

P-251



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

2-93-342

РАТИС
Юрий Леонидович

УДК 539.17.013

**РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ИНКЛЮЗИВНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
И В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

**Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

Дубна 1993

Работа выполнена в Самарском государственном аэрокосмическом университете им. академика С.П.Королева

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор	В. Г. Неудачин
Доктор физико-математических наук, профессор	Ю. В. Гапонов
Доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник	Ю. А. Панебратцев

Ведущая организация:

Санкт-Петербургский государственный университет

Защита состоится *11 июля* 1993 г. в *12* час. *мин.*
на заседании Специализированного Совета Д - 047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института
ядерных исследований по адресу: 141980, г. Дубна Московской
обл., ЛВЭ ОИЯИ

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан *5 июля* 1993 г.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ

Специализированного совета

доктор физ.-мат. наук, профессор *М. Ф. Лихачев* М. Ф. Лихачев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

1. Актуальность проблемы. Исследование резонансных явлений в инклюзивных ядерных реакциях типа $a + A \rightarrow b + X$ ($a, b = p, n, \pi, {}^3\text{He}, t, \dots$) как на свободных нуклонах, так и на ядрах представляется своевременным и целесообразным по целому ряду причин.

Во-первых, в анализируемой области промежуточных энергий накоплен огромный экспериментальный материал, нуждающийся в систематической обработке в рамках единого подхода.

Во-вторых, наиболее распространенные на сегодняшний день методы анализа сильных процессов (полевые подходы ^{1,2}, глауберовское приближение ³, и т.п.) являются модельными в смысле присутствия в расчетных формулах большого числа феноменологических параметров. Модельность физики промежуточных энергий в значительной степени связана с отсутствием малых параметров типа безразмерной константы связи ¹. Однако, не только расходимость рядов формальной теории возмущений феноменологизирует физику сильных процессов. Проблема эта настолько сложна, что даже для хорошо разработанной ядерной физики низких энергий невозможно построение теории из первых принципов. В случае высоких энергий ряд жестких процессов успешно описывается в рамках КХД ⁴, однако при переходе к промежуточным энергиям мы сталкиваемся с непертурбативными задачами КХД, с трудом поддающимися решению при помощи современных суперкомпьютеров.

В результате все известные на сегодняшний день подходы, за исключением чисто кинематических ⁵, являются гибридными. Они основаны на использовании как фундаментальных принципов квантовой теории, так и феноменологических параметризаций некоторых дополнительных формфакторов, присутствующих в расчетах различных наблюдаемых величин.

За последние 30 лет было исследовано огромное количество конкретных реакций и разработано множество моделей, достаточно хорошо воспроизводящих эксперимент. Однако, в силу отмеченной выше феноменологичности, сами эти модели и подходы тре-

буют дополнительного анализа для выяснения инвариантной физической картины явления.

Перечисленные выше соображения позволяют сделать вывод об актуальности тематики исследований, очертить круг наиболее интересных с физической точки зрения проблем и сформулировать некоторые требования к методам анализа резонансных процессов в области промежуточных энергий.

2. Целью настоящей диссертации является анализ резонансных явлений в инклюзивных сильных процессах типа $a + A \rightarrow b + X$ ($a, b = p, \pi, n, {}^3\text{He}, t, \dots$) как на свободных адронах, так и на ядрах.

Одна из основных особенностей физики промежуточных энергий состоит в том, что ее на сегодняшний день можно охарактеризовать как инклюзивную физику. С ростом энергии налетающих частиц постановка эксклюзивных экспериментов становится все более затруднительной. Кроме того, анализ инклюзивных реакций в некотором отношении проще и приводит к более надежным результатам, т.к. инклюзивные сечения оказываются нечувствительными к тонким деталям структуры ядра (к эффектам сверхтекучего смешивания конфигураций, малым деформациям ядра-мишени и т.п.)

Таким образом, инклюзивные реакции можно рассматривать как весьма удобный инструмент для изучения механизмов реакций и ядерного взаимодействия в области промежуточных энергий.

Результаты анализа инклюзивных процессов в дальнейшем можно использовать при рассмотрении эксклюзивных реакций с целью изучения конкретной структуры волновой функции ядра-мишени. Подобная последовательность анализа экспериментальных данных существенно повышает степень надежности полученных результатов.

Перечисленные выше особенности инклюзивных реакций приводят к совершенно естественным требованиям к формализму для описания прямых процессов в области промежуточных энергий.

Во-первых, он должен быть достаточно универсальным. Т.е. в рамках единого подхода описывать широкий круг прямых процессов (включая резонансные), таких как квазиупругое выбивание (p, pX), (e, eX), ($\alpha, 2\alpha$), фрагментация, передача кластеров между тяжелыми ионами, поглощение медленных π -мезонов (π, A) и высокоэнергетических γ -квантов (γ, A), кумулятивные ядерные реак-

ции с выходом быстрых адронов "назад", реакции перезарядки, спин-флипа и т.п.

Во-вторых, он должен быть достаточно простым в расчетном плане для того, чтобы его можно было использовать для анализа экспериментальных данных, и в то же время достаточно информативным в смысле возможности идентификации механизма реакций.

В-третьих, в силу специфики исследуемого диапазона энергий ($T \sim 1$ ГэВ/нуклон) чисто потенциальные приближения типа метода искаженных волн становятся недостаточно корректными. Поэтому формализм должен включать в себя как ядерно-физический, так и теоретико-полевой аспекты задачи. Следовательно, необходимо искать возможности для синтеза подходов ядерной физики и физики элементарных частиц.

В работах монографического характера ^{6,7,8/} достаточно подробно исследованы и описаны прямые процессы (в основном, на примере реакции квазиупругого выбивания нуклонов и кластеров $X=p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$, в то время как для нас гораздо больший интерес представляют реакции образования резонансов $X=\Delta^{++}, \dots$), для которых с достаточно высокой степенью точности выполняется соотношение вида:

$$\frac{d\sigma_{A(a, aX)B}}{d\Omega_X} = \tilde{N} \cdot \frac{d\sigma_{a+X \rightarrow X+a}}{d\Omega_X} \quad (1)$$

где $\frac{d\sigma_{A(a, aX)B}}{d\Omega_X}$ - сечение реакции выбивания конечного клас-

тера X из ядра A , $\frac{d\sigma_{a+X \rightarrow X+a}}{d\Omega_X}$ - аналогичное свободное сечение,

\tilde{N} - эффективное число кластеров X в ядре-мишени A .

Факторизованные соотношения типа (1) как правило возникают в рамках импульсного приближения (DWIA).

В большинстве исследованных случаев величина \tilde{N} определяется свойствами ядра-мишени A и факторами поглощения налетающей частицы и регистрируемого фрагмента в ядерной среде. Выполнение соотношения (1) фактически означает применимость DWIA. Поэтому, расхождение между экспериментальными данными и результатами инклюзивных DWIA-расчетов содержит ценную информацию о механизме реакции.

Результаты исследований эффективных чисел \tilde{N} , суммированные в работах [6-8], свидетельствуют о плавной А- и Е- зависимости полных эффективных чисел при переходе от одного ядра-мишени к другому. Подобное поведение эффективных чисел свидетельствует о возможности квазиклассических оценок зависимости $\tilde{N} = \tilde{N}(E, A)$.

Наконец, последовательная схема анализа инклюзивных реакций при промежуточных энергиях должна включать в себя методы расчета элементарных процессов.

Таким образом, проблема резонансных явлений в инклюзивных ядерных реакциях порождает очевидную последовательность задач:

- 1) изучение комбинаторных свойств эффективных чисел;
- 2) исследование влияния ядерных искажений;
- 3) теоретико-полевой анализ свободных процессов;
- 4) идентификацию механизмов реакций;
- 5) анализ общефизической концепции резонанса.

С этих позиций в диссертации рассматриваются свойства адронных резонансов и механизмы их возбуждения и разрядки.

3. В исследование проблемы внесена научная новизна:

1. Впервые показано, что формализм эффективных чисел позволяет идентифицировать различные механизмы реакций перезарядки $A(p, n)_{\Delta}B$ и $A(^3\text{He}, t)_{\Delta}B$ на ядрах на основе анализа А-зависимости экспериментальных сечений.

2. Впервые показано, что форма угловых спектров нейтронов в реакции $A(p, n)_{\Delta}B$ одинакова для каналов мезонной ($\Delta \rightarrow \pi + N$) и безмезонной ($\Delta \rightarrow N + N$) разрядки Δ -изобары.

3. Объяснено аномальное смещение положения Δ -пика в инклюзивной реакции $C(^3\text{He}, t)_{\Delta}$ на основе модельно-независимых оценок.

4. Впервые обнаружены и исследованы дискретные неоднозначности $\pi N\Delta$ - и $\rho N\Delta$ -вершинных функций.

