

ДЕЛЬТА-ИЗОБАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР В ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ РЕАКЦИЯХ

Е.А.Строковский, Ф.А.Гареев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ю.Л.Ратис

Самарский государственный аэрокосмический университет

В обзоре систематизируются и детально обсуждаются полученные в последнее десятилетие экспериментальные данные по возбуждению Δ -изобар в атомных ядрах в реакциях перезарядки нуклонов и легких ядер при кинетических энергиях от порога рождения Δ -изобары в NN -столкновениях (около 650 МэВ) до нескольких ГэВ/нуклон. В ходе этих исследований был обнаружен коллективный характер отклика ядерной материи на спин-изоспиновые возбуждения с энергией ~ 300 МэВ, наиболее ярким проявлением которого является сдвиг ядерного Δ -пика к меньшим энергиям возбуждений, чем в зарядово-обменных реакциях на свободных протонах. К анализу этих результатов привлекаются данные, полученные для некоторых других реакций возбуждения Δ -изобар в ядрах, в частности, с участием фотонов (реальных или виртуальных). Рассматриваются текущее состояние и проблемы теоретической интерпретации результатов инклюзивных экспериментов по исследованию Δ -изобарных возбуждений ядер с помощью зарядово-обменных реакций. Обсуждаются пути дальнейшего развития таких исследований.

In the review we systematize and discuss in detail the experimental data on the Δ -isobar excitations in nuclei by charge-exchange reactions of protons and light nuclei, obtained during the last decade at the kinetic energies from the Δ -production threshold in NN -collisions (about 650 MeV) up to the values of several GeV/nucleon. The collective nature of the nuclear matter response on high-energy (about 300 MeV) spin-isospin excitations has been discovered in the course of these investigations. The most prominent signal of the collectivity is the shift of the nuclear Δ -peak position to the lower excitation energies as compared with the one in the charge exchange on free protons. Analysing the charge-exchange data we make use of the data from other reactions with the Δ -excitations in nuclei, in particular, the ones obtained with the use of real or virtual photons. We discuss also the current state and some open problems of the theoretical understanding of the inclusive experiments on the nuclear Δ -excitations in the charge-exchange reactions. Perspectives and trends of the further investigations are discussed as well.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в исследованиях свойств ядерной материи особый интерес вызывают проблемы, связанные с поведением ядерного вещества в экстремальных условиях, в частности, при энергиях возбуждения, существенно больших энергии связи обычных ядер. Это, например, проблема возможного существования экзотических ядер, таких как Δ -изобарные [1,2] (где наряду с нуклонами в качестве конститuentов реально присутствуют Δ -изобары), ядер с пионным конденсатом или существенно большей плотностью, чем типичная ядерная

$\rho = \frac{3A}{4\pi R^3} \cong 0,17$ нукл/фм³. Литература по этому вопросу весьма обшир-

на, поэтому укажем лишь на монографию [3], где можно найти достаточно полную библиографию, см. также [4—7]. Ненуклонные моды возбуждений ядерной материи могут определять ее тормозную способность и влиять на процесс охлаждения горячего ядерного вещества, возникающего при центральных столкновениях релятивистских ядер [8], что важно в связи с проблемой создания условий для фазового перехода в кварк-глюонную плазму. Очевидно, что при попытках определить спектр возбуждений ядерного вещества при энергиях порядка сотен мегаэлектронвольт необходимо учитывать возбуждение внутренних степеней свободы нуклонов-конститuentов, в первую очередь, $N \rightarrow \Delta$ -переходы.

Δ -резонанс является наиболее яркой особенностью πN -взаимодействия при низких и промежуточных энергиях. Связанные с его существованием эффекты чрезвычайно многообразны: даже пороговые характеристики πN -рассеяния нельзя понять без учета Δ -резонанса [4,5]. Поскольку обмен пионом играет ключевую роль в нуклон-нуклонном взаимодействии при низких и промежуточных энергиях, влияние Δ -изобары (даже виртуальной) на спектр возбуждений ядерной материи оказывается настолько существенным, что естественно рассматривать Δ -изобару таким же полноправным конститuentом ядра, как и нуклоны (по крайней мере, в некотором классе явлений [4,5]). В первую очередь, она проявляет себя в характеристиках спин-изоспиновых возбуждений ядерной материи через функцию распространения пиона (т.е. пионный поляризационный оператор), причем Δ -изобарные и пионные моды настолько тесно связаны [3—7,9] (см. также [178]), что распространение пиона и Δ -изобары в ядерной среде порой считаются просто одним и тем же процессом [8,10,11].

Важнейшие особенности Δ -резонанса — его большая ($\cong 100$ МэВ) ширина и преобладание двухчастичной πN -моды распада — способствуют [12] появлению коллективных Δ -изобарных возбуждений ядерного

вещества. Особый интерес к ним возник в связи с открытием предсказанного в работах [13,14] гигантского гамов-теллеровского резонанса [15—17], т.е. коллективных спин-изоспиновых переходов с $\Delta S = \Delta T = 1$, $\Delta L = 0$ при энергиях возбуждения $\cong 15$ МэВ, а также с обнаруженным позднее для ГТ-переходов (ГТП) сильным (до $\cong 40\%$) «ненасыщением» правил сумм, учитывающих только нуклонные степени свободы в ядрах (см., например, [18] и приводимую в этом обзоре библиографию, а также обзор [21]). Одной из наиболее вероятных причин нарушения правила сумм для ГТП считается утечка их силы в область Δ -изобары, т.е. возбуждение кварковых степеней свободы нуклонов и формирование состояний типа Δh [7,19—21].

Представление о коллективных Δh -возбуждениях возникает естественным образом при рассмотрении задачи о спектре возбуждений ядерной ферми-жидкости. Чтобы дать опору интуиции, полезно показать более-менее наглядно, как возникает так называемая «коллективизация» Δ -изобары в ядре.

Пусть один из нуклонов ядра превратился в медленную Δ -изобару с импульсом порядка среднего импульса фермиевского движения нуклонов в ядре. Как правило, из-за малого времени жизни изобара распадается, даже не пройдя расстояния порядка размеров нуклона. Дальше все зависит от того, вылетели ли продукты распада из родительского ядра или нет.

Первый случай для нас не очень интересен: пион улетел, а нуклон либо тоже улетел (например, если не нашлось для него свободного уровня в фермиевском распределении нуклонных квазичастиц ядра-остатка), либо остался в ядре, которое, вообще говоря, перешло в возбужденное состояние. Это в основном соответствует картине квазисвободного рождения; для традиционной ядерной физики здесь можно найти немало интересных задач, касающихся деталей ядерной структуры и спектра ядерных возбуждений «низких» энергий (менее 100 МэВ).

Более интересен другой вариант: для нуклона нашелся незанятый уровень в фермиевском распределении, а пион — из-за большой ширины Δ -резонанса и фермиевского движения прочих нуклонов родительского ядра — нашел партнера, с которым вновь образовал Δ -изобару. Она может появиться в любой точке \mathbf{r}' , не обязательно связанной с исходной через $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{v}_\Delta t$ (\mathbf{v}_Δ — скорость изобары). Процесс может повториться несколько раз, «движение» изобары при этом внешне напоминает движение броуновской частицы. Возникает ситуация, когда несколько нуклонов ядра оказываются в состоянии Δ -изобары случайным образом; различить эти состояния невозможно. Ядро в целом оказывается возбужденным в некое сложное состояние, являющееся суперпозицией состояний с Δ -изобарой на некоторой орбитали и «дыркой» на орбитали, кото-

рую занимал перешедший в Δ -изобару нуклон. Примерно такую картину и имеют в виду, говоря о коллективном Δh -возбуждении ядра. Представление о подобной «цепочке» используется в работах [9,22,23] при рассмотрении задачи о ядерной спин-изоспиновой функции отклика и обсуждении коллективных пионных мод возбуждения ядерной материи [3—6,9,22]. В принципе, для развития «цепочки» не обязательно рождение пиона в ее начале именно через Δ -изобару: важно лишь, чтобы повторное взаимодействие пиона было резонансным.

В импульсном представлении описанный процесс соответствует диаграмме типа изображенной на рис.1, где p_i — импульс, а λ_i — совокупность квантовых чисел, характеризующих движение i -го нуклона в ядре; при $n \geq 2$ уже имеет смысл говорить о «цепочке».

Из этой качественной картины следует:

— импульс, переданный ядру в начале «цепочки», перераспределяется между нуклонами, включенными в нее, и в итоге эффективно воспринимается не одним нуклоном, а группой, что напоминает эффект Мессбауэра;

— даже если в конце «цепочки» оба продукта распада вылетают из ядра, корреляция между импульсом, переданным в мишень от снаряда, возбуждившего Δ , и полным импульсом продуктов распада последней Δ в «цепочке» размыта по сравнению с тривиальным событием так называемого квазисвободного рождения;

— заряды Δ -изобары в соседних «звеньях» цепочки могут различаться из-за перезарядки изобары в ΔN -взаимодействии, т.е. суммарный заряд вылетевших в конце «цепочки» пиона и нуклона может быть иным, чем заряд, переданный от снаряда в мишень;

— процесс может оборваться не только из-за вылета пиона из ядра, но и в результате нерезонансного поглощения пиона и (или) эмиссии нескольких (хотя бы пары) нуклонов;

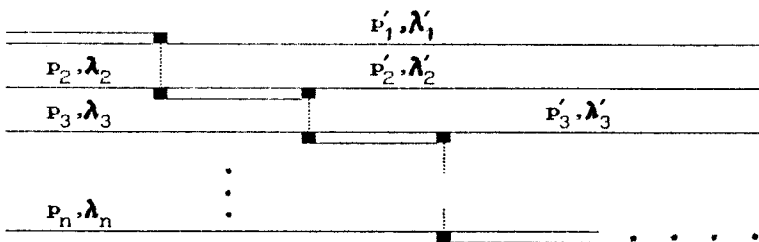


Рис.1. Типичная диаграмма, соответствующая распространению пиона в ядре согласно процессу, описанному в тексте

— ширина коллективного Δ -возбуждения может быть больше ширины свободной Δ -изобары (например, из-за суперпозиции состояний с Δ на разных орбиталях);

— рассмотренная «цепочка» дает вклад в пионный поляризационный оператор; поэтому перечисленные эффекты в той или иной степени должны проявляться в πA -реакциях, в первую очередь, в энергетической зависимости $\sigma_{\text{tot}}(\pi A)$;

— характеристики взаимодействия, индуцирующего $N \rightarrow \Delta$ -переход в начале цепочки, вряд ли должны существенным образом сказываться на ее развитии: можно ожидать «факторизации» индуцирующего взаимодействия и функции отклика ядра;

— наконец, возможна ситуация, когда квантовые числа Δh -состояний совпадают с квантовыми числами пиона. В этом случае было бы уместно говорить о коллективной пионной моде возбуждения ядра.

Очевидно, что, кроме передачи в мишень соответствующих квантовых чисел и энергии, наблюдению и исследованию коллективных Δ -возбуждений ядер благоприятствуют следующие условия:

— передача энергии $\cong 300$ МэВ должна сопровождаться не слишком большой передачей трехимпульса, сравнимой со средним импульсом фермиевского движения нуклонов в ядре;

— ядро-мишень должно содержать достаточно большое число нуклонов;

— начальный $N \rightarrow \Delta$ -переход должен индуцироваться на достаточной для «коллективизации» глубине от поверхности ядра-мишени, т.е. локальная плотность ядерного вещества в месте рождения Δ -изобары не должна быть слишком низкой;

— наконец, начальную энергию и сам снаряд следует выбирать так, чтобы в «элементарной» реакции взаимодействия с нуклоном доминировал процесс рождения Δ -изобары.

Естественно, что сигналом о коллективных Δ -изобарных возбуждениях в той или иной реакции является отличие ее характеристик от аналогичных характеристик реакции со свободным нуклоном (после учета вкладов от механизма квазисвободного рождения, который конкурирует с процессом коллективного возбуждения).

Оптимальную область энергий для исследования ядерных Δ -возбуждений можно определить, опираясь на данные о рождении Δ -изобар в NN -реакциях (в первую очередь, в протон-протонном рассеянии с рождением одного или двух пионов).

Согласно этим данным в области импульсов протонов от $\cong 1$ до $\cong 3$ ГэВ/с сечение реакции рождения пионов в NN -взаимодействии в основном определяется рождением Δ -изобары и для pp -реакции главный вклад в

этом энергетическом интервале дает Δ^{++} -изобара, причем именно в этом интервале импульсов сечения максимальны. При небольших импульсах ($p_{\text{lab}} \leq 1$ ГэВ/с) уже сказывается близость порога реакции, т.е., в первую очередь, малость фазового объема. С другой стороны, при $p_{\text{lab}} \cong 3$ ГэВ/с уже заметен вклад процессов с рождением двух пионов и, следовательно, более тяжелых, чем Δ , нуклонных резонансов. Таким образом, энергетический диапазон, оптимальный для исследования Δ -резонанса в ядрах, оказывается довольно узким: от $\cong 1,5$ до $\cong 3-4$ ГэВ/с. Обсуждаемые в обзоре исследования выполнены как в этом диапазоне (Дубна, Гатчина, КЕК), так и при энергиях вблизи порога рождения Δ -изобары, т.е. около 650 МэВ/нуклон (Сакле). Обнаруженные эффекты полностью соответствуют концепции коллективных Δh -возбуждений ядерной материи. Более того, полученные результаты дают серьезные указания на существование не только «классических» Δh -мод, но и нового типа возбуждений ядерной материи — коллективной пионной моды [9,22—24].

Исторически первый толчок к серьезным исследованиям поведения пиона и Δ -изобары в ядерной среде дали опыты [25] по измерениям полного сечения $\pi^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергиях пионов в области Δ -резонанса, где было обнаружено, что Δ -резонансный пик шире, а его максимум лежит при меньшей кинетической энергии пионов, чем пик в $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$. Это наблюдение не только вызвало обширную дискуссию, продолжающуюся и поныне [26—33]*, но и побудило к аналогичным экспериментам с другими ядрами (см. обсуждение ниже). Более того, результаты [25] оказались настолько неожиданными, что был предпринят опыт [34] по их проверке (это видно из выбора энергий, при которых были проведены измерения [34]). В дальнейшем был получен обширный экспериментальный материал как по полным сечениям (в том числе неупругим, сечениям абсорбции и т.д.), так и по дифференциальным сечениям рассеяния пионов на большом числе ядер [35—44]. В ходе его анализа и оформилось представление о Δ -дырочных возбуждениях ядер в реакциях с участием реального пиона (см., например, [4]).

Возбуждение Δ -изобар в ядрах изучалось также в реакциях с участием реального и виртуального фотонов. В реакциях (e, e') было замечено [45—47], что положение и ширину Δ -пика не удастся воспроизвести теоретическими расчетами, основанными на картине квазисвободного рож-

*Ввиду обширности литературы по этому вопросу, ограничимся указанием на первые работы [27-29], в которых были высказаны основные идеи, и на некоторые из последующих работ, см. также [3] и обзоры [5,10,31].

дения. Аналогично обстоит дело с сопоставлением расчетов и данных по сечениям фотопоглощения ядрами в резонансной области [48—53]. Появление данных о возбуждении Δ -изобар в ядрах в зарядово-обменных реакциях резко повысило интерес к исследованиям возбуждения изобар в ядрах электромагнитными пробниками.

В настоящее время основной проблемой является не столько сам факт существования возбуждений типа Δ — дырка, сколько вопросы о том, каковы наиболее характерные экспериментально наблюдаемые признаки возбуждения Δh -состояний, каковы их характеристики в ядрах с разным атомным номером или нейтронным избытком, каковы механизмы индукцирования Δh -мод, как конкурируют между собой процессы возбуждения в ядрах состояний типа нуклон — дырка и Δ — дырка, каковы моды распада Δh -состояний, особенно в случае, когда Δ -изобара находится вблизи массовой поверхности. Крайне интересно сопоставить эту информацию с результатами исследований поглощения пионов атомными ядрами. Не решен до сих пор и ряд теоретических вопросов, связанных с микроскопическим описанием взаимодействия Δ -изобары с ядерной материей и построением соответствующего оптического потенциала.

Опытами [54,69] по (${}^3\text{He}, t$) перезарядке при малых $p_{\perp} \cong 0$ и небольших $p_{\parallel} \cong 350+400$ МэВ/с было положено начало детальному экспериментальному исследованию Δ -изобарных возбуждений ядер. Их изучение с Δ -изобарой на массовой поверхности было проведено в Дубне [54—65]. Следует отметить, что важная роль виртуальной Δ -изобары в промежуточном состоянии в реакциях перезарядки отмечалась уже при анализе результатов эксклюзивных опытов [66—68] по расщеплению дейтронов протонами, выполненных с помощью жидководородной пузырьковой камеры.

Уже первые результаты [54,55] показали, что при импульсах снаряда $p_0 > 1,4$ ГэВ/с/нукл. сечения $A({}^3\text{He}, t)$ -реакции в основном определяются каналом с Δ -изобарными возбуждениями. Наблюдаемый в этих сечениях пик при передачах энергии $Q = (E_0 - E_t) \cong 300$ МэВ (ядерный Δ -пик) имеет признаки, говорящие о коллективном (не однонуклонном характере Δ -изобарных возбуждений ядра: он сдвинут к меньшим Q и существенно (почти вдвое) шире, чем аналогичный пик в сечениях реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$. Эффектами ферми-движения такой сдвиг не удастся объяснить. В последующих экспериментах Сакле [69—75], где набор снарядов и мишеней был расширен, тоже наблюдались сдвиг и уширение ядерного Δ -пика по сравнению с Δ -пиком в реакциях на свободных протонах. Анализ сечений (p, n) -перезарядки, измеренных [76—79] в сход-

ных кинематических условиях, показал, что и здесь характеристики ядерного Δ -пика отличаются от характеристик Δ -пика в (p, n) -перезарядке на свободных протонах [61—63]. Этот факт ускользнул от внимания авторов работ [76—81]. Более того, в этих работах о Δ -изобаре даже не упоминалось, а использовался термин «пионообразование»; полученные результаты не связывались с вопросом о поведении Δ -изобары в ядерной среде. Именно в (${}^3\text{He}, t$)-экспериментах [54—69] была впервые с самого начала ясно осознана связь наблюдаемых пиков в сечениях перезарядки «вперед» с проблемой поведения Δ -изобары в ядерной среде.

В целом теперь уже можно считать установленным, что характеристики Δ -изобарных возбуждений ядра не укладываются в картину квазисвободного рождения и говорят о коллективном характере отклика ядерной материи на высокие ($\cong 300$ МэВ) спин-изоспиновые возбуждения.

Сегодня уже назрела необходимость перехода от инклюзивных экспериментов к опытам эксклюзивного типа, в которых, кроме быстрого продукта перезарядки, регистрируются медленные частицы — продукты девозбуждения ядра-мишени. В реакции $(t, {}^3\text{He})$ опыты такого типа начаты на синхрофазотроне на установке ГИБС [82]; для (${}^3\text{He}, t$)-реакции эксклюзивные эксперименты проводятся на установке DIOGEN в Сакле [83]. На установке FANCY в КЕК были выполнены аналогичные исследования квазисвободного рождения Δ^0 -изобары в ядрах в реакции (p, p') и возбуждения Δ -изобар в ядрах в реакции (p, n) [84—86].

Полученные по Δ -изобарным возбуждениям ядер данные стимулировали проведение аналогичных опытов по перезарядке пионов на ядрах [87—89].

Наконец, экспериментальные исследования Δ -возбуждений ядер дали толчок проведению дальнейшего теоретического изучения проблем, связанных как с поведением Δ -изобары в ядерной среде, так и с динамикой $N \rightarrow \Delta$ переходов. Они убедительно показали, что между зарядово-обменными реакциями с возбуждением Δ -изобар в ядрах и соответствующими им «элементарными» процессами имеется принципиальное различие, которое обусловлено многочастичным характером ядерной системы и выражается, в частности, в появлении коллективных эффектов, модификации самого механизма реакции (протекающей в присутствии «третьей» частицы в окрестности области «элементарного» взаимодействия), возможной перенормировке констант взаимодействия и т.д.

План обзора следующий. В разд.2 проводится анализ и обсуждение данных по Δ -изобарным возбуждениям ядер, полученных к середине 1992 года. В конце раздела суммируются основные результаты проведен-

ного анализа. В разд.3 рассмотрены другие реакции не перезарядного типа, в том числе реакции с участием виртуальных или реальных фотонов. Раздел 4 содержит краткий обзор текущего состояния и проблем теоретической интерпретации результатов экспериментов по исследованию Δ -изобарных возбуждений ядер в зарядово-обменных реакциях. В заключении суммируются результаты выполненных исследований и кратко намечаются возможные пути их дальнейшего развития.

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ РЕАКЦИЙ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ Δ -ИЗОБАР В ЯДРАХ

В этом разделе рассматриваются, главным образом, результаты экспериментов инклюзивного типа с регистрацией только одного (быстрого) продукта реакции. Внимание обращается преимущественно на те качественные особенности обсуждаемых данных, которые могут считаться независимыми от моделей. Эксклюзивные опыты [82—86] дали новую важную информацию, подтверждающую основные выводы, сделанные на основе результатов инклюзивных экспериментов.

Анализ будет опираться на данные, полученные при кинетических энергиях снаряда не менее 800 МэВ/нуклон, поскольку 1) при этих энергиях в неупругом NN -взаимодействии доминирует процесс $NN \rightarrow N\Delta$, 2) данные при энергиях вблизи и ниже порога рождения Δ -изобары уже обсуждались в других обзорах [4,18,90].

2.1. Полные сечения реакций $NN \rightarrow NN + (n\pi)$, $NN \rightarrow N\Delta$. При обсуждении результатов опытов [54—65,69—79,82—86,91] по ($^3\text{He}, t$)- и (p, n)-реакциям естественно возникает вопрос о том, насколько уверенно здесь можно говорить о возбуждении именно Δ -изобар. Основания для этого дают как анализ дифференциальных сечений этих реакций с протонной мишенью (совпадение брейт-вигнеровских параметров Δ -пика с табличными, см. ниже), так и сведения об основных характеристиках неупругих NN -реакций при соответствующих энергиях. Для экспериментов инклюзивного типа нужно обратиться к данным о реакциях $NN \rightarrow NN\pi$, $NN \rightarrow NN2\pi$ и т.д., для эксклюзивных опытов [84—86], соответственно, $NN \rightarrow N\Delta$, при этом достаточно рассмотреть pp -реакции в диапазоне импульсов 1+4 ГэВ/с, поскольку он соответствует тому интервалу импульсов ядер ^3He (от 3 до 12 ГэВ/с), в котором были выполнены исследования [54—65,91].

Порог реакции $pp \rightarrow NN\pi$ лежит около 800 МэВ/с, т.е. $T \cong 290$ МэВ; ее полное сечение в зависимости от импульса протона приведено на рис.2,а, данные для которого взяты из компиляции [92] и [93]. Оно максимально (~ 20 мб) при $p_{\text{lab}} \sim 2$ ГэВ/с и в интервале импульсов протонов

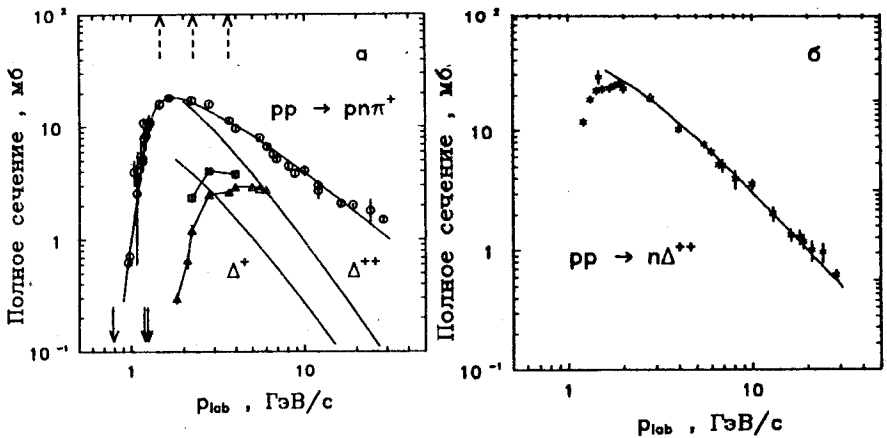
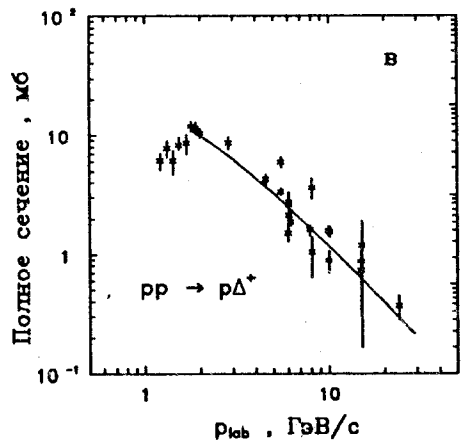


Рис. 2. Зависимость полных сечений реакций $pp \rightarrow r\pi\pi^+$ (○), $pp \rightarrow r\pi\pi^+\pi^-$ (Δ) и $pp \rightarrow r\pi\pi^+\pi^0$ (□) от импульса налетающих протонов (л.с.) (а). Сплошная линия — аппроксимация данных параметризацией Арндта—Вервеста в области $p_{\text{lab}} \leq 3$ ГэВ/с и степенной зависимости от s в области $p_{\text{lab}} \geq 3$ ГэВ/с (см. текст); линии Δ^+ и Δ^{++} — аппроксимации полных сечений реакций $pp \rightarrow r\Delta^+$ и $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ соответственно (данные о них приведены на рис. 2, б и 2, в). Стрелками на рис. 2, а указаны: внизу — пороги рождения одного пиона и Δ -изобары (двойная стрелка); вверху — значения импульса на один нуклон ядра ${}^3\text{He}$ в опытах на синхрофазотроне ОИЯИ



от $\approx 2,8$ до ≈ 25 ГэВ/с ведет себя как $\sigma_{[\text{мб}]} = (187 \pm 11,5)/s^{1,28 \pm 0,03}$ (где s — квадрат полной энергии в системе центра масс в ГэВ²), а в области импульсов от 0,88 до ~ 4 ГэВ/с хорошо описывается параметризацией Арндта — Вервеста [94].

