^2} - \frac{\alpha}{r} + br$, аксиальных констант распада π, K - мезонов и электромагнитного формфактора π -мезона $F_\pi(Q^2)$ во фронтальной и мгновенной формах динамики. Получены импульсные распределения в вершинах $d \rightarrow NN^*$ из решения уравнения (1). Проведено сравнение полученных результатов с решением нерелятивистского уравнения Шредингера и осцилляторными функциями из шестикварковой модели дейтрона.

В главе 2 рассмотрены теоретические подходы к описанию упругого pd рассеяния назад при энергиях 0.5 -2 ГэВ. В разделе 2.2 получена в общем виде спиновая структура амплитуд процессов типа $\frac{1}{2} + 1 \rightarrow \frac{1}{2} + 1$ (неупругое рассеяние) и $\frac{1}{2} + 1 \rightarrow \frac{1}{2} + 0$ для частиц положительной четности, где 1, 1/2, 0 – спины частиц. Матричный элемент процесса $1/2 + 1 \rightarrow 1/2 + 1$ представлен в виде

$$\langle N' \mu', \lambda' d' | T | N \mu, \lambda d \rangle = \varphi_{\mu'}^+ e_{\beta}^{(\lambda')*} e_{\alpha}^{(\lambda)} T_{\beta\alpha}(k, k', \sigma) \varphi_{\mu}, \quad (2)$$

где φ_{μ} ($\varphi_{\mu'}$) – паулевский спинор начального (конечного) протона в состоянии с проекцией спина μ (μ'), $e_{\alpha}^{(\lambda)}$ ($e_{\beta}^{(\lambda')}$) – вектор поляризации начального d (конечного d') дейтрона в состоянии с проекцией спина λ (λ'); $\beta, \alpha = x, y, z$. В системе координат $OZ \uparrow \uparrow k + k', OY \uparrow \uparrow [k \times k'], OX \uparrow \uparrow = (k - k')$, где $k(k')$ – относительный импульс в начальном (конечном) состоянии процесса, получено:

$$\begin{aligned} T_{xx} &= M_1 + M_2 \sigma_y, & T_{xy} &= M_7 \sigma_z + M_8 \sigma_x, & T_{xz} &= M_9 + M_{10} \sigma_y \\ T_{yx} &= M_{13} \sigma_z + M_{14} \sigma_x, & T_{yy} &= M_3 + M_4 \sigma_y, & T_{yz} &= M_{11} \sigma_x + M_{12} \sigma_z, \\ T_{zx} &= M_{15} + M_{16} \sigma_y, & T_{zy} &= M_{17} \sigma_x + M_{18} \sigma_z, & T_{zz} &= M_5 + M_6 \sigma_y. \end{aligned} \quad (3)$$

Все наблюдаемые величины выражаются через инвариантные амплитуды M_1, \dots, M_{18} . Получены формулы для усредненного по спинам сечения, поляризации

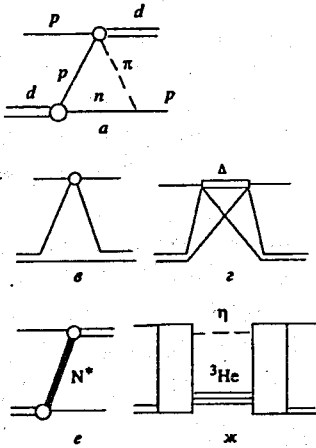


Рис. 1: Механизмы упругого pd -рассеяния назад: (а) — треугольная диаграмма ОПО, (б) — однонуклонный обмен (ОН); (в) — однократное рN-рассеяние (ОН); (г) — Δ - механизм; (д) — механизм трехбарийонных резонансов (ТБР), (е) — обмен N^* -изобарой, (ж) — связь процесса $pd \rightarrow dp$ с каналом $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$.

вторичного протона $\langle \sigma_i \rangle$, тензорной и векторной поляризацій конечного дейтрона P_i и P_{ij} . В случае упругого рассеяния Т-инвариантность налагает 6 дополнительных ограничений на число независимых инвариантных амплитуд. Формулы для этого случая были получены в работе [4]. Для инвариантных амплитуд M_i получены детальные выражения для механизмов, изображенных на рис.1, б-е. Формулы (3) используются далее при описании неупругих процессов $p < np \rangle \rightarrow dp$ в главе 5.

Матричный элемент бинарного процесса типа $1/2 + 0 \rightarrow 1/2 + 1$ определяется 6-ю инвариантными амплитудами $M_i (i = 1, \dots, 6)$:

$$T_x = M_1 \sigma_z + M_2 \sigma_x, T_y = M_3 + M_4 \sigma_y, T_z = M_5 \sigma_z + M_6 \sigma_x. \quad (4)$$

Выражения для наблюдаемых величин и амплитуд (4) реакции $pd \rightarrow NN(^1S_0)N$ в рамках суммы трех механизмов — ОНО + Δ + ОР — приведены далее в главе 4. Особое внимание уделено механизму возбуждения Δ -изобары. Так как амплитуда процесса $NN \rightleftharpoons N\Delta$ входит в сечение процесса $pd \rightarrow dp$ в четвертой степени, то вопрос о параметрах этой амплитуды является очень важным. Для контроля Δ -вклада в разделе 2.3 проведен анализ реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ в Δ -резонансной области. В параграфе 2.3.2 построена амплитуда процесса $pp \rightarrow pn\pi^+$ в полюсной модели обмена $\pi + \rho$ - мезонами с антисимметризацией по начальным протонам. Учтены вклады Δ^{++} и Δ^+ -изобар в статическом приближении для спиновой части пропагатора Δ -изобары. В отличие от [4], внеэнергетическое поведение Δ -изобары учитывается к-

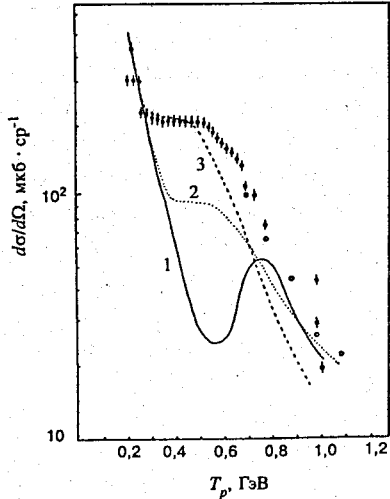


Рис. 2: Вклад Δ -резонансного механизма в сечение упругого pd -рассеяния назад при различных параметризациях амплитуды $NN \rightarrow N\Delta$: 1 — параметризация из работы [4]; 2 — настоящая работа без учета фактора $Z(k)$ в вершине $\pi N\Delta$; 3 — то же, что на кривой 2, но с учетом фактора $Z(k)$. Точки (●) — экспериментальные данные [7].