5. Впервые проведено систематическое исследование интерференционных эффектов в инклюзивных зарядово-обменных реакциях $p+r \rightarrow n+X$ и $n+r \rightarrow p+X$ при промежуточных энергиях.

6. Впервые исследованы свойства масштабной инвариантности, проявляющиеся в гросс-структуре спектров адронных резонансов.

7. Впервые получена массовая формула для гросс-структуры спектра адронов, являющаяся физическим аналогом формулы Бальмера и на ее основе предсказана принципиальная возможность су-

ществования ряда новых адронных резонансов.

4. Научная и практическая ценность работы. Результаты работы имеют как теоретическое, так и практическое значение. В теоретическом плане показана возможность рассмотрения на единой основе широкого круга разнообразных резонансных явлений при промежуточных энергиях: инклюзивные зарядово-обменные реакции, спектры масс барионов, дибарионов и мезонов, а также их ширины.

Теоретические результаты работы используются для интерпретации экспериментальных данных (в ЛВЭ ОИЯИ группой АЛЬФА и группой ГИБС) и применяются при планировании дальнейших теоретических и экспериментальных исследований по инклюзивным реакциям перезарядки при промежуточных энергиях.

В практическом плане результаты диссертации помогают осмыслить имеющиеся экспериментальные данные и сформулировать требования к совокупности дополнительных экспериментов, позволяющих дискриминировать дискретные неоднозначности $\pi N\Delta$ - и $\rho N\Delta$ -вершинных функций и, таким образом, существенно углубить наши знания о спиновых и изоспиновых компонентах ядерных сил в области промежуточных энергий.

В диссертации также решены некоторые задачи, имеющие самостоятельное теоретическое и практическое значение. Например, развит эффективный метод расчета матричных элементов для реакций с возбуждением Δ -изобар, основанный на стандартной квантовомеханической технике углового момента, предложен квазиклассический способ оценки эффективных чисел, позволяющий в наиболее общем виде выделить хорошо известную А-зависимость ($\tilde{N} \sim A^{1/3}$) сечений реакций перезарядки нуклонов.

В результате выполненных в диссертации исследований проведено теоретическое обобщение формализма эффективных чисел, развитого в работах группы проф. В.Г. Неудачина и группы проф. С.Г. Кадменского на случай резонансных зарядово-обменных реакций. Развито новое научное направление анализа адронных резонансов на основе общефизической концепции резонанса.

Результаты, полученные в диссертации, используются в работах других авторов и цитируются как в отечественной, так и в зарубежной литературе.

5. Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, двух приложений и списка литературы - всего 202 страницы машинописного текста, включая 34 рисунка, 28 таблиц и библиографию из 207 наименований. Основным материалом всех четырех глав является оригинальным.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во Введении дается краткий обзор методов изучения резонансных явлений в инклюзивных ядерных реакциях и в физике элементарных частиц при промежуточных энергиях, определяется место, занимаемое проведенными в диссертации исследованиями, дается обоснование актуальности выбранной темы исследования, формулируется цель работы, в сжатой форме излагается содержание диссертации и перечисляются результаты, представляемые к защите.

В первой главе диссертации изложены основные свойства формфакторов и спектроскопических факторов и их правил сумм для нуклонов и составных частиц и продемонстрированы типичные методы анализа инклюзивных ядерных реакций при помощи эффективных чисел. При этом в диссертации для анализа процессов реального или виртуального распада ядра A на фрагменты X и $(A-X)$ используются определения и обозначения, введенные в работах [6, 8]. Показано, что свойство "универсальности" правил сумм, детально изученное в работах С.Г. Кадменского (с сотрудниками) для случая составных частиц, с достаточной степенью точности имеет место и для однонуклонных правил сумм.

Показано, что в рамках DWIA соотношение (1) для сечения реакции перезарядки $A(p, n)_\Delta$ сохраняет свой вид с точностью до очевидной подстановки соответствующего сечения свободного процесса $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$ вместо $a + X \rightarrow X + a$, причем в приближении эффективных чисел для достаточно тяжелых ядер ($A \gg 1$) выражение для \tilde{N} имеет физически ясную структуру:

$$\tilde{N} = \int d\vec{Q} [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 = (Z + \frac{N}{3}) \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) f^2(b, z) \equiv (Z + \frac{N}{3}) \langle f^2 \rangle \quad (2)$$

В формуле (2) $\Phi_N^A(\vec{Q})$ - импульсное распределение нуклонов в ядре-мишени A , $\langle f^2 \rangle$ - эффективный фактор поглощения, $\rho(r)$ - однонуклонная плотность, нормированная условием $\int d\vec{r} \rho(r) = 1$, а $f^2(b, z)$ - глауберовский фактор поглощения:

$$f^2(b, z) \approx \exp\{-(\sigma_{NN}^{tot} - \sigma_{NN}^{e1}) T(b)\} \quad (3)$$

где σ_{PN}^{tot} (σ_{nN}^{tot}) - полное сечение протон (нейтрон)-нуклонного рассеяния, а σ_{PN}^{e1} (σ_{nN}^{e1}) - аналогичное упругое сечение, а $T(b)$ - стандартная функция толщины $T(b)$.

Эффективный фактор поглощения $\langle f^2 \rangle$ допускает простую оценку методом перевала:

$$\langle f^2 \rangle = \frac{2\pi}{A} \int db \, b \, T(b) e^{-\sigma T(b)} \approx \quad (4)$$

$$\approx \{(2\pi)^{3/2} b_0\} / \{A \sigma^2 e^{-|T'(b_0)|}\} \approx \{(2\pi)^{3/2}\} R_A a / (\sigma A e),$$

где b_0 - корень уравнения $T(b_0) = \sigma^{-1}$, R_A - радиус ядра, a - диффузность его границы. При энергиях $T_p > 0,6$ ГэВ величина σ лежит в интервале $\sigma \approx 20 \div 40$ мбарн ($\sigma_{NN}^{tot} \approx 40$ мбарн, $\sigma_{NN}^{e1} \approx 10 \div 20$ мбарн). В этом случае $b_0 = R_A$, $|T'(b_0)| \approx 1/\sigma a$, что оправдывает приближение (4). Отсюда немедленно следует, что величина $\tilde{N} \sim A^{1/3}$.

Этот вывод является весьма общим, поскольку показатель степени $\alpha \approx 1/3$ в законе $\tilde{N} \sim A^\alpha$ практически не зависит от сорта налетающего адрона или легкого иона, т.к. согласно (4) фактор поглощения $\langle f^2 \rangle$ монотонно убывает по величине с ростом сечения σ , в то время как его A -зависимость почти не меняется. Таким образом, указанное свойство эффективных чисел может быть использовано для выделения вклада одноступенчатых прямых механизмов в сечения зарядовообменных реакций в области промежуточных энергий.

Эффективные числа \tilde{N} были рассчитаны для обширной группы ядер в диапазоне энергий от 0.6 до 20 ГэВ и в дальнейшем использованы для анализа механизмов реакций перезарядки (p, n)

и (${}^3\text{He}, t$) в области возбуждения Δ -изобары.

Во второй главе диссертации были изучены процессы перезарядки на свободных нуклонах.

В первом параграфе сделан краткий обзор данных эксперимента, подлежащих теоретическому анализу.

На основе анализа экспериментальных данных по π^-p -рассеянию сделан вывод о существовании дополнительных механизмов увеличения сечения процесса в окрестности $T_\pi \approx 43$ МэВ в СЦИ. В дальнейшем этот факт был интерпретирован как возможное проявление гипотетического $S_{11} 1/2(1/2^-)$ резонанса.

Во втором параграфе изложен новый формализм для описания процессов с участием пионов, нуклонов и дельта-изобар на примере простейшей реакции перезарядки нуклонов.

Для определенности рассмотрен процесс $p+p \rightarrow n+\Delta^{++} \rightarrow n+p+\pi^+$. В обозначениях и нормировке Бьеркена и Дрелла ^{12/} и Осета ^{19/} в Р-волновом приближении суммарная амплитуда $\sum_i M_i$ указанной реакции включает связные диаграммы, дающие основной вклад в сечение исследуемого процесса (см. рис.1).

Следуя базовой технике работ ^{19,10/} введем эффективный переходный потенциал $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{eff}$:

$$V_{NN \rightarrow N\Delta}^{eff} = \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} \left\{ F_\pi^2(q) q^2 G_\pi(q) \frac{1}{3} [(\vec{S} \cdot \vec{\sigma}) + S_{12}(\hat{q})] + \right. \\ \left. + C_\rho F_\rho^2(q) q^2 G_\rho(q) \frac{1}{3} [2 (\vec{S} \cdot \vec{\sigma}) - S_{12}(\hat{q})] \right\} \quad (5)$$

где $S_{12}(\hat{q}) = 3 (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) (\vec{S} \cdot \hat{q}) - (\vec{S} \cdot \vec{\sigma})$, \hat{q} — единичный вектор, параллельный \vec{q} ; формфакторы $F_b(q)$ ($b=\pi, \rho$) учитывают немассовые эффекты:

$$F_b(q) = \frac{\Lambda_b^2 - m_\pi^2}{\Lambda_b^2 - t} \quad (6)$$

$t = -\vec{q}^2$ в системе Брейта, Λ_b — константы обрезания. Выражение (5) можно представить в виде:

$$V_{NN \rightarrow N\Delta}^{eff} = V_c(q) \cdot (\vec{S} \cdot \vec{\sigma}) + V_{nc}(q) \cdot S_{12}(\hat{q}), \quad (7)$$

дополнив его g' -членом Ландау-Мигдаловского типа для учета

короткодействующих корреляций.