Сечение реакций $pp \rightarrow NN2\pi$ имеет максимум при $p_{\text{lab}} \approx 3$ ГэВ/с (см. рис. 2, а), и доходит до ≈ 4 мб (в реакции $pp \rightarrow r\pi\pi^+\pi^0$) или ≈ 3 мб (для реакции $pp \rightarrow r\pi\pi^+\pi^-$). Соответствующие пороги лежат при 1,21 и 1,22 ГэВ/с (или кинетических энергиях 594 и 600 МэВ).

Из собранных в компиляции [92] и работах [95—100] данных о полных сечениях реакции $NN \rightarrow N\Delta$ видно, (рис.2,а,б) что, в основном, именно она определяет сечение реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ в области вблизи максимума. Порог рождения $\Delta(1236)$ -изобары в NN -взаимодействии лежит около 1,27 ГэВ/с (или 647 МэВ кинетической энергии); большая ширина Δ -изобары размывает его. Таким образом, опыты Сакле [69—75] по Δ -изобарным возбуждениям выполнены при околороговых энергиях.

Реакция $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ изучена при импульсах от порога до ≈ 30 ГэВ/с лучше, чем $pp \rightarrow p\Delta^+$; сечение рождения Δ^{++} в интервале импульсов от 1,5 до ≈ 30 ГэВ/с хорошо аппроксимируется степенной зависимостью $\sigma_{[мб]} = (1010 \pm 92)/s^{2,30 \pm 0,04}$. Данные о дифференциальных сечениях $d\sigma/dt$ этой реакции приводятся в компиляции [101], где их t -зависимость аппроксимирована функцией $A \exp(Bt')$. Здесь $t' = t - t_{\min}$, t - квадрат переданного 4-импульса. Параметр наклона $B \approx 11$ ГэВ⁻²/с⁻² при импульсах 6,6 и 8,1 ГэВ/с.

Аппроксимация сечений реакции $pp \rightarrow p\Delta^+$ функцией $\sigma_{[мб]} = (251 \pm 105)/s^{2,26 \pm 0,16}$ в интервале импульсов от $\approx 2,8$ до ≈ 30 ГэВ/с удовлетворительно соответствует известным данным [92] (рис.2,в). Показатель степени, характеризующий s -зависимость сечений этой реакции, совпадает с показателем степени s для реакции рождения Δ^{++} -изобары; отношение этих сечений близко к 1/4, но в пределах ошибок не противоречит ожидаемому из изоспиновых соотношений значению 1/3.

Параметр наклона дифференциальных сечений рождения Δ^+ близок к параметру наклона сечений рождения Δ^{++} и в интервале импульсов от 2,85 до 7,88 ГэВ/с $B \approx 10+11$ ГэВ⁻²/с⁻² по компиляции [101] и работе [102], хотя в работе [103] приводятся несколько большие (от 15 до 21 ГэВ⁻²/с⁻²) его значения.

Итак, эксперименты [54—65, 76—79, 82, 84—86, 91] были выполнены в области энергий, оптимальной для рождения и исследования Δ -изобарных возбуждений ядер в инклюзивных опытах: в интервале кинетических энергий 0,8+2,8 ГэВ в неупругих NN -взаимодействиях доминирует процесс с рождением одного пиона, его полное сечение в этом интервале проходит через максимум, сам этот процесс идет в основном через рождение Δ^{++} -изобары. Однако в инклюзивных экспериментах при энергиях более 2 ГэВ/нукл. уже может быть (и был) замечен вклад от реакций с рождением более одного пиона (идущих, например, через тяжелые изобары).

2.2. Дифференциальные сечения реакции $pp \rightarrow nX$ «вперед» при энергиях вблизи порога рождения Δ -изобары. Сечения $p(p,n)\Delta^{++}$ -реакции были измерены в работах [76—79,93,104] при кинетических энергиях от 600 до 1000 МэВ и сравнительно небольших углах вылета нейтронов θ_n . Анализируя эти данные, необходимо учитывать эффекты энергетического разрешения.

В ряде работ, например [76—79], кинетическая энергия нейтронов T_n измерялась методом времени пролета. Поэтому энергетическое разре-

шение установки $\delta(T_n) = \frac{p_n^3}{m_n} \frac{L}{c} \delta_\tau$ зависело от энергии нейтронов (здесь p_n — импульс нейтрона, m_n — его масса, L — времяпролетная база, c — скорость света, δ_τ — временное разрешение спектрометра). В других работах, например [104], применялась иная методика измерения импульса нейтронов, в которой относительное разрешение $\delta p_n/p_n$ не зависит от импульса регистрируемых нейтронов. Чтобы учесть эффекты разрешения, нужно [105,59,60] свернуть рассчитанное по той или иной модели сечение $\sigma_{\text{theor}}(pp \rightarrow n\Delta^{++})$ с функцией разрешения и сравнивать полученный результат с экспериментальными данными:

$$\sigma'_{\text{theor}}(T_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \delta(T_n)} \int_{-3\delta(T_n)}^{3\delta(T_n)} dT_n' \sigma_{\text{theor}}(T_n') \exp\left(-\frac{(T_n - T_n')^2}{2\delta^2(T_n)}\right). \quad (1)$$

На рис.3 приведены данные работы [104], выполненной при $T_p = 798, 764$ и 647 МэВ, и результаты расчета [61,62] в рамках модели однопионного обмена в версии [106]. В этом опыте нейтроны от реакции перезарядки $p(p,n)$, испущенные под углом 0° , вторично перезаряжались в протоны на жидководородной мишени. Импульс протонов от упругой (n,p) -перезарядки измерялся магнитным спектрометром, поэтому разрешение установки по импульсу было постоянным. Видно, что при энергиях 798 и 764 МэВ расчет неплохо воспроизводит измеренные сечения в пределах точности их нормировки, однако в низкоэнергетической части спектра имеется заметное расхождение; при энергии 647 МэВ оно достигает фактора 2. Его причина не связана с выбором конкретного варианта ОРЕ-модели: в работе [104] показано, что при начальных энергиях ниже 700 МэВ в этой области спектров существенную роль играет взаимодействие между протоном и нейтроном в конечном состоянии (рис.4), когда их относительная энергия в с.ц.м. реакции меньше 10 МэВ. Эта характерная кинематическая область с ростом начальной энергии

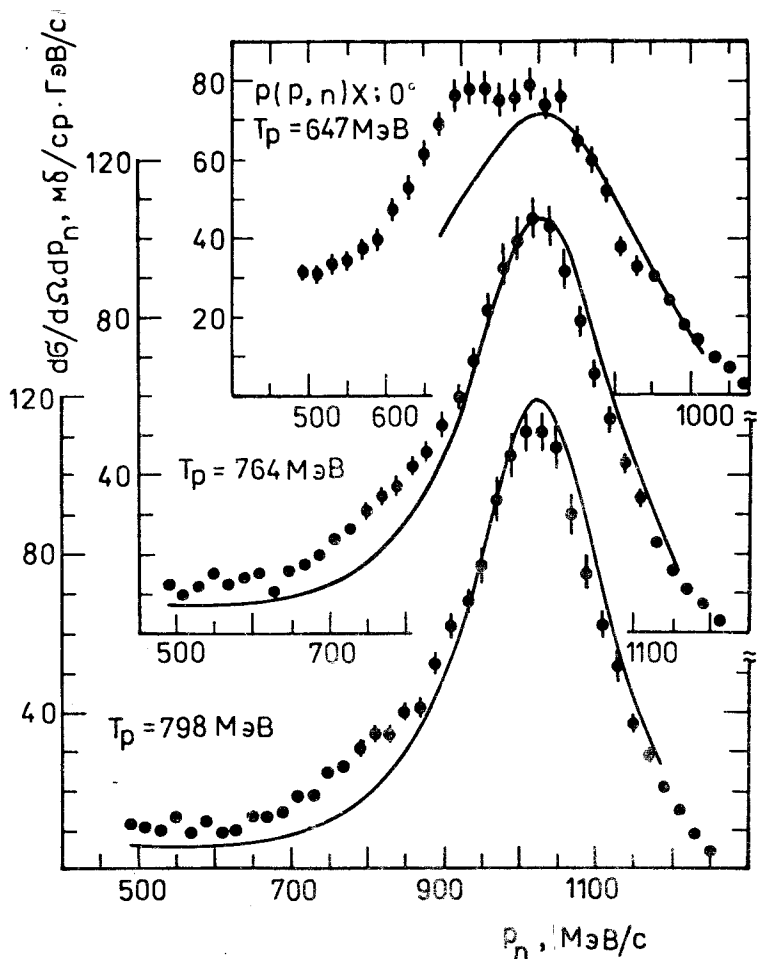


Рис.3. Сечения $p(p, n)$ -реакции по данным работы [104] и OPE-расчет по работе [106] (сплошные линии) с учетом эффектов разрешения. Для энергий 764 и 798 МэВ расчетные сечения умножены на 0,85 (что находится в пределах точности абсолютной нормировки экспериментальных данных)

быстро смещается от области Δ -изобарного пика и уже при кинетических энергиях ≈ 800 МэВ ее можно не принимать во внимание; напротив, при энергиях вблизи порога она попадает в область Δ -изобары. Поэтому при околороговой энергии Δ -изобарный пик сильно искажен (рис.3), и очевидно, что при анализе экспериментов [69—75,83], выполненных при

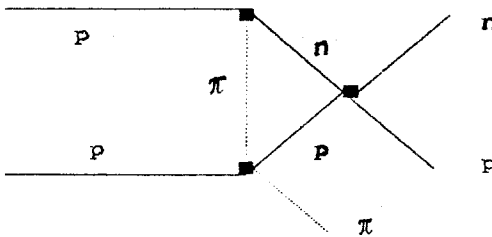


Рис.4. Диаграмма взаимодействия в конечном состоянии, дающая вклад в низкоэнергетическую часть спектров нейтронов из $p(p, n)$ -реакции при энергиях от порога до 800 МэВ

соответствующих энергиях, необходимо учесть эти эффекты. Таким образом, результаты измерений одночастичных инклюзивных сечений $p(p, n)$ подтверждают, что исследования Δ -изобар оптимальнее всего проводить при энергиях выше 800 МэВ.

2.3. Перезарядка (${}^3\text{He}, t$) при кинетических энергиях от 800 МэВ/нуклон до 2,78 ГэВ/нуклон на протонах и ядрах. В интересующем нас интервале энергий экспериментальные данные по энергетической и угловой зависимости сечений зарядово-обменных реакций с возбуждением Δ -изобары имеются, в сущности, только для (${}^3\text{He}, t$)-реакции. Они были получены с помощью многоцелевого магнитного спектрометра АЛЬФА [107—109], работавшего на канале медленного вывода синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Есть также данные об угловой зависимости сечений $A(p, n)$ - и $p(p, n)$ -реакций при кинетической энергии $T = 1$ ГэВ [76—79]; сечений $p(p, n)$ -реакции при $T = 800$ МэВ [93]; при других энергиях для этой реакции измерения с ядерными мишенями выполнены при одном (фиксированном) угле регистрации нейтрона.

Опыты на спектрометре АЛЬФА проводились в двух различных схемах измерений. Первая (рис.5,а) была использована для измерений [54—65] инвариантных сечений (${}^3\text{He}, t$)-перезарядки под 0° при импульсах ядер ${}^3\text{He}$ от 4,4 до 10,8 ГэВ/с в зависимости от переданной в мишень энергии $Q = E_z - E_t$. Принципиально она не отличается от схемы, реализованной в опытах по фрагментации легких ядер [108—113], позволяет использовать пучок максимальной интенсивности (до 10^{10} — 10^{11} част./цикл, что обеспечивает высокую светимость установки), хороша для относительных измерений дифференциальных сечений, но требует привлечения других данных для абсолютной нормировки измеряемых спектров.

Эксперимент [91] по определению угловой зависимости сечений (${}^3\text{He}, t$) перезарядки при импульсе 6,9 ГэВ/с был выполнен в другой схеме (рис.5,б), использовавшейся ранее при исследовании дифракционного рассеяния α -частиц на протонах и ядрах [114—116], а также стриппинга дейтронов [117]. Кроме угловой зависимости, в этой же геометрии были

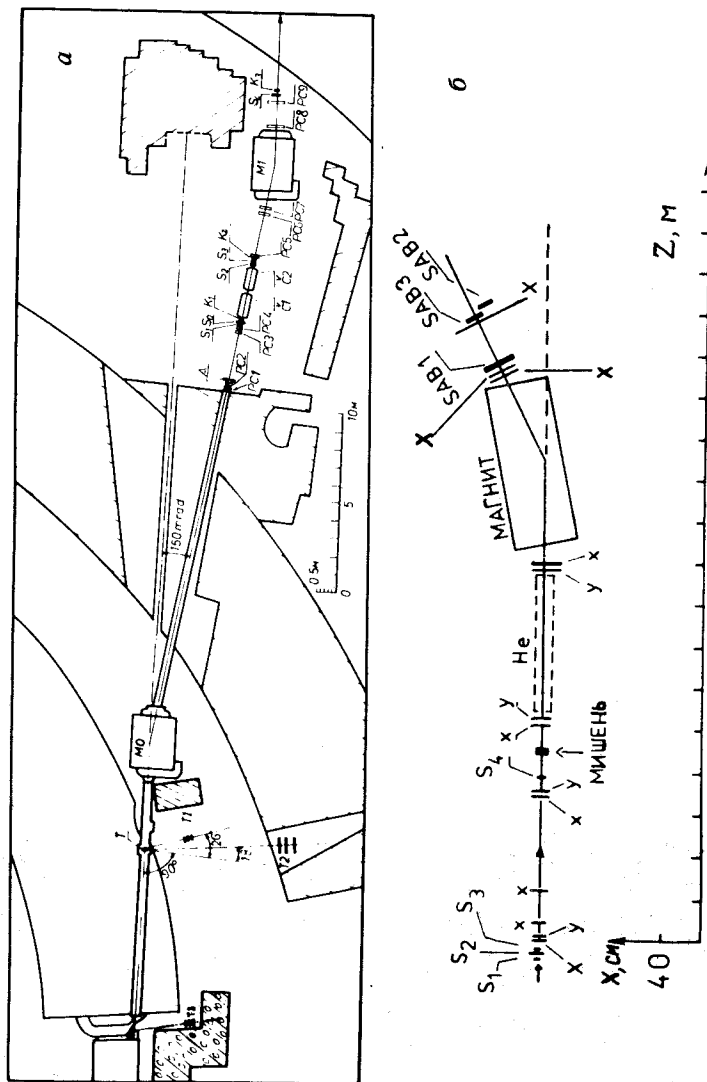


Рис. 5. Схема расположения детекторов установки в измерениях энергетической зависимости сечений перезарядки (а) и в опыте по определению угловой зависимости сечений перезарядки (б). Схема (а): РС — многопроволочные пропорциональные камеры, S, K — сцинтилляционные счетчики, С — черенковские пороговые счетчики (только в измерениях при импульсе пучка 10,79 ГэВ/с). Схема (б): S_i — сцинтилляционные счетчики, SAB_i — сцинтилляционные dE/dx -счетчики для идентификации частиц по величине заряда, х, у — пропорциональные камеры, He — объем, заполненный гелием (в пространстве между полюсами магнита воздух тоже был заменен гелием)

измерены сечения перезарядки под 0° при импульсе ядер ${}^3\text{He}$, равном 18,3 ГэВ/с.

Спектрометр обеспечивал точность определения переданной ядру-мишени энергии $\sigma_Q \cong 19, 24$ и 52 МэВ при $p_b = 4,40, 6,81$ и $10,79$ ГэВ/с; «нуль» шкалы Q был определен с точностью ± 3 МэВ.

Таблицы измеренных дифференциальных сечений приведены в работах [59,60,91]; там же обсуждены вопросы учета эффектов энергетического разрешения. Суммарные характеристики сечений представлены в табл. 1.

Таблица 1

| Имп. пучка p_b , ГэВ/с | Поз.максимума и ширина Δ -пика (FWHM) в зависимости от Q , МэВ | | Относит.вклад в сечение $d\sigma/d\Omega(0^\circ)$ для реакции $C({}^3\text{He},t)$ в обл. $Q > 150$ МэВ, % | $R_{\text{экс}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)_C \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)_p$ |
|-----------------------------|---|----------------------|---|--|
| | $p({}^3\text{He},t)$ | $C({}^3\text{He},t)$ | | |
| 4,40 | $322 \pm 2,5$ | $274 \pm 2,5$ | 62 | $1,82 \pm 0,05$ |
| | 138 ± 9 | 182 ± 16 | | |
| 6,81 | $327 \pm 1,5$ | $295 \pm 1,5$ | 82 | $1,77 \pm 0,03$ |
| | 109 ± 5 | 204 ± 9 | | |
| 10,79 | 327 ± 2 | 305 ± 2 | 92 | $1,95 \pm 0,03$ |
| | 129 ± 7 | 257 ± 14 | | |

Инвариантные сечения реакции $p({}^3\text{He},t)$ с вылетом тритона «вперед» характеризуются ярко выраженным пиком при $Q \cong 300$ МэВ; форма которого хорошо описывается Δ -резонансной линией, искаженной формфактором перехода ${}^3\text{He} \rightarrow t$; брейт-вигнеровские параметры пика соответствуют табличным [118]. Положение Δ -пика соответствует ожидаемому, если принять во внимание переходный формфактор (последнее обстоятельство иногда упускается из виду [84,85]).

Заметим, что говоря о формфакторе ${}^3\text{He}$, роль которого будет рассмотрена ниже, мы везде будем иметь в виду именно формфактор перехода ${}^3\text{He} \rightarrow t$.

Инвариантные сечения реакции $C({}^3\text{He},t)$ характеризуются двумя пиками: при малых $Q \leq 150$ МэВ (он в основном соответствует возбуждению обычных ядерных уровней; здесь он будет называться пиком «квазиупругой» перезарядки) и больших $Q \cong 300$ МэВ. Последний напоминает Δ -пик в $p({}^3\text{He},t)$ -перезарядке и называется далее «ядерным Δ -пиком». Его характеристики существенно отличаются от характеристик

Δ -пика в перезарядке на протонах. Главные особенности сечений в области «ядерного Δ -пика» следующие.

1. Относительный вклад от «квазиупругой» перезарядки в сечение $d\sigma/d\Omega$ (0°) по сравнению с вкладом от перезарядки с Δ -возбуждением ядра быстро падает с ростом энергии снаряда (см. табл.1 и рис.6,7). Таким образом, при высоких энергиях сечение реакции $C(^3\text{He},t)$ под нулевым углом в основном определяется возбуждением Δ -изобарных степеней свободы ядра-мишени.

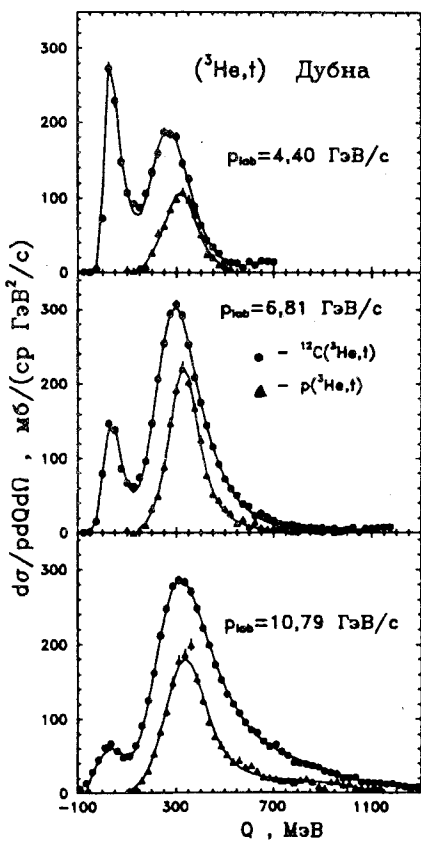


Рис.6. Измеренные инвариантные сечения реакций $\rho(^3\text{He},t)$ (\blacktriangle) и $C(^3\text{He},t)$ (\bullet), не поправленные на эффекты разрешения

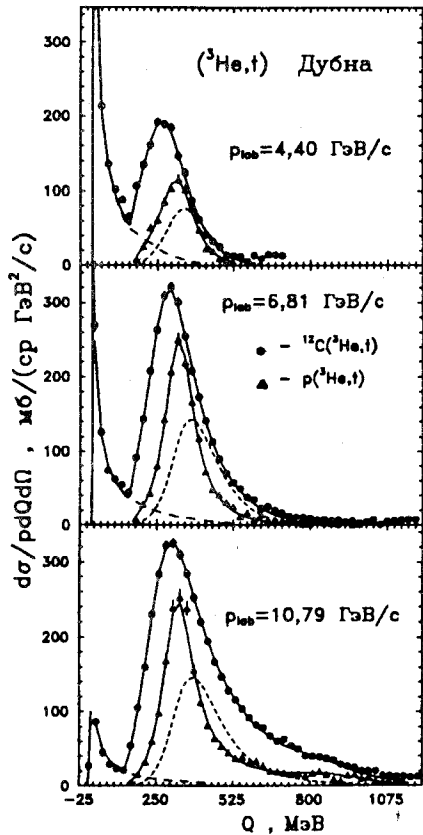


Рис.7. Инвариантные сечения реакций $\rho(^3\text{He},t)$ (\blacktriangle) и $C(^3\text{He},t)$ (\bullet) после устранения эффектов разрешения. Сплошные линии — поведение соответствующих пробных функций; штриховая увеличенная — экстраполяция вклада от «квазиупругой» перезарядки в область Δ -пика; штриховая — ожидаемый вклад от квазисвободного рождения Δ -изобары в ядре углерода

2. Ядерный Δ -пик сдвинут к меньшим переданным энергиям по сравнению с Δ -пиком в сечении реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$; при этом его ширина почти вдвое больше (рис.6 и табл.1).

3. Сечение $d\sigma/d\Omega(0^\circ)$ для перезарядки на ядрах углерода в области Δ -пика почти вдвое больше, чем для протонной мишени.

Все эти особенности явно свидетельствуют о существенном вкладе процессов, не сводящихся к механизму квазисвободного рождения Δ -изобары в ядре, и в этом смысле мы называем их коллективными.

Кажущаяся зависимость положения максимума Δ -пика от энергии снаряда является, в основном, следствием t -зависимости переходного формфактора (см. ниже); характеризующие форму пика брейт-вигнеровские параметры не зависят от энергии (табл.3).

Зависимость сечений ($^3\text{He}, t$) перезарядки с возбуждением Δ -изобар в мишени от p_\perp и θ (рис.8) измерена при импульсе 2,3 ГэВ/с/нуклон в работе [91]. Она аппроксимировалась формулой $A \exp(-b \cdot p_\perp^2)$, причем была сделана попытка сравнить параметры наклона сечений на углероде в разных областях Δ -пика: при $150 \leq Q \leq 325$ МэВ и при $Q \geq 325$ МэВ; в пределах точности измерений различие не замечено.

Как видно из табл.2, параметры наклонов дифференциальных сечений перезарядки в области Δ -пика совпадают в пределах точности их определения для обеих мишеней. Заметим, что вклад в параметр наклона от формфактора ядра составляет $\approx 27 \text{ ГэВ}^{-2}/\text{с}^{-2}$ [119], а параметр наклона дифференциального сечения реакции $pp \rightarrow N\Delta$ около $11 \text{ ГэВ}^{-2}/\text{с}^{-2}$ [101];

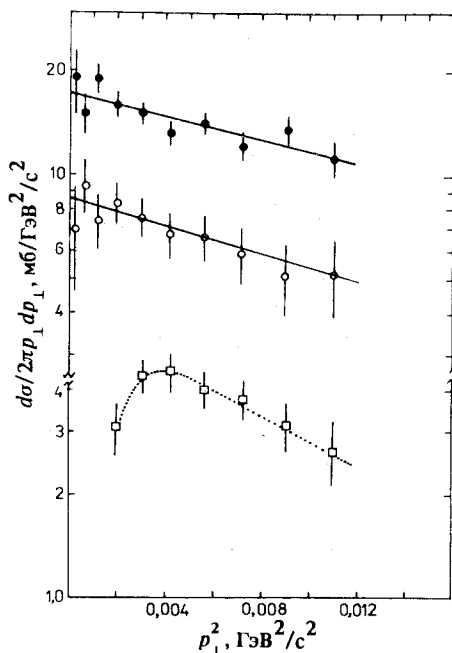


Рис.8. Зависимость проинтегрированных по области Δ -пика сечений от поперечного импульса. Область Δ -пика выделяется « ω -критерием». (•) — данные для перезарядки на ядрах углерода, (o) — на протонах; (□) — сечения в области «квазиупругой» перезарядки. Сплошные линии — аппроксимация экспоненциальной функцией, точечная проведена от руки

Таблица 2. «Q-отбор» — выделение Δ -пика условием $Q \geq 150$ МэВ; « ω -отбор» — выделение Δ -пика условием $1,09 \leq \omega \leq 1,4$ ГэВ, где ω — недостающая масса, вычисляемая по кинематике столкновения ядра ${}^3\text{He}$ с покоящимся протоном

| Параметры экспоненц. аппрокс. | ω -отбор Δ -пика | | Q-отбор Δ -пика | |
|--|--------------------------------|----------------|------------------------|---------------|
| | ${}^{12}\text{C}$ | p | ${}^{12}\text{C}$ | p |
| $A, \text{мб}/\text{ГэВ}^2/\text{с}^2$ | $17,1 \pm 0,9$ | $8,45 \pm 0,8$ | $18,3 \pm 1,0$ | $9,2 \pm 0,8$ |
| $b, (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ | 38 ± 10 | 44 ± 19 | 40 ± 10 | 46 ± 19 |
| $\chi^2/\text{ст.св.}$ | 9,5/8 | 9,6/7 | 9,6/7 | 6,6/7 |

их сумма ($\cong 38 \text{ ГэВ}^{-2}/\text{с}^{-2}$) близка к приведенным в табл.2 значениям.