зависимостью ширины Δ -изобары $\Gamma(\kappa) = \Gamma_0 \left(\frac{k}{k_R}\right)^3 Z(k)$, где $Z(k) = [(\kappa_R + k)/(\kappa + k)]$, k_R и k — импульсы π -мезона в резонансе и вне его ($\Gamma_0 = 120$ МэВ), и подстановкой в вершину $\pi N\Delta$ фактора $Z(k)^{1/2}$ наряду с обычным монополярным формфактором. В разделе 2.3.4 проведено сравнение численных расчетов с экспериментальными данными о реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ при

энергии 800 МэВ. Показано, что параметризации амплитуд $NN \rightleftharpoons N\Delta$ из работ [4], [5] завышают вклад Δ -изобары, а в [4] искажена также форма энергезависимости. В разделе 2.4 найдены оптимальные значения параметров $\lambda_\pi = 0.53$ ГэВ/с $\lambda_\rho = 0.7$ ГэВ/с из описания экспериментальных данных [6].

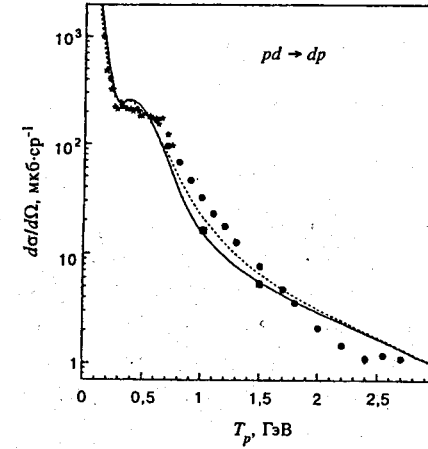


Рис. 3: Результаты расчета сечения процесса $pd \rightarrow dp$ при $\theta_{c.m.} = 180^\circ$ в зависимости от кинетической энергии начального протона в л.б. системе T_p на основе механизмов ОН+ Δ +ОР (сплошная кривая) и ОН+ Δ +ОР+ N -обмены (штриховая). Точки — экспериментальные данные: (★) — [7], (●) — [8], черные квадраты — [9]

энергии 800 МэВ. Показано, что параметризации амплитуд $NN \rightleftharpoons N\Delta$ из работ [4], [5] завышают вклад Δ -изобары, а в [4] искажена также форма энергезависимости. В разделе 2.4 найдены оптимальные значения параметров $\lambda_\pi = 0.53$ ГэВ/с $\lambda_\rho = 0.7$ ГэВ/с из описания экспериментальных данных [6].

В разделе 2.4 приведены основные формулы модели ОН + Δ + ОР процесса $pd \rightarrow dp$ с использованием амплитуды $NN \rightleftharpoons N\Delta$ из раздела 2.3 и представлены результаты численных расчетов. Применение полученных в предыдущем разделе результатов к процессу $pd \rightarrow dp$ привело к существенному улучшению описания экспериментальных данных о сечении этого процесса в Δ -резонансной области 0.2 — 0.6 ГэВ по сравнению с результатами работы [4] (рис. 2). Установлено, что учет внеэнергетического поведения Δ -изобары очень важен. Как видно из рис. 2, расчетное сечение существенно меняется при включении или исключении фактора $Z(k)$ в вершину $\pi N\Delta$ вне окрестности точки $T_p = 0.7$ ГэВ, в которой в импульсном приближении Δ -изобара находится на массовой поверхности для доминирующей диаграммы. Исследована чувствительность амплитуды Δ -резонансного механизма процесса $pd \rightarrow dp$ к параметрам вершинных формфакторов πNN , $\pi N\Delta$, ρNN и $\rho N\Delta$. Показано, что значения $\lambda_{\pi,\rho} = 1.3$ ГэВ/с для параметров обрезания вершинных формфакторов резко завышают сечение процесса $pd \rightarrow dp$ по сравнению с экспериментальными данными при $T_p = 1 - 1.5$ ГэВ/с. Показано, что Δ -механизм в отличие от механизма ОН довольно слабо чувствителен к высокоимпульсным компонентам волновой функции дейтрона и, следовательно, маскирует структуру дейтрона на малых NN-расстояниях. Найдено, что в рамках суммы трех механизмов ОНО+ Δ +ОР не удастся описать абсолютную величину сечения $pd \rightarrow dp$ при $T_p = 1 - 1.5$ ГэВ и тензорную поляризацию

$T_{20}(\theta_{с.т.} = 180^\circ)$ при $T_p > 0.4$ ГэВ.

В следующих разделах исследована роль перерасеяний в начальном и конечном состояниях для механизма ОН в эйконоальном приближении, а также вклад других более экзотических механизмов: ТБР, обмен N^* -изобарами, связь с каналом $\eta^{-3}\text{He}$. В разделе 2.5.2 для амплитуды обмена нуклоном в процессе $pd \rightarrow dp$ с учетом перерасеяний в начальном и конечном состояниях получено следующее выражение:

$$T_{\text{ОН}}^{\text{вск.}} = T_B(d_f, p_f; d_i, p_i) + \frac{i}{4\pi p_i} \int d^2 q F_{pd}(q) T_B(d_f, p_f; d_i + q, p_i - q) + \\ + \frac{i}{4\pi p_f} \int d^2 q' f_{pp}(q') T_B(d_f - q', p_f + q'; d_i, p_i) - \\ - \frac{1}{(4\pi)^2 p_f p_i} \int \int d^2 q d^2 q' F_{pd}(q) f_{pp}(q') T_B(d_f - q', p_f + q; d_i + q, p_i - q). \quad (5)$$

Здесь p_i и d_i (p_f , d_f) – импульсы начальных (конечных) протона и дейтрона в с.п.м. $p + d$; q и q' в (5) – переданные в pd - и pp - перерасеяниях двумерные импульсы, соответственно; f_{pN} – амплитуда упругого pN -рассеяния; амплитуда упругого pd -рассеяния вперёд $F_{pd}(q)$ вычисляется на основе теории многократного рассеяния Глаубера-Ситенко. Исходя из выражения (5) установлен новый качественный эффект: за счет перерасеяний замедляется убывание сечения ОН при отклонении угла рассеяния от значения $\theta_{с.т.} = 180^\circ$.

В параграфе 2.5.1 исследована роль механизма обмена N^* -изобарами в рамках когерентной суммы ОН + ОР + Δ + N^* на основе шестикварковой модели для dNN^* -вершин. Для амплитуды процесса $p_i d \rightarrow dp_f$, в рамках механизма ОБО (рис.1,б, е) использован БКТ подход. Волновая функция дейтрона в канале $d \rightarrow N + B$, $\Psi_{\lambda}^{\sigma N \sigma B}$, нормированная на эффективное число N_d^{pB} для соответствующей $p + B$ компоненты дейтрона, определяется интегралом перекрывания между б-кварковой волновой функцией дейтрона Ψ_{6q} и произведением внутренних волновых функций барионов, для которых использована трансляционно-инвариантная модель оболочек. Учет механизма обмена N^* -изобарами улучшает согласие с экспериментальными данными о сечении в интервале энергий 0.7-1.5 ГэВ (рис.3). Однако расхождение с экспериментом по T_{20} не устраняется ни при учете механизма обмена N^* -изобарами, ни при учете перерасеяний. Как показано в разделе 2.4.5, учет механизма ТБР при самых общих предположениях о спиновой структуре амплитуды образования трехбарионного резонанса также не решает проблемы T_{20} . Обосновано предположение, что эта проблема, видимо, есть следствие импульсного приближения для амплитуд $NN \rightleftharpoons N\Delta$ в Δ -резонансном механизме. Однако выход за рамки импульсного приближения неизбежно связан с внеэнергетическим вкладом этих амплитуд, неконтролируемым по независимым экспериментальным данным.