Для выполнения конкретных расчетов удобно выразить V_c и V_{nc} -компоненты потенциала $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{eff}$ — через новые величины:

$$\hat{V}(0, q) = \sqrt{12\pi} V_c(q) \quad (8)$$

$$\hat{V}(2, q) = -\sqrt{\frac{24\pi}{5}} V_{nc}(q) \quad (9)$$

Тогда переходный потенциал $V_{NN \rightarrow N\Delta}^{eff}$ запишется как:

$$V_{NN \rightarrow N\Delta}^{eff} = - \sum_{L=0,2} \hat{V}(L, q) \sum_{\mu, \nu, \kappa} (11\mu\nu | LM) Y_{L\kappa}^*(\hat{q}) \sigma_\nu S_\mu \quad (10)$$

Выражение (10) позволяет вычислять амплитуду реакции типа $p+p \rightarrow n+p+\pi^+$ в Р-волновом приближении. Несмотря на нековариантную форму записи, каждое слагаемое в формуле (10) является релятивистски-инвариантным. В то же время формула (10) легко интерпретируется в терминах ядерной физики низких энергий, т.к. построена на основе стандартной квантовой теории углового момента.

В описанной модификации релятивизированной $\pi+p+g'$ -модели феноменологически определяемыми константами являются параметр Ландау-Мигдала $g'_{N\Delta}$, параметры обрезания Λ_b в монополярных формфакторах (6), а также безразмерный параметр C_ρ . Параметры этой модели определяются на основе критерия наилучшего согласия с экспериментальными данными для широкого круга процессов (перезарядка, π -атомные процессы, фотовозбуждение и т.п.).

Проблема нахождения констант $\pi+p+g'$ -модели полностью аналогична задаче определения параметров оптической модели из условия наилучшего описания экспериментальных фаз при анализе упругого рассеяния ионов на ядрах.

В §3 обсуждается проблема существования дискретных неоднозначностей формфакторов $F_b(t)$ и анализ возможных дополнительных физических критериев для дискриминации соответствующих наборов констант.

Опишем используемую нами терминологию. Диаграммы 1,2 на рис.1 мы будем называть спектаторными, а диаграммы 3,4 — распадными.

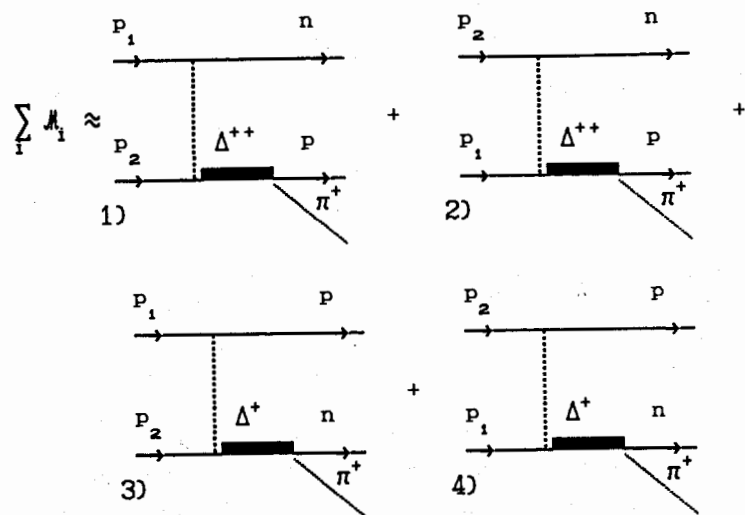


Рис. 1. Основные диаграммы, дающие вклад в реакцию $p + p \rightarrow N + \Delta \rightarrow n + p + \pi^+$.

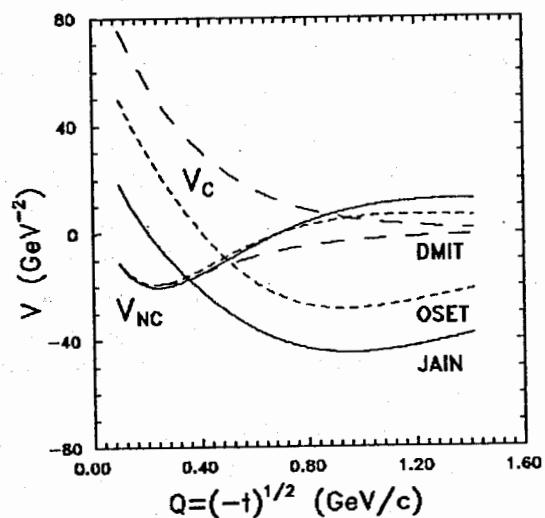


Рис. 2. Эффективные $NN \rightarrow N\Delta$ переходные потенциалы.

Проблема дискретных неоднозначностей исследовалась в рамках модифицированной релятивизированной $p+\rho+g'$ модели на примере трех существенно различающихся наборов параметров вершинных функций: OSET ($\Lambda_\pi=1.3$ ГэВ, $\Lambda_\rho=1.4$ ГэВ, $C_\rho=3.96$, $g'_{N\Delta}=0.6$)^{/9/}; JAIN ($\Lambda_\pi=1.2$ ГэВ, $\Lambda_\rho=2.0$ ГэВ, $C_\rho=2.0$, $g'_{N\Delta}=0.3$)^{/10/}; DMIT ($\Lambda_\pi=0.65$ ГэВ, $\Lambda_\rho=0.0$ ГэВ, $C_\rho=0.0$, $g'_{N\Delta}=0.9$)^{/11/}.

Как показано на рис. 2, все три набора имеют сходные нецентральные части потенциалов $V_{NC}(q)$, в то время как центральные потенциалы $V_C(q)$ имеют приблизительно одинаковую форму и образуют почти эквидистантный спектр глубин в следующем порядке (снизу вверх): JAIN - OSET - DMIT.

Продемонстрировано хорошее согласие теоретических и экспериментальных инклюзивных спектров нейтронов для реакции $p+p \rightarrow n+X$ при $T_p=1$ ГэВ для случая малых углов регистрации нейтронов, причем для углов $\theta_{Lab} \in [0^\circ, 15^\circ]$ результаты расчетов с потенциалами JAIN, OSET и DMIT практически не различаются.

Существенное различие глубин указанных потенциалов позволяет сделать вывод о наличии дискретной неоднозначности в определении параметров $p+\rho+g'$ -модели. При этом ни угловые, ни импульсные спектры нейтронов не позволяют отдать предпочтение ни одному из наборов. Теоретические оценки величины Λ_π , сделанные в рамках дисперсионного подхода, близки к аналогичным феноменологическим значениям Λ_π для наборов OSET и JAIN.

В исследуемой нами области энергий $0.8 \leq T_p \leq 3$ ГэВ приемлемое согласие теоретических и экспериментальных^{/12/} данных имеет место для OSET- и DMIT- наборов, в то время как JAIN-набор существенно хуже воспроизводит T_p -зависимость сечений. Таким образом, по крайней мере, использование JAIN-набора ограничено областью энергий $T_p \approx 1$ ГэВ.

Совокупность экспериментальных данных по когерентному пинообразованию, а также по реакции $\pi N \rightarrow \pi \Delta \rightarrow \pi \pi N$, строго запрещенной при расчетах с набором DMIT, позволяет отдать предпочтение набору OSET.

В §4 рассмотрены интерференционные эффекты в реакциях $p+p \rightarrow n+p+\pi^+$, $n+p \rightarrow p+n+\pi^0$ и $n+p \rightarrow p+r+\pi^-$.

Изучены энергетическая и угловая зависимость отношения сечений R реакций перезарядки $p+p \rightarrow n+X$ и $n+p \rightarrow r+X$ в области

возбуждения $\Delta(1232)$ -резонанса.

В рамках стандартного потенциального приближения сечения кинематически эквивалентных реакций перезарядки $p+p \rightarrow n+\Delta^{++}$ и $n+p \rightarrow p+\Delta^0$ пропорциональны квадратам изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана, причем:

$$R = \frac{\frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}}{d\Omega_n dE_n}}{\frac{d\sigma_{n+p \rightarrow p+\Delta^0}}{d\Omega_p dE_p}} = 3 \quad (11)$$

Соотношение (11), полученное для реакции перезарядки на свободных нуклонах, широко используется для анализа аналогичных инклюзивных процессов на ядрах.