Интегрированием дифференциального $d\sigma/p_{\perp} dp_{\perp}$ сечения была получена оценка полного сечения перезарядки ядер ${}^3\text{He}$ в тритоны на протонах и углероде с возбуждением Δ -изобары: $\sigma_{\text{сех},\Delta}^p = (0,6 \pm 0,3)$ мб и $\sigma_{\text{сех},\Delta}^C = (1,4 \pm 0,4)$ мб, что составляет примерно 0,5% от $\sigma_{\text{tot}}(p, {}^3\text{He})$ и 0,17% от $\sigma_{\text{tot}}({}^3\text{He}, \text{C})$.

2.4. Сдвиг и уширение ядерного Δ -пика: другие данные. Обнаруженные в Дубне сдвиг ядерного Δ -пика и его уширение по сравнению с перезарядкой на протонах были подтверждены в других опытах, проведенных с различными снарядами и мишенями. В первую очередь, это данные Сакле [18,69—71] по реакции $({}^3\text{He}, t)$, полученные вблизи порога рождения Δ -изобары, и по реакции $(d, 2p)$ при $T_d = 2$ ГэВ, когда оба протона регистрируются в синглетном по спине состоянии [72] с малым относительным импульсом, а также по реакциям перезарядки тяжелых ионов [74,75] (правда, в этом случае переходный формфактор между снарядом и продуктом может иметь гораздо более сложную структуру, чем для реакции $({}^3\text{He}, t)$).

В сечениях $A(p, n)$ -перезарядки, измеренных в Гатчине при $T_p = 1$ ГэВ [76—79], тоже видны сдвиг и уширение ядерного Δ -пика. Следует отметить, что (p, n) -данные позволяют сравнить не только $p(p, n)$ - и $A(p, n)$ -сечения, но также сечения $p(p, n)$ - и $d(p, n)$ -реакций. Последнее сравнение (рис.12) показывает отсутствие сдвига между положениями Δ -пика в (p, n) -перезарядке на протонах и дейтронах.

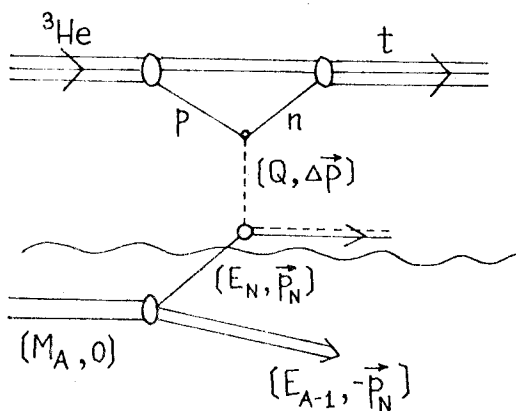
Обнаружение и подтверждение нетривиальных особенностей в характеристиках ядерного Δ -пика стимулировали аналогичные экспери-

менты по перезарядке пионов [87—89], где тоже получены указания на возможный сдвиг ядерного Δ -пика по сравнению с положением пика в (π^+, π^0) -перезарядке на протонах.

Итак, независимо от сорта снаряда в перезарядке барионных систем на ядрах с возбуждением Δ -изобар в мишени при малых p_{\perp} пик Δ -изобарных возбуждений ядра-мишени сдвинут к меньшим энергиям возбуждения и уширен по сравнению с аналогичным пиком в сечениях таких реакций на свободных протонах. Поэтому очевидно, что причина сдвига и уширения ядерного Δ -пика связана с откликом ядра-мишени на появление в нем Δ -изобары, а не со спецификой снаряда. Нетривиально и то, что сдвиг и уширение наблюдаются в реакциях перезарядки тяжелых ионов-снарядов: на первый взгляд, такие реакции должны быть в высшей степени периферичны из-за больших (по сравнению с нуклоном) радиусов снарядов, и изобара должна, казалось бы, возникать на периферии мишени, где плотность вещества мала и нет условий для коллективизации Δ -возбуждений (см. введение). Но такое заключение является слишком поспешным. Более внимательный анализ (см., например, [120]) показывает, что перезарядка релятивистских ядер с рождением Δ -изобары происходит примерно при тех же значениях плотности вещества ядра-мишени, что и (p, n) -перезарядка. В самом деле, чтобы произошло событие перезарядки, один из нуклонов снаряда должен проникнуть в ядро-мишень, но не слишком глубоко (чтобы после перезарядки не поглотиться и сохранить шанс остаться в составе снаряда). Вероятность такого события практически одинакова для (p, n) -перезарядки и перезарядки релятивистских ядер; ею определяется та величина локальной плотности ядерного вещества, при которой в мишени рождается Δ -изобара. Иными словами, распределения плотности вещества ядер снаряда и мишени частично перекрываются, причем расстояние между центром масс ядра-мишени и областью перекрытия почти не зависит от типа снаряда. Из этих соображений ожидалось, что угловая зависимость сечений перезарядки с Δ -возбуждениями будет одинакова при сравнении реакций на протонах и ядрах, что и было подтверждено измерениями [91] и расчетами [121]. Однако абсолютная величина сечения определяется еще и вероятностью того, что снаряд после перезарядки не разрушится.

2.5. Роль ферми-движения нуклонов в ядре-мишени. После обнаружения сдвига и уширения ядерного Δ -пика в $({}^3\text{He}, t)$ -перезарядке нередко высказывалось предположение о том, что причиной сдвига является фермиевское движение нуклонов в ядре-мишени, а сам механизм реакции можно считать квазисвободным, т.е. все отличие перезарядки на ядре от перезарядки на протонах сводится лишь к размытию кинематики «эле-

Рис.9. Диаграмма импульсного приближения для квазисвободного рождения Δ -изобары на нуклоне ядра. Часть графика выше волнистой линии соответствует реакции $p(^3\text{He}, t)$



ментарного» $NN \rightarrow N\Delta$ процесса ферми-движением. Однако выполненный в работах [54—63, 122] подробный анализ показал, что такое предположение ошибочно. Это видно уже из простого качественного рассуждения.

Величина «щели» $\delta = m_{\Delta} - m_p$ между свободной Δ -изобарой и свободным протоном составляет ≈ 294 МэВ. Если изобара с «номинальной» массой 1232 МэВ рождается на нуклоне, связанном в ядре, то из-за ненулевой энергии связи ϵ величина «щели» будет $\delta' = m_{\Delta} - m_p + |\epsilon| \approx 294 + |\epsilon|$ МэВ. Поэтому при квазисвободном механизме рождения изобары в перезарядке на ядре потребует от снаряда большей передачи энергии, чем на свободном нуклоне, а не меньшей, как это наблюдается на опыте. Величина этого «обратного» сдвига должна быть порядка $|\epsilon|$; т.е. для ядра углерода — около 20 МэВ (например, энергия связи ядра ^{12}C по отношению к развалу на ^{11}B и протон составляет -16 МэВ).

Расчет влияния ферми-движения на положение ядерного Δ -пика при квазисвободном механизме рождения изобары был выполнен в работах [59, 61, 122] по следующей схеме.

При квазисвободном рождении Δ -изобары естественно ожидать, что основной вклад в сечение процесса будет давать диаграмма, изображенная на рис.9. Тогда положение и форма ядерного Δ -пика будут определяться сверткой дифференциального сечения «элементарной» $p(^3\text{He}, t)$ -реакции с функцией импульсного распределения нуклонов в углероде $\rho(\mathbf{p}_N)$:

$$\frac{d\sigma^C}{pdQd\Omega} \approx \int d\mathbf{p}_N \rho(\mathbf{p}_N) I(\mathbf{p}_N) \frac{d\sigma^p}{pdQd\Omega} |t(Q, \omega'(\mathbf{Q}, \mathbf{p}_N))|, \quad (2)$$

где $I(\mathbf{p}_N)$ — отношение потоков начальных частиц для реакции на покоящемся и движущемся с импульсом \mathbf{p}_N нуклоне; его энергия находится из соотношения:

$$E = M_A - M_{A-1} - T_{A-1} = m_N - \varepsilon - p_N^2 / 2(M_A - m_N + \varepsilon), \quad (3)$$

где M_A — масса ядра мишени, m_N — масса нуклона, ε — энергия отделения:

$$-\varepsilon = M_A - M_{A-1} - m_N \quad (4)$$

(здесь M_{A-1} — масса системы $A-1$ нуклонов, не обязательно связанных).

В работах [59—61, 122] была взята величина $\varepsilon = 25$ МэВ (средняя энергия отделения одного нуклона для ядра ^{12}C) и импульсное распределение $\rho(p_N)$, отвечающее модели гармонического осциллятора. Сечение «элементарной» $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ -реакции аппроксимировалось брейт-вигнеровской функцией с поправками Джексона [123] и табличными параметрами. Величина ω' в подынтегральном выражении вычислялась согласно формуле

$$\omega'^2 = (Q + E_N)^2 - (p_0 - p_t - p_N)^2, \quad (5)$$

она имеет смысл квадрата полной энергии в системе ц.м. виртуального пиона и внутриядерного нуклона. Рассчитанные по формуле (2) спектры (в основе которых тоже лежит картина квазисвободного рождения) были отнормированы на вычисленную в модели Глаубера — Ситенко величину [59, 60]:

$$d\sigma^C/d\Omega(0^\circ) = 0,8d\sigma^P/d\Omega(0^\circ). \quad (6)$$

Результат показан на рис.7 пунктиром. Хорошо видно, что учет ферми-движения приводит к обратному (по отношению к эксперименту) сдвигу ядерного Δ -пика.

Этот метод учета ферми-движения при квазисвободном рождении изобары был проверен сравнением с данными опыта [84, 85] по квазисвободному рождению Δ^0 -изобары в реакции $(p, p'\Delta^0)$. На рис.10 представлены эти данные в зависимости от величины Q . Для всех мишеней в спектрах быстрых протонов наблюдается четкий Δ -резонансный пик; для ядер С и Al он сдвинут в сторону больших переданных энергий (в отличие от Δ -пика в инклюзивных сечениях) по сравнению с пиком в сечении реакции на дейтронной мишени. Сплошной линией показаны результаты вычислений свертки (2) с учетом импульсного разрешения и кинематических условий эксперимента. Как видно, форма спектров хорошо описывается расчетом [122].

В работах [124—126] иным способом показано, что при квазисвободном рождении Δ -изобары в ядре эффекты ферми-движения приводят к «обратному» сдвигу Δ -пика, а вклад механизма квазисвободного рож-

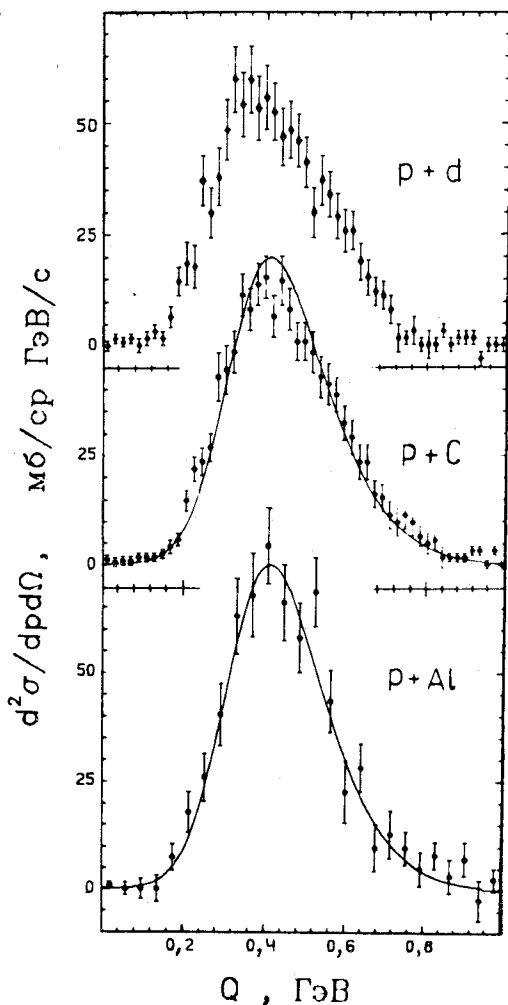
Рис.10. Спектры быстрых протонов из реакции $A(p, p' \Delta^0)$ для квазисвободного рождения Δ^0 -изобары [84,85], представленные в зависимости от передачи энергии $Q = E_p - E_{p'}$. Сплошные линии — результаты расчетов, нормированные на максимумы экспериментальных спектров

дения в полный инклюзивный спектр не превышает 50% (фактически он порядка 30%).

Итак, механизм квазисвободного рождения Δ -изобары в ядре с учетом эффектов фермидвижения не позволяет воспроизвести основные особенности поведения сечений этой реакции, а именно: сдвиг и уширение ядерного Δ -пика относительно Δ -пика в сечениях перезарядки на свободных протонах и величину отношения выходов реакций $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ и $p(^3\text{He}, t)$.

2.6. Зависимость сечений перезарядки с возбуждением Δ -изобар от атомного номера ядра-мишени. A -зависимость сечений перезарядки с воз-

буждением Δ -изобар изучалась в работах [69—71] для реакции $(^3\text{He}, t)$ при $T = 767$ МэВ/нукл. и в работах [76—79] для реакции (p, n) при $T = 1$ ГэВ; недавно была измерена также A -зависимость полных сечений перезарядки $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ и $(t, ^3\text{He})$ [127, 128]. При околопороговой энергии сильная зависимость формфактора ядра ^3He от Q в области $Q \approx 300$ МэВ маскирует A -зависимость формы ядерного Δ -пика, имитируя ее отсутствие. Поэтому здесь будут рассмотрены лишь данные опыта ЛИЯФ (Гатчина). Они позволяют выяснить характер зависимости абсолютной величины сечений перезарядки в максимум Δ -пика от атомного номера



ядра-мишени и проследить изменение формы ядерного Δ -пика при изменении A и N (числа нейтронов в ядре). Однако в эксперименте ЛИЯФ исследование Δ -возбуждений не являлось основной целью измерений и поэтому этот опыт не позволяет, к сожалению, ответить на вопрос о возможной зависимости положения ядерного Δ -пика от A .

A-зависимость сечения $A(p, n)$ -перезарядки в окрестности максимума ядерного Δ -пика. Если процесс (p, n) -перезарядки с возбуждением изобары в ядре происходит «одноступенчато», т.е. передача необходимых квантовых чисел и энергии происходит в однократном акте и далее нейтрон покидает ядро либо вообще не перерассеявшись, либо испытав только упругие перерассеяния (то же относится к начальному протону до его перезарядки), то в окрестности максимума ядерного Δ -пика сечения реакций $A(p, n)$ и $p(p, n)\Delta^{++}$ должны быть связаны соотношением

$$\left(\frac{d\sigma}{dT_n d\Omega} \right)_{\max}^A \cong \frac{1}{3} \left(1 + 2 \frac{Z}{A} \right) \varepsilon_{abs}(A) \left(\frac{d\sigma}{dT_n d\Omega} \right)_{\max}^p, \quad (7)$$

где T_n — энергия регистрируемого нейтрона. Фактор $(1 + 2 \frac{Z}{A})$ учитывает, что (p, n) -перезарядка на ядре идет в основном через возбуждение Δ^{++} -изобары, т.к. из изотопической инвариантности следует $\frac{\sigma(pp \rightarrow n\Delta^{++})}{\sigma(pn \rightarrow n\Delta^+)} = 3$ для интегральных сечений; с некоторой осторожностью (см. гл.4) такой оценкой можно пользоваться и для дифференциальных сечений в окрестности максимума Δ -пика [129,130]. Множитель $\varepsilon_{abs}(A)$ должен учесть поглощение протона-снаряда и регистрируемого нейтрона в ядре-мишени. Он необходим и при сравнении сечений (p, n) -перезарядки с сечениями реакции $({}^3\text{He}, t)$, проделанном в п.3.3; его можно вычислить, следуя, например, работе [131], где анализировалось рождение π^\pm на ядрах при энергии протонов 730 МэВ. Как видно из рис.11, для ядер с $A > 19$ анзац (7) согласуется с данными с точностью не хуже 10%, соответствующей точности абсолютной нормировки в опыте [76—79].

Общий характер зависимости сечений перезарядки (p, n) и $({}^3\text{He}, t)$ от атомного номера ядра-мишени в максимуме Δ -пика в первую очередь определяется поглощением снаряда и продукта реакции ядром-мишенью и соотношением между числом протонов и нейтронов в мишени. Он близок к закону $A^{1/3}$, что отвечает представлению о периферическом характере реакции. Данные [127,128] о полных сечениях реакций

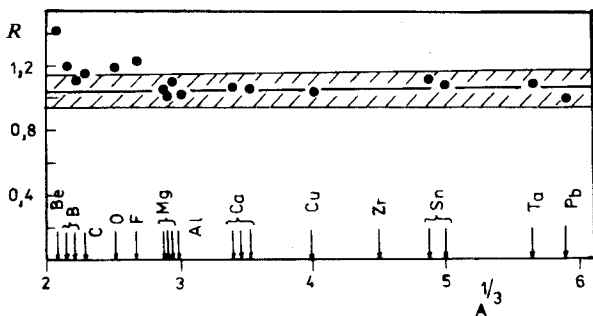


Рис.11. Зависимость от атомного номера мишени отношения сечения $A(p,n)$ -перезарядки в максимуме Δ -пика к сечению $p(p,n)$ -перезарядки (тоже в максимуме Δ -пика), умноженному на указанные в формуле (7) факторы, по данным опыта Гатчины [76—79]. Заштрихованная область соответствует погрешности абсолютной нормировки данных этого опыта

(${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (t , ${}^3\text{He}$) этому не противоречат, но все же указывают на отклонение от закона $A^{1/3}$.

A-зависимость формы ядерного Δ -пика. Вопрос об A -зависимости формы ядерного Δ -пика представляется более интересным. Поведение

отношений $\left(\frac{d\sigma}{dT_n d\Omega}\right)^A / \left(\frac{d\sigma}{dT_n d\Omega}\right)_{\max}^A$ в зависимости от энергии регистрируемого нейтрона T_n показано на рис.12. Из сравнения формы Δ -пика

в реакциях $d(p,n)\Delta^{++}$ и $p(p,n)\Delta^{++}$ видно, что его положения в обоих случаях совпадают, а ширина Δ -пика в реакции на дейтроне слегка увеличена ферми-движением.

Иная ситуация в случае реакции на более тяжелых ядрах: ядерный Δ -пик сдвинут на 30—40 МэВ (при угле регистрации 4°) и на 40—45 МэВ (при угле $13,2^\circ$, рис.12,б) к меньшим переданным энергиям. Ширина ядерного Δ -пика намного больше, чем в реакциях $p(p,n)\Delta^{++}$ и $d(p,n)\Delta^{++}$. Уже отмечалось, что эффекты ферми-движения не могут полностью объяснить уширение ядерного Δ -пика в реакции (${}^3\text{He}, t$)-перезарядки. На это же указывает и наблюдаемое в $A(p,n)$ -реакции увеличение ширины ядерного Δ -пика с ростом A , причем в основном — за счет увеличения выхода нейтронов с энергиями меньше 700 МэВ (т.е. в области $Q \geq 300$ МэВ). По-видимому, это связано с вкладом безмезонных мод снятия Δ -изобар-

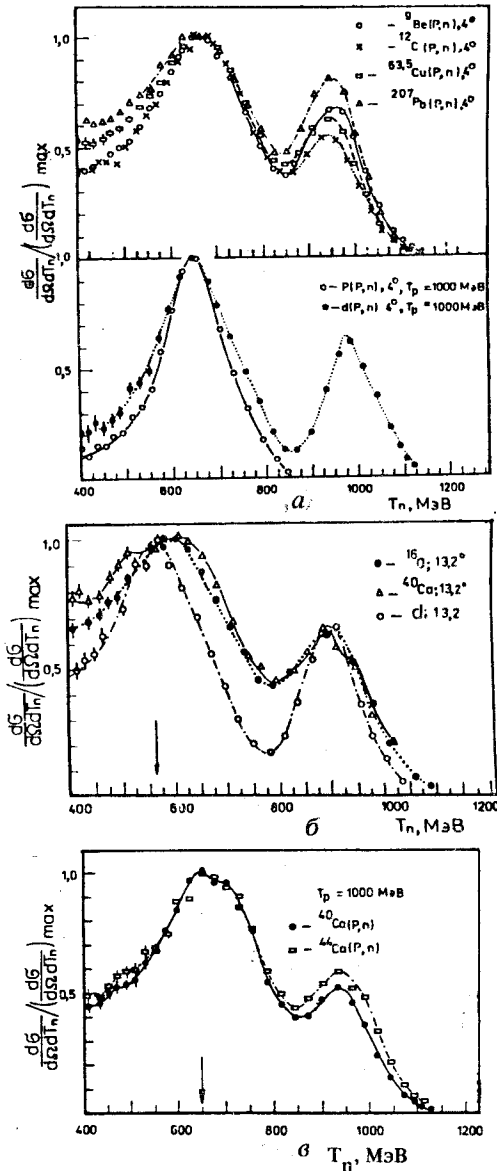


Рис.12. Форма ядерного Δ -пика при (p, n) -перезарядке на протонах, дейтронах и некоторых других ядрах по данным [76—79]. а) Угол вылета нейтронов 4° . Хорошо видно смещение Δ -пика в $A(p, n)$ -перезарядке и возрастание его ширины с ростом A . б) Угол вылета нейтронов $13,2^\circ$. Стрелкой показано положение Δ -пика в $p(p, n)$ -перезарядке на этот же угол. в) То же, что на рис.12,а, 12,б, для перезарядки $A(p, n)$ на изотопах ядра Ca на угол 4°

ных возбуждений (через $n\Delta \rightarrow NN$ и $p\Delta \rightarrow NN$ процессы) либо мод с перезарядкой: например $\Delta^{++}n \rightarrow \Delta^+p$ и т.п. [62]. В канале безмезонных мод для Δ^{++} -изобары разрешена лишь одна: $n\Delta^{++} \rightarrow pp$, а для Δ^+ — две: $n\Delta^+ \rightarrow pr$ и $p\Delta^+ \rightarrow pr$, но изобара Δ^{++} рождается в ядре втрое чаще. Поэтому с ростом избытка нейтронов относительный вклад безмезонной моды снятия Δ -изобарного возбуждения по каналу $n\Delta^{++} \rightarrow pp$ должен расти, приводя к росту ширины ядерного Δ -пика с ростом A . Это находится в качественном соответствии с данными, в том числе полученными для изотопов одного и того же элемента (рис.12,а,б,в). Кроме того, из этих рисунков видно,

что в ряде случаев нельзя исключить наличия слабых нерегулярностей в окрестности максимума ядерного Δ -пика.

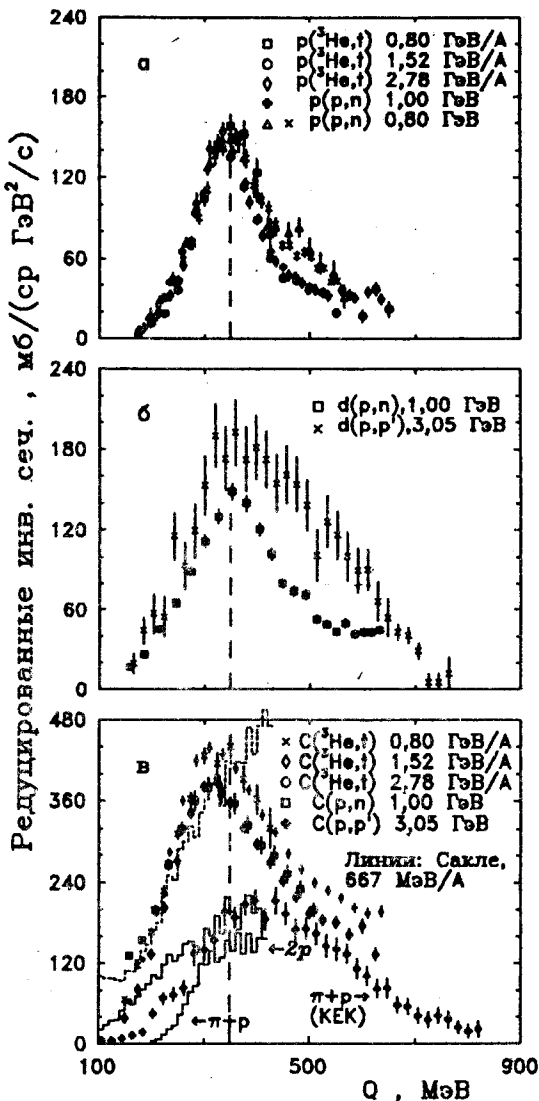
Опыт КЕК [84,85] по квазисвободному рождению Δ^0 в (p,p') -рассеянии оказывается информативным и в связи с A -зависимостью формы

Рис.13. «Редуцированные» инвариантные сечения ($^3\text{He}, t$)- и (p, n)-реакций вместе с данными КЕК по квазисвободному рождению Δ -изобары. См. пояснения в тексте

ядерной Δ -линии: к удивлению авторов этого эксперимента оказалось, что, кроме «правильных» π^-p -пар с эффективной массой, соответствующей массе Δ , наблюдаются и «неправильные» π^+p -пары тоже с эффективной массой Δ -изобары. Такие пары могли бы появиться при разрядке Δ -возбуждений ядра через перезарядные моды.

Существенный вклад $N\Delta \rightarrow NN$ вторичных взаимодействий Δ -изобары с нуклонами ядра-мишени непосредственно наблюдался в эксклюзивных опытах [82—86]. Например, на рис.13,в показан спектр тритонов, сопровождающихся вылетом двух протонов из мишени (гистограмма « $2p$ ») из реакции $C(^3\text{He}, t)$ при пороговой энергии [83]. Видно, что он дает

вклад в полный инклюзивный ядерный Δ -пик при меньших Q , чем квазисвободное рождение Δ -изобары (данные КЕК и гистограмма « πp », представляющая спектр тритонов [83] из реакции $C(^3\text{He}, t)$, сопровождающейся вылетом пиона и протона из мишени). Аналогичные результаты получены в опыте [82] для ($t, ^3\text{He}$)-перезарядки на ядрах Mg и Ne и в эксклюзивном (p, n)-эксперименте КЕК при импульсе протонов 1,5 ГэВ/с [86].