В параграфе 2.6 исследована связь процесса $pd \rightarrow dp$ с каналом $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ на основе с двухступенчатой модели реакции $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ (см. главу 5). Найдено выраже-

ние для для амплитуды перехода $pd \rightarrow B^*$, где B^* – квазисвязанное состояние в системе $\eta^{-3}\text{He}$ и на этой основе построена амплитуда процесса $pd \rightarrow B^* \rightarrow dp$. Показано, что вклад такого механизма в сечение на два порядка ниже механизма ОН.

В главе 3 рассмотрены механизмы упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния назад при энергиях 0.5-2 ГэВ. Для описания структуры ядра ${}^3\text{He}$ на первом этапе использовано приближение двухтельной $d + p$ конфигурации, а затем – трехтельной 5-канальная волновая функция из решения уравнений Фаддеева. При этом показано, что учет трехчастичных свойств структуры ядра ${}^3\text{He}$ имеет принципиальное значение для установления доминирующего механизма реакции.

В разделе 3.1 в рамках приближения, ограниченного $d + p$ -конфигурацией ядра ${}^3\text{He}$, получены аналитические выражения для зарядового формфактора ядра ${}^3\text{He}$, а также механизмов обмена дейтроном (ОД) и треугольной диаграммы однопионного обмена (ОПО) в процессе $p^3\text{He}$ -рассеяния назад.

Приведены результаты численных расчетов зарядового формфактора ядра ${}^3\text{He}$ и сечения процесса $p^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$ на основе развитого формализма, а также сечения рассеяния назад в рамках двухтельной $t + p$ модели α - частицы. Дан критический анализ результатов в двухтельном приближении. В разделе 3.3 на основе использования 4-х мерного диаграммного формализма и трехтельной волновой функции ядра ${}^3\text{He}$ получено наиболее общее выражение для механизма передачи пары частиц в процессе $4 + \{123\} \rightarrow 1 + \{423\}$, установлена связь с 3-х мерной формулировкой и борновским приближением в стандартной теории рассеяния. Учтена тождественность частиц для случая фермионов. Найденное выражение имеет вид

$$T_B = 6(2\pi)^{-3} \int d^3 q_{23} L_{23}(q_{23}, Q_1) \chi_p^+(1) \{ \varphi^{23+}(4; 23) \varphi^{31}(2; 31) + \\ + \varphi^{42+}(3; 42) \varphi^{31}(2; 31) + \varphi^{34+}(2; 34) \varphi^{31}(2; 31) \} \chi_p(4). \quad (6)$$

Здесь $\varphi^{ij}(k; ij)$ – фаддеевская компонента полной волновой функции трехчастичного связанного состояния $\{ijk\}$; слагаемые $\varphi^{23+} \varphi^{31}$, $\varphi^{42+} \varphi^{31}$, $\varphi^{34+} \varphi^{31}$ отвечают амплитудам ПВП, БПП и НПП, соответственно, приведенным на рис.4. Исследована связь этой амплитуды с механизмом обмена дейтроном.

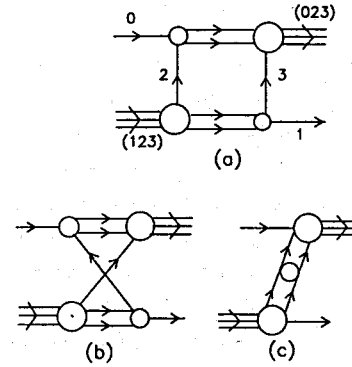


Рис. 4: Механизмы передачи pr -пары в процессе $0 + \{123\} \rightarrow 1 + \{023\}$: а – ПП, б – НПП, с – ПВП

В параграфе 3.5 построена спиновая структура амплитуды (6) с учетом 5-и каналов в волновой функции ядра ${}^3\text{He}$, определяемых NN- взаимодействием в ${}^3S_1 - {}^3D_1$ и 1S_0 - состояниях. Матричный элемент передачи пары нуклонов с учетом перерассеяний в начальном и конечном состояниях представлен в виде

$$T_{fi}^{dist} = -3 \langle \tilde{\chi}_f^{(-)} \chi'(1) \psi_A(4, 2, 3) | V_{12} + V_{13} | \chi(4) \psi_r(1, 2, 3) \tilde{\varphi}_i^{(+)} \rangle. \quad (7)$$

На основе этого выражения в дифракционном приближении разработан формализм

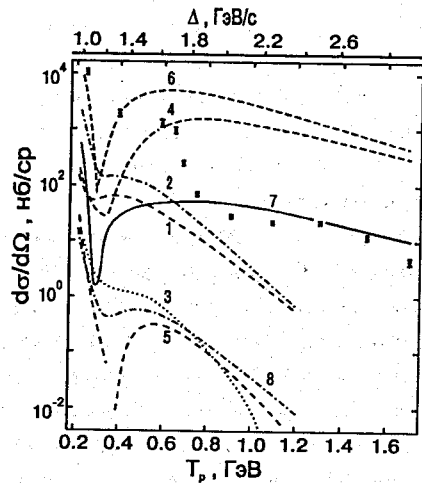


Рис. 5: Дифференциальное сечение упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при $\theta_{ц.м.} = 180^\circ$ как функция начальной энергии протона T_p и переданного импульса Δ . Все кривые (кроме 7) получены без учета перерассеяний: 6 – ПП(S+D), 4,7 – ПП(S), 3 – НП(S), 1 – ПВП(S+D), 5 – ПВП(S), 8 – ОД(S+D, с интегралом перекрытия $\langle \phi_d | \varphi^{23} \rangle$), 2 – ОД(S+D, с интегралом перекрытия $\langle \phi_d | \psi_A \rangle$). Точки (\blacklozenge) – экспериментальные данные [10].

При этом унитаризация амплитуд проводится на основе К-матричного подхода. Показано, что учет обмена некоррелированной парой, не рассматривавшийся ранее в литературе, увеличивает сечение под большими углами при энергиях ~ 20 -

для учета перерассеяний в начальном и конечном состояниях при описании механизма передачи пр-пары. В параграфе 3.5.2 излагается способ оценки релятивистских эффектов, основанный на результатах описания упругого рассеяния на двухчастичном связанном состоянии в РКМ. В разделе 3.6 приведены результаты численных расчетов сечения в сравнении с экспериментальными данными. В параграфе 3.6.1 приведены результаты для низких энергий 10-30 МэВ.