Например, в рамках импульсного приближения искаженных волн с точностью до эффектов ферми-движения и паулиевской блокировки сечение реакции $(p, n)_\Delta$ имеет вид:

$$\frac{d\sigma_{A(p,n)_\Delta^B}}{d\Omega_n} \approx (Z + \frac{N}{\langle R \rangle}) \langle r^2 \rangle \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}}{d\Omega_n}, \quad (12)$$

где $\langle R \rangle = 3$ -интегральное значение отношения R.

Как видно из рис.3, экспериментально измеренная величина отношения $R(T_n, \theta_n)$ для $T=0.8$ ГэВ, $\theta=0^\circ$ значительно меньше теоретического значения $R_T = 3$, причем вблизи верхней кинематической границы спектра наблюдается подавление R практически на порядок.

В диссертации детально исследованы эффекты интерференции Δ^{++} - и Δ^+ -изобар (Δ^+ - и Δ^0 -изобар), возбуждающихся в реакциях $p+p \rightarrow n+X$ ($n+p \rightarrow p+X$) нуклонами с энергией $0.8 \leq T \leq 10$ ГэВ.

Расчеты были проведены для OSET, JAIN и DMIT-наборов параметров вершинных функций. Отношение $R(T, \theta)$ имеет сходную угловую и энергетическую зависимость для всех трех наборов, несмотря на то, что численные значения теоретических сечений $p+p \rightarrow n+X$ ($n+p \rightarrow p+X$) реакций при $T > 1.5$ ГэВ сильно различаются ($\sigma(\text{DMIT}) > \sigma(\text{OSET}) > \sigma(\text{JAIN})$). Угловая зависимость интегральных отношений $\langle R \rangle$ слабая и менее чем на 10% меняется при переходе от JAIN к OSET или DMIT -набору. С ростом энергии T_n эффекты интерференции Δ^+ - и Δ^0 -изобар в $n+p \rightarrow p+X$ реакции ослабевают и $\langle R \rangle \rightarrow 3$. Интегральная величина $\langle R \rangle$ для всей исследованной области энергий и углов находится в диапазоне $2 \leq \langle R \rangle$

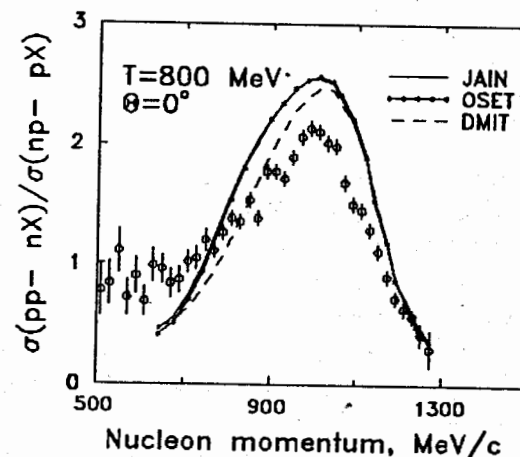


Рис.3. Теоретические и экспериментальные^{13/} значения отношения $R(P, \theta)$.

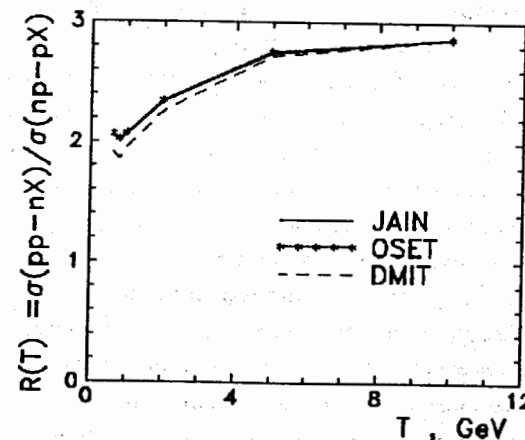


Рис.4. Энергетическая зависимость усредненного отношения $R(T) = \sigma(pp \rightarrow nX) / \sigma(np \rightarrow pX)$ при $\theta = 0^\circ$.

≤ 3 , что позволяет понять успех оценок типа (2) для дифференциальных сечений перезарядки, проинтегрированных по импульсному спектру (см. рис. 4).

Расчеты показали, что вопреки утверждению работы^{13/} интерференция Δ^{++} и Δ^+ -изобар практически не дает вклада в процесс $p+p \rightarrow n+X$, т.к. распадные диаграммы имеют малый изоспиновый вес. Для процесса $n+p \rightarrow p+X$ изоспиновая малость распадных амплитуд отсутствует и наблюдается конструктивная интерференция S- и D-диаграмм. Распадный пик сдвинут в жесткую часть спектра на величину $\omega_{SD} \approx m_{\pi} \approx 140$ МэВ, что объясняется различием положения особенностей Δ -пропагатора для S- и D-диаграмм.

Показано, что в соответствии с полнотой системы конечных состояний виртуальные Δ^0 -изобары, распадающиеся по каналам $(p+\pi^-)$ и $(n+\pi^0)$, интерферируют деструктивно. При постановке кинематически эквивалентного эксклюзивного эксперимента интерференция исчезает.

Доказано, что R-отношение в принципе не позволяет дискриминировать OSET, JAIN и DMIT-наборы и решить проблему дискретных неоднозначностей. Здесь мы имеем дело со своеобразным аналогом принципа дополнительности Бора. А именно, при помощи варьирования энергии налетающего протона мы можем выделить физически приемлемый набор вершинных констант $\pi+\rho+g'$ -модели, но не можем обнаружить интерференцию Δ^{++} и Δ^+ -изобар из-за малости эффекта. Напротив, при измерении отношения $R(T, \theta)$ при заданной энергии хорошо наблюдается интерференция виртуальных Δ -изобар, но все исследованные наборы параметров (JAIN, OSET, DMIT) приводят к приблизительно одинаковым значениям $R(T, \theta)$. Подобную дополнительную "энергетических" и "изоспиновых" экспериментов можно рассматривать как неординарный пример диалектики дискретного и непрерывного.

Наличие ярко выраженной интерференции Δ^+ - и Δ^0 -изобар в реакциях перезарядки накладывает дополнительные ограничения на применимость импульсного приближения, идеологии эффективных чисел, приближения Глаубера, каскадных расчетов, а также модели последовательных распадов для реакций множественного рождения частиц.

В третьей главе диссертации были изучены процессы перезарядки нуклонов и легких ионов на ядрах.

В первом параграфе сделан краткий обзор экспериментальных данных по резонансным зарядово-обменным реакциям.

Общей особенностью всех Δ -пиков в реакциях на ядрах является их уширение и сдвиг по сравнению с аналогичными Δ -пиками для процессов на свободных нуклонах.

Для реакции перезарядки пионов сдвиг центроида Δ -пика $\delta E \approx 15A^{1/3}$ МэВ является монотонной функцией массового числа A и объясняется различием кинематики реакций на ядре и на свободном нуклоне, а также перенормировкой Δ -пропагатора в ядерной материи с учетом влияния энергии связи нуклона. Уширение ядерного Δ -пика связано с ферми-движением нуклонов в ядре, а также со связью каналов и эффектами многократного рассеяния. Полные сечения $\sigma_{tot}(\pi A)$ не имеют аномалий и их отличие от свободных $\sigma_{tot}(\pi N)$ сечений объясняется действием хорошо известных факторов^{14/}.

Совокупность экспериментальных данных по импульсным спектрам нейтронов, образующихся в реакции $A(p, n)B$ однозначно указывает на селективное возбуждение $\Delta(1232)$ -изобары начиная от порога ($T_p \approx 647$ МэВ) вплоть до энергий пучка $\sim 3-5$ ГэВ.

Положение центроида ядерного Δ -пика для всех исследованных ядер-мишеней, либо не изменяется по сравнению с положением центроида для реакции на свободных протонах, либо сдвигается в жесткую часть спектра, несмотря на то, что аналогичный квазиупругий пик сдвигается в мягкую часть спектра на величину средней энергии связи нуклона.

Аномальный сдвиг положения Δ -пика в реакции $A(p, n)_{\Delta}B$ относительно аналогичного пика в $p(p, n)_{\Delta^{++}}$ реакции указывает на наличие дополнительного механизма $A(p, n)_{\Delta}B$ реакции, существенно отличающегося от квазисвободного рождения Δ -изобар. Аналогичный вывод можно сделать также на основании анализа A -зависимости эффективных ширин Δ -изобар в ядрах ($\Gamma_{\Delta}(A) \sim A^{0.17}$).

Изучение реакции перезарядки $({}^3\text{He}, t)$ при промежуточных энергиях существенно дополняет обрисованную выше картину. Именно сопоставление реакций $p({}^3\text{He}, t)_{\Delta}$ и ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)_{\Delta}$, выполненное группой Альфа^{12/}, в наиболее отчетливой форме продемонстрировало аномальное направление сдвига Δ -пика.