Отклонение характера A -зависимости полных сечений (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (t , ${}^3\text{He}$)-перезарядки от закона $A^{1/3}$ также указывает на заметный вклад $N\Delta$ -взаимодействий в ядре-мишени [127,128].

В целом, данные об A -зависимости характеристик Δ -изобарных возбуждений ядер в (p,n) -перезарядке от атомного номера мишени можно суммировать следующим образом:

— В максимуме ядерного Δ -пика A -зависимость сечений определяется поглощением снаряда и продукта реакции ядром-мишенью и указывает на периферический характер процесса. В работах [127,128] аналогичный вывод сделан на основе анализа полных сечений перезарядки ядер ${}^7\text{Li}$ и трития.

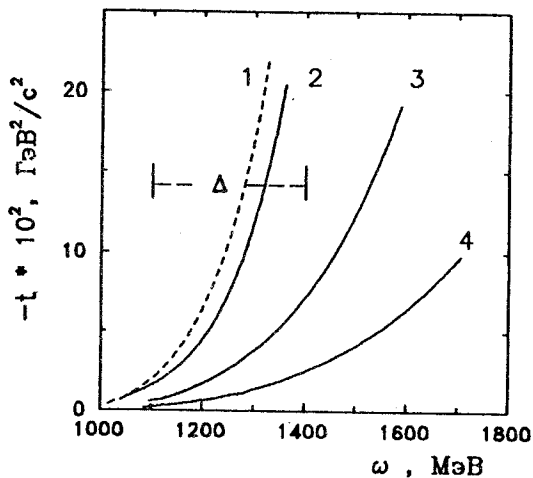
— Форма ядерного Δ -пика зависит от атомного номера ядра-мишени. С ростом A ядерный Δ -пик становится шире. Это находится в качественном соответствии с предположением о существенной роли безмезонных мод снятия Δ -изобарных возбуждений. Вклады мод с перезарядкой Δ -изобары в ядре тоже могут быть существенными. Это согласуется с результатами эксклюзивных опытов, выполненных в КЕК, Дубне и Сакле.

— Данные [76—79] о сечениях (p,n) -перезарядки на изотопах ядер Mg и Ca не исключают проявления слабых нерегулярностей в форме ядерного Δ -пика вблизи его максимума.

2.7. Сравнение сечений (${}^3\text{He},t$)- и (p,n) -перезарядки на малые углы с рождением Δ -изобары и характер их энергетической зависимости. Энергетическая зависимость сечений (p,n) - и (${}^3\text{He},t$)-перезарядки с возбуждением Δ -изобары должна определяться по крайней мере двумя факторами: энергезависимостью сечения «элементарного» процесса $NN \rightarrow N\Delta$ и, в случае реакции типа (${}^3\text{He},t$), зависимостью величины t (квадрата переданного 4-импульса) от Q , тоже зависящей от энергии (через переходный формфактор ядра-снаряда). Если надлежащим образом скомпенсировать эти факторы, то инвариантные сечения (p,n) - и (${}^3\text{He},t$)-реакций должны практически совместиться друг с другом [124—126].

Роль переходного формфактора. Характерной особенностью кинематики экспериментов типа $b(a,a')X$ с регистрацией вторичной частицы a' под фиксированным углом является то, что в этом случае изменению передачи энергии Q соответствует одновременное изменение величин t (квадрата переданного 4-импульса) и ω (эффективной массы системы X). Это видно, например, из рис. 14, где любая точка, принадлежащая какой-нибудь из линий 1+4 на плоскости (ω, t) , соответствует некоторой передаче энергии Q в реакции (${}^3\text{He},t$) с вылетом тритона под 0° при кинетичес-

Рис.14. Зависимости $t(Q)$ и $\omega(Q)$ на плоскости (t, ω) . Знаком Δ указана область Δ -пика. Кривые соответствуют начальным энергиям: 1 — 667 МэВ/А, 2 — 800 МэВ/А, 3 — 1,52 ГэВ/А, 4 — 2,78 ГэВ/А



кой энергии снаряда, отвечающей этой линии. Видно, что в области значений ω , обычно принимаемой для Δ -изобары (от 1100 до 1400 МэВ), величина $|t|$ меняется. Это изменение сравнительно невелико при энергиях выше 1 ГэВ/нуклон, тогда как при энергиях Сакле и низшей из энергий эксперимента

[54—56] значения $|t|$ меняются от $\approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ до $\approx 20 \cdot 10^{-2}$ ГэВ²/с² при изменении Q в пределах Δ -пика. Поскольку формфактор пропорционален $\exp(-27,74|t|)$, это приводит к изменению формфакторного множителя от $\approx \exp(-0,8)$ до $\approx \exp(-5,5)$, т.е. почти половина Δ -пика «обрезается» формфактором ядра ${}^3\text{He}$ при околороговых энергиях. Как уже отмечалось, по этой причине авторы работ [69—75], изучая A -зависимость формы ядерного Δ -пика, пришли к ошибочному заключению об отсутствии таковой. Заметим, что при изменении начальной энергии снаряда формфактор не только искажает форму Δ -пика и меняет величину сечения в максимуме, но порождает также кажущееся смещение положения пика даже в $p({}^3\text{He}, t)$ -реакции относительно ожидаемого по кинематике реакции $pp \rightarrow n\Delta^{++}$.

Искажение сечений (${}^3\text{He}, t$)-перезарядки за счет формфактора можно устранить, если взять отношения инвариантных сечений к величине $Z\text{exp}(R^2t/3)$, где $R^2/3 \approx 27,736$ ГэВ²/с². (Множитель 3 возникает при сравнении с (p, n) -данными, которые нужно брать при импульсе протонов $p_b/3$). Эти отношения показаны на рис.15. Видно, что при таком представлении данных положение Δ -пика и его форма перестают зависеть от энергии пучка (см. табл.3), но абсолютная величина сечений остается энергозависимой; правда, теперь характер этой зависимости совершенно иной, нежели для исходных сечений: высота Δ -пика падает с ростом p_b , вместо прежнего роста и «выполаживания» (ср., например, с рис.7).

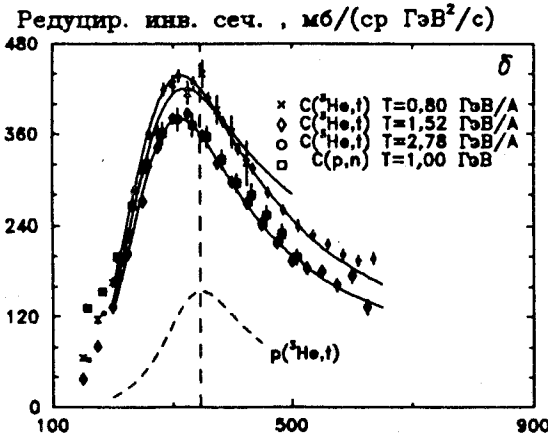
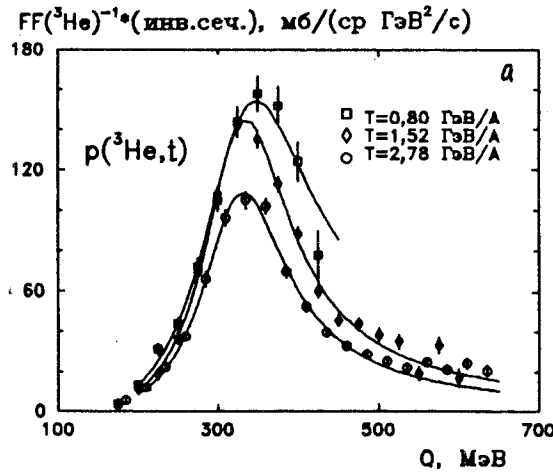


Рис.15. Инвариантные сечения реакций $p(^3\text{He},t)$ (а), $C(^3\text{He},t)$ (б) после компенсации формфактора ^3He так, как описано в тексте. Линии — подгонка релятивистской p -волновой брейт-вигнеровской функцией. Показаны также данные $C(p,n)$; а) данные работы [83] до и после введения компенсации на формфактор ^3He

Таблица 3. Параметры p -волновой брейт-вигнеровской функции после ее подгонки к сечениям, представленным на рис.15,а,б в интервале $Q = 200+500$ МэВ, и положение Q_0 максимума Δ -пика

| Импульс пучка, ГэВ/с | $p(^3\text{He},t)$ | | $S(^3\text{He},t)$ | | Сдвиг ядерного Δ -пика, МэВ |
|----------------------|-----------------------------|------------------------|-----------------------------|------------------------|------------------------------------|
| | $\omega_0, Q_0, \text{МэВ}$ | $\Gamma_0, \text{МэВ}$ | $\omega_0, Q_0, \text{МэВ}$ | $\Gamma_0, \text{МэВ}$ | |
| 4,40 | 1233±1 350±5 | 136±7 | 1300±20 320±5 | 390±38 | 30±7 |
| 6,81 | 1233±4 335±5 | 109±3 | 1286±4,3 315±5 | 323±9 | 20±7 |
| 10,79 | 1236±1 335±5 | 111±3 | 1317±6 315±5 | 360±11 | 20±7 |

Еще ярче нетривиальная роль формфактора ^3He видна из рис. 15,в, на котором приведены данные из работы [83] по $S(^3\text{He},t)$ -реакции при $T = 667$ МэВ/нукл. Видно, что при этой энергии формфактор не только меняет форму спектра тритонов (как инклюзивного, так и эксклюзивных), но и смещает положения их максимумов.

Энергетическая зависимость сечений «элементарной» реакции и реакций перезарядки «вперед». Как уже говорилось, в интересующем нас интервале импульсов протонов полные сечения «элементарной» реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ проходят через максимум и уменьшаются, начиная с $p_{\text{прот}} \cong 1,7$ ГэВ/с. Параметризация Вервеста-Арндта [94] хорошо описывает их энергетическую зависимость. Можно предположить, что энергетическая зависимость инклюзивных инвариантных дифференциальных сечений перезарядки $\frac{d\sigma}{pdQd\Omega}$ отслеживает [124—126] энерго-

зависимость полных сечений «элементарной» реакции $\sigma_{\text{tot}}(pp \rightarrow pn\pi^+)$. В таком случае инвариантная функция $f_{\text{red}} = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^{\text{элемент}}} \frac{d\sigma}{pdQd\Omega}$ должна не

зависеть от энергии снаряда как для (p,n) -, так и для $(^3\text{He},t)$ -реакций, если для последней скомпенсировать формфакторные эффекты. В работах [124—126] показано, что такое предположение оправданно. При этом, ради удобства сравнения различных наборов экспериментальных данных, вместо функции f_{red} рассматривались «редуцированные» сечения $\sigma_{\text{red}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{элемент}} \Big|_{T=0,8 \text{ ГэВ}} f_{\text{red}}$. Они представлены на рис.13. Как видно, не только данные для перезарядки $p(^3\text{He},t)$ неплохо согласуются между

собой, но и данные по $p(p,n)$ -реакции [76—79,93,104] согласуются с ними. Сколько-нибудь заметной энергозависимости Δ -пика не видно; согласие данных по абсолютной величине сечений даже лучше, чем точность их абсолютной нормировки (около 10%); некоторое отклонение «редуцированных» ($^3\text{He},t$)-сечений при $Q > 350$ МэВ и $p_b = 4,4$ ГэВ/с понятно, если учесть, что в этой области малы сами исходные сечения — из-за близости к границе фазового объема реакции.

«Скейлинг» редуцированных сечений указывает на то, что энергетическая зависимость сечений $p(p,n)$ - и $p(^3\text{He},t)$ -реакций действительно определяется, во-первых, энергетической зависимостью полного сечения реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$, и, во-вторых, энергозависимостью формфакторного множителя $\exp(R^2t/3)$, возникающей из-за кинематической связи t и Q в опытах, где угол вылета продукта реакции фиксирован. Напомним, что при сравнении $p(p,n)$ -данных между собой нужно учесть эффекты взаимодействия в конечном состоянии между регистрируемым нейтроном и протоном от распада Δ^{++} (подробнее об этом говорилось в п.2.2).

Скейлинговое поведение редуцированных сечений σ_{red} для реакции перезарядки на протонах открывает возможность исследования переходных спин-изоспиновых формфакторов экзотических ядер [124—126] путем сравнения отношения сечений их перезарядки на протонах (или дейтронах) с рождением Δ -изобары к сечениям $\{p/d\}(p,n)\Delta^{++}$ реакции: его Q -зависимость должна характеризовать t -зависимость искомого формфактора. Кроме того, этот скейлинг позволяет снять (по крайней мере, частично) присущие теории неоднозначности, касающиеся выбора параметров $\pi N\Delta$ - и πNN -взаимодействия [132].

На рис.13,б показаны редуцированные сечения для $d(p,n)$ -реакции [76—79] вместе с данными по квазисвободному рождению Δ^0 -изобары в $d(p,p')$ -процессе [84,85]. Здесь учтено, что для опыта КЕК роль «элементарной» реакции должна играть реакция $pp \rightarrow n\Delta^{++}$, сечение которой нужно брать с надлежащим изоспиновым фактором. Согласие обоих наборов данных при $Q \leq 300$ МэВ — удовлетворительное, как по абсолютной величине сечений, так и по положению Δ -пика. Причина их расхождения в области $Q \cong 500$ МэВ может быть вызвана (если не предполагать методических ошибок при выполнении опыта) тем, что при энергии опыта [84,85] кроме Δ -изобар возможно рождение более тяжелых изобар с последующим их распадом по каналу πr .

Видно, что в реакциях с дейтронной мишенью нет сколько-нибудь заметного сдвига Δ -пика, а уширение его за счет ферми-движения отнюдь не столь велико, как в перезарядке на более тяжелых ядрах.

Наконец, после аналогичной операции компенсации энергетической зависимости полных сечений реакции $pp \rightarrow p\pi\pi^+$ и формфакторного множителя, данные для перезарядки $C(^3\text{He}, t)$ при разных начальных энергиях также совмещаются друг с другом (рис.13,в), если принять во внимание точность их абсолютной нормировки. Здесь же представлены данные по $C(p, n)$ -перезарядке при $T_p = 1$ ГэВ. При сравнении $C(^3\text{He}, t)$ и $C(p, n)$ сечений учтено, что вероятность поглощения протонов и нейтронов в ядре-мишени отличается от вероятности поглощения ядер ^2He и t : сечения реакции $C(^3\text{He}, t)$ умножены на отношение соответствующих вероятностей для $C(p, n)$ - и $C(^3\text{He}, t)$ -реакций. Согласие инклюзивных данных по $(^3\text{He}, t)$ - и (p, n) -перезарядке на ядрах углерода очевидно.

В области $Q \leq 300$ МэВ форма инклюзивного спектра тритонов [83] из $C(^3\text{He}, t)$ -реакции при пороговой энергии тоже соответствует Q -зависимости «редуцированных» сечений, показанных на рис.13,а; видимое расхождение между ними при $Q > 300$ МэВ вызвано вкладами более сложных механизмов, существенных вблизи порога (см. [104] и п.2.2). Обсуждение эксклюзивных спектров тритонов, показанных на этом рисунке, будет проведено в п.2.10.

2.8. Энергетическая зависимость сечений упругой нуклон-нуклонной перезарядки и эффект Δ -доминантности в перезарядке на ядрах. В п.2.3 уже отмечалось, что экспериментальные данные о сечениях $(^3\text{He}, t)$ -перезарядки «вперед» демонстрируют доминирование вклада перезарядки с возбуждением Δ -изобары в сечение, проинтегрированное по переданной энергии: с ростом начальной энергии он почти целиком определяет величину сечения $d\sigma/d\Omega$ (0°). Напомним, что энергетическая зависимость сечения перезарядки с возбуждением Δ -изобары отслеживает энергозависимость полного сечения соответствующей «элементарной» реакции $NN \rightarrow NN\pi$, которое в исследованной нами области энергий проходит через максимум.

Можно предположить, что энергетическая зависимость дифференциальных сечений «квазиупругой» перезарядки (область $Q \leq 150$ МэВ) тоже отслеживает энергетическую зависимость сечений упругой $n(p, n)$ -перезарядки «вперед», т.е. практически при $|t| \cong 0$.

Хорошо известно, что для упругой $p(n, p)n$ -перезарядки характерна удивительная универсальность формы t -зависимости сечений, которая

установлена, начиная с импульсов порядка 430 МэВ/с, до, по меньшей мере, 30 ГэВ/с [133—138, 179]. Как известно, до значений $|t| \cong \cong 0,025 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ дифференциальное сечение быстро падает с ростом $|t|$; если параметризовать эту зависимость обычной экспонентой, то параметр наклона оказывается необычно большим (порядка 50—60 $\text{ГэВ}^{-2}/\text{с}^2$), после чего режим падения сечения меняется и характеризуется параметром наклона около $5 \text{ ГэВ}^{-2}/\text{с}^2$, как в упругом рассеянии адронов. Диапазон изменения t , характерный для «квазиупругой» перезарядки на ядрах, как раз соответствует области быстрого падения $d\sigma/dt$ в упругой NN -перезарядке.

Другая хорошо известная особенность упругой NN -перезарядки состоит в том, что в указанном выше интервале импульсов величина сечения $d\sigma/dt(0)$ падает с ростом импульса почти как p^{-2} . Например, в области импульсов от 870 МэВ/с до $\cong 1,2 \text{ ГэВ/с}$ закон p^{-2} выполняется со значением $\chi^2 \cong 1,3$ (если не учитывать данные [133] при $p = 1037 \text{ МэВ/с}$); при более высоких энергиях (от 5 до 20 ГэВ) показатель степени в законе p^{-n} по данным работы [134] равен $1,92 \pm 0,09$. Хотя опыты [133—138, 180] не всегда хорошо согласуются друг с другом в значениях показателя n (подробный анализ этой проблемы можно найти в работе [137]), по всем этим данным он близок к 2.

Таким образом, сечение «элементарной» реакции в области «квазиупругой» перезарядки быстро падает с ростом энергии снаряда по закону, близкому к p^{-2} , начиная с энергий порядка 340 МэВ. С другой стороны, для области Δ -пика сечение «элементарной» реакции меняется сравнительно слабо, проходя через свой максимум (см. п.3.1) и далее спадая по закону, близкому к p^{-1} . Поэтому обнаруженная в [54—65] доминантность вклада перезарядки с возбуждением Δ -изобары выглядит совершенно естественной, и можно думать, что вплоть до энергий в несколько десятков гигаэлектронвольт в инклюзивной нуклонной перезарядке «вперед» на ядрах неупругая перезарядка будет доминировать над «квазиупругой».

2.9. Основные результаты инклюзивных экспериментов. Совокупность данных инклюзивных опытов по возбуждению Δ -изобар в перезарядке протонов и ядер на протонной и ядерных мишенях показывает, что механизм «квазисвободного» рождения Δ -изобары на нуклонах мишени не является основным для этих реакций. Главный вклад в их сечение вносят процессы, не сводящиеся к «квазисвободному», и в этом смысле их можно назвать «коллективными» (хотя этот термин имеет слишком широкое значение).

Основные итоги инклюзивных исследований можно сформулировать следующим образом.

1. С ростом энергии снаряда вклад «квазиупругой» перезарядки в сечение $d\sigma/d\Omega$ (0°) быстро падает по сравнению с вкладом от перезарядки с Δ -возбуждением ядра, и при высоких энергиях сечение реакции $C(^3\text{He}, t)$ под нулевым углом в основном определяется возбуждением Δ -изобарных степеней свободы ядра-мишени.
2. Ядерный Δ -пик сдвинут к меньшим переданным энергиям по сравнению с Δ -пиком в сечении реакции на свободном протоне и имеет почти вдвое большую ширину. Это наблюдается для перезарядки всех исследованных барионных систем на ядрах с возбуждением Δ -изобар в мишени при малых p_\perp . Поэтому очевидно, что причина сдвига и уширения ядерного Δ -пика связана именно с откликом ядра-мишени на появление в нем Δ -изобары, а не со спецификой снаряда.
3. Механизм квазисвободного рождения Δ -изобары в ядре с учетом эффектов ферми-движения не позволяет воспроизвести основные особенности поведения сечений этой реакции, а именно: сдвиг и уширение ядерного Δ -пика относительно Δ -пика в сечениях перезарядки на свободных протонах, а также величину отношения выходов $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ и $p(^3\text{He}, t)$ реакций.
4. Общий характер зависимости сечений перезарядки (p, n) и $(^3\text{He}, t)$ от атомного номера ядра-мишени в максимуме Δ -пика, в первую очередь, определяется поглощением снаряда и продукта реакции ядром-мишенью и соотношением между числом протонов и нейтронов в мишени. Он близок к закону $A^{1/3}$, что отвечает представлению о периферическом характере реакции, однако есть указания на отклонение от этого закона.
5. Форма ядерного Δ -пика зависит от атомного номера ядра-мишени. С ростом A ядерный Δ -пик становится шире. Это находится в качественном соответствии с предположением о существенной роли безмезонных мод снятия Δ -изобарных возбуждений и, возможно, мод с перезарядкой Δ -изобары в ядре.
6. Нет существенных принципиальных отличий в механизме Δ -возбуждения ядра-мишени между реакциями $(^3\text{He}, t)$ и (p, n) ; в количественном плане их различие обусловлено структурой ядра ^3He (т.е. фактором) и размерами снаряда (фактор поглощения снаряда и продукта реакции в ядре-мишени).
7. Энергетическая зависимость сечений рассматриваемых процессов отслеживает энергозависимость полного сечения соответствующей «элементарной» реакции.

8. Угловая зависимость сечений перезарядки с возбуждением Δ -изобар в ядрах определяется угловой (p_{\perp}) зависимостью сечения «элементарной» реакции и радиусом ядра-снаряда.

Продвижение в количественном понимании этих эффектов требует получения новых данных из эксклюзивных опытов, где должны разделяться различные каналы «распада» ядерных Δ -возбуждений. Такие измерения уже ведутся, но, в основном, вблизи порога.

2.10. Сравнение «редуцированных» инклюзивных сечений с эксклюзивными данными при энергиях 667 и 800 МэВ/нуклон. Эксперименты эксклюзивного типа по перезарядке с возбуждением Δ -изобар в ядрах выполнены для реакций (${}^3\text{He}, t$) в Сакле [83], (p, n) при энергии 800 МэВ в КЕК [86] и ($t, {}^3\text{He}$) при энергии 2,24 ГэВ/нуклон в Дубне [82]. Данные по квазисвободному рождению Δ -изобары в (p, p')-реакции, полученные ранее в КЕК [84,85], тоже следует принять во внимание при обсуждении эксклюзивных сечений перезарядки. В настоящее время пока нет работ по количественной интерпретации этих данных.

В эксклюзивных опытах было, во-первых, подтверждено сделанное еще при анализе инклюзивных сечений заключение о том, что из-за эффектов энергии связи пик от квазисвободного рождения Δ -изобары смещается в «обратную» сторону на шкале Q по сравнению со смещением полного инклюзивного ядерного Δ -пика. Это видно из сравнения «редуцированных» сечений перезарядки как с сечениями квазисвободного рождения (см. рис.13 и работы [124—126,130]), так и с эксклюзивными сечениями реакций $A({}^3\text{He}, t)p\pi^+$, $A(p, n)p\pi^+$ (рис.16). То же самое было показано для реакции $\text{Mg}(t, {}^3\text{He})p\pi^-$ в работе [82]. Во-вторых, во всех перечисленных экспериментах наблюдался « $2p$ »-канал безмезонной разрядки Δ -изобары, т.е. процессы $A({}^3\text{He}, t)pp$, $A(p, n)pp$ и $\text{Mg}(t, {}^3\text{He})p$ (в реакции ($t, {}^3\text{He}$) вместо протона испускается нерегистрируемый нейтрон). При этом важно отметить, что вклад « $2p$ »-канала наиболее существен как раз в области малых $Q \geq 150$ МэВ. Наконец, была зарегистрирована « 1π »-мода распада Δ -возбуждения, также существенная в области малых $Q \geq 150$ МэВ [86,83]. Вклад в сечение от механизма квазисвободного рождения, по данным (p, n)-опыта [86] при 800 МэВ, составляет около 30% от инклюзивного сечения в области Δ -пика; остальная часть инклюзивного сечения в ядерном Δ -пике обусловлена другими механизмами, в которых существенно взаимодействие Δ -изобары с другими нуклонами ядра-мишени (рис.1). Они приводят к « $2N$ » и более сложным модам распада ядерных Δ -возбуждений.

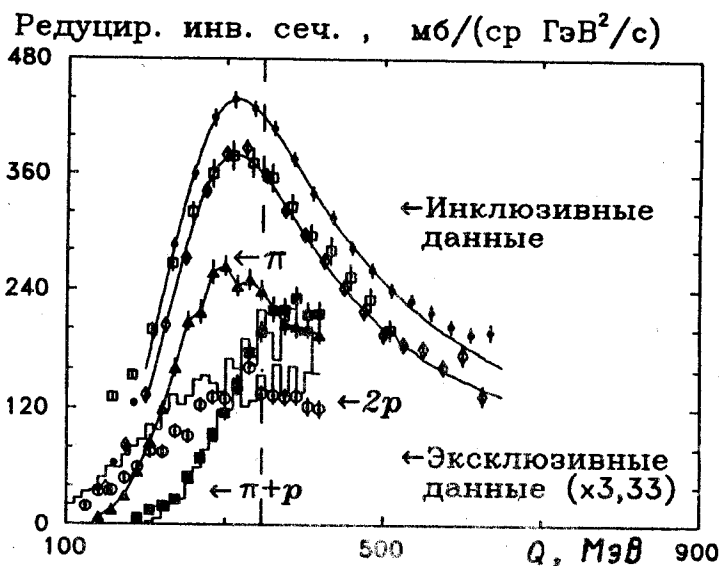


Рис.16. Данные эксклюзивных экспериментов [83,86] вместе с инклюзивными данными по $(^3\text{He}, t)$ -реакции. Сечения (p, n) -реакции при $T = 800$ МэВ измерены в КЕК в абсолютных единицах и на данном рисунке умножены на фактор 3,33 для большей наглядности (\circ , \blacktriangle , \blacksquare). Эксклюзивные спектры Сакле [83], изображенные гистограммами, как и на рис.13, измерены в произвольных единицах. Поэтому на рис.13 и здесь они отнормированы на $(\pi + p)$ эксклюзивные сечения КЕК (при этом для $(\pi + p)$ - и $2p$ -спектров использован один и тот же нормировочный фактор)

Происхождение « 1π »-спектра может быть вызвано несколькими эффектами. Во-первых, небольшой вклад в него (в основном, за максимумом инклюзивного ядерного Δ -пика) должен быть от квазисвободного рождения Δ^+ на нейтронах ядра-мишени. Этот вклад должен быть аналогичен $p\pi$ -спектру. Во-вторых, в него же должен вносить вклад процесс возбуждения Δ -изобары «в снаряде» (или когерентного рождения пиона в снаряде, по терминологии работы [139]), что ясно из рассмотрения кинематики распада быстрой (в лаб. системе) Δ -изобары. В-третьих, «истинно когерентное» рождение пиона в ядре-мишени, идущее через промежуточное Δ -возбуждение или пионную коллективную моду, также должно приводить к появлению класса « 1π »-событий. Возможны и другие

механизмы генерации событий этого класса, однако их обсуждение сейчас преждевременно.