30 МэВ. В параграфе 3.6.2 приведены результаты расчетов при промежуточных энергиях. Продemonстрирована роль различных механизмов передачи пр-пары (ПВП, НПН, ПП, обмен дейтроном ОД), относительный вклад S- и D-волн в волновой функции ядра ${}^3\text{He}$. Из сравнения результатов расчетов дифференциального сечения упру-

го $p^3\text{He}$ -рассеяния назад с экспериментальными данными делается вывод, что доминирующим механизмом является последовательная передача невзаимодействующей пары (ПП). Приведены качественные доводы, объясняющие выделенность механизма ПП при угле рассеяния $\theta_{ц.м.} = 180^\circ$ по сравнению с другими механизмами передачи пр-пары. Несмотря на большие передачи импульса вклад механизма ПП оказывается слабочувствительным к учету D-компонент волновой функции ${}^3\text{He}$ (кривые 4 и 6). Все остальные из рассматриваемых механизмов – обмен дейтроном (кривые 2 и 8), передача взаимодействующей пары (кривые 1 и 5) и непоследовательная передача пр-пары (кривая 3) – очень чувствительны к учету D-компонент волновой функции ядра ${}^3\text{He}$, но дают пренебрежимо малый вклад по сравнению с механизмом ПП и экспериментом. Установлена исключительно важная роль глауберовских перерассеяний в начальном и конечном состояниях, уменьшающих абсолютную величину сечения рассеяния под углом $\theta_{ц.м.} = 180^\circ$ в 30-40 раз (см. кривую 7 на рис.5) и существенно модифицирующих угловую зависимость сечения (рис. 6). Как видно из этих рисунков, при учете перерассеяний в начальном и конечном состояниях механизм последовательной передачи позволяет описать экспериментальные данные в интервале $T_p \approx 0.9 - 1.7$ ГэВ без привлечения ненуклонных степеней свободы. Обсуждаются возможные механизмы процесса при энергиях ниже ~ 1 ГэВ. Приведены результаты оценки релятивистских эффектов, роль которых найдена незначительной для доминирующего механизма вплоть до энергий ~ 1 ГэВ, но существенной при $T_p > 1.5$ ГэВ.

В параграфе 3.6.3 продемонстрированы яркие эффекты, обусловленные вкладом $\hat{A}\{(NN)({}^1S_0) + N\}$ -компоненты волновой функции ядра ${}^3\text{He}$ (канал $\nu = 1$). Показано, что при исключении этого канала сечение уменьшается на несколько порядков.

В разделе 3.7 исследован вклад высокоимпульсных компонент S-волновой функции $\varphi^{23}(q_{23}, Q_1)$ в сечение рассматриваемого процесса. Для вычисления пространственных интегралов в (6) использована сепарабельная параметризация волновой функции ядра ${}^3\text{He}$:

$$\Phi_\nu(q, Q) = n_\nu \phi_\nu(q) \chi_\nu(Q); \quad (8)$$

для выявления вклада высокоимпульсных компонент волновой функции (8) вместо полных функций $\phi_\nu(q)$ и $\chi_\nu(Q)$ использовались их высокоимпульсные ($\tilde{\phi}_\nu$) (рис.7) и низкоимпульсные $\tilde{\chi}_\nu$ части. Показано, что ПП-механизм использует очень маленькие импульсы "спектратора" $p_1 \sim 0 - 0.2$ ГэВ/с в функции $\chi_\nu(p_1)$, что является одной из причин доминирования этого механизма. В то же время этот механизм использует очень большие значения относительного импульса в паре $\{23\}$, $q_{23} > 0.6$ ГэВ/с (кривая 3 на рис. 7). Эти два свойства рассматриваемого процесса являются практически наиболее важными для получения информации о высокоимпульсных компонентах волновой функции ядра ${}^3\text{He}$. Найдено качественное объяснение этих результатов на основе аналитических выражений для амплитуды передачи пр-пары в S-волновом приближении.

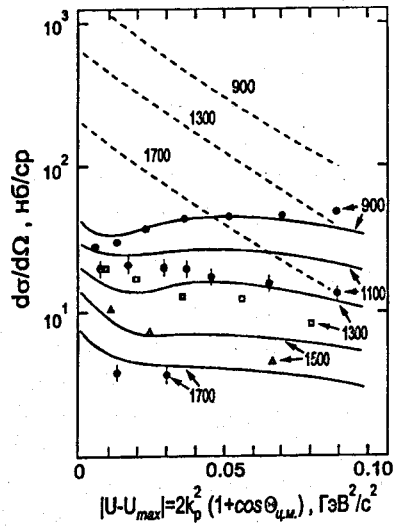


Рис. 6: Дифференциальное сечение упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния в при различных начальных энергиях 900-1700 МэВ и углах рассеяния $\theta_{\text{ц.м.}} = 160 - 180^\circ$. Результаты расчета в рамках суммы механизмов ПВП + НПП + БПП в S-волновом приближении для волновой функции ядра ^3He показаны штриховыми (борновское приближение) и сплошными (с учётом перерассеяний) линиями; k_p – импульс протона в с.ц.м., Точки – экспериментальные данные [10].

тонов $T_p \sim 2.5\text{ГэВ}$ может дать уникальную информацию о внеэнергетическом NN-взаимодействии, которая в pd -рассеянии может быть достигнута лишь при более высоких начальных энергиях $\sim 9\text{ГэВ}$.

В качестве дополнительного теста для механизма передачи pn -пары в параграфе 3.7.1 вычислен параметр спин-спиновой корреляции Σ для процесса $\vec{p}^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$ с поляризованными начальным пучком и мишенью

$$\Sigma = \frac{d\sigma(\uparrow\uparrow) - d\sigma(\uparrow\downarrow)}{d\sigma(\uparrow\uparrow) + d\sigma(\uparrow\downarrow)} \quad (9)$$

где $d\sigma(\uparrow\uparrow)$ и $d\sigma(\uparrow\downarrow)$ – сечение для параллельных и антипараллельных спинов сталкивающихся частиц.

Показано, что в конкуренции механизмов ПП и ОПО решающую роль играет высокоимпульсная компонента функции $\varphi_\nu(q)$. Высокоимпульсная компонента функций $\varphi_{1,2}(q)$ более интенсивна по сравнению с волновой функцией дейтрона $u(q)$, особенно при $q > 0.5\text{ГэВ}/c$ (рис. 7). Это есть очевидное следствие того факта, что ядро ^3He более компактно, чем дейтрон. При подстановке волновой функции дейтрона $u(q)$ в выражение (8) вместо функций $\varphi_1(q)$ и $\varphi_2(q)$ сечение pn -передачи в борновском приближении уменьшается в ~ 40 раз и становится сравнимым по абсолютной величине с борновским вкладом ОПО, как это имеет место в в процессе $pd \rightarrow dp$ при $T_p > 1\text{ГэВ}$ (см. гл. 2). Проведено сравнение процессов $pd \rightarrow dp$ и $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$. Показано, что экспериментальное исследование процесса упругого $p^3\text{He}$ рассеяния назад при энергиях налетающих протонов

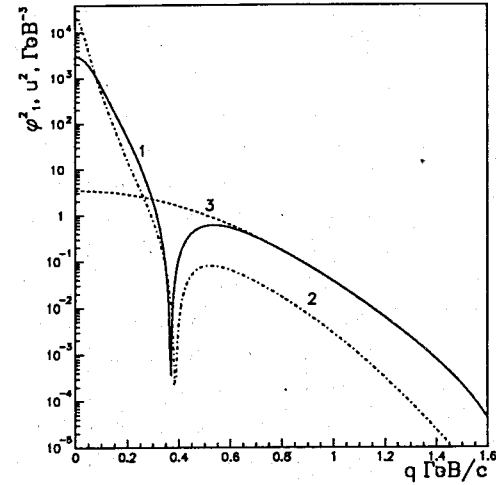


Рис. 7: Квадраты волновой функции φ_1 из 8 и S-волны дейтрона (RSC) u в импульсном представлении: 1 – $\varphi_1^2(q)$, 2 – $u^2(q)$, 3 – высокоимпульсная часть функции $\varphi_1(q)$, значениями которой полностью определяется сечение процесса $p^3\text{He} \rightarrow ^3\text{He}p$ при $T_p > 1\text{ГэВ}$.