Анализ наблюдаемых в эксперименте особенностей реакций перезарядки при промежуточных энергиях позволяет сформулировать существо физического парадокса.

С одной стороны, сопоставление Δ -пика в полных πN , $N\Delta$ и т.п. сечениях, рассматриваемых как функции энергии налетающего снаряда, с аналогичными сечениями $\sigma_{tot}(\pi N)$, $\sigma_{tot}(NN)$, ... приводит к выводу о наличии нормального уширения и сдвига при переходе от нуклонной мишени к ядерной¹⁴. С другой стороны, при фиксированной энергии пробника в импульсном спектре реакции перезарядки на ядрах наблюдаются аномальное уширение и сдвиг.

Во втором параграфе на языке эффективных чисел проанализирована реакция $A(p, n)_{\Delta}B$.

Изучена зависимость эффективных чисел \tilde{N}^{exp} от угла θ_n регистрации нейтронов в лабораторной системе отсчета, вычисленных на основе измеренных в работе¹⁵ сечений при $T_p=1$ ГэВ для углов $\theta_n=4^\circ, 7,5^\circ, 11,3^\circ$ и $13,2^\circ$. В пределах ошибок эксперимента приближение эффективных чисел воспроизводит угловую зависимость сечений реакции перезарядки. Физически это означает, что процесс разыгрывается на периферии ядра, то есть в области, где плотность нуклонов мала и все NN- взаимодействия близки к пустотным.

Сложнее обстоит с A -зависимостью сечений. На рис.5 представлены результаты обработки эксперимента, выполненного в работе¹⁵. Из рис.5 видно, что значения \tilde{N}^{exp} систематически превосходят \tilde{N}^T , что указывает на недостаточность приближения эффективных чисел для описания реакции $A(p, n)_{\Delta}B$.

Возникшую ситуацию можно качественно понять, если рассмотреть A -зависимость величин $\Delta\tilde{N}=\tilde{N}^{exp}-\tilde{N}^T \sim A^\alpha$, где $\alpha=0,6 \pm 0,7$. Если предположить, что эффект схода с массовой поверхности в сечении $d\sigma[p+p \rightarrow n+\Delta^{*+}]/d\Omega_n$ не слишком велик, то можно считать, что выражение (12) описывает часть сечения, связанную с реакцией $(p, n)_{\Delta}$, в которой рождается реальная Δ^{*+} - или Δ^+ -изобара (далее $(p, n)_{\Delta}^{NN}$).

Если наблюдаемое сечение реакции $A(p, n)_{\Delta}B$ представить в виде суммы $\tilde{N}=\kappa_1 A^{1/3} + \kappa_2 A^{2/3}$, то первое слагаемое полностью воспроизводится в приближении эффективных чисел (см.рис.5).

Второе слагаемое представляется естественным связать с

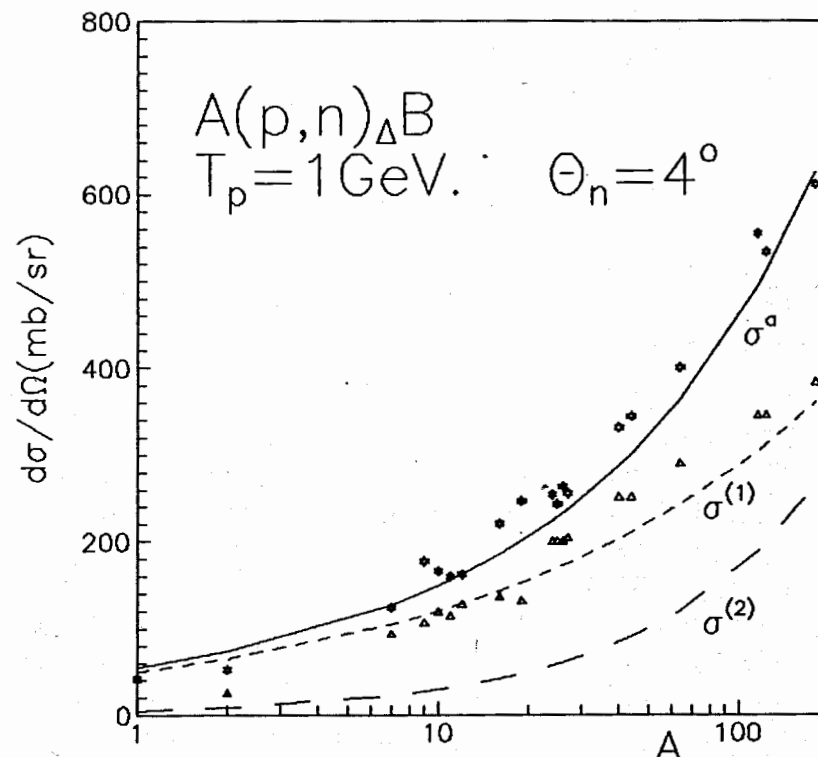


Рис.5. Разделение вклада $(p, n)_{\Delta}^{pN}$ и $(p, n)_{\Delta}^{NN}$ каналов перезарядки на основе обработки экспериментальных данных¹⁵ ($T_p=1$ ГэВ, $\theta_n=0^\circ$) методом наименьших квадратов: $\{d\sigma[A(p, n)_{\Delta}B]/d\Omega_n\}^a = d\sigma^{(1)}/d\Omega_n + d\sigma^{(2)}/d\Omega_n \equiv \kappa_1 A^\alpha + \kappa_2 A^{2\alpha}$, $\kappa_1=50$, $\kappa_2=5.1$, $\alpha=0.38$. Величина $\{d\sigma[A(p, n)_{\Delta}B]/d\Omega_n\}^T$ (Δ) рассчитана по формуле (12).

процессом безмезонной разрядки, в котором участвует виртуальная Δ -изобара [далее $(p, n)_{\Delta}^{NN}$].

В силу кроссинг-симметрии, сечение этого процесса можно представить в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{A(p, n)_{\Delta}^B}^{(2)}}{d\Omega_n} = \Delta\tilde{N} \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}(\vec{P}_1)}}{d\Omega_n} \Big|_{CB} \quad (13)$$

$$\Delta\tilde{N} = \int d\vec{P} \int d\vec{Q}' \int d\vec{Q} \varphi(\vec{P}, \vec{Q}, \vec{Q}') [\Phi_N^{A-1}(\vec{Q}')]^2 \frac{d\sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}(\vec{P}, \vec{Q}')}}{d\vec{P}} \times |G(E_{\Delta})|^2 [\Phi_N^A(\vec{Q})]^2 \quad (14)$$

где $\varphi(\vec{P}, \vec{Q}, \vec{Q}')$ — кинематический фактор, $G(E_{\Delta})$ — функция Грина, \vec{P} — импульс быстрого нуклона, образующегося в результате второго акта перезарядки, \vec{Q} и \vec{Q}' — импульсы фермиевского движения нуклонов мишени, на которых происходили первый и второй акты перезарядки, соответственно.

Расчеты показали, что функции $\varphi(\vec{P}, \vec{Q}, \vec{Q}')$ и $|G(E_{\Delta})|^2$ слабо зависят от A ; зависимость распределений $[\Phi_N^A(Q)]^2 \sim A^{1/3}$ хорошо известна. Таким образом, $\Delta\tilde{N} \sim A^{2/3}$, что полностью согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 5.

Все изложенные выше результаты применимы и к реакции $({}^3\text{He}, t)_{\Delta}$. Учет $\Delta N \rightarrow NN$ канала перезарядки позволяет качественно объяснить уширение Δ -пика и его сдвиг по сравнению с Δ -пиком на свободных протонах. Это означает, что оценку коллективных эффектов при возбуждении в ядрах широких барионных резонансов необходимо проводить с учетом вклада канала $(p, n)_{\Delta}^{NN}$. Дело в том, что в рассматриваемой области энергий длина волны Δ -изобара в ядре меньше среднего межнуклонного расстояния, и, следовательно, коллективные эффекты необходимо анализировать совместно с прямыми механизмами типа $(p, n)_{\Delta}^{pN}$ и $(p, n)_{\Delta}^{nN}$.

Отметим, что указанные качественные выводы (1989 г) были подтверждены в прямом эксклюзивном эксперименте в 1991 г. [16]

В третьем параграфе обобщены конкретные рецепты поиска дополнительных инклюзивных экспериментов, совокупность которых позволяет избежать некорректной теоретической интерпрета-

ции результатов отдельных измерений. Так, соотношения (13) и (14) указывают на то, что угловые спектры нейтронов из канала перезарядки $(p, n)_{\Delta}^{NN}$ по форме совпадают с аналогичными спектрами нейтронов из канала $(p, n)_{\Delta}^{pN}$. Этот результат доказывает принципиальную невозможность отделения вклада $\Delta \rightarrow pN$ канала в сечение реакции перезарядки от вклада $\Delta N \rightarrow NN$ канала на основе анализа одних только угловых спектров нейтронов. Совместное рассмотрение данных групп ГИЭС и АЛЬФА позволяет решить эту задачу и существенно повышает надежность идентификации механизмов резонансных зарядово-обменных ядерных реакций. Такой же статус "решающих экспериментов" в задаче исследования NN -взаимодействия в области промежуточных энергий приобретают эксперименты по когерентному пинообразованию и по реакции $pN \rightarrow p\pi N$ в области возбуждения Δ -изобары.