В целом результаты эксклюзивных опытов подтверждают сложившееся на основе инклюзивных данных понимание процесса Δ -возбуждения ядер и ставят перед теорией сложную задачу их объяснения в условиях, когда нет количественного описания даже инклюзивных сечений.

2.11. Основные итоги феноменологического анализа данных о возбуждении Δ -изобар в реакциях перезарядки. В проведенном феноменологическом рассмотрении совокупности экспериментальных данных обращение к результатам теоретических расчетов было сознательно сведено к минимуму, чтобы выявить те качественные особенности зарядово-обменных реакций с возбуждением Δ -изобар в ядрах, которые а) видны непосредственно из эксперимента, б) не являются специфическим следствием условий конкретного опыта, в) могут считаться независимыми от той или иной теоретической схемы.

В целом итоги феноменологического анализа можно сформулировать следующим образом.

1. Преобладающий вклад в сечения перезарядки нуклонов или релятивистских ядер «вперед» вносят процессы возбуждения Δ -степеней свободы мишени. Область кинетических энергий около 1+3 ГэВ/нуклон оптимальна для их исследования.

2. Имеет место «факторизация» сечений перезарядки с возбуждением Δ -изобар в ядрах в том смысле, что ряд характеристик ядерного Δ -пика (например, сдвиг и его уширение) не зависит от сорта снаряда и определяется свойствами ядра-мишени, тогда как другие (например, зависимость от энергии или угла рассеяния) в основном определяются структурой снаряда (для релятивистских ядер — формфактором перехода) и поведением «элементарной» реакции.

3. В сечениях перезарядки «вперед» с возбуждением Δ -изобар существенны вклады как процессов «квазисвободного» рождения изобары, так и процессов к ним не сводящихся, которые здесь названы «коллективными». Именно они приводят к сдвигу и уширению ядерного Δ -пика, изменению его формы в зависимости от атомного номера ядра-мишени, появлению «неправильных» lp -пар и т.п.

4. Эффект « Δ -доминантности», т.е. преобладание вклада от Δ -возбуждений ядра над вкладом от «квазиупругой» перезарядки с возбуждением обычных ядерных уровней (в том числе с переходом ядра в состоянии непрерывного спектра), обусловлен разным характером зависимости от энергии снаряда соответствующей «элементарной» реакции.

5. Дальнейшее продвижение в количественном понимании этих эффектов связано с проведением новых опытов эксклюзивного типа, вклю-

чая поляризационные измерения, где должны исследоваться различные каналы «распада» ядерных Δ -возбуждений. Такие измерения уже ведутся, но, в основном, вблизи порога. Их результаты подтверждают сложившееся на основе инклюзивных данных понимание процесса Δ -возбуждения ядер, которое базируется на качественной картине процесса, следующей из концепции Δ -дырочных возбуждений.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ Δ -ИЗОБАР В ЯДРАХ ПИОНАМИ, ЭЛЕКТРОНАМИ И ФОТОНАМИ

В предыдущем разделе была рассмотрена феноменология Δ -возбуждений ядер в зарядово-обменных реакциях. В этом разделе будут обсуждены данные о полных сечениях πA -рассеяния и результаты опытов по возбуждению Δ -изобар в ядрах электромагнитными пробниками, которые были стимулированы исследованиями перезарядки с рождением Δ -изобар в ядрах.

Общие черты рассмотренных в предыдущем разделе процессов, происходящих при малых p_{\perp} , а именно: передача в мишень спинового и изоспинового квантовых чисел, ярко выраженный пик при переданных энергиях $Q \cong 300$ МэВ и малых значениях квадрата переданного 4-импульса $|t|$, а также характерный вид t -зависимости сечений $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ -реакции [62, 140] с провалом при $|t| \leq 0,03$ ГэВ²/с², указывают на существенную роль обмена пионом в этих реакциях. Это предположение подкрепляется вполне удовлетворительным описанием сечений реакций $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ и $p(p, n)\Delta^{++}$ в работах [59, 61, 62, 91]. Поэтому есть основания полагать, что в перезарядке на ядрах с возбуждением изобар тоже доминирует π -обмен. Естественно также ожидать, что сдвиг и уширение ядерного Δ -пика по сравнению с Δ -пиком в перезарядке на свободных протонах связаны с энергозависимостью полных πA -сечений в резонансной области, обсуждению которой посвящен п.3.2.

Особенностью однопионного обмена является его так называемый «продольный» ($\sigma \cdot q$)-характер. Доминирование однопионного обмена при Δ -изобарных возбуждениях ядер в реакциях перезарядки означало бы, что обнаруженные в этих реакциях коллективные эффекты отражают поведение продольной части спин-изоспиновой функции отклика ядра и должны проявляться во всех тех процессах с Δ -возбуждениями ядер, где эта часть ядерной функции отклика наиболее существенна. Считается, что в тех процессах, где преобладает «поперечная» ($\sigma \times q$)-часть ядерной функции отклика, коллективные эффекты, если и есть, то

очень слабы [4]. Это можно было бы проверить с помощью реакции (π^\pm, π^0) на ядра с возбуждением изобар, где должен преобладать ρ -мезонный обмен и прощупывается «поперечная» часть ядерной функции отклика. Такие данные уже появились [87-89]; они тоже указывают на сдвиг ядерного Δ -пика к меньшим энергиям возбуждения. Похожие явления были замечены в опытах [72, 73] по реакции $A(d_{\text{pol}}, 2p)$ с возбуждением изобар, выполненных на пучке тензорно-поляризованных дейтронов, хотя вклад «поперечной» части ядерной функции отклика в этой реакции оказался достаточно велик. Правда, здесь следует иметь в виду возможность «перемешивания» продольной и поперечной частей функции отклика ядра из-за конечности его размеров [141]. Этот вопрос в настоящее время является предметом дискуссий. Он будет обсуждаться в п.3.3 вместе с результатами опытов по электро- и фотовозбуждению Δ -изобар в ядрах.

3.1. Аппроксимация полных сечений πp -рассеяния. Прежде чем переходить к обсуждению данных о полных сечениях πA -рассеяния, полезно обратиться к данным о полном сечении πp -рассеяния в резонансной области, тем более что в некоторых вариантах модели однопионного обмена (см., например, [106]) эти данные используются при вычислении сечений реакций и удобная аппроксимация $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$ может оказаться полезной.

Данные о полном сечении $\pi^+ p$ -рассеяния были взяты из компиляции [142]. Их можно аппроксимировать суммой резонансных вкладов и полиномиального нерезонансного фона (μ — масса π -мезона):

$$\sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p}(\omega) = \sum_{i=0}^k A_i \frac{\omega_i^2 \Gamma_i^2(\omega)}{(\omega^2 - \omega_i^2)^2 + \omega_i^2 \Gamma_i^2(\omega)} + \sum_{j=1}^4 C_j (\omega - \omega_n)^j \Big|_{\omega > \omega_n}, \quad (8)$$

$$\omega_n = m_p + 2\mu, \quad k = 1 \text{ для } \sigma_{\text{tot}}^{\pi^+ p} \text{ и } k = 2 \text{ для } \sigma_{\text{tot}}^{\pi^- p}.$$

Здесь ω_i — масса резонанса, ω — полная энергия πp -системы в с.ц.и.

Первый «резонансный» член отражает вклад $\Delta(1232)$ -изобары; функция $\Gamma_0(\omega)$ для него бралась в форме Джексона [123]:

$$\Gamma_0(\omega) = \Gamma_{00} \left(\frac{q}{q_0} \right)^3 \frac{q_0^2 + a_\pi \mu^2}{q^2 + a_\pi \mu^2},$$

$$q = \frac{\lambda^{1/2}(\omega^2, m_p^2, \mu^2)}{2\omega}, \quad q_0 = \frac{\lambda^{1/2}(\omega_0^2, m_p^2, \mu^2)}{2\omega_0}, \quad (9)$$

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz.$$

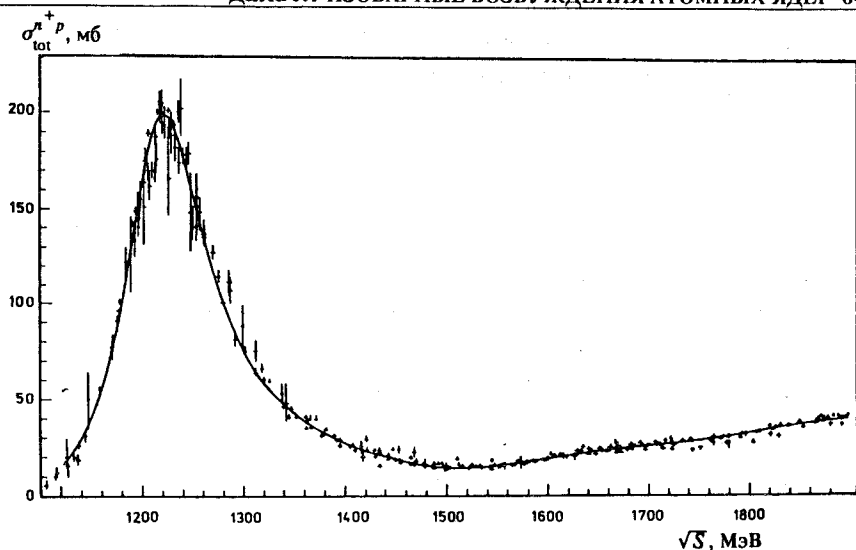


Рис.17. Полное сечение $\pi^+ p$ -рассеяния в зависимости от полной энергии в с.ц.м. Данные взяты из компиляции [142]; линия — наша аппроксимация (см. текст)

Для остальных слагаемых, поскольку $N\pi\pi$ -мода распада нуклонных резонансов с массами выше 1400 МэВ является основной, функция $\Gamma_i(\omega)$ выбиралась в виде

$$\Gamma_i(\omega) = \Gamma_{i0}(q_i/q_{0i})^3 \theta(\omega^2 - M^2),$$

$$\theta(x) = 0 \text{ при } x \leq 0 \text{ и } 1 \text{ при } x > 0, \quad (10)$$

$$q_i = \frac{\lambda^{1/2}(\omega^2, m_p^2, M^2)}{2\omega}, \quad q_{0i} = q_i(\omega_i), \quad M^2 = 4\mu^2, \quad i = 1; \quad M^2 = \mu^2, \quad i = 2.$$

Параметры A_j , C_j , a_π , Γ_{0i} , ω_i находились подгонкой функции (8) к экспериментальным данным о $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^+ p}$ в области кинетических энергий пионов до 2 ГэВ; их значения приведены в табл.4. Точность аппроксимации оказалась не хуже 5% (рис.17).

Примечательно, что параметр a_π оказался отрицательным. Нельзя исключить того, что это артефакт выбранной выше зависимости $\Gamma_0(\omega)$: из (9) видно, что при $a_\pi < 0$ в сечениях $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^+ p}$ при малых энергиях пионов

Таблица 4. Параметры аппроксимации (8) полных сечений $\pi^\pm p$ -рассеяния в интервале $(m_p + \mu) \leq \omega \leq 2$ ГэВ

| Параметр | $\pi^+ p$ | $\pi^- p$ |
|-----------------------------|-----------------|----------------|
| A_0 , мб | 197,8±0,93 | 67,44±0,48 |
| ω_0 , ГэВ | 1,2210±0,0004 | 1,2210±0,0004 |
| Γ_{00} , МэВ | 99,19±0,7 | 99,19±0,7 |
| a_π , ГэВ ⁻² | -(0,0837±0,015) | -(0,621±0,045) |
| A_1 , мб | 20,96±0,80 | 26,27±0,76 |
| ω_1 , ГэВ | 1,7210±0,0004 | 1,6730±0,0004 |
| Γ_{01} , МэВ | 614±10 | 88±5 |
| A_2 , мб | — | 17,23±0,62 |
| ω_2 , ГэВ | — | 1,5047±0,0004 |
| Γ_{02} , МэВ | — | 79±5 |
| C_1 , мб/ГэВ | 9,19±2,61 | 58,0±2,1 |
| C_2 , мб/ГэВ ² | -(54,41±5,1) | -(44,4±4,2) |
| C_3 , мб/ГэВ ³ | 46,9±2,8 | 14,7±2,4 |
| C_4 , мб/ГэВ ⁴ | -(10,27±0,50) | -(1,75±0,41) |

появляется узкий пик. Для значений a_π , указанных в табл.4, он лежит при массах $\pi^+ p$ - и $\pi^- p$ -систем, равных 1,084 и 1,122 ГэВ соответственно, т.е. при кинетических энергиях пиона в л.с. около 7,5 и 52 МэВ, где количество и качество данных о $\sigma_{tot}^{\pi^\pm p}$ оставляет пока желать лучшего.

Поэтому в дальнейших расчетах функция $\rho(\omega) = \frac{q_0 + a_\pi \mu^2}{q^2 + a_\pi \mu^2}$ при

$\omega \leq 1,1642$ ГэВ (для $\pi^- p$ -сечений) и $\omega \leq 1,126$ ГэВ (для $\pi^+ p$ -сечений) считалась постоянной и равной $\rho(1,1642)$ и $\rho(1,126)$ соответственно.

Эта аппроксимация использовалась в работах [59,61,62,91] для описания $p(p,n)\Delta^{++}$ -сечений при энергиях от 764 МэВ до 1 ГэВ и сечений перезарядки (${}^3\text{He}, t$) на протонах в рамках модели однопионного обмена (ОРЕ) в ее феноменологическом варианте [106]. В этих работах было показано, что при кинетических энергиях ядер ${}^3\text{He}$ выше 700 МэВ/нуклон и малых углах вылета тритонов достигается вполне удовлетворитель-

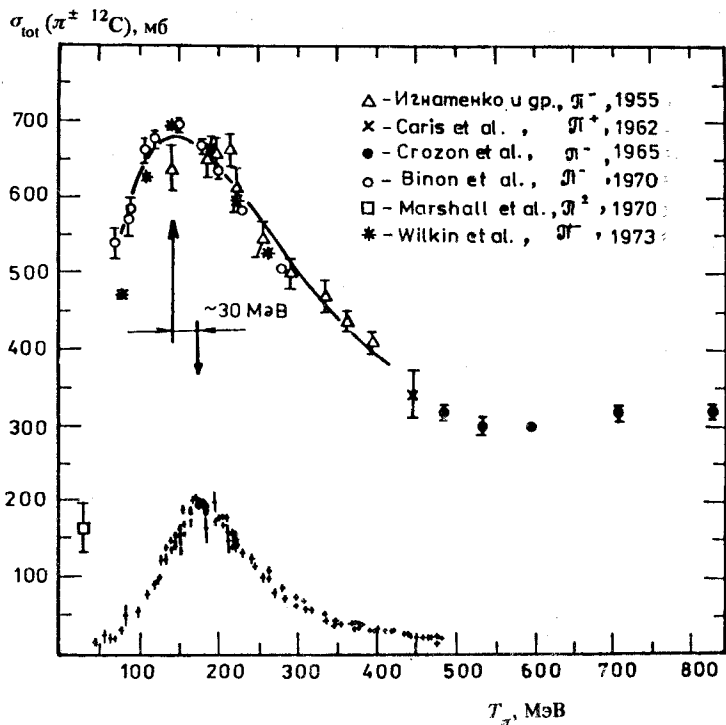


Рис.18. Компильция данных о полных сечениях $\pi^{\pm}\text{C}$ -рассеяния [25,34—44]. Сечения представлены в зависимости от кинетической энергии пионов. Линия — наша аппроксимация. Для сравнения показаны данные о полном сечении $\pi^{+}p$ -рассеяния (из компильции [142], (+))

ное описание экспериментальных данных о $p({}^3\text{He}, t)$ -реакции, равно как и данных о $p(p, n)\Delta^{++}$ -сечениях при энергиях от 700 МэВ до $\cong 2$ ГэВ. Вместе с тем было подтверждено, что при низкой (околопороговой) энергии ядер ${}^3\text{He}$ или больших углах вылета тритонов рождение Δ^{++} -изобары через обмен пионом не является главным механизмом реакции $p({}^3\text{He}, t)$. Как и в $p(p, n)$ -перезарядке при аналогичных кинематических условиях (см. разд.2), здесь существенны, по-видимому, более сложные механизмы, включающие взаимодействие продуктов реакции в конечном состоянии.

3.2. Полные сечения πA -рассеяния в резонансной области: экспериментальные данные. Сдвиг и уширение «резонансного» пика в энергетической зависимости полных пион-ядерных сечений были обнаружены в

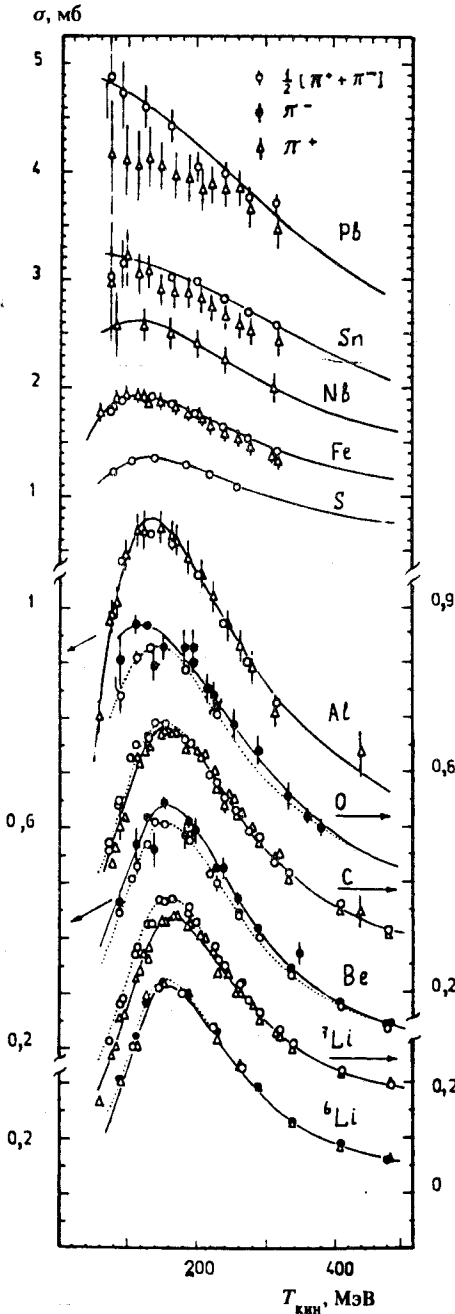


Рис.19. Полные сечения πA -рассеяния в зависимости от кинетической энергии пионов по данным [25,34—44]. Линии — аппроксимация по [41]. Параметры аппроксимирующих кривых указаны в табл.5. Заметно смещение максимума Δ -пика с ростом атомного номера ядра к меньшим энергиям пионов; для ядер тяжелее Fe резонансный пик практически не виден

1970 г. в опыте [25], где измерялись полные сечения $\pi^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергиях пионов в области Δ -резонанса. Этот результат оказался настолько неожиданным, что был воспринят с недоверием, и был проведен независимый эксперимент практически при повторяющихся значениях энергий π -мезонов (рис.18). Возникла длительная дискуссия о причинах этого сдвига [26—33]. В дальнейшем был получен обширный экспериментальный материал по полным πA -сечениям, часть из которого здесь обсуждается.

Данные по полным πA -сечениям на ядрах от лития до группы свинца в области энергий пионов, отвечающей Δ -резонансу, можно найти в работах [25,34—44]. В одной из них, а именно в работе Кэррола с соавторами [41], предложена удобная эмпирическая параметризация полных πA -сечений. В табл.5 приводятся значения соответствующих параметров, найденные независимо выполненной подгонкой фор-

мул [41] к данным о $\sigma_{\text{tot}}(\pi A)$ (линии на рис.19). Собранные из указанных работ сведения о $\sigma_{\text{tot}}(\pi A)$ показаны на этом же рисунке. При их анализе нужно принять во внимание эффекты кулоновского взаимодействия, приводящие к различию сечений π^- - и π^+ -взаимодействия с ядрами, особенно для легких ядер и малых энергий пионов. Эти эффекты не столь существенны для так называемого усредненного сечения $\sigma_{av} = (\sigma(\pi^+ A) + \sigma(\pi^- A))/2$.

Как видно из рис.19 и табл.5, положение резонансного пика и его ширина явно зависят от атомного номера ядра-мишени. Для ядер с $A > 90$ трудно вообще говорить о резонансном пике, так как даже если он существует, его максимум оказывается сдвинутым к малым энергиям настолько, что кулоновские эффекты полностью маскируют возможный пик.

Таблица 5. Параметры, характеризующие поведение Δ -пика в полных πA -сечениях рассеяния при их параметризации по (11)

| π | χ^2/n | c | Γ_2 , МэВ | E_0 , ГэВ | E_1 , МэВ |
|-------------------|------------|---------------------|------------------|----------------------|-----------------|
| ${}^6\text{Li}$ | | | | | |
| av | 35/18 | $0,1023 \pm 0,0013$ | $-3,83 \pm 0,27$ | $1,2039 \pm 0,00082$ | $3,19 \pm 0,03$ |
| π^- | 17/12 | $0,1074 \pm 0,0028$ | $-3,01 \pm 0,54$ | $1,2042 \pm 0,0012$ | $3,09 \pm 0,06$ |
| π^+ | 16/12 | $0,1030 \pm 0,0043$ | $-3,09 \pm 0,79$ | $1,2045 \pm 0,0016$ | $3,15 \pm 0,07$ |
| ${}^7\text{Li}$ | | | | | |
| av | 46/25 | $0,1338 \pm 0,0020$ | $-8,77 \pm 0,23$ | $1,2065 \pm 0,00079$ | $3,24 \pm 0,04$ |
| π^- | 18/12 | $0,1624 \pm 0,0066$ | $-11,2 \pm 0,46$ | $1,2064 \pm 0,0014$ | $2,94 \pm 0,08$ |
| π^+ | 108/32 | $0,1178 \pm 0,0012$ | $-7,37 \pm 0,21$ | $1,2097 \pm 0,00078$ | $3,36 \pm 0,03$ |
| ${}^9\text{Be}$ | | | | | |
| av | 23/16 | $0,1890 \pm 0,0042$ | $-17,1 \pm 0,25$ | $1,2123 \pm 0,0013$ | $3,07 \pm 0,06$ |
| π^- | 25/19 | $0,2109 \pm 0,0065$ | $-20,9 \pm 0,39$ | $1,2163 \pm 0,0017$ | $2,82 \pm 0,08$ |
| π^+ | 17/12 | $0,1755 \pm 0,0069$ | $-12,7 \pm 0,53$ | $1,2111 \pm 0,0022$ | $3,24 \pm 0,10$ |
| ${}^{12}\text{C}$ | | | | | |
| av | 74/26 | $0,2260 \pm 0,0032$ | $-26,3 \pm 0,24$ | $1,2144 \pm 0,0012$ | $3,17 \pm 0,05$ |
| π^- | 70/35 | $0,2827 \pm 0,0079$ | $-29,8 \pm 0,44$ | $1,2197 \pm 0,0016$ | $2,75 \pm 0,08$ |
| π^+ | 74/35 | $0,2207 \pm 0,0036$ | $-25,6 \pm 0,23$ | $1,2179 \pm 0,0012$ | $3,10 \pm 0,06$ |
| ${}^{16}\text{O}$ | | | | | |
| av | 0,12/6 | $0,2850 \pm 0,057$ | $-31,5 \pm 2,7$ | $1,213 \pm 0,015$ | $2,76 \pm 1,5$ |
| π^- | 4,9/15 | $0,392 \pm 0,085$ | $-40,0 \pm 5,2$ | $1,222 \pm 0,010$ | $2,01 \pm 0,64$ |
| π^+ | 0,63/6 | $0,257 \pm 0,057$ | $-26,0 \pm 1,4$ | $1,221 \pm 0,020$ | $2,15 \pm 1,4$ |

Продолжение табл.5

| π | χ^2/n | c | Γ_2 , МэВ | E_0 , ГэВ | E_1 , МэВ |
|-------------------|------------|---------------------|------------------|-------------------|-----------------|
| ^{27}Al | | | | | |
| ν | 15/8 | $0,6401 \pm 0,0037$ | $-225,8 \pm 4,7$ | 1,319 фикс. | $6,38 \pm 0,20$ |
| π^+ | 4,6/21 | $0,674 \pm 0,276$ | $-262,3 \pm 240$ | $1,336 \pm 0,148$ | $7,04 \pm 3,2$ |
| ^{32}S | | | | | |
| ν | 2,2/6 | $0,505 \pm 0,122$ | $-108,3 \pm 88$ | $1,247 \pm 0,045$ | $2,86 \pm 2,6$ |
| ^{56}Fe | | | | | |
| ν | 0,7/8 | $0,9934 \pm 0,0085$ | -551 ± 20 | 1,54 фикс. | $5,10 \pm 0,40$ |
| π^+ | 1,8/20 | $0,9982 \pm 0,014$ | -544 ± 29 | 1,54 фикс. | $5,24 \pm 0,64$ |
| ^{93}Nb | | | | | |
| π^+ | 0,04/6 | $0,977 \pm 0,15$ | -359 ± 46 | 1,414 фикс. | $1,95 \pm 1,02$ |
| ^{119}Sn | | | | | |
| ν | 3,0/8 | $1,33 \pm 0,14$ | -596 ± 24 | 1,54 фикс. | $1,28 \pm 0,27$ |
| π^+ | 0,8/13 | $1,34 \pm 0,32$ | -582 ± 41 | 1,54 фикс. | $1,41 \pm 0,78$ |
| ^{208}Pb | | | | | |
| ν | 4,7/8 | $1,468 \pm 0,046$ | $-680 \pm 6,7$ | 1,54 фикс. | $1,05 \pm 0,13$ |
| π^+ | 1,2/13 | $1,316 \pm 0,29$ | -551 ± 39 | 1,54 фикс. | $0,77 \pm 0,48$ |
| ^{209}Bi | | | | | |
| ν | 0,11/6 | $1,33 \pm 0,68$ | -534 ± 98 | 1,54 фикс. | $0,71 \pm 0,90$ |

Эти особенности A -зависимости Δ -резонансного пика в полных πA -сечениях коррелируют с теми, которые наблюдаются в A -зависимости Δ -пика в (p, n) -перезарядке при кинетической энергии 1 ГэВ. Но зависимости положения ядерного Δ -пика от A в (p, n) -перезарядке не видно, тогда как в пион-ядерных сечениях эта тенденция видна достаточно отчетливо. Пока неясно, с чем связано это различие: то ли с тем, что в реакциях перезарядки Δ -степени свободы ядра возбуждаются виртуальным пионом, а в опытах по πA -рассеянию π -мезоном на массовой поверхности, то ли с тем, что изменение положения ядерного Δ -пика с изменением A в опыте [76—79] не удалось заметить просто из-за недостаточного энергетического разрешения.