Рассчитаны дифференциальное сечение и поляризационные характеристики рассматриваемых процессов. Обнаружен отчетливый минимум в дифференциальном сечении, обусловленный нулем амплитуды pN -рассеяния в 1S_0 -состоянии наполовину внеэнергетической поверхности $t_{pN}(q, k)$ при $q = 0.4\text{ГэВ}/c$, $k^2/m = 3\text{МэВ}$ который, в свою очередь связан с отталкивательным кором в $V(^1S_0)$ -потенциале. Показано, что сигналом доминирования механизма однонуклонного обмена является характерное для полюсного механизма поведение тензорной анализирующей способности при $\theta_{\text{ц.м.}} = 180^\circ$ как функции начальной энергии с изменением знака T_{20} при $T_p \sim 1.2\text{ГэВ}$ независимо от внутреннего состояния вылетающей вперед (pp)-пары.

В разделе 4.2 анализируется эксклюзивная реакция расщепления дейтрона $p+d \rightarrow N(180^\circ) + (NN)(0^\circ)$ на основе механизма однонуклонного обмена. В условиях кинематики эксперимента, планируемого на COSY, исследована роль высших парциальных волн с учетом вклада центральных и тензорных сил в NN-взаимодействии (см.

В главе 4 рассматриваются процессы $p+d \rightarrow n+(pp)$ и $p+d \rightarrow p+(np)$, в которых быстрая NN-пара образуется в состоянии с небольшой энергией относительного движения $E_{NN} \leq 3\text{МэВ}$, а вторичный нуклон вылетает в заднюю полусферу. Механизмы этих процессов рассмотрены по аналогии с упругим pd -рассеянием назад с учетом трех амплитуд: $\text{OHO} + \Delta + \text{OP}$. Продемонстрированы отличия от упругого процесса $pd \rightarrow dp$, обусловленные тем, что внутреннее состояние конечной $NN(^1S_0)$ -пары отличается от состояния вылетающей вперед (pp)-пары.

рис. 8). Для механизма однонуклонного обмена в разделе 4.3 проверена точность известных соотношений между сечениями упругого pd -рассеяния назад и расщепления

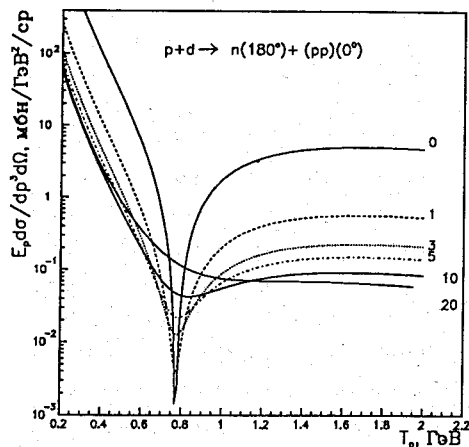


Рис. 8: Дифференциальное сечение реакции $p + d \rightarrow p(0^\circ) + p + n(180^\circ)$ в с.ц.м. как функция кинетической энергии начального протона в лабораторной системе, вычисленное в рамках механизма ОНО. Числа перед кривыми обозначают энергию относительного движения нуклонов в вылетающей вперед pp -паре, E_{pp} (в МэВ). Учтены S -, P -, D -, F -, G - парциальные волны относительного движения в pp -паре, а также синглетные и триплетные состояния.

в РКВК на основе дифракционного приближения Глаубера-Ситенко, аналогичный методу учета перерассеяний в упругих процессах, который был изложен в главах 2 и 3. Показано, что в реакциях квазиупругого выбивания (p, N_x) при рассеянии назад на малонуклонной системе вклад возбужденных кластеров x^* может быть наиболее значителен. При этом особенно существенны переходы с изменением схемы Юнга кластера $[f_x'] \neq [f_x]$, приводящие к обогащению спектра возбуждения остаточного ядра. Изложены результаты расчета характеристик реакций квазиупругого выбивания дей-

трона с образованием триплетной pp -пары, основанных на аналитическом продолжении волновой функции NN -рассеяния по относительному импульсу k в точку, отвечающую связанному состоянию. В разделе 4.4 дан вывод изотопических соотношений для процессов образования синглетной и триплетной (pp)-пар для случая механизма обмена нуклоном и виртуальным мезоном, взаимодействующих в промежуточном состоянии.

В главе 5 рассматриваются реакции квазиупругого выбивания нуклонных кластеров (РКВК) под действием протонов с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт. В рамках трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО) анализируется роль возбужденных кластеров в основных состояниях ядер $1p$ -оболочки: выясняются их свойства, условия наиболее благоприятные для проявления их вклада в сечениях ядерных реакций. Анализируются различные способы учета искажений падающих и уходящих волн — эйкональное приближение, модель сильного поглощения. В разделе 5.2 развит метод учета искажений

тронов и α -частиц, полученные на основе имеющихся представлений о механизмах рассеяния протонов на соответствующих легчайших ядрах. В параграфе 5.3.3 получено удовлетворительное описание спектров возбуждения остаточных ядер в реакциях $^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$, $^6\text{Li}(p, pd)^4\text{He}$, соответствующих переходам на состояния оболочечных конфигураций $s^4 p^6$, $s^3 p^7$, $s^2 p^8$ и s^4 , $s^2 p^2$, соответственно.

Таблица 1. Отношение дифференциальных сечений $[d\sigma(p, nd)/d\sigma(p, pd)]10^2$

Ядро-мишень	События					
	"низкоэнергетические"			"высокоэнергетические"		
	эксп.	Теория		эксп.	Теория	
$R_0 = 9$		$R_0 = 1$	$R_0 = 9$		$R_0 = 1$	
^7Li	$6,1 \pm 0,9$	13,7	80,0	$9,1 \pm 1,5$	6,1	42,8
^6Li	$0,30 \pm 0,16$	0	0	$8,1 \pm 1,5$	6,9	48,6

В параграфе 5.3.2 вычислено отношение сечений $R = \sigma(p, nd)/\sigma(p, pd)$ на ядрах ^6Li и ^7Li (см. Табл. 1) для различных механизмов "элементарного" процесса $p + < NN > \rightarrow dN$, отличающихся значением R_0 , которое является отношением сечений рассеяния протона на изосинглетной ($T=0$) и изотриплетной ($T=1$) NN -парах в ядре-мишени.