В четвертой главе изложены результаты анализа гросс-структуры спектров адронов.

В первом параграфе рассмотрена гросс-структура спектра барионов.

Возбуждение Δ -изобар в реакциях типа $(N, N')_{\Delta}$ можно рассматривать как некий аналог гигантских резонансов. Если при этом вспомнить о существовании резонансов формы, то естественно возникает проблема поиска характерных величин с размерностью длины, с помощью которых можно попытаться разобраться в проблемах селективности и систематики Δ -резонансов.

Резонансы в волновых системах, как правило, возникают в случае, когда отношение характерных размеров l_{eff} резонирующей системы ("ямы") к длине соответствующей волны λ определяется выражением:

$$l_{eff} = (n + \gamma)\lambda; \quad n = 1, 2, \dots, \quad (15)$$

где γ — число порядка 1 ($0 \leq \gamma \leq 1$), зависящее от граничных условий для заданной степени свободы и типа волнового уравнения для резонирующей системы.

Рассмотрение грубой структуры Δ -спектра показывает, что он состоит из 4 мультиплетов, отстоящих друг от друга примерно на 400 МэВ. Подобный "квазиосцилляторный" характер гросс-структуры Δ -спектра заставляет предположить, что Δ -резонансы в pN -системе можно приближенно описать с помощью осциллятор-

ного потенциала с параметром $\langle r_0 \rangle = \sqrt{\hbar/m\omega} \approx 0.86$ фм, близким к электромагнитному размеру нуклона.

Из табл.1 видно, что импульсы пионов, образующихся при распаде Δ -изобар, с хорошей степенью точности являются целым кратным от характерного импульса $\tilde{p}_\pi^{(0)} \approx 0.23$ ГэВ/с, определяемого размерами нуклона $\langle r_0 \rangle = 1/\tilde{p}_\pi^0 = 0.86$ фм.

Таблица 1.

Резонанс	\tilde{p}_π (СЦИ) (расп.) ГэВ/с	$1/\tilde{p}_\pi$ (СЦИ) фм	$\frac{\langle r_0 \rangle}{n+\gamma}$ фм.	$n+\gamma$
$\Delta(1232)$	0.227	0.86	0.86	1
$\Delta(1620)$	0.526	0.38	0.43	2
$\Delta(1950)$	0.741	0.27	0.29	3
$\Delta(2420)$	1.023	0.19	0.21	4

Таблица 2.

Резонанс	p_π (СЦИ) (расп.) ГэВ/с	$1/\tilde{p}_\pi$ (СЦИ) фм	$\frac{\langle r_0 \rangle}{n+\gamma}$ фм.	$n+\gamma$
$N^*(1125)$	0.114	1.73	1.73	0.5
$N^*(1440)$	0.398	0.50	0.57	1.5
$N^*(1710)$	0.587	0.34	0.34	2.5
$N^*(2200)$	0.897	0.22	0.25	3.5
$N^*(2600)$	1.126	0.18	0.19	4.5

В табл.2 приведена систематика N^* -резонансов, основанная на использовании "главного квантового числа" n и "постоянной

граничных условий" $\gamma=1/2$. Отсутствие "пробелов" в систематике Δ - и N^* -резонансов при $1 \leq n \leq 4$ можно рассматривать как указание на гипотетическую возможность существования низколежащего $N^*(1125)$ -резонанса с массой $m_{N^*} \approx 1115-1130$ МэВ и шириной $\Gamma < 10$ МэВ.

Отличительной особенностью нуклон-нуклонного взаимодействия с образованием Δ -изобары является то, что она возбуждается 1) виртуальным, а не реальным пионом и 2) сталкивающимися нуклоны являются тождественными частицами и, следовательно, в реакцию $NN \rightarrow N\Delta$ дают вклад два когерентных процесса - прямой и обменный. Поэтому в реакциях типа $(p, n)_\Delta$ должно проявляться два характерных масштаба, соответствующих двум инвариантным переданным импульсам $t_d \equiv t$ и $t_{ex} \equiv u$ где t и u - стандартные мандельштамовские переменные, которым в шкале расстояний соответствуют величины $r_d \equiv 1/\sqrt{-t_d}$ и $r_{ex} \equiv 1/\sqrt{-t_{ex}}$. Введем две характеристические функции: $\delta x_d \equiv 1 - \left(\frac{r_d - \langle r_0 \rangle}{\langle r_0 \rangle} \right)^2$ (прямая) и $\delta x_{ex} \equiv 1 - \left(\frac{r_{ex} - \Gamma_q}{\Gamma_q} \right)^2$ (обменная). Энергетическая зависимость δx_d и δx_{ex} носит выраженный резонансный характер; для $\Delta(1232)$ положения максимумов δx_d и δx_{ex} совпадают ($\langle r_0 \rangle = 0.86$ фм, $\Gamma_q = 0.18$ фм). Обе резонансные кривые $\delta x_d(T)$ и $\delta x_{ex}(T)$ хорошо коррелируют с функцией $\tilde{\sigma}_\Delta(T) \equiv \sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}} / \sigma_{p+p \rightarrow n+\Delta^{++}}^{\max}$, описывающей энергетическую зависимость полного сечения образования P_{33} -резонанса.

С увеличением массы Δ -изобар положения максимумов $\delta x_d(T)$ и $\delta x_{ex}(T)$ раздвигаются, причем максимум δx_{ex} быстро приближается к порогу рождения Δ -резонанса, а для $\Delta(2420)$ попадает в кинематически запрещенную область. Поведение величин δx_d и δx_{ex} может быть интерпретировано следующим образом. В области энергий $T \approx 1$ ГэВ "прямой" виртуальный пион резонирует на нуклоне как целом, а "обменный" пион одновременно резонирует на нуклонном конститuentе. Конструктивная интерференция "прямой" и "обменной" амплитуд приводит к резонансному росту сечения рождения Δ -изобары, а также к заметному увеличению полного сечения NN -взаимодействия. С ростом энергии пучка "нуклонный" и "конституентный" резонансы раздвигаются, поэтому при $T_p > 3$ ГэВ изобара $\Delta(1232)$ возбуждается слабо. Образование тя-

желых Δ -изобар в NN соударениях подавлено из-за рассогласования резонансных условий для прямой и обменной амплитуд.

Предложенная двухмасштабная модель рождения Δ -изобар также позволяет качественно объяснить обрыв спектра Δ -резонансов. В самом деле, при $n = 5$ согласно табл.1 перестает выполняться условие $\frac{\langle r_0 \rangle}{n+\gamma} \geq r_q$ т.е. длина волны пиона становится меньше размеров конститuenta и стенка "нуклонной потенциальной ямы" экранируется. Следовательно, ограниченность спектра барионных резонансов "сверху" служит дополнительным указанием на жизнеспособность двухмасштабной модели барионных резонансов, а селективное возбуждение $\Delta(1232)$ -резонанса в области энергий $T_p \approx 1$ ГэВ может рассматриваться как проявление двойного резонанса формы.

Классическое условие возникновения резонанса (15), представленное в виде:

$$P \frac{l_{eff}}{2\pi} \equiv Pr_0 = n + \gamma \quad (16)$$

где $P=2\pi/\lambda$, соответствует резонансу в квантовой системе, описываемой динамическим уравнением с потенциалом $V(r)$, содержащим характерный параметр r_0 с размерностью длины в комбинации с безразмерными коэффициентами порядка единицы. Соотношение неопределенности Гейзенберга $Pr_0 \geq 1/2$ не противоречит (16), причем случай $Pr_0=1/2$ выполняется для состояний с минимальной энергией, ограничивая спектр барионов снизу. Выражение (16) представляет собой условия квантования Бора-Зоммерфельда для адронов.

Рассмотрим адрон как резонирующую систему, состоящую из двух адронов, сумма масс которых меньше массы исходного адрона. Инвариантная масса этой системы в соответствии с (16) определяется выражением:

$$M_n = \sqrt{m_1^2 + \left(\frac{n+\gamma}{r_0}\right)^2} + \sqrt{m_2^2 + \left(\frac{n+\gamma}{r_0}\right)^2} + \Delta M_n \quad (17)$$

где m_1, m_2 -массы дочерних адронов, а $\Delta M_n < \Gamma$ - поправочный член к массовой формуле, описывающий зависимость величины M_n от остальных квантовых чисел (I, L, J, P, S, \dots).