Согласно работе [41] полное сечение πA -рассеяния можно представить в виде

$$\sigma = \frac{2\pi \lambda^2 \Gamma_1}{E_1} \left[\arctg \left(\frac{E_0 + E_1 L_{\max}^2 - E}{\Gamma/2} \right) - \arctg \left(\frac{E_0 - E}{\Gamma/2} \right) \right], \quad (11)$$

где $\Gamma_1 = ck_0$, $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$; E_0 и E_1 — параметры подгонки (как и константы c , Γ_2). Величина E определяется как

$$E = (\mu^2 + k^2)^{1/2} + (M^2 + k^2)^{1/2} - M + m_N, \quad (12)$$

где μ — масса пиона, m_N — масса нуклона (полусумма масс протона и нейтрона), M — масса ядра-мишени. Здесь k — импульс пиона в системе центра масс пион—ядро:

$$k = \frac{M p_{\pi}^{\text{лаб}}}{(\mu^2 + M(M + 2E_{\pi}^{\text{лаб}}))^{1/2}}. \quad (13)$$

Длина волны $\lambda = 1/k$, а величина максимально возможного углового момента $L_{\max} = kR + 1$, где R — радиус ядра-мишени. Наконец, импульс k_0 находится из условия

$$E_0 + E_1 L_{\max}^2 = (\mu^2 + k_0^2)^{1/2} + (M^2 + k_0^2)^{1/2} - M + m_N. \quad (14)$$

Если обозначить $E_{RL} = E_0 + E_1 L_{\max}^2$ и $\delta = E_{RL} - m_N$, то $E_{\pi}(k_0) = (\mu^2 + k_0^2)^{1/2}$ можно найти по формуле

$$E_{\pi}(k_0) = \frac{\delta^2 + 2M\delta + \mu^2}{2(\delta + M)}. \quad (15)$$

При выполнении подгонок в качестве R для ядер легче ниобия брался так называемый эквивалентный радиус (численные значения были взяты из работы [41]), а для ядер Nb, Sn, Pb и Bi в качестве R бралась величина $R_F + c_f$, где R_F — фермиевский радиус, а c_f — ширина переходного слоя, т.е. $R = 5,62, 5,92, 7,07$ и $7,15$ фм соответственно. Значение R_F было взято как среднее по приведенным в работах [143] значениям, а c_f принято равным $c_f = 0,545$ фм.

Поскольку для ядер тяжелее Fe резонансный пик не просматривается, параметр E_0 пришлось фиксировать из дополнительных соображений.

Качество аппроксимации оказалось достаточно хорошим, что видно как непосредственно из рис.19, так и из табл.5, где n — число точек, включенных в подгонку.

Сдвиг положения резонансного пика в сечениях взаимодействия пионов с ядрами заметен не только для полных сечений рассеяния. На рис.20 для примера приведены данные о полных сечениях неупругого взаимо-

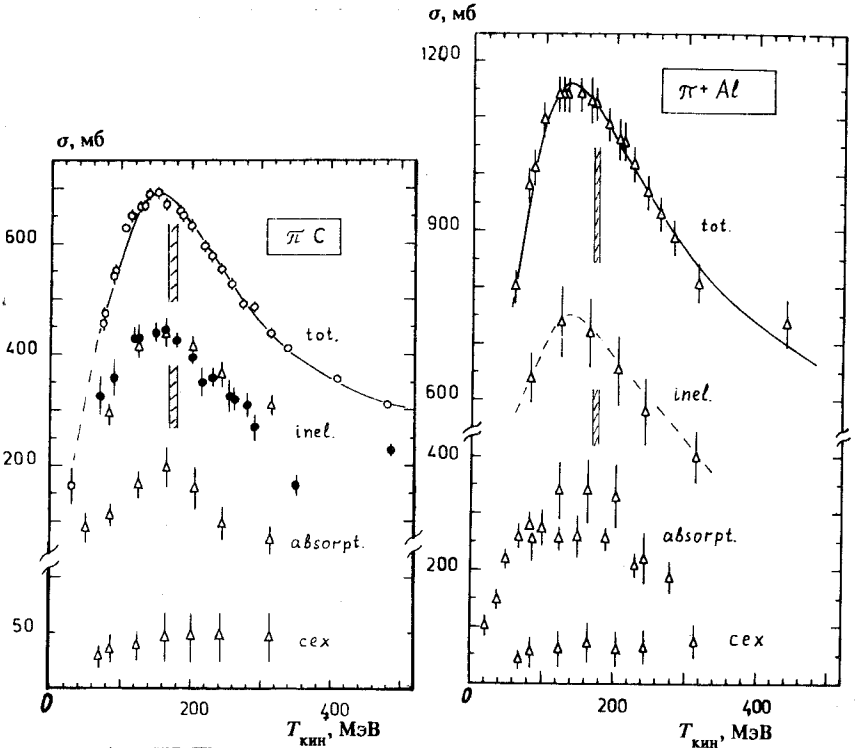


Рис.20. Полные сечения разных каналов πA -реакций в зависимости от кинетической энергии пионов для ядер углерода и алюминия. Данные взяты из работ [25,34—44]. Штриховой полосой показано положение резонансного пика в полном πp -сечении ($\Delta - \pi^+$, $\bullet - \pi^-$, $o - \frac{1}{2}(\pi^+ + \pi^-)$)

действия, абсорбции и перезарядки для ядер углерода и алюминия. Видно, что сдвиг резонансного пика имеется не только для полных сечений рассеяния. Из этого рисунка видно также, что причина сдвига не может быть связана с каким-то одним выделенным каналом, например, абсорбции: для этого вклад абсорбции в полное сечение рассеяния недостаточно велик (он порядка $1/4$ от полного сечения и около $1/2$ от полного сечения неупругого взаимодействия). Таким образом, причина сдвига явно связана с глобальными свойствами отклика ядерной материи на возбуждение в ней Δ -степеней свободы.

3.3. Экспериментальные данные о возбуждении Δ -изобар в ядрах в реакциях с участием фотонов. Рассмотренные экспериментальные данные убеждают в правильности той качественной картины процесса Δ -

возбуждения ядер, которая следует из концепции Δ - h -возбуждений (см. введение). Из нее следует, что для «коллективизации» Δ -возбуждений в ядре не так уж и существенно, как происходит переход $N \rightarrow \Delta$, важно лишь, чтобы он случился в области, где локальная плотность ядерного вещества не слишком мала. Если это так, то можно было бы ожидать появления эффектов, аналогичных рассмотренным выше, и в реакциях, где нуклон превращается в Δ -изобару в результате взаимодействия с фотоном (реальным или виртуальным). В первую очередь, было бы интересно посмотреть, заметен ли сдвиг и уширение ядерного Δ -пика в таких реакциях. Оказывается (см., например, [62, 140]), что данные об электровозбуждении Δ -изобар в ядрах и о фотопоглощении ядрами в резонансной области энергий фотонов не исключают существования таких явлений, однако подробное обсуждение соответствующих экспериментальных данных и их теоретической интерпретации выходит за рамки этого обзора.

В явном виде указания на сдвиг и уширение Δ -пика при Δ -возбуждении ядер были, по-видимому, впервые без обращения к теоретическим расчетам, экспериментально получены в работе [47] путем сравнения характеристик ядерного Δ -пика с пиком Δ -изобары в рассеянии электронов аналогично тому, как это было сделано в работах [54—65] (см. табл.6, взяту из статьи [47]).

Из табл.6 видно, во-первых, что ядерный Δ -пик слегка сдвинут к меньшим значениям ω , чем Δ -пик в $p(e, e')$ -рассеянии, тогда как пик квазиупругого рассеяния, напротив, сдвинут к более высоким значениям

Таблица 6. Положение Δ -пика (ω_{Δ}) и квазиупругого пика (ω_{QF}), а также величины сечений (в пиках) в спектрах переданной энергии при рассеянии электронов на ядрах под углом $37,19^\circ$ и энергии 730 МэВ

| Ядро | ω_{Δ} , МэВ | $\frac{1}{A} \frac{d^2\sigma(\Delta)}{d\Omega d\omega}$, нб/ср | ω_{QF} , МэВ | $\frac{1}{A} \frac{d^2\sigma(QE)}{d\Omega d\omega}$, нб/ср |
|------|-------------------------|---|---------------------|---|
| H | 380 ± 10 | $1,03 \pm 0,08$ | 100 | (*) |
| He | 370 ± 10 | $0,80 \pm 0,05$ | 105 ± 5 | $2,25 \pm 0,14$ |
| Be | 375 ± 10 | $0,84 \pm 0,04$ | 115 ± 5 | $1,91 \pm 0,08$ |
| C | 360 ± 10 | $0,80 \pm 0,04$ | 115 ± 5 | $1,83 \pm 0,08$ |
| O | 375 ± 10 | $0,77 \pm 0,06$ | 120 ± 5 | $1,76 \pm 0,12$ |

Звездочкой обозначено значение сечения упругого ep -рассеяния при указанных условиях, равное 426 нб/ср. Здесь ω — традиционное для (e, e') -реакций обозначение переданной ядру энергии (в наших обозначениях Q).

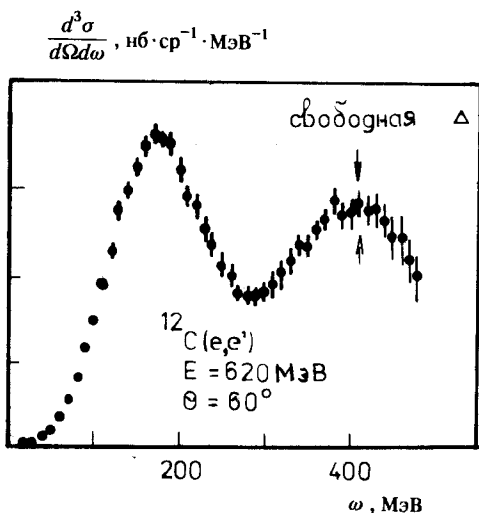
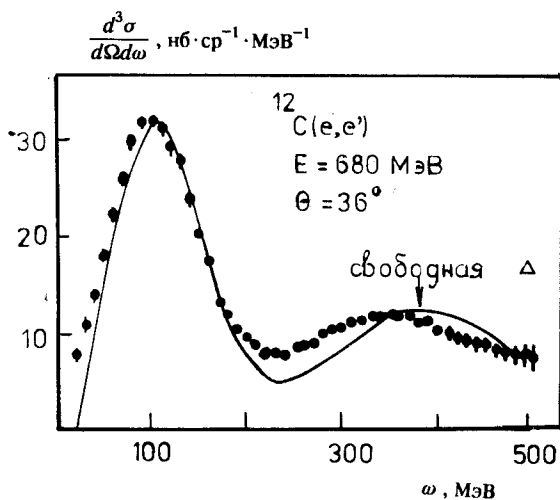


Рис.21. Сечения электровозбуждения Δ -изобары в ядре углерода (из работы [46]). Линия — расчет в картине квазисвободного рождения (a)

ω по сравнению с упругим рассеянием на протонах из-за эффектов энергии связи. Сдвиг ядерного Δ -пика виден лучше, если отсчитывать его положение на шкале ω от положения квазиупругого пика: для рождения Δ на протоне «щель» между упругим и Δ -пиком равна (280 ± 10) МэВ, а для ядра С, например, она оказывается (245 ± 12) МэВ.

Во-вторых, заметно некоторое отклонение от ожидаемой A -зависимости сечений в области Δ -пика, свидетельствующее об эффектах экранирования.

Аналогичные указания получены в работах [45,46]; однако степень их значимости снижается тем, что положение ядерного Δ -пика (рис.21) сравнивается с результатами теоретических расчетов,

которые в области Δ -пика и в промежутке между ним и квазиупругим пиком имеют неопределенности, вызванные необходимостью учета мезонных обменных токов (см., например, [144]).

В работе [145] отмечается, что при передачах импульса $|q| \cong \cong 1,3 \text{ фм}^{-1}$ резонансный пик в рассеянии на ¹²C сдвинут к более высоким, чем для протонной мишени, значениям ω [46] (из-за рождения сво-

бодной Δ на связанном нуклоне), тогда как при меньших передачах $|q| \cong 0,6 \text{ фм}^{-1}$ дело обстоит точно наоборот.

Удовлетворительного объяснения этих эффектов до настоящего времени нет, что стимулировало авторов статьи [146] не только провести эксперименты по (e, e') -рассеянию на ядрах от углерода до железа, но и предпринять попытку провести разделение продольной и поперечной частей $R_L(q, \omega)$, $R_T(q, \omega)$ функции отклика ядра, используя однофотонное приближение. В этом приближении измеряемое сечение связано с функцией ядерного отклика и моттовским сечением σ_M согласно формуле

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega} \sigma_M^{-1} = \left\{ \left(\frac{q_\mu^2}{q^2} \right)^2 R_L(q, \omega) + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{q_\mu^2}{q^2} \right)^2 + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] R_T(q, \omega) \right\},$$

где $q_\mu^2 = q^2 - \omega^2$, $q = |q|$, θ — угол рассеяния.

Основные выводы этой работы состоят в следующем. Авторы подтверждают результаты [46] относительно A -зависимости сечений в области Δ -пика, отмечают доминирование в этом процессе вклада от поперечно-поляризованных виртуальных фотонов и неспособность расчетов, основанных на картине квазисвободного рождения с корректным учетом эффектов связи нуклонов в ядре, воспроизвести измеренные сечения. Наконец, они показывают, что если в расчете использовать экспериментальные данные о полных сечениях фотопоглощения ядрами, то положение Δ -пика воспроизводится правильно. Переходя к интерпретации своих данных, авторы работы [146] высказывают мнение о возможной существенной роли мезонных обменных токов и всех каналов взаимодействия изобары в ядре.

Разделение сечений возбуждения Δ -изобары в ядре ${}^7\text{Li}$ продольно и поперечно поляризованными виртуальными фотонами было, вероятно впервые, выполнено в работе [147]; той же группой был проведен цикл опытов по электровозбуждению Δ -изобар в ядрах [148—151]. Главным итогом этих работ стал вывод о том, что полученные данные свидетельствуют в пользу концепции об электророждении пионов в ядрах через так называемые Δ -изобарные «doorway»-состояния (ранний вариант концепции ядерных Δ - h -возбуждений).

Работа [152] существенно дополняет общую картину, складывающуюся при анализе данных по электророждению изобар в ядрах. В ней выполнен инклюзивный опыт по электророждению Δ в ядрах ${}^1\text{H}$, ${}^4\text{He}$, C , Fe

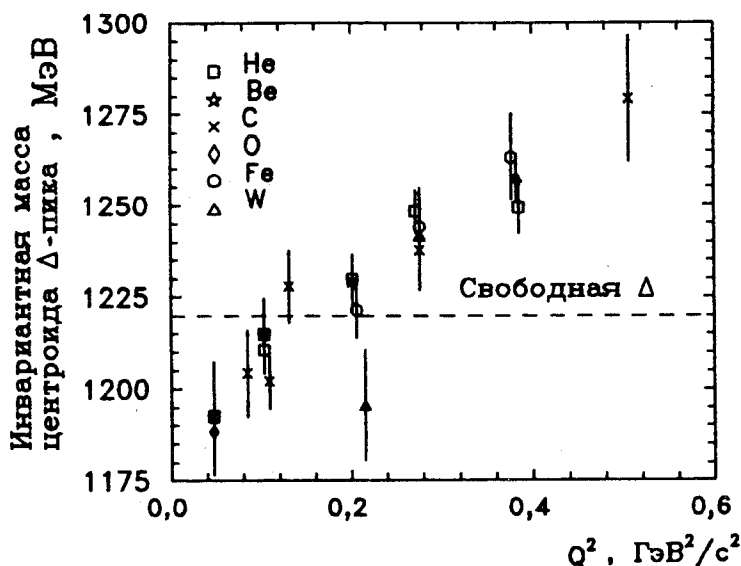


Рис. 22. Зависимость центра \$\Delta\$-пика от \$Q^2\$ при электророжении \$\Delta\$-изобары на ядрах (\$Q^2\$ в центре \$\Delta\$-пика) [152]

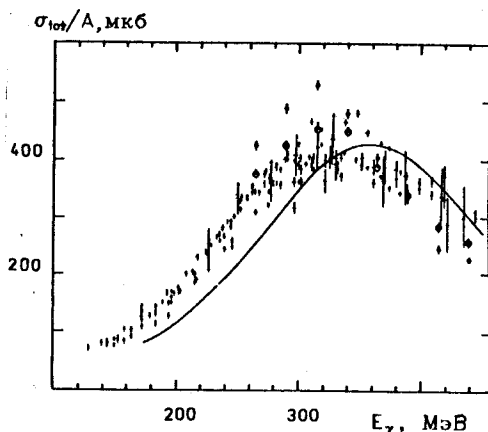
и W при энергиях 0,96, 1,1, 1,3 и 1,5 ГэВ в рассеянии электронов на $37,5^\circ$, что отвечает $Q^2 \approx 0,2 + 0,52 \text{ ГэВ}^2/c^2$ в области \$\Delta\$-пика.

Оказалось, что положение ядерного \$\Delta\$-пика на шкале инвариантных масс зависит от \$Q^2\$ (рис. 22). При малых \$Q^2\$, характерных для работ [45—47, 146], центр \$\Delta\$-пика сдвинут вниз от номинальной массы \$\Delta\$, определенной из данных с протонной мишенью, а при нарастании \$Q^2\$ центр тяжести ядерного \$\Delta\$-пика монотонно и почти линейно сдвигается вверх, к более высоким значениям инвариантных масс; \$A\$-зависимость его положения не замечена. При этом \$A\$-зависимость сечения, взятого при разных инвариантных массах, оказывается довольно нетривиальной (см. [153]).

В целом результаты рассмотренных здесь работ не противоречат представлению о коллективном характере ядерных \$\Delta\$-возбуждений. Как и при анализе данных о зарядово-обменных реакциях на ядрах, оказывается необходимым [146] обратиться к данным о полных сечениях фотопоглощения ядрами.

Полные сечения фотопоглощения протонами и дейтронами были измерены в работах [48]. Гораздо более подробно измерены полные сечения фотопоглощения ядрами; часть из них указана в [49—52]. Эти данные представлены на рис. 23.

Рис.23. Полные сечения фотопоглощения ядрами в Δ -изобарной области по данным [49—52]; показаны также данные [48] о полных сечениях фотопоглощения протонами (\bullet) и дейтронами (\circ). Линия — расчет на основе картины квазисвободного рождения с учетом ферми-движения нуклонов в ядре, приведенный в докладе [53]. Сечения фотопоглощения даны в расчете на один нуклон



Сравнивая положения Δ -пиков в фотопоглощении протонами или дейтронами с его положением в фотопоглощении ядрами, нельзя с уверенностью утверждать, что они различаются. Именно на это обстоятельство обычно указывают, говоря об отсутствии коллективных эффектов при возбуждении изобар электромагнитными пробниками [4,18,90]. Однако из рис.23 видно, что Δ -пик в фотопоглощении протонами (дейтронами) измерен гораздо менее подробно, нежели ядерный Δ -пик, и небольшой сдвиг между пиками мог остаться незамеченным. Во-вторых, удивительно именно кажущееся отсутствие сдвига, так как если бы фотопоглощение ядрами в области Δ -изобары было бы преимущественно «квазисвободным», то из-за эффектов связанности нуклонов в ядре должен был бы виден обратный сдвиг ядерного Δ -пика (к большим энергиям фотонов), который тоже не заметен. Не случайно энергетическую зависимость полных сечений фотопоглощения удалось описать, лишь учитывая эффекты ядерной среды при распространении Δ -изобары в ядре и некоторые дополнительные механизмы поглощения фотона нуклоном [154], в то время как расчеты (см., например, [53]), основанные на представлении о квазисвободном фоторождении Δ -изобары в ядрах с учетом эффектов связи нуклонов в ядре, не соответствуют экспериментальным данным. Правильно воспроизводится величина сечений, но положение Δ -пика оказывается (как и следовало, см.п.2.5) сдвинутым примерно на 45 МэВ к более высоким энергиям фотонов, чем в эксперименте.

Подытоживая обсуждение результатов инклюзивных опытов по электровозбуждению Δ -изобар в ядрах и измерениям полных сечений фотопоглощения ядрами в области Δ , следует констатировать, что здесь, по-видимому, все же есть основания для аналогии с результатами, полу-

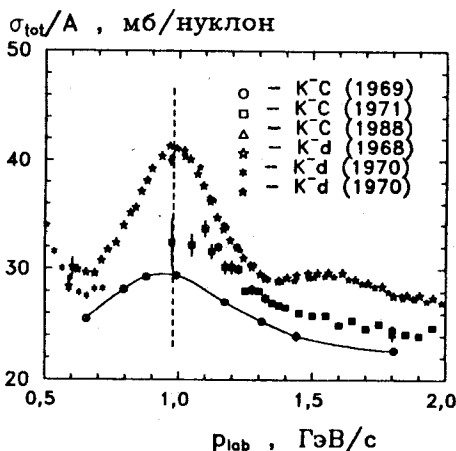
ченными в исследованиях Δ -возбуждений ядер в зарядово-обменных реакциях и измерениях полных сечений рассеяния, взаимодействия и поглощения пионов ядрами. Эффекты, обнаруженные в последнем круге экспериментов, видны и в реакциях электромагнитного возбуждения Δ -степеней свободы ядер, хотя и не столь ярко и не всегда столь же убедительно.

3.4. Существуют ли коллективные моды при возбуждении в ядрах тяжелых странных резонансов? Существование коллективных Δ - h -возбуждений ядер, равно как и коллективной пионной моды, тесно связано с такими уникальными свойствами Δ -изобары, как большая ширина и преимущественно двухчастичная πN -мода ее распада. Об этом говорилось во введении; особенно отчетливо эта связь подчеркнута в работе [12]. В ней показано, что возникновение коллективных ветвей в спектре возбуждений ядерной материи неизбежно, если в s -канале элементарной реакции существуют широкие резонансы, двухчастичная мода распада которых является доминантной. Если это действительно так, то можно ожидать коллективных эффектов не только при возбуждении нуклонов ядра-мишени в состояния типа Δ или N^* такими пробниками, как пион или γ -квант, но и K^- -мезонами, с которыми нуклон резонирует в Y^- -резонансы. Большинство из них имеет трехчастичные моды распада, но есть группа Y^- -резонансов с довольно большой относительной вероятностью распада на $K^- N$ -систему; они перечислены в табл.7.

Таблица 7. Некоторые Y^- -резонансы, представляющие интерес при поиске коллективных странных мод возбуждения ядер [172]

| Резонанс | Вероятность распада по NK^- -моду | Ширина, МэВ | Масса, МэВ |
|-------------------|-------------------------------------|-------------|-------------|
| $\Lambda(1600)$ | 15 + 30 % | 50 + 250 | 1560 + 1700 |
| $\Lambda(1670)$ | 15 + 25 % | 25 + 50 | 1660 + 1680 |
| $\Lambda(1690)$ | 20 + 30 % | 50 + 70 | 1685 + 1695 |
| $\Lambda(1800)^+$ | 25 + 50 % | 200 + 400 | 1720 + 1850 |
| $\Lambda(1800)^-$ | 20 + 50 % | 50 + 250 | 1750 + 1850 |
| $\Lambda(1820)$ | 55 + 60 % | 70 + 90 | 1815 + 1825 |
| $\Sigma(1660)$ | 10 + 30 % | 40 + 200 | 1630 + 1690 |
| $\Sigma(1750)$ | 10 + 40 % | 60 + 160 | 1730 + 1800 |
| $\Sigma(1775)$ | 37 + 43 % | 105 + 135 | 1770 + 1780 |

Рис.24. Полные сечения рассеяния K^- -мезонов дейтронами и ядрами углерода. Вертикальной линией отмечено положение максимума пика в полных K^-d -сечениях. Линия, соединяющая точки из работы [173], — подгонка кубическим сплайном



Реакции взаимодействия K^- -мезонов с ядрами в области энергий каонов, соответствующей указанным резонансам, практически не исследовались, поскольку изучение

процессов с передачей в ядро странности традиционно связывается с образованием Λ - или Σ -гиперядер в их основном или нижайших возбужденных состояниях. Ситуация здесь напоминает ту, которая была в физике взаимодействий пионов с ядрами до 1970 года (до опытов [25]), т.е. до обнаружения сдвига резонансного пика в полных ΛA -сечениях.