Как видно из таблицы, для механизмов с $R_0 = 9$ (ОПО, Δ -резонансный механизм, ряд амплитуд с промежуточным ТБР) наблюдается удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом при $E^* > 25\text{МэВ}$. В то же время предположение о доминировании механизма однонуклонного обмена ($R_0 = 1$) резко противоречит имеющимся данным при $T_p = 670\text{МэВ}$. В параграфе 5.3.1 разработан формализм для описания реакции $^6\text{Li}(p, pd)\alpha$ в трехтельной $\alpha - n - p$ -модели ядра ^6Li с использованием для элементарного процесса $p + < np > \rightarrow dp$ суммы трех механизмов, изображенных на рис. 1, б, в, г. Приведены результаты численного расчета характеристик этой реакции. Вследствие существенного отличия пространственной части волновой функции триплетной $< np >$ -пары от волновой функции свободного дейтрона в общем случае следует ожидать изменения соотношения между вкладами обсуждаемых механизмов по сравнению с процессом $pd \rightarrow dp$. Однако за счет доминирования Δ -механизма при энергии $T_p = 670\text{МэВ}$, при которой были получены экспериментальные данные по реакции $^6\text{Li}(p, pd)\alpha$, отличие от кластерной $\alpha - d$ модели оказалось не очень существенным, за исключением поляризационных характеристик.

В главе 6 исследована роль релятивистских эффектов, связанных с величиной dNN^* . В параграфе 6.2 проведено сравнение нерелятивистского расчета реакции квазиупругого выбивания протонов из NN^* -компоненты дейтрона с релятивистскими результатами в БКТ и НДСФ подходах. Показано, что нерелятивистский результат отличается от релятивистского качественно

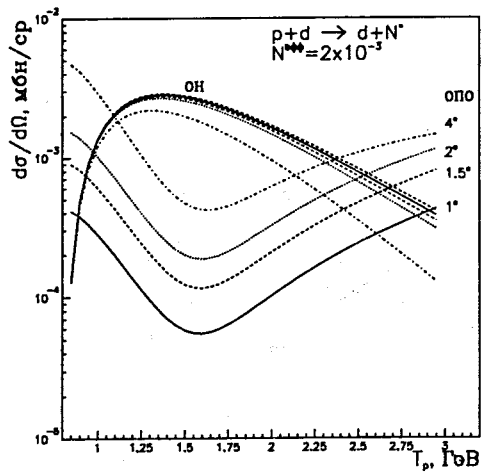


Рис. 9: Сечение реакции $pd \rightarrow dN^*$ для механизмов ОН и ОПО для различных углов рассеяния дейтронов в л-системе при условии $|p_d^2| = |p_d'^2|$; $\theta_d = 1^\circ, 1.5^\circ, 2^\circ, 4^\circ$

реакции $d(e, ep)N^*$.

В разделе 6.4 исследована возможность наблюдения NN^* -компонет дейтрона с помощью реакции $pd \rightarrow dN^*$ с вылетом N^* -изобары назад в с.д.м. Вычислено сечение и тензорная поляризация реакции $pd \rightarrow dN^*$ в рамках механизма обмена нуклоном на основе использования 6-кварковой модели дейтрона для dNN^* -вершин, а также исследован вклад механизма однопионного обмена. Установлены две важных особенности этого процесса — обращение в ноль относительного импульса в вершине $d \rightarrow n + N^*$ полюсной диаграммы обмена нейтроном при определенной энергии выше порога и значительное подавление амплитуды ОПО в точке остановки N^* -изобары положительной четности в л-системе. Оба эти свойства рассматриваемого процесса обеспечивают благоприятные условия для наблюдения $NN^*(1/2^+)$ -компонет дейтрона (см. рис. 9). Учтены осложнения, связанные с распадом N^* -изобары в конечном состоянии, и фоновые процессы нерезонансного рождения π -мезонов. Показано, что яркими сигналами для выделения полюсного механизма в реакции $pd \rightarrow dN^* \rightarrow dnp^+$ на фоне нерезонансных механизмов рождения π -мезона является большая положительная тензорная поляризация конечного дейтрона ($T_{20} \sim 0.6 - 0.7$) и нулевое значение тензорной

за счет большой энергии связи в канале $d \rightarrow N + N^*$ ($\epsilon \sim 600$ МэВ). В параграфе 6.3 получена оценка сечения реакции $d(e, ep)N^*$ в ДСФ-подходе в импульсном приближении. Показано, что р-волновой характер импульсного распределения N^* -изобар отрицательной четности в дейтроне, ожидаемый в нерелятивистском приближении для спекторного механизма этой реакции не проявляется в релятивистском подходе вследствие значительного сдвига относительного импульса в канале $d \rightarrow N + N^*$. Установлено, что по этой же причине подавлен вклад эффектов девозбуждения нуклонных изобар при их выбивании из NN^* -компоненты дейтрона в ре-

анализирующей способности этой реакции.

В главе 7 исследованы реакции $pd \rightarrow {}^3\text{He}X^\circ$ с образованием мезонов $X^\circ = \eta, \eta', \omega, \phi$ и реакция $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Lambda K^+$. Рассмотрены двухступенчатый механизм этих реакций (рис.10а) с подпроцессами $pp \rightarrow d\pi^+, \pi^+n \rightarrow \eta p(\Lambda K^+)$ и одноступенчатый (рис.10б) для $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Lambda K^+$ с подпроцессом $pp \rightarrow p\Lambda K^+$.

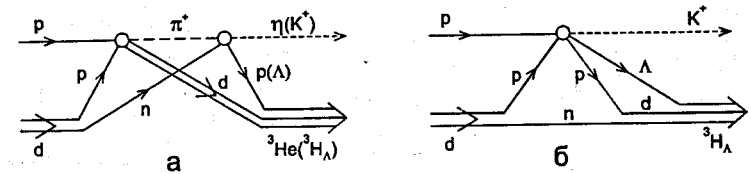


Рис. 10: Двухступенчатый (а) механизм реакций $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ и $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Lambda K^+$ и одноступенчатый (б) механизм реакции $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Lambda K^+$

Получены выражения для амплитуд механизмов рис.10а и 10б. В частности, для амплитуды двухступенчатого механизма найдено выражение:

$$M_a = \frac{\sqrt{3}}{2m_N} M_1(pp \rightarrow d\pi^+) M_2(\pi^+n \rightarrow \eta p(\Lambda K^+)) \mathcal{F}(\mathbf{P}_0, E_0), \quad (10)$$

где m_N — масса нуклона, M_1 и M_2 — амплитуды подпроцессов $pp \rightarrow d\pi^+$ и $\pi^+n \rightarrow \eta p(\Lambda K^+)$ на массовой поверхности, соответственно; \mathcal{F} — формфактор, определяемый волновыми функциями φ_d и φ_r дейтрона и ядра ${}^3\text{He}$ (или ${}^3\text{H}_\Lambda$):

$$\mathcal{F}(\mathbf{P}_0, E_0) = \int d\mathbf{r} \varphi_r^+(\mathbf{r}) \varphi_d(\mathbf{r}) \exp[i\mathbf{P}_0\mathbf{r} + iE_0r] 4\pi r^{-1}, \quad (11)$$

E_0, \mathbf{P}_0 — энергия и импульс промежуточного π -мезона.