Формула (17) для спектра адронных масс является физическим аналогом формулы Бальмера. Основной член в массовой формуле

(17) был получен на основе общего условия возникновения резонанса в волновой системе, не зависящего от конкретного вида волнового уравнения. Для расчета поправки ΔM_n необходимо привлечение моделей.

Для Λ гиперонов положение отдельных резонансов в спектре масс воспроизводится с точностью не хуже ширины соответствующего уровня, а постоянная граничных условий γ может принимать значения 0 и 1/2. Отметим, что резонансные условия (15) выполняются для каждого канала бинарного адронного распада Λ -гиперонов.

Аналогичное соотношение между теоретическими и экспериментальными значениями масс наблюдается для всех известных барионов ($\Sigma, \Xi, \Omega, \Lambda_c, \Sigma_c, \Xi_c, \dots$).

Фактически гросс-структура спектра барионов определяется параметром $\langle r_0 \rangle = 0.86$ фм, "главным квантовым числом" n и "постоянной граничных условий" $\gamma=0, 1/2$.

При расчете сечений резонансных реакций в рамках $p+\rho+g'$ -модели "нуклонный" ($\langle r_0 \rangle=0.86$ фм) и "конституентный" ($r_q \approx 0.2$ фм) размеры появляются в факторизованной форме. Например, сечение реакции перезарядки $(p, n)_\Delta$ содержит резонансный член $\Gamma_\Delta(S_\Delta) \cdot |G_\Delta(S_\Delta)|^2$, достигающий максимума при $S_\Delta=M_\Delta^2$, где $G_\Delta(S_\Delta)$ и $\Gamma_\Delta(S_\Delta)$ - соответственно, пропагатор и ширина Δ -изобары, инвариантная масса которой равна $\sqrt{S_\Delta}$. Отсюда видно, что нуклонный размер $\langle r_0 \rangle$ "спрятан" именно в пропагаторе Δ -изобары. В формфакторах $F_{\pi NN}$ и $F_{\pi N \Delta}$ "скрыт" размерный параметр r_q . Математическая структура теории такова, что существенное усиление сечения $d\sigma/d\Omega dE$ или σ_{tot} возможно лишь тогда, когда резонанс на размере $\langle r_0 \rangle$ возникает одновременно с резонансом на размере r_q . Р-волновое приближение для амплитуды реакции $(p, n)_\Delta$ соответствует первому члену Миттаг-Леффлеровского разложения NN-амплитуды по резонансам и может быть обобщено на случай произвольного резонанса путем замены $M_\Delta \rightarrow M_n$ (рис.1).

Второй параграф посвящен изучению гросс-структуры спектра мезонов и дибарионов.

Таблица 3. Спектр инвариантных масс мезонов μ^* ,
распадающихся по каналу $\mu^* \rightarrow \pi + \pi$.

n+r	theory	exp	Γ	fraction (Γ_1/Γ)	$I^G(J^{PC})$	$\bar{I}^G(J^{PC})$
1	536	η (548)	0.00119	< 0.15%	$0^+(0^{-+})$	
2	958	f_0 (975)	47.	78%	$0^+(0^{++})$	
		η' (958)	0.198	< 2%	$0^+(0^{-+})$	
3	1402	f_0 (1400)	150 \pm 400	94%	$0^+(0^{++})$	
0+1/2	361	388 \pm 2	11 \mp 8			
1+1/2	742	ω (783)	8.4	2.2%	$0^-(1^{--})$	
		ρ (770)	151	$\approx 100\%$		$1^+(1^{--})$
2+1/2	1179	f_2 (1270)	185	85%	$0^+(2^{++})$	
		b_1 (1235)	155	<15%		$1^+(1^{+-})$
3+1/2	1628	ρ (1700)	235	seen		$1^+(1^{--})$
		ρ_3 (1690)	215	24%		$1^+(3^{--})$
		f_0 (1710)	146	seen	$0^+(0^{++})$	

Таблица 4. Спектр инвариантных масс и ширин дипротонных резонансов.

n+r	1/2	1	1+1/2	2	2+1/2	3	3+1/2	
M	theory	1890	1932	1998	2088	2198	2326	2468
	exp ^{'18/}	1886	1937	1999	2087	2172		
Γ	theory	4	9	12	17	22		
	exp ^{'18/}	4 \mp 1	7 \mp 2	9 \mp 4	12 \mp 7	7 \mp 3		

Исследование формулы (17) для случая мезонов, имеющих двухчастичные адронные моды распада с достаточно большим отношением ветвления [$\rho(770) \rightarrow \pi\pi$ (~100%), $f_0(975) \rightarrow \pi\pi$ (78.1%), $f_0(975) \rightarrow K\bar{K}$ (21.9%) и т.п.] и типичную ширину 50-100 МэВ указывает на ее применимость без каких-либо модификаций и оговорок (табл. 3).

Результаты, аналогичные приведенным в табл. 3, были получены для всех наблюдаемых мезонов^{'17/}, имеющих двухчастичные адронные моды распада, а также для дибарионов (табл. 4).

Эмпирический факт применимости соотношения (17) для всех адронов, имеющих бинарные адронные каналы распада, свидетельствует о ее физической обоснованности и, кроме того, указывает на явную связь параметра $\langle r_0 \rangle$ с фундаментальными свойствами сильного взаимодействия.

Для интерпретации параметра $\langle r_0 \rangle$ в терминах мезонной теории сильных взаимодействий была рассмотрена задача πN -рассеяния в рамках диаграммной техники, изложенной в^{'14/}.

В первом борновском приближении была рассчитана дальнедействующая часть эффективного потенциала πN -взаимодействия:

$$U_{eff}^{\pi N}(r) = f_{\pi NN}^2 \frac{m+m_\pi}{mm_\pi} \left(\frac{m}{m_\pi} \right)^2 \frac{P_\pi^2}{\sqrt{S}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r}, \quad (18)$$

где $\alpha = \sqrt{2 m E_\pi}$; $E_\pi = \sqrt{P_\pi^2 + m_\pi^2}$; $P_\pi = \lambda^{1/2}(S, m^2, m_\pi^2)/(2\sqrt{S})$, а треугольная функция λ определяется стандартным соотношением $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx$. Используя теорему Эренфеста для записи уравнения движения пиона вдоль квазиклассической траектории и борновское условие квантования углового момента $m_\pi v r = L$, мы получаем значение $L = 0.97 \approx 1$ для $r_0 = 0.86$ фм и $S = M_\Delta^2$. Это означает, что параметр $\langle r_0 \rangle = 0.86$ фм имеет физический смысл аналога радиуса первой борновской орбиты для сильного взаимодействия.

Волновая функция $\psi(r)$ пиона, образующегося при распаде Δ -изобары, была получена численным интегрированием уравнения Клейна-Гордона, линеаризованного по потенциалу $U_{eff}^{\pi N}$. Прямым расчетом установлено, что потенциал $U_{eff}^{\pi N}(r)$ затягивает волновую функцию (ВФ) пиона во внутреннюю область нуклона, причем

положение максимума ВФ практически совпадает с боровским радиусом $\langle r_0 \rangle = 0.86$ фм.

Таблица 5. Ширины $\Delta(1232)$ -изобары и $N^*(1440)$ -резонанса (МэВ).

	Δ	N^*
Γ theory	100	260
Γ exp	115-125	250-450

Отсюда следует, что резонансы формируются на относительно больших расстояниях между разлетающимися продуктами распада. Это позволяет провести аналогию между физикой адронных резонансов и α -распадом (т.е. между физикой кварковых и нуклонных кластеров), при котором α -частица формируется в поверхностной области ядра^{8/}. Указанная аналогия была использована для расчета ширины Δ - и N^* - резонансов (с потенциалом (18)) и дибарионов (с потенциалом Хюльтена) в квазиклассическом приближении в рамках формализма С.Г.Кадменского^{8/}. Таблицы 4 и 5 демонстрируют хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений ширины.

В результате проведенных исследований установлено, что спектр адронов допускает весьма полное воспроизведение в рамках принципа соответствия на основе физической аналогии с боровской моделью атома.

В заключении перечислены основные результаты работы.

В приложении 1 приведены полезные кинематические соотношения, а в приложении 2 — часто используемый алгоритм расчета функций Бесселя, являющийся наиболее эффективным из всех известных на сегодняшний день аналогичных алгоритмов.

На защиту выносятся:

1. Результаты интегрального анализа реакций (p, n) и $(^3\text{He}, t)$ на языке эффективных чисел. Доказательство важной роли канала безмезонной разрядки Δ -изобар в формировании инклюзивных сечений реакций перезарядки.

2. Доказательство существования дискретных неоднозначностей $\pi N\Delta$ - и $\rho N\Delta$ -вершинных функций и способы дискриминации со-

ответствующих наборов констант $\pi + \rho + g'$ — модели.