Как видно из табл.7, в отличие от Δ -изобары имеется целое семейство относительно широких и перекрывающихся между собой резонансов; кроме того, K^- -мезоны дают разные серии резонансов при взаимодействии с протонами и нейтронами. Поэтому при поисках признаков коллективных эффектов в реакциях с ядрами нужно в качестве «репера» использовать характеристики реакций на дейтроне. (В случае Δ -изобар коллективные эффекты в реакциях с дейтронами не замечены).

Эффекты Δ - h -возбуждений ядер хорошо заметны в энергозависимости полных ΛA -сечений рассеяния, о чем уже говорилось. Рассуждая по аналогии, естественно ожидать, что при импульсах K^- -мезонов около 1 ГэВ/с в полных сечениях K^-A -рассеяния пик, связанный с серией резонансов табл.7, может быть сдвинут к меньшим энергиям каонов и, возможно, уширен по сравнению с аналогичным пиком в полных K^-d -сечениях.

На рис.24 показаны данные о полных сечениях рассеяния K^- -мезонов ядрами углерода [173—175] в сравнении с аналогичными сечениями K^-d -рассеяния [173,176,177]. Как видно, пока нельзя вынести определенного заключения о наличии или отсутствии эффектов коллективности при возбуждении Y^- -резонансов в ядрах. Можно только констатировать,

учитывая уроки πA -сечений, что измерения $\sigma_{\text{tot}}(K^- A)$ в этой области энергий K^- -мезонов, безусловно, актуальны.

4. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ Δ -ВОЗБУЖДЕНИЙ

Экспериментальные исследования ядерных Δ -возбуждений в зарядово-обменных реакциях начались сравнительно недавно. Поэтому теоретических работ, специально посвященных этим реакциям, пока немного. Не выработан даже адекватный задаче аппарат, учитывающий как результаты и язык традиционной ядерной физики, так и специфику реакций при промежуточных энергиях, где уже требуется корректный учет релятивистских эффектов и выход за рамки потенциальных моделей. Эта пограничная область может быть с полным правом отнесена к релятивистской ядерной физике.

Практически все работы, посвященные анализу зарядово-обменных реакций на ядрах с возбуждением Δ -изобар, опираются на результаты исследований взаимодействия пионов с ядрами. В разд.3 был сделан короткий обзор лишь части основных экспериментальных данных, полученных в этой области. Достаточно полная картина состояния теории и эксперимента в пион-ядерной физике дана в упоминавшихся ранее работах, а также в обзорах и монографиях [4,5,10,31]. Ключевым исходным пунктом в теоретическом описании взаимодействия пионов промежуточных энергий с ядрами в настоящее время является представление о Δ - h -возбуждениях; оно возникло и развивалось в основном после появления первых результатов опыта [25] и под влиянием экспериментов по пион-ядерному рассеянию в резонансной области энергий пионов. Сложилась довольно устойчивая интерпретация сдвига и уширения резонансного Δ -пика в полных пион-ядерных сечениях в терминах Δ - h -возбуждений и связи пиона со спин-изоспиновыми волнами в ядерной материи. Положение пика отражает специфически многочастичные степени свободы ядра; часть связанных с ними эффектов «толкает» ядерный Δ -пик вверх по энергии пиона (например, блокирование Паули), а часть — вниз (например, дисперсионные эффекты при прохождении пионной волны через ядерную среду). Связь Δ - h - и p - h -возбуждений друг с другом из-за $N\Delta$ -взаимодействия, фермиевское движение, эффекты короткодействующего отталкивания и т.п. вносят вклады и в уширение ядерного Δ -пика. Для объяснения экспериментальных данных не требуется привлекать предположений о каком-либо существенном изменении

свойств Δ -изобары (как πN -резонанса) под влиянием нуклонного окружения. Становится все более очевидным, что для полного понимания динамики высоких спин-изоспиновых мод возбуждений ядерной материи необходимо комплексное рассмотрение всех способов их индуцирования. До выполнения опытов по возбуждению Δ -изобар в ядрах в зарядово-обменных реакциях теоретический анализ опирался на данные о взаимодействии медленных пионов с ядрами (π -абсорбция, π -мезоатомы, полные и дифференциальные сечения рассеяния). Реакции электромагнитного возбуждения Δ -изобар в ядрах, особенно электророжения, изучались в сильной степени обособленно от пион-ядерной физики, в первую очередь, с экспериментальной стороны, хотя и отмечалась их взаимная связь (см., например, [31]). Процессы фотовозбуждения Δ -изобар в ядрах довольно успешно были описаны [5, 154] на основе Δ - h -идеологии; ее начали применять и к электророжению (см. работы [9, 155]). Однако, несмотря на успехи Δ - h -модели в смысле качественной интерпретации данных, она скорее имеет характер общей концепции. В конкретных приложениях хорошее количественное описание достигается не всегда; встречаются разногласия относительно значений ключевых параметров теории.

4.1. Интерпретация данных о зарядово-обменных реакциях в концепции Δ - h -возбуждений. Большинство работ, посвященных построению количественной теории процесса возбуждения Δ -изобар в ядрах в зарядово-обменных реакциях, выходит за рамки представления об их квазисвободном рождении. Однако были сделаны попытки интерпретировать данные о (${}^3\text{He}, t$)-реакции на основе и этой картины (см., например, [156, 157]). В работах [59, 60] Елисеевым и Иноземцевым были выполнены аналогичные расчеты, чтобы убедиться в невозможности объяснить наблюдаемые эффекты только квазисвободным рождением Δ -изобары.

Общим моментом для работ, посвященных анализу перезарядки с возбуждением Δ -изобар, является представление об одноступенчатом характере реакции в том смысле, что спин-изоспиновое взаимодействие снаряда с мишенью происходит однократно, после чего возбужденное ядро-мишень можно рассматривать независимо от быстрого продукта реакции; для быстрой частицы (снаряда или продукта перезарядки) ядро-мишень до и после момента взаимодействия в основном выступает в роли поглотителя. Поэтому расчеты, как правило, содержат три основные компоненты, определяющие величину сечений и их зависимость от переданной энергии: 1) фактор дисторсии, учитывающий искажение падающей и уходящей волн ядер ${}^3\text{He}$ и t (если расчеты выполняются в импульсном приближении с искаженными волнами) или перерасеяния и поглощения ${}^3\text{He}$ и t в ядре-мишени, 2) фактор, отвечающий матричному элементу

«элементарной» реакции $NN \rightarrow N\Delta$ или индуцирующему спин-изоспиновый отклик ядра потенциалу такого перехода, 3) фактор, описывающий отклик ядра на индуцирующее взаимодействие с учетом конечности ядра (или периферического характера реакции); при его вычислениях обычно используется представление о Δ -дырочных возбуждениях.

Одной из первых теоретических работ, специально посвященных расчетам сечений (${}^3\text{He}, t$)- и (p, n) -реакций в модели чистого однопионного обмена, была статья Эсбенсена и Ли [158]. В ней обсуждались данные Сакле [69] и LAMPF [80].

Авторы начали с рассмотрения элементарной реакции $NN \rightarrow N\Delta$ в ОРЕ-модели, параметры которой были найдены из анализа данных по рождению пионов в нуклон-нуклонных реакциях, в частности, при энергии 800 МэВ [104]. (Эффекты разрешения при этом не учитывались.) К сожалению, уже при анализе $p({}^3\text{He}, t)$ сечений в этой работе содержится ряд неточных и необоснованных утверждений. Фактически в ней рассчитана лишь форма Δ -пика и поправки на структуру ${}^3\text{He}$; не вычислено даже абсолютное значение сечения перезарядки протонов на протонах.

Обсуждая перезарядку с возбуждением изобары в ядрах, авторы оценили так называемую функцию «поверхностного отклика» ядра в приближении локальной плотности в модели ферми-газа; была сделана попытка учесть эффекты связи нуклонов. Ключевой пункт работы состоит в привлечении данных о полных πA -сечениях для фиксирования параметров потенциала, определяющего поляризационный оператор Δ -изобары в ядерной среде. Фактически именно это позволило авторам «объяснить» сдвиг ядерного Δ -пика, хотя они интерпретировали сдвиг как следствие изменения параметров Δ -изобары под влиянием среды.

Несмотря на существенные недостатки этой работы, попытка привлечь информацию о полных сечениях пион-ядерного рассеяния для понимания природы и величины сдвига ядерного Δ -пика была полезна.

В серии ранних работ Джайна и Сантры [159—161] также делалась попытка объяснить данные о реакции (${}^3\text{He}, t$) при энергиях Сакле и Дубны, исходя из предположений об одноступенчатом характере реакции, применимости импульсного приближения с учетом искажения волн ${}^3\text{He}$ и тритона ядерным потенциалом и важности учета обменов как пионом, так и ρ -мезоном при построении потенциала $NN \rightarrow N\Delta$ -перехода. В первой из указанных работ авторы фактически использовали представление об образовании изоядра. Однако не был учтен вклад от квазисвободного рождения изобары; уширение Δ -изобарного пика игнорировалось. Позднее в работах [160, 161] Джайн и Сантра попытались достичь количественного описания сечений реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$. Для этого был пересмотрен потенциал перехода $NN \rightarrow N\Delta$ и учтены ранее опускавшиеся пере-

крестные диаграммы. Были использованы жесткие формфакторы мезон-барионных вершин (например, параметр Λ_π составлял 1,2 ГэВ) и показано, что вклады перекрестных диаграмм сильно зависят от выбираемых формфакторов мезон-барионных вершин. К сожалению, достичь удовлетворительного согласия с экспериментом не удалось даже для реакции $p(^3\text{He}, t)$.

В последних своих работах [162, 163] эти авторы продолжили критический пересмотр модели однобозонного обмена (ОВЕ) в применении к реакциям с рождением Δ -изобары и пришли к выводу о возможности пренебречь обменом ρ -мезоном (см. также [164]).

Довольно успешным в анализе реакции $p(^3\text{He}, t)$ в рамках ОВЕ оказался подход Дмитриева [165], результаты расчетов которого приводились в работах [59] и оказались близкими к расчетам на основе феноменологической модели Вольфа (см. разд.3). Параметры «элементарной» реакции были найдены в [165] из экспериментальных данных по рождению пионов в NN -реакциях. Дисторсия рассчитывалась [120] в модели Глаубера — Ситенко.

Рассматривая отклик ядра на спин-изоспиновые возбуждения с энергиями ~ 300 МэВ, Дмитриев в работах [166, 120] вычисляет функцию поверхностного отклика в приближении локальной плотности, исходя из ранее полученных им для бесконечной ядерной материи результатов [22, 23]. При этом оказалось необходимым учесть короткодействующее отталкивание (через параметры g_N' , g_Δ'). Главную роль в функции отклика играют, по Дмитриеву, коллективные пионные возбуждения ядерной материи; Δ - h -возбуждения тоже возможны, но не являются определяющими. Обе моды (пионная и Δ - h) имеют связь с обычными p - h -возбуждениями из-за нерезонансного поглощения пиона нуклонами ядра. Сдвиг ядерного Δ -пика возникает именно из-за коллективной пионной моды.

В недавней работе [167] был проведен еще один анализ данных Сакле на основе Δ - h -модели, явно учитывающей эффекты распространения Δ -изобары в среде. Кроме результатов Сакле, рассматривались данные работы [168] по реакции $^{12}\text{C}(p, n)$ при 800 МэВ. Основное внимание авторы уделяли проблеме вычисления вкладов Δ - h -корреляций в функцию ядерного отклика.

В этой работе предполагается, что Δ -изобара рождается в зарядово-обменном процессе $A+a \rightarrow (B+\Delta)+b$, где $A(B)$ — мишень (ядро-остаток), $a(b)$ — снаряд (продукт). Процесс считается одноступенчатым и рассматривается в импульсном приближении с искаженными волнами; в случае реакции $(^3\text{He}, t)$ учтен формфактор ^3He . Рожденная изобара

движется в комплексном одночастичном потенциале, мнимая часть которого отвечает за уширение Δ -пика. Остаточное Δ - h -взаимодействие рассматривается в формализме связанных каналов. Потенциал $N\Delta$ -взаимодействия строится из π - и ρ -обменных вкладов с феноменологическим включением короткодействующего отталкивания. В части, связанной с обменом ρ -мезоном, центральным потенциалом пренебрегают (он эффективно включен в короткодействующее отталкивательное взаимодействие) и берут лишь его тензорную часть.

† Потенциал перехода $NN \rightarrow N\Delta$ сконструирован под влиянием данных о $(d, 2p)$ -реакции [72]: он пропорционален оператору $\sigma_1 \cdot S_2^\dagger$, который представим как $(\sigma_1 \cdot \hat{q})(S_2^\dagger \cdot \hat{q}) + (\sigma_1 \times \hat{q})(S_2^\dagger \times \hat{q})$, т.е. в нем поперечная и продольная части входят с равными весами. Пространство Δ - h -состояний модели включает все s - и p -дырочные состояния и все Δ -орбитали с угловым моментом не более 7; нужно было учесть около 24 таких состояний.

Оказалось, что учет Δ - h -корреляций приводит к сильному (около 30 МэВ) сдвигу Δ -пика. Решающую роль в его появлении играет зависимость π -обменного вклада в потенциал $N\Delta$ -взаимодействия от переданной энергии. Сдвиг появляется для всех мультиполей в продольном канале; величина сдвига уменьшается с ростом мультипольности. Поперечная часть потенциала имеет слабо отталкивательный характер и слегка сдвигает Δ -пик вверх по переданной энергии.

Работа Делорма и Гишо [9] во многих отношениях близка к работам Дмитриева. Вместе с тем ее отличает более широкий подход к анализу данных о Δ -возбуждениях ядер, чем в рассмотренных выше работах: использована информация о пион-ядерных сечениях в резонансной области энергий и об электромагнитном возбуждении Δ -изобар в ядрах. Главным образом, рассматривается вопрос о происхождении сдвига Δ -пика в зарядово-обменных реакциях, который, по мнению авторов, свидетельствует о существовании коллективной пионоподобной ветви возбуждений ядерной материи. В этом их взгляды совпадают с точкой зрения Дмитриева и авторов работы [24].

Анализируя функцию ядерного отклика в рамках Δ - h -модели, Делорм и Гишо обращают внимание на качественное различие между поведением ее продольной и поперечной частей на плоскости (ω, Q) , где ω — энергия возбуждения, q — соответствующий импульс. Из выполненного в работе [9] анализа следует, что поперечная часть $R_\perp(\omega, q)$ функции отклика имеет один максимум, соответствующий Δ - h -возбуждениям; форма поверхности этой функции на плоскости (ω, q) позволяет качест-

венно понять данные о фото- и электровозбуждении изобар в ядрах (обсуждавшиеся в разд.3), где $R_l(\omega, q)$ обычно измеряется вдоль линии $q = (Q^2 - \omega^2)^{1/2}$. (Здесь Q^2 — общепринятое в опытах по рассеянию электронов обозначение квадрата переданного 4-импульса; $Q^2 = 0$ соответствует опытам с реальными фотонами.) Оказалось, что, в отличие от поперечной части, продольная часть $R_l(\omega, q)$ ядерной функции отклика имеет два максимума на плоскости (ω, q) , разделенных долиной, проходящей почти вдоль линии $q = (\omega^2 - m_\pi^2)^{1/2}$ (движению вдоль этой линии на плоскости (ω, q) соответствуют эксперименты по измерению энергозависимости полных пион-ядерных сечений). Первый максимум (малые q и $\omega \cong 300$ МэВ) по-прежнему соответствует Δ - h -возбуждениям, а второй — коллективной пионоподобной моде возбуждений ядра. Зона Δ - h сдвинута вниз по шкале ω относительно положения свободной изобары; величина функции отклика подавлена из-за короткодействующего отталкивания, как и в поперечной части. Необходимую для сравнения с опытом подстройку параметров своей модели авторы работы [9] делали на основе данных о пион-ядерных полных сечениях (см. разд.3).

Остальные факторы, определяющие сечения (${}^3\text{He}, t$)-перезарядки, вычислялись по общепринятой схеме с использованием результатов обсуждавшихся выше работ Джайна и Дмитриева. Из технических деталей этих расчетов отметим следующие:

— при построении потенциала ΔN -взаимодействия учитывались π - и ρ -обмены; были взяты жесткие формфакторы: $\Lambda_\pi = 1$ и $\Lambda_\rho = 1,4$ ГэВ;

— учитывались эффекты антисимметризации; вклад перекрестных диаграмм вычислялся по методу [165];

— вычисление фактора поглощения снаряда и продукта реакции ядром-мишенью делалось в эйкональном приближении.

Окончательное выражение для сечения (${}^3\text{He}, t$)-перезарядки довольно громоздко; однако представляется полезным выписать его упрощенный вариант, выявляющий общую структуру дифференциального сечения:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_f dP_f} = AF_+(Z, N) \frac{M_f M_i}{2\pi^2} \frac{P_f^2}{P_i E_f} [F_l^2(t) W_l^2(q, \omega) R_l(q, \omega) + 2F_t^2(t) W_t^2(q, \omega) R_t(q, \omega)], \quad (16)$$

где M_i, E_i, P_i — масса, энергия и импульс снаряда, W_l и W_t — продольная и поперечная компоненты взаимодействия, генерирующего возбуждение

ядра, R_p , R_t — продольная и поперечная компоненты ядерной функции отклика, F_+ — изоспиновый множитель $1 + (Z - N)/2A$, F_l и F_t — переходные формфакторы снаряда.

Учитывая схематичность своего подхода в части, относящейся к вычислению матричных элементов перехода $NN \rightarrow N\Delta$, Делорм и Гишо ограничились сравнением формы рассчитанного и измеренного при разных углах спектра тритонов. Она воспроизводится неплохо. Показано, что пионная мода ядерных возбуждений порождает сдвиг наблюдаемого Δ^+ -пика в нужную сторону примерно на 25 МэВ; полный сдвиг связан с комбинацией вкладов от π -ветви, влияния среды на распространение Δ -изобары и формфакторного обрезания (см. обсуждение в п.3.3 и рис.15).

Отсутствие A -зависимости формы Δ -пика авторы приписывают периферическому характеру реакции в случае ${}^3\text{He}$.

Главный результат работы состоит в том, что в зависимости как от спиновой структуры элементарного $NN \rightarrow N\Delta$ взаимодействия, так и от спиновых переходных формфакторов ионов-пробников заметная часть сдвига (25—30 МэВ) в случае реакции (${}^3\text{He}, t$) при 2 ГэВ является следствием возбуждения пионной моды, несмотря на периферический характер реакции. Большая часть наблюдавшегося сдвига возникает, однако, в результате сложного наложения «более обычных» модификаций Δ -пика в среде и зависимости характеристик индуцирующего переход взаимодействия от передачи импульса.

Обсуждается также вопрос о том, какой пробник наиболее подходит для изучения пионной моды ядерных возбуждений. В этой связи отмечается [9], что реальный пион не годится, т.к. в опытах с ними поверхность продольного ядерного отклика прощупывается в области долины между максимумами Δ - h и пионоподобной модами. Превосходным пробником могли бы стать нейтрино, рождая через слабый аксиальный ток виртуальные пионы. Однако такие эксперименты вряд ли осуществимы. Наиболее подходящими для исследования π -мод оказываются зарядово-обменные реакции. (Напомним, что при электромагнитном возбуждении Δ -изобары работает поперечная часть функции ядерного отклика, в которой коллективная пионная ветвь, по мнению авторов, отсутствует.)

Позже эти авторы сосредоточили свое внимание на переходном формфакторе ${}^3\text{He} \rightarrow t$ и предложили параметризацию продольного и поперечного формфакторов [169]. Зависимость $F_l^2(t)$ и $F_t^2(t)$ от t оказалась разной и отличной от t -зависимости магнитного формфактора ${}^3\text{He}$, что выглядит несколько неожиданным, тем более что использование магнитного формфактора ${}^3\text{He}$ при сравнении эксклюзивных данных по

(${}^3\text{He}, t$)-перезарядке с данными по (p, n)-перезарядке дает хорошее согласие между эксклюзивными спектрами (см. разд.3 и рис.13,16).

4.2. Проблема выбора параметров модели однобозонного обмена. Описанное выше положение дел в теории зарядово-обменных реакций с возбуждением Δ -изобар в ядрах обычно характеризуется как неудовлетворительное. Целостной картины процесса пока нет, равно как нет и достаточно определенных количественных предсказаний даже для опытов инклюзивного типа. Это побудило авторов работы [121] предпринять попытку синтеза подходов традиционной ядерной физики и физики частиц промежуточных энергий с выходом из рамок феноменологического потенциального подхода. Она является первой из намеченной серии работ и посвящена анализу данных ЛИЯФ (Гатчина) [75—79] по (p, n)-перезарядке а именно: угловой зависимости проинтегрированных по области Δ -пика сечений $d\sigma/d\Omega$ и их A -зависимости. Показано, что:

— обычный способ учета дисторсии в рамках оптической модели груб и занижает сечения;

— для описания интегральных (по Δ -пику) сечений вполне пригоден формализм эффективных чисел; сечение $d\sigma/d\Omega$ реакции на ядре можно представить в форме $N_{\text{eff}}d\sigma/d\Omega$ ($NN \rightarrow N\Delta$); т.е. угловая зависимость перезарядки на ядре с возбуждением Δ такая же, как для перезарядки на протонах;

— при вычислениях эффективного числа нуклонов для неупругой реакции надо использовать полное сечение неупругого NN -взаимодействия, т.е. разность $\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}}$. Фактически это приводит к тому же результату, что и анзац (7);

— в формализме эффективных чисел показано, что около 90% вклада в N_{eff} дает учет низших возбуждений ядра: от $\Delta - h$ до $(\Delta - h) + (2p - 2h)$.

Авторам удалось описать не только ход угловой зависимости данных ЛИЯФ, но и их A -зависимость, а также абсолютную величину сечений. (Напомним, что в других расчетах не удавалось корректно рассчитать абсолютную величину сечений перезарядки на ядрах.) Оказалось, что для описания абсолютной величины сечений нужно учесть взаимодействие Δ с нуклонами ядра и, в первую очередь, канал безмезонной разрядки $N\Delta \rightarrow NN$. Отмечено, что из анализа только угловой зависимости интегральных сечений нельзя отделить вклад этого канала от квазисвободного вклада. Предсказанный характер A -зависимости полных сечений перезарядки был подтвержден недавними результатами установки ГИБС [127,128], а данные эксклюзивных опытов [82—83,86] продемонстрировали присутствие заметных вкладов от безмезонной разрядки Δ -изобары в инклюзивный Δ -пик.

Другой важной проблемой, возникающей при вычислениях сечений реакций перезарядки на протонах, является выбор параметров модели ОВЕ: значений констант связи и формфакторов мезон-барионных вершин, а также параметра Ландау — Мигдала $g_{N\Delta}$. В работах, рассмотренных в п.4.1, использовались три различных набора этих констант:

| Ссылка | Λ_π , ГэВ | Λ_ρ , ГэВ | C_ρ | $g_{N\Delta}$ |
|------------|----------------------|----------------------|-----------------|---------------------|
| OSET [156] | $\Lambda_\pi = 1,3$ | $\Lambda_\rho = 1,4$ | $C_\rho = 3,95$ | $g_{N\Delta} = 0,6$ |
| JAIN [159] | $\Lambda_\pi = 1,2$ | $\Lambda_\rho = 2,0$ | $C_\rho = 2,0$ | $g_{N\Delta} = 0,3$ |
| DMIT [165] | $\Lambda_\pi = 0,65$ | $\Lambda_\rho = 0,0$ | $C_\rho = 0,0$ | $g_{N\Delta} = 0,9$ |

При этом константы связи $f_{\pi NN}^2/4\pi = 0,081$ и $f_{\pi NN}^2/4\pi = 0,36$ были одинаковы для всех наборов, полученных на основе одних и тех же экспериментальных данных. Оказывается, что указанные наборы параметров приводят к совершенно разному характеру эффективного потенциала перехода $N \rightarrow \Delta$ [132], т.е. в задаче нахождения параметров модели ОВЕ имеет место дискретная неоднозначность.

Эффективный потенциал $NN \rightarrow N\Delta$ -перехода может быть представлен в следующем виде [132]:

$$V_L(q) = \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} F_\pi^2(q) q^2 G_\pi(q), \quad (17)$$

$$V_T(q) = C_\rho \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} F_\rho^2(q) q^2 G_\rho(q), \quad (18)$$

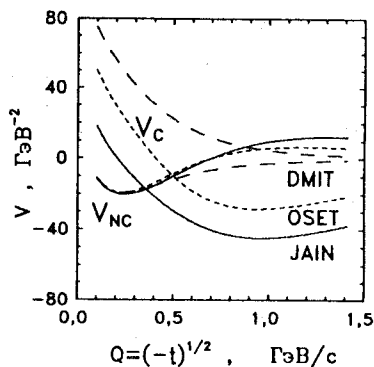
$$V_C(q) = \frac{1}{3} [V_L(q) + 2V_T(q)] + g'_{N\Delta} \frac{f_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{m_\pi^2} F_\pi^2(q), \quad (19)$$

$$V_{NC}(q) = \frac{1}{3} [V_L(q) - V_T(q)], \quad (20)$$

где G_π и G_ρ — мезонные пропагаторы, V_{NC} и V_C — нецентральная и центральная части потенциала, а F_π и F_ρ — формфакторы мезон-барионных вершин, представленные в обычной форме:

$$F_i(t) = \frac{\Lambda_i^2 - M_i^2}{\Lambda_i^2 - t}, \quad i = \pi, \rho. \quad (21)$$

Рис.25. Эффективный потенциал $NN \rightarrow N\Delta$ -перехода, вычисленный с использованием наборов параметров из работ [156,159,165]. Примечательно, что центральная часть потенциала (V_N) при переходе от одного набора к другому сдвигается вдоль оси ординат, почти не меняя форму своей t -зависимости. Нецентральная часть (V_{NC}) потенциала почти не зависит от выбора параметров модели. Линии: сплошная — набор JAIN [159], штриховая — набор OSET [156], штриховая увеличенная — набор DMIT [165]



Здесь q_j — импульс виртуального пиона в системе Брейта: $t = -q^2$, $q^{(0)} = 0$. Если провести вычисление потенциалов V_{NC} и V_C , то оказывается, что нецентральная часть потенциала перехода почти не зависит от выбранного набора параметров, тогда как «глубина» центральной части, при почти одинаковой их q -зависимости, сильно различается (рис.25) и может иметь характер как отталкивания, так и притяжения в зависимости от использованного набора параметров.