Показывается, что при определенных кинематических условиях двухступенчатый механизм существенно выделен среди других возможных механизмов тем, что в соответствующей ему амплитуде все промежуточные частицы находятся очень близко к массовой поверхности. В этом отношении рассматриваемый механизм полностью аналогичен механизму двукратного pN -столкновения с возбуждением Δ -изобары в упругом pd -рассеянии назад при энергии 0.5 – 1 ГэВ, рассмотренному в главе 2. Показано, однако, что вблизи порога двухступенчатый механизм резко противоречит экспериментальным данным о сечении рассматриваемого процесса (см. кривую 1 на рис.11). и что качественное согласие с экспериментом имеет место только при относительном $\eta - {}^3\text{He}$ -импульсе $k > 500$ МэВ/с. На основе этого наблюдения сделан вывод о существенном вкладе взаимодействия в конечном состоянии вблизи порога реакции $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$, предложена квазирезонансная форма этого взаимодействия и найдены соответствующие параметры квазисвязанных состояний в системе $\eta - {}^3\text{He}$ путем фитирования экспериментальных данных на основе двухступенчатой модели.

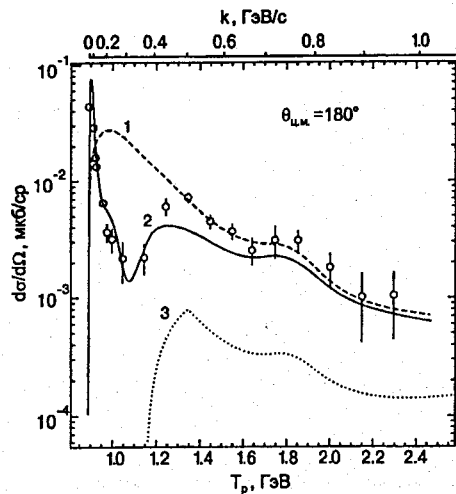


Рис. 11: Дифференциальное сечение реакций $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ (кривые 1,2) и $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Delta K^+$ (кривая 3). Экспериментальные точки для реакции $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ взяты из *M. Laget, J.F. Lecolley Phys. Rev. Lett. 61(1988)2069*; $\theta_{\text{ц.м.}}$ — угол вылета мезона в с.д.м. $p-d$.

реции $\vec{p} {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} X^0$ с поляризованным пучком и мишенью и приведены результаты соответствующих численных расчетов.

В разделе 7.3 на основе изображенных на рис.10 механизмов впервые рассчитано дифференциальное сечение реакции $pd \rightarrow {}^3\text{H}_\Delta K^+$ (кривая 3 на рис.11). Найдено, что его максимальное значение ($\sim 1 \text{ нб/ср}$) примерно в 50 раз меньше, чем в случае рождения η -мезонов. Относительный вклад одноступенчатого механизма (рис.10б) на два-три порядка ниже вклада двухступенчатого механизма.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, выносимые на защиту. В **Приложении** приведены детальные выражения для матриц ряда потенциалов, полученных при численном решении задачи о связанном состоянии двух тел в РКМ.

Согласие при $k = 0 - 300 \text{ МэВ/с}$ достигается при учете в конечном канале двух резонансов (кривая 2 на рис.11), первый из которых находится ниже порога при относительной энергии $E_0^{(1)} = -7 \div -6 \text{ МэВ}$ и имеет ширину $\Gamma^{(1)} = 5 - 25 \text{ МэВ}$, а второй — выше порога: $E_0^{(2)} = 1 - 120 \text{ МэВ}$, $\Gamma^{(2)} = 50 - 150 \text{ МэВ}$. Для более точного определения параметров второго резонанса необходимы дополнительные экспериментальные данные в интервале $T_p = 1.1 - 1.3 \text{ ГэВ}$.

Показано, что двухступенчатая модель хорошо описывает форму энергетической зависимости имеющих экспериментальных сечений выше порогов при импульсах в с.д.м. $p^* = 0.4 \div 1 \text{ ГэВ/с}$ для η -мезона и $p^* = 0 \div 0.5 \text{ ГэВ/с}$ для ω -мезона, а также отношение сечений $R(\eta'/\eta)$ и $R(\phi/\omega)$. Получены аналитические выражения для параметра спин-спиновой корреляции в реакции

Основное содержание диссертации опубликовано в работах:

1. Zhusupov M.A., Uzikov Yu.N. Large-angle $p\alpha$ elastic scattering at energies in the resonance region. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1981, v.7, p. 1621-1625.
2. Жусупов М.А., Узиков Ю.Н. Образование быстрых α - частиц в реакции $(p, p\alpha)$ при высоких энергиях. *Ядерная физика*, 1982, т. 36., вып. 6, с. 1396-1404.
3. Жусупов М.А., Узиков Ю.Н. Упругое $p\alpha$ рассеяние на большие углы в резонансной области энергий. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1982, т.46, N11, с.2084-2086.
4. Zhusupov M.A., Uzikov Yu.N. The role of processes with cluster rearrangement in the $(p, p\alpha)$ reaction at large momentum transfer. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1982, V. 8, p. L99-L104.
5. Жусупов М.А., Имамбеков О., Узиков Ю.Н. Квазиупругое выбивание быстрых дейтронов в реакции (p, pd) на ядрах 1р-оболочки при энергии 670 МэВ. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т.50, N1, с.178-184.
6. Имамбеков О., Узиков Ю.Н., Шевченко Л.В. Механизмы образования быстрых дейтронов в реакции квазиупругого выбивания ${}^6\text{Li}(p, pd)\alpha$ в $\alpha - n - p$ модели ядра ${}^6\text{Li}$. *Ядерная физика*, 1986, т.44, вып.6, с. 1459-1470.
7. Жусупов М.А., Узиков Ю.Н., Юлдашева Г.А. Упругое $p^3\text{He}$ рассеяние назад при промежуточных энергиях. *Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат.*, 1986, N6, с.69-77.
8. Жусупов М.А., Узиков Ю.Н. Квазиупругое выбивание кластеров быстрыми протонами при большой передаче импульса и структура ядра. *ЭЧАЯ*, 1987, т.18, вып.3, 323-373.
9. Имамбеков О., Узиков Ю.Н. Отношение сечений квазиупругого выбивания быстрых дейтронов в реакциях (p, pd) и (p, nd) и механизмы упругого pd -рассеяния на угол 180° . *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1987, т.51, N5, 947-951.
10. Имамбеков О., Узиков Ю.Н. Анализ реакции $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ при энергии 800 МэВ в области образования Δ - изобары. *Ядерная физика*, 1988, т.47, вып. 4, с.1089-1093.
11. Imambekov O., Uzikov Yu.N. Shevchenko L.V. Elastic backward pD scattering in Δ - resonance region. *Zeitschrift für Physik*, 1989, v.A332, 349-357.
12. Ладо А.В., Узиков Ю.Н. Механизм двухнуклонного обмена в упругом $p^3\text{He}$ рассеянии назад. *Ядерная физика*, 1989, т.50, вып. 5, с. 1309-1315.
13. Имамбеков О., Узиков Ю.Н. Образование синглетной NN-пары в процессе $p + d \rightarrow N + (NN)$ при большой передаче импульса. *Ядерная физика*, 1990, т.52, вып.5, с.1361-1371.
14. Узиков Ю.Н. Эффекты релятивистской динамики в реакции квазиупругого выбивания $d(e, ep)N^*$. *Ядерная физика*, 1992, т.55, вып. 9, с.2374-2384.
15. Moldaniazova Kh.E., Uzikov Yu.N., Kondratyuk L.A. Relativistic effects in potential model of quarkonium. *Ядерная физика*, 1992, т.55, вып. 7, с. 1517-1521.