3. Результаты исследований интерференционных эффектов в реакциях перезарядки с возбуждением $\Delta(1232)$ — изобар. Вывод о значительном влиянии интерференции Δ^+ - и Δ^0 -изобар на форму импульсных спектров инклюзивных процессов перезарядки. Установление пределов применимости потенциальных приближений для расчета сечений резонансных зарядовообменных реакций.

4. Результаты анализа масштабной инвариантности гросс-структуры спектров адронных резонансов. Интерпретация параметра $\langle r_0 \rangle$ как аналога боровского радиуса для случая сильных взаимодействий.

5. Массовая формула для гросс-структуры адронных спектров.

Основные материалы диссертации были доложены на Российских и международных конференциях по ядерной физике и физике промежуточных энергий:

Теллурайд(1991)/США/, Варенна(1991)/Италия/, Хиршегг(1990, 91, 92, 93)/Австрия/, Дубна(WEIN-92, NSNR-92, семинар Гейзенберга — Ландау (1992 и 1993))/Россия/, Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (1976-86), семинарах ЛТФ ОИЯИ, ЛВЭ ОИЯИ, РИЦ Курчатовский институт, НИИЯФ МГУ, Санкт-Петербургского университета, Физико-энергетического института, университета Валенсии /Испания/ и опубликованы в работах:

1. С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, В.И.Фурман, В.Г.Хлебостров, "Поверхностные вероятности формирования α -частиц четно-четных ядер с учетом коллективных колебаний", ЯФ, 27(1978), с. 630- 637.

2. С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, К.С.Рыбак, В.И.Фурман, "Выбор эффективного взаимодействия, зависящего от плотности и α -распад тяжелых сферических ядер", ЯФ, 27(1978), с. 906-915.

3. В.Г.Кадменский, С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, В.И.Фурман, "Формфакторы дейтронов в тяжелых сферических ядрах", ЯФ, 31(1980), с. 911-921.

4. А.Т.Вальшин, В.Г.Кадменский, С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, В.И.Фурман, "Правила сумм для спектроскопических факторов тритонов, ^3He и α -частиц в атомных ядрах", ЯФ, 33(1981), с. 939-950.

5. В.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, "Эффективные числа дейтронов

в сферических ядрах", ЯФ, 33 (1981), с.911-918.

6. А.Т.Вальшин, С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, "Эффективные числа тритонов, ^3He , α в сферических ядрах и классификация ядерных реакций с выходом составных частиц", ЯФ, 35 (1982), с.654-661.

7. С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, "Инклюзивные реакции квазиупругого выбивания составных частиц при больших переданных импульсах", ЯФ, 38 (1983), с.1325-1334.

8. С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, "Реакции квазиупругого выбивания $d, t, ^3\text{He}, \alpha$ и нуклон-нуклонные корреляции", Известия АН СССР, сер.физ. 47 (1983) с.2254-2260.

9. Ф.А.Гареев, Ю.Л.Ратис, "Инклюзивные реакции перезарядки протонов на ядрах с возбуждением Δ -изобары", Препринт ОИЯИ, P2-89-805, Дубна, 1989, 21с.

10. F.A.Gareev, Yu.L.Ratis, "Inclusive charge-exchange (p,n) reactions on nuclei in the Δ -isobar excitation region", Preprint JINR, E2-89-876, Dubna, 1989, 6p.; in Proceedings of the workshop on Gross properties of nuclei and nuclear excitation XVIII, Hirschegg, Austria, 1990.

11. H.Funke, Yu.L.Ratis, "An inverse problem for classical relativistic mechanics", Preprint JINR, E4-89-275, Dubna, 1989, 6p.; Inverse Problems, v6 (1990), L13-L16.

12. F.A.Gareev, Yu.L.Ratis, E.A.Strokovsky, J.S.Vaagen "Inclusive charge-exchange (p,n) and ($^3\text{He}, t$) reactions on nuclei in the Δ -isobar excitation region", in the Proceedings of the 6-th "International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms", June 10-15, 1991, Villa Monastero, Varenna, Italy, 16p.

13. Yu.L.Ratis, F.A.Gareev, E.A.Strokovsky, J.S.Vaagen "Theory of inclusive charge-exchange (p,n) and ($^3\text{He}, t$) reactions on nuclei in the quasielastic and Δ -isobar excitation region", in the Proceedings of an International Conference on Spin and Isospin in Nuclear Interactions, March 11-15, 1991, Telluride, Colorado, ed. by S.W.Wissink, C.D.Goodman, and G.E.Walker, Plenum Press, New York, 1991, p.445-460; Preprint University of Bergen, Sci/Tech. report 1991-11, Bergen, 1991.

14. F.A.Gareev, P.P.Korovin, Yu.L.Ratis, E.A.Strokovsky,

J.S.Vaagen, "Analysis of discrete ambiguities for $\pi N \Delta$ - and $\rho N \Delta$ - vertex functions using inclusive charge-exchange reactions", Preprint JINR, E2-92-6, Dubna, 1992, 16p; Preprint University of Bergen, Sci/Tech. report 1992-33, Bergen, 1992; in the Proceedings of the workshop on Gross properties of nuclei and nuclear excitation XX, Hirschegg, Austria, 1992.

15. F.A.Gareev, P.P.Korovin, Yu.L.Ratis, E.A.Strokovsky, J.S.Vaagen, "Interference effects in inclusive charge-exchange $p+p \rightarrow n+X$ and $n+p \rightarrow p+X$ reactions at intermediate energies", Preprint JINR, E2-92-7, Dubna, 1992, 16p.

16. Yu.L.Ratis, F.A.Gareev, "Scaling effects and properties of delta isobar resonances", Preprint JINR, E2-92-3, Dubna, 1992, 8p.; in the Proceedings of the workshop on Gross properties of nuclei and nuclear excitation XX, Hirschegg, Austria, 1992.

17. Yu.L.Ratis, F.A.Gareev, "Scaling effects and gross structure of baryon resonances spectrum", Preprint JINR, E2-92-158, Dubna, 1992, 12p.; submitted to Phys.Rev.C.

18. F.A.Gareev, P.P.Korovin, Yu.L.Ratis, E.A.Strokovsky, "Gross structure of hadron and dibaryon resonances spectrum", Preprint JINR, E2-92-474, Dubna, 1992, 11p.; submitted to Nucl. Phys.A

19. F.A.Gareev, P.P.Korovin, Yu.L.Ratis, E.A.Strokovsky, "Gross structure of resonance spectra (including bottomonium)", Preprint University of Bergen, Sci/Tech. report 1992-17, Bergen, 1992, 13p.

20. Е.А.Строковский, Ф.А.Гареев, Ю.Л.Ратис, "Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядовообменных реакциях", ЭЧАЯ, 24, вып.3, (1993) 603-682.

21. Yu.L.Ratis, P.F. de Cordoba, "A code to calculate (high order) Bessel functions based on the continued fractions method", Preprint University of Valencia, FTUV 92-26 and IFIC 92-27, Valencia, 1992, 16p, accepted to Computer Physics Communications.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. "Введение в теорию квантовых полей", М., Наука (1984) 597с.
2. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д., "Релятивистская квантовая теория", т.1, М., Наука (1978) 295с.
3. Алхазов Г.Д., Анисович В.В., Волковицкий П.Э. "Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях", Л., Наука, (1991), 224с.
4. Индурайн Ф., "Квантовая хромодинамика", М., Мир (1986) 284с.
5. Балдин А.М., Гольданский В.И., Максименко В.М., Розенталь И.Л. "Кинематика ядерных реакций", М., Атомиздат (1968) 455с.
6. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. "Нуклонные ассоциации в легких ядрах", М., Наука (1969) 414с.
7. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик Ф.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М., "Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач", Киев, Наукова думка (1988) 488с.
8. Кадменский С.Г., Фурман В.И. "Альфа-распад и родственные ядерные реакции", М., Энергоатомиздат (1985) 221с.
9. Oset E., Shiino E. and Toki H., Phys.Lett. B224, N3 (1989) p.249.
10. Jain B.K., Phys.Rev. C32 (1985) p.1253.
11. Dmitriev V.F., Sushkov O.P., Gaarde C., Nucl.Phys. A459 (1986) p.503.
12. Stokovsky E.A. e.a., Preprint JINR E1-91-307, Dubna, 1991, 16p; Pions in nuclei, Peniscola, Spain, June 3-8, 1991.
13. Glass G. e.a., Phys.Rev.D, V28, N5 (1983) p.1045.
14. Эрикссон Т., Вайзе В. "Пионы и ядра", М., Наука (1991) 512с.
15. Батурич В.Н. и др., Препринт ЛЯФ-1322, Гатчина (1987) 33с.
16. Авраменко С.А. и др., препринты P1-91-239, Дубна, 1991, P1-91-240, Дубна, 1991.
17. Review of Particle Properties, Phys.Rev. D45, 11 (1992).
18. Troyan Yu.A., Pechenov V.N., Preprint JINR P1-92-290, Dubna, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 сентября 1993 года.