16. Lado A.V., Uzikov Yu.N. Mechanism of two-nucleon transfer in backward $p^3\text{He}$ elastic scattering at intermediate energies. *Phys.Lett.*, 1992, v. B 279, p.16-19
17. Ладо А.В., Узиков Ю.Н. Проявление ($d^* + p$) структуры ядра ^3He в упругом $p^3\text{He}$ рассеянии назад при энергии протонов 0.5-1.7 ГэВ. *Изв. Российской АН, сер. физ.*, 1993, т.57, N5, с. 122-126.
18. Blokhintsev L.D., Lado A.V., Uzikov Yu.N. Mechanism of large momentum transfer in backward elastic $p^3\text{He}$ scattering at intermediate energies. *Ядерная физика*, 1993, т.56, вып.7, с.139-147.
19. Ладо А.В., Узиков Ю.Н. Обмен пр-парой в упругом $p^3\text{He}$ -рассеянии назад при промежуточных энергиях. *Ядерная физика*, 1993, т.56, вып. 9, с.114-127
20. Kondratyuk L.A., Lado A.V., Uzikov Yu.N. The $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$ reaction at threshold and the possibility of presence of quasi-bound $\eta - ^3\text{He}$ state. In: Proc. Conf. on Mesons and Nuclei at Intermediate Energies, (3-7 May 1994, Dubna, Russia), Eds. M. Kh. Khankhasaev, Zh. B. Kurmanov. World Scientific. 1995, p. 714-721.
21. Uzikov Yu.N. NN^* structure of the deuteron and $D(e, ep)N^*$ reaction, in: *Proc. Conf. Light-Front QCD and Hadron Structure* (15-25 August, 1994, Zgorzelisko, Poland), ed by S. D. Glazek, World Scientific, 1995, p.267-271; In: Proc. National Conf. Few-Body and Quark-Hadron Syst. (Kharkov, June 1-5, 1992) p.219-224.
22. Uzikov Yu.N. Solving momentum space integral equation for quarkonia spectra with confining potential. in: *Proc. Quark Confinement and the Hadron Spectrum* (20-24 June, 1994, Como, Italy), ed. N. Brambilla and G.M. Prosperi, World Scientific, 1995, p.278-280.
23. Yu.N. Uzikov. $q\bar{q}$ bound state problem and the pion electromagnetic formfactor in relativistic dynamics. *Ядерная физика*, 1996, т. 59, вып. 9, с.1686-1688.
24. Blokhintsev L.D., Lado A.V., Uzikov Yu.N. np-pair transfer mechanism for backward elastic $p^3\text{He}$ scattering at intermediate energies. *Nucl. Phys.*, 1996, v. A597, p. 487-514.
25. Komarov V.I., Lado A.V., Uzikov Yu.N. The $pd \rightarrow ^3\text{He}_\Lambda K^+$ reaction cross section. *J.Phys. G: Nucl.Part.Phys.*, 1995, т. 21, p. L60-L64.
26. Кондратюк Л.А., Ладо А.В., Узиков Ю.Н. Реакция $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$ вблизи порога и возможность существования квазисвязанных $\eta - ^3\text{He}$ состояний. *Ядерная физика*, 1995, т. 58, вып. 3, с. 524- 530.
27. Комаров В.И., Ладо А.В., Узиков Ю.Н. Механизмы реакции $pd \rightarrow ^3\text{He}_\Lambda K^+$. *Ядерная физика*, 1996, т. 59, вып. 5, с. 842-848.
28. Л.А. Kondratyuk, Yu. N. Uzikov. Spin effects in $pd \rightarrow ^3\text{He} X$ reaction. *Письма в ЖЭТФ*, 1996, т. 63, вып.1, с. 3-7.
29. L.A. Kondratyuk, Yu. N. Uzikov. Two-step mechanism of meson production in $pd \rightarrow ^3\text{He} X$ reaction. *Acta Phys. Pol.*, 1996, v. 27, N11, p.2977- 2980; In: *Proc. 12th*

- Int. Symp. on High-Energy Spin Physics* (September 10-14, 1996, Amsterdam), Eds. C.W. de Jager et al. World Scientific (1997) p. 609-611.
30. Л. А. Кондратюк, Ю.Н. Узиков. Образование мезонов в реакции $pd \rightarrow ^3\text{He} X$. *Ядерная физика*, 1997, т. 60, вып.3, с. 542-552.
31. Ю.Н. Узиков. Структура дейтрона на малых расстояниях и процесс $pd \rightarrow dp$. *Ядерная физика*, 1997, т. 60, вып. 9, с. 1603-1614.
32. Ю.Н. Узиков. Вклад NN^* -компонент дейтрона в реакцию $pd \rightarrow dN^*$. *Ядерная физика*, 1997, т. 60, вып.10, с.1771-1779.
33. L.D. Blokhintsev, A.V. Lado, Yu.N. Uzikov. Backward elastic $p^3\text{He}$ scattering at energies 1-2 GeV. *Nucl.Inst. Meth.*, 1998, v. A402, N° 2-3, p. 386-389.
34. А.В. Смирнов, Ю.Н. Узиков. Deuteron disintegration by protons in kinematic of quasi-elastic backward pd -scattering. *Ядерная физика*, 1998, т. 61, вып.3, с.421-434.
35. Uzikov Yu.N. Backward elastic $p^3\text{He}$ scattering and high momentum components of ^3He wave function. *Phys.Rev.*, 1998, v. C 58, N1, p.36-39
36. Узиков Ю.Н. Упругое $p^3\text{He}$ рассеяние назад и структура ядра ^3He . *ЭЧАЯ*, 1998, т. 29, вып. 4, с.1010-1052.
37. Узиков Ю.Н. Упругое pd рассеяние назад при промежуточных энергиях. *ЭЧАЯ*, 1998, т. 29, вып. 6, с.1405-1455.
38. Uzikov Yu.N. Structure of ^3He in backward elastic $p^3\text{He}$ scattering. *Nucl.Phys.*, 1998, v. A644, p. 321-344.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] V.I.Komarov et al. Beam-time request for COSY Exp. N° 20, F-Z Jülich (1999).
- [2] В.Ю. Алексахин и др. Краткие сообщения ОИЯИ, N2 [82]-97, с.81.
- [3] R. Siudak. Talk at BIG KARL Workshop (10-11 April, 2000, F-Z Jülich).
- [4] Л.А.Кондратюк, Ф.М. Лев, Л.В.Шевченко. *ЯФ*, 33 (1981) 1208.
- [5] A. Boudard, M.Dillig. *Phys.Rev.*, C 31 (1985) 302.
- [6] J.Hudomaly-Gabitzsch et al. *Phys. Rev.*, C 18 (1978) 2666.
- [7] A.Boudard. These, CEA-N-2386, Saclay, 1984.
- [8] P. Berthet et al. *J. Phys. G: Nucl.Phys*, 8 (1982) L111.
- [9] L. Dubal et al. *Phys. Rev. D* 9 (1974) 597.
- [10] P. Berthet et al. *Phys.Lett.*, 106B (1981) 465.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 мая 2000 года.