Было показано [130,132], что нельзя отдать предпочтение какому-либо набору параметров ОВЕ-модели, если ограничиться сопоставлением расчетов и экспериментальных данных для инклюзивных дифференциальных сечений реакции $p(p,n)X$ при фиксированной начальной энергии, даже если анализировать эти сечения при разных углах вылета нейтронов. Однако, если рассмотреть их зависимость от энергии снаряда, то указанная дискретная неоднозначность частично снимается. На рис.26 показаны «редуцированные» сечения $p(^3\text{He},t)$ - и $p(p,n)$ -перезарядки вместе с результатами ОВЕ-расчетов для разных наборов параметров. Хорошо видно, что набор DMIT резко противоречит экспериментальным данным.

4.3. Проблема вклада процессов с возбуждением Δ -изобары в снаряде; интерференционные эффекты. До сих пор в ходе обсуждения неявно предполагалось, что Δ -изобара рождается преимущественно в мишени. Такое предположение нуждается в обосновании. Например, в работе [156] утверждается, что сдвиг и уширение ядерного Δ -пика в $(^3\text{He},t)$ -перезарядке при околопороговой энергии вызваны именно вкладом процесса с возбуждением изобары «в снаряде».

Существуют попытки экстраполировать результаты работы [156] (касающиеся происхождения сдвига ядерного Δ -пика) к энергиям, далеким от порога. Однако к таким попыткам следует относиться более чем

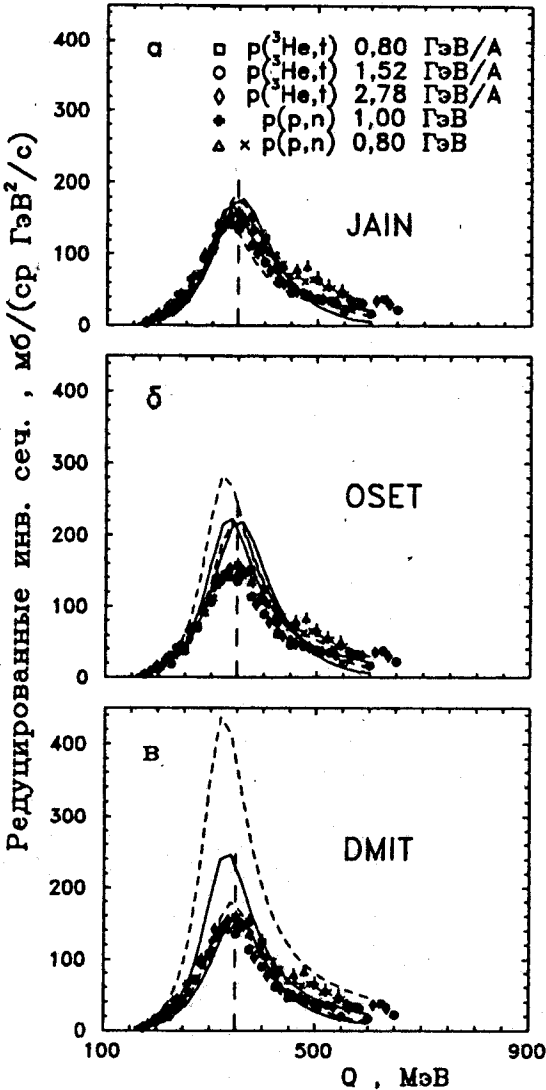


Рис.26. «Редуцированные» инвариантные дифференциальные сечения (${}^3\text{He},t$)- и (p,n) -перезарядки «вперед» на протонах. Экспериментальные данные — те же, что на рис.13,а. Линии — расчет для (p,n) -перезарядки «вперед» при разных кинетических энергиях снаряда, выполненный с параметрами из наборов JAIN (а), OSET (б) и DMIT (в). Сплошные линии — $T = 0,8$ ГэВ, штриховые — $T = 1,0$ ГэВ, сплошные с точками — $T = 1,52$ ГэВ и штриховые с точками — $T = 2,78$ ГэВ. Рисунок взят из работы [132]

осторожно. Это можно увидеть, даже не обращаясь к подсчету изоспиновых весов и расчетам спектра «распадных» нейтронов (т.е. появившихся в результате распада быстрой Δ^+ -изобары). Дело в том, что вклад «распадных» графиков типа рис.27,в,г,д при перезарядке на дейтроне должен быть совершенно таким же, как при перезарядке на ядре типа ${}^{12}\text{C}$. Поэтому, если сдвиг порождается добавлением вклада «распадных» графиков, а сам процесс

перезарядки соответствует представлению о квазисвободном рождении изобары, то такой сдвиг должен быть и для Δ -пика в сечениях перезарядки на дейтроне. Однако экспериментальные данные (см. рис.12,13 и обсуждение в п.3.3) ясно демонстрируют его отсутствие. Тем не менее полезно провести анализ простейших диаграмм, дающих вклады в

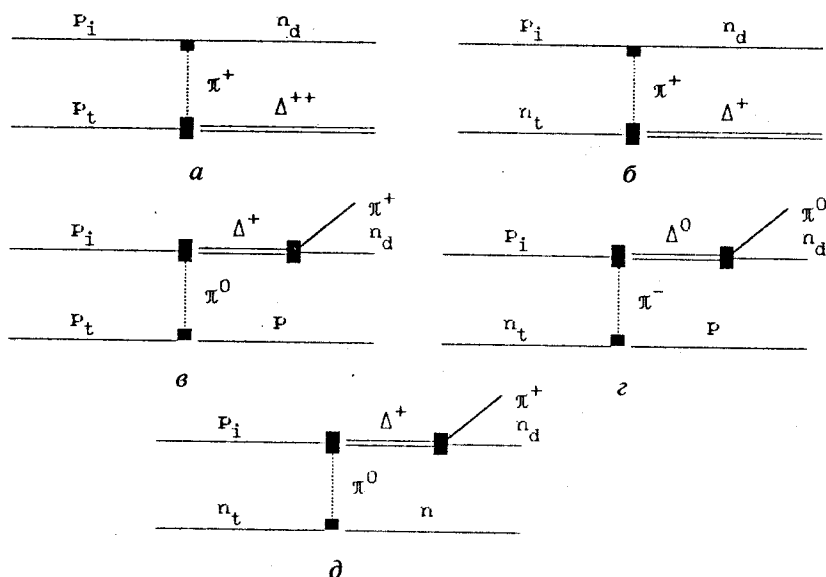


Рис.27. Основные диаграммы однопионного обмена для «элементарных» $p(p,n)\Delta^{++}$ - и $n(p,n)\Delta^{+}$ -реакций при перезарядке на ядрах

реакции перезарядки с рождением Δ -изобары; при этом достаточно обсудить (p,n) -реакцию, чтобы не усложнять дело фактором ядра ${}^3\text{He}$.

Рассмотрим возможные диаграммы как для $p(p,n)\Delta^{++}$ -, так и $n(p,n)\Delta^{+}$ -реакций, которые выступают в качестве «элементарных» при перезарядке на ядре. Так как при (p,n) -перезарядке с рождением Δ -изобары требуется обмен с квантовыми числами пиона, естественно начать с простейших диаграмм однопионного обмена; они изображены на рис.26. Здесь индексами i, t, d помечены, соответственно, снаряд, мишень и регистрируемая частица (нейтрон). Кроме этих диаграмм нужно учитывать и т.н. «перекрестные», получающиеся перестановкой линий с индексами i и t . Диаграммы $a, б$ рис.27 соответствуют возбуждению изобары в мишени, а диаграммы $в, г, д$ — возбуждению изобары в снаряде.

Пользуясь хорошо известными правилами подсчета изоспиновых весов для этих диаграмм, с учетом для графиков рис.27, в, г, д изоспиновых весов каналов распада, нетрудно увидеть, что изоспиновый вес графика $в$ (приняв вес графика a за единицу) равен $1/9$ для квадрата соответствующего матричного элемента, вес графика $б$ равен, соответственно, $1/3$, а

веса графиков ε, δ равны $2/9$ и $1/9$. При перезарядке на протонах графики $\delta, \varepsilon, \delta$ принимать во внимание не следует.

Отсюда видно, что в случае реакции на протонной мишени вклад от процесса с возбуждением изобары в снаряде невелик: для сечений, проинтегрированных по кинематическим переменным, он будет порядка 10%. При перезарядке на ядре этот вклад будет больше, но все же достаточно мал, поскольку в реакции на ядре суммарный вклад графиков a, b пропорционален $Z + N/3$, а графиков ε, δ — $(N + Z/3)/3$. Таким образом, для ядер с $N = Z$ вклад от процесса с рождением изобары в снаряде должен быть порядка $1/3$. Подчеркнем, что проделанная оценка относится к *интегральным* сечениям; для дифференциальных сечений можно тоже ее использовать, но при этом следует помнить, что изоспиновыми соотношениями можно пользоваться, если вклады графиков *не интерферируют и сравниваются при одинаковых значениях $|t|$* . Но в эксперименте величина t определяется через $t_{\text{набл}} = (P_i - P_d)^2$, где P — 4-импульс частиц. Поэтому, например, графики рис.27, a и ε , взятые при одном и том же значении $t_{\text{набл}}$, имеют разные значения t и их относительные веса могут отличаться от рассчитанных выше, даже если их интерференция несущественна. Однако можно рассчитать форму спектра нейтронов для графиков типа ε , учитывая, что в конкретном эксперименте имеются ограничения на диапазон допустимых углов вылета «распадных» нейтронов, которые приводят к некоторому дополнительному подавлению вклада «распадных» графиков типа ε . Наши оценки [125, 129, 130] подтверждают относительную малость вклада процессов с рождением изобары в снаряде для перезарядки как на протонах, так и на ядрах. Такой же вывод следует из теоретического анализа, проделанного в работе [130] для данных опыта ЛИЯФ, и из расчетов, выполненных в работе [139] для реакции $p(^3\text{He}, t)$ при импульсе $10,8$ ГэВ/с. Кроме того, спектр «распадных» нейтронов в большей части Δ -пика очень слабо зависит от переданной энергии Q и его вклад не может обеспечить сдвиг полного пика; правда, вблизи порога рождения Δ -изобары в реакции $(^3\text{He}, t)$ этот спектр зависит от Q более сильно из-за фактора ^3He .

Итак, анализ изоспиновых соотношений между различными каналами перезарядки с возбуждением Δ -изобар и экспериментальные данные показывают, что процесс перезарядки обусловлен, в основном, возбуждением изобары в мишени; вклад от рождения изобары в снаряде относительно невелик (хотя вполне может быть наблюден) и не может привести к сдвигу ядерного Δ -пика. Но этот вывод все же неявно содержит предположение о возможности пренебречь эффектами интерференции между диаграммами, соответствующими процессу $pp \rightarrow n\Delta^{++} \rightarrow n(p\pi^+)$ и

$pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow p(n\pi^+)$ с разными изобарами в промежуточном состоянии. Этот вопрос был исследован в работе [130], где обсуждались данные [170] об отношении инклюзивных дифференциальных сечений реакций $p(p,n)X$ и $p(n,p)X$:

$$R = \frac{d\sigma}{d\Omega_n dE_n} (pp \rightarrow nX) / \frac{d\sigma}{d\Omega_p dE_p} (np \rightarrow pX). \quad (22)$$

Если бы эффекты интерференции отсутствовали и амплитуда этих реакций определялась бы только частью с изоспином $3/2$, то отношение R было бы равно 3 независимо от импульса регистрируемой частицы. На деле это не так (рис.28), хотя в области вблизи максимума Δ -изобарного пика величина R близка к 3. Последнее обстоятельство оправдывает анзац (7) и приближенную справедливость соображений, основанных на подсчете изоспиновых весов, изложенных в начале этого параграфа.

Оказалось, что именно эффекты интерференции между диаграммами с Δ^+ - и Δ^{++} -изобарами порождают зависимость R от импульса регистрируемой частицы. При этом разные наборы ОВЕ-параметров дают практически одинаковые значения R , независимо от угла вылета регистрируемого нуклона или начальной энергии (рис.28,29). На поведении R слабо сказывается вклад нерезонансной (S -волновой) амплитуды (рис.28). Однако характер зависимости отношения R от переданной в мишень энергии $Q = E_{\text{proj}} - E_{\text{eject}}$ с изменением начальной энергии меняется: с ростом начальной энергии E_{proj} отношение R быстро выходит на асимптотическое значение 3 уже при $Q \approx 250$ МэВ, что видно из рис.30.

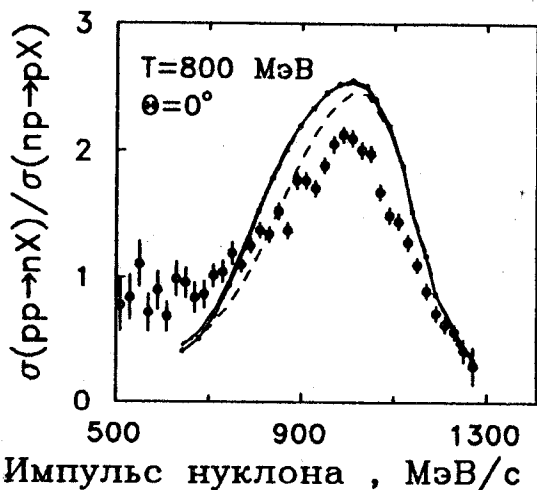


Рис.28. Экспериментальные данные об отношении $\frac{\sigma(pp \rightarrow nX)}{\sigma(np \rightarrow pX)}$ (см. текст, ф-ла (22)), взятые из [170], и результаты расчетов [129,130] с использованием наборов JAIN, OSET и DMIT в модели однобозонного обмена. Сплошная линия — набор JAIN, сплошная с точками — OSET, штриховая — DMIT

Импульс нуклона , МэВ/с

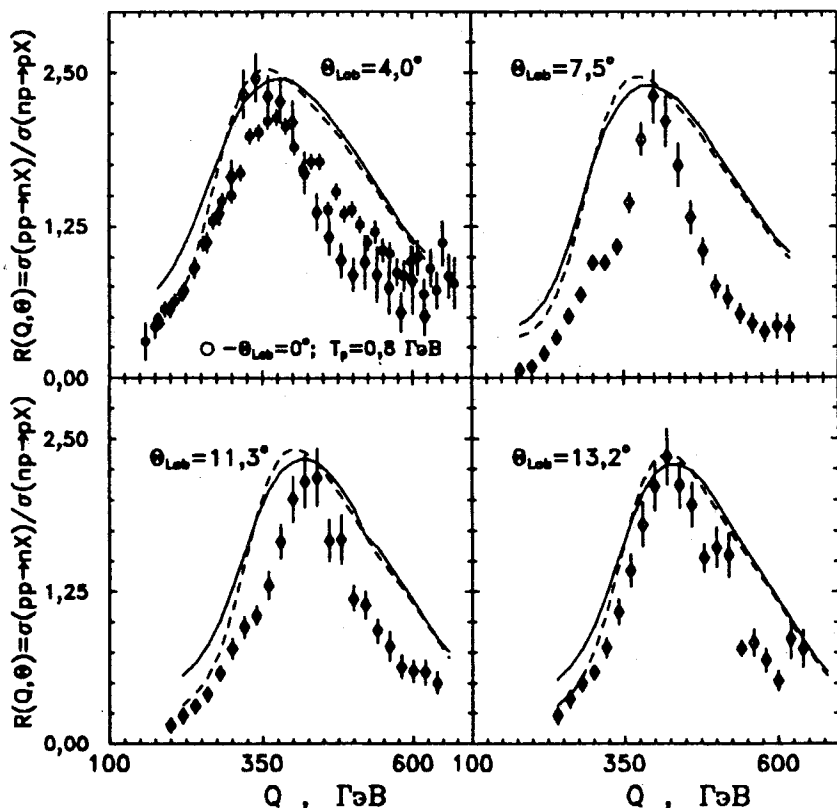


Рис. 29. Отношение R (см. текст, ф-ла (22)) для разных углов вылета θ_{lab} регистрируемого нуклона. Данные взяты из [170] для $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ и извлечены из дифференциальных сечений $p(p,n)$ - и $d(p,n)$ -реакции [76—79]. Линии — расчет с использованием набора JAIN: штриховая соответствует учету только графиков с Δ -изобарой, сплошная — когда к ним добавлены нерезонансные графики и приняты во внимание эффекты энергетического разрешения в эксперименте [76—79]

Поэтому подсчет изоспиновых весов более-менее оправдан не только для окрестности максимума Δ -пики, но почти во всей области Q , отвечающей Δ -пику, если энергия снаряда выше 1,5-2 ГэВ/нуклон. Это обстоятельство указывает на то, что вклад механизмов с «возбуждением Δ в снаряде» может быть заметен при околороговых энергиях и должен уменьшаться с ростом начальной энергии. Подробные расчеты, проведенные в рабо-

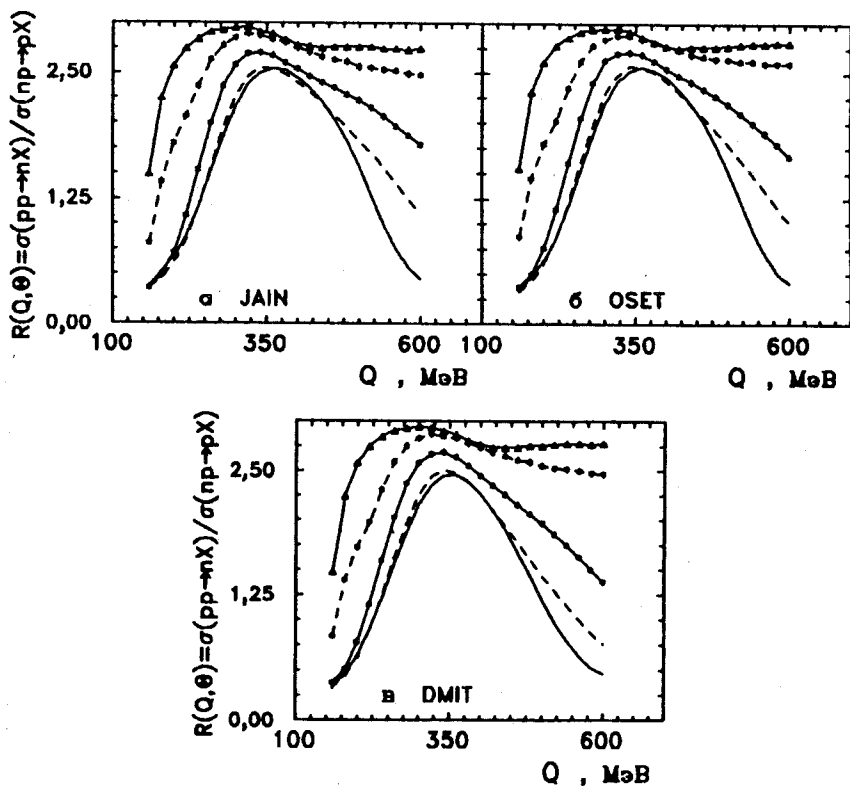


Рис.30. Ожидаемая энергетическая зависимость отношения R , вычисленного для $\theta_{lab} = 0^\circ$ с использованием всех трех наборов JAIN, OSET, DMIT. Сплошные линии — $T = 0,8$ ГэВ, штриховые — $T = 1,0$ ГэВ, штрихпунктирные — $T = 5,0$ ГэВ и сплошная с треугольниками — $T = 10,0$ ГэВ

тах [130, 132], показывают, что вклад от диаграмм « Δ в снаряде», во-первых, сильно зависит от выбора параметров ОВЕ-модели, и, во-вторых, действительно исчезает с ростом начальной энергии.

Зависимость отношения R от переданной энергии является ярким примером существенной роли интерференции различных диаграмм, дающих вклады в измеряемое инклюзивное сечение. Он указывает на необходимость осторожного отношения к результатам расчетов, основанных на таких методах или моделях, которые не учитывают интерференции (например, каскадные расчеты).

4.4. Основные результаты теоретического анализа. Итак, для теоретического анализа данных по перезарядке с возбуждением Δ -изобар в настоящее время характерно следующее:

- анализируются только инклюзивные эксперименты;
- выполненные расчеты носят скорее качественный, нежели количественный характер; как правило, взаимодействия рассматриваются в терминах соответствующих потенциалов;
- имеются большие разногласия относительно величин ключевых параметров теории, таких как параметр Λ в формфакторах мезон-барионных вершин или параметр Ландау — Мигдала g' ; более того, нет ясности и относительно необходимости учета диаграмм с обменом ρ -мезоном;
- практически все работы используют идеологию Δ - h -возбуждений, но различаются между собой в конкретных расчетных схемах; в работах Дмитриева и Делорма и Гишо проводится разграничение между «обычными» Δ - h и коллективной пионной модами;
- необходимость привлечения информации о возбуждении Δ в ядрах реальными пионами и электромагнитными пробниками подчеркивается в теоретических работах лишь Делормом и Гишо, хотя из рассмотрения экспериментальных данных это было ясно еще в начале наших исследований [60—62].

Острую проблему перед теорией поставили данные [72,171] о тензорной анализирующей способности реакции перезарядки поляризованных дейтронов в синглетную по спину протонную пару на протонной, дейтронной и углеродной мишенях. Они указывают на заметную роль поперечной части ядерной функции отклика и, на первый взгляд, противоречат интерпретации сдвига Δ -пика как проявления Δ - h и коллективной π -подобной мод ядерных возбуждений. Эта проблема пока не решена. Однако нужно отметить следующее (отвлекаясь от вопроса о надежности использованного в анализе авторов работ [72,171] переходного $d \rightarrow 2p$ формфактора): 1) конечные размеры ядра-мишени могут привести к «перемешиванию» поперечной и продольной частей ядерного отклика [141]; 2) из результатов работ [152,9] следует, что даже в поперечной части ядерного отклика, определяющей [146] поведение сечений электро-рождения изобар, при малых передачах Q^2 Δ -изобарный пик в сечениях сдвинут к меньшим передачам энергии из-за Δ - h -возбуждений.

Анализ проблемы выбора параметров ОВЕ-модели показал, что нельзя отдать предпочтение какому-либо набору, если ограничиться сопоставлением расчетов и экспериментальных данных для инклюзивных дифференциальных сечений простейшей $(p,n)X$ -реакции при фиксированной начальной энергии, хотя и при разных углах вылета нейтронов.

Однако, если рассмотреть их зависимость от энергии снаряда, то указанная дискретная неоднозначность частично снимается.

Анализ интерференционных эффектов на примере отношения (22) показал, что даже в инклюзивных опытах они могут быть существенными. Поэтому те приближения, модели и методы, где возможными интерференционными явлениями пренебрегается с самого начала, должны использоваться с осторожностью.

В целом выполненные исследования показали, что концепция Δ - h -возбуждений ядер позволяет качественно понять результаты как инклюзивных, так и эксклюзивных опытов, хотя о количественной теории даже «элементарной» $NN \rightarrow N\Delta$ -реакции пока говорить трудно.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных в Дубне, Сакле, Гатчине и других центрах исследований зарядово-обменных реакций с возбуждением Δ -изобар в ядрах были частично подытожены в предыдущих разделах. За прошедшее десятилетие эта тема обсуждалась в ряде других обзоров и докладов обзорного характера (например, [4, 18, 61—63, 90, 125, 126, 140]), но главным недостатком многих работ было то, что они основывались на данных, полученных при околопороговых энергиях, где особенности, присущие исследуемому процессу, осложняются или маскируются пороговыми эффектами. Это замедлило прогресс в понимании наблюдаемых в эксперименте эффектов и затруднило построение количественной теории.

В целом концепция коллективных Δ - h -возбуждений дает хорошую основу для качественного понимания экспериментальных данных и определения наиболее важных направлений дальнейших исследований, но количественная теория рассмотренных процессов и других реакций, тесно связанных с ними, пока далека от завершения; появился ряд новых проблем (например, дискретные неоднозначности), существенных для теории даже простейших $NN \rightarrow NN\pi$ -реакций.

Феноменологический анализ экспериментальных данных выявил следующие закономерности зарядово-обменных реакций с Δ -возбуждениями ядерной материи:

1. Преобладающий вклад в сечения перезарядки «вперед» нуклонов или релятивистских ядер вносят процессы возбуждения Δ -степеней свободы мишени. Область кинетических энергий вблизи 1 ГэВ/нуклон оптимальна для их исследования.

2. Имеет место «факторизация» сечений перезарядки с возбуждением Δ -изобар в ядрах в том смысле, что ряд характеристик ядерного Δ -пика (например, сдвиг и его уширение) не зависит от сорта снаряда и определяется свойствами ядра-мишени, тогда как другие (например, зависимость от энергии или угла рассеяния) в основном определяются структурой снаряда (для релятивистских ядер — формфактором перехода) и поведением «элементарной» реакции.

3. В сечениях перезарядки «вперед» с возбуждением Δ -изобар существенны вклады как процессов «квазисвободного» рождения изобары, так и процессов, к ним не сводящихся, которые здесь названы «коллективными». Именно они приводят к сдвигу и уширению ядерного Δ -пика, изменению его формы в зависимости от атомного номера ядра-мишени, появлению «неправильных» πp -пар и т.п.

4. Имеется простая связь между сечениями (${}^3\text{He}, t$) и (p, n) , а также $(p, p'\Delta)$ -реакций, измеренных при разных энергиях. Она позволяет понять их энергетическую зависимость через энергезависимость полных сечений соответствующих «элементарных» реакций и открывает возможность исследования спин-изоспиновых переходных формфакторов экзотических короткоживущих ядер с помощью реакций неупругой перезарядки на протонах или дейтронах.

5. Эффект « Δ -доминантности», т.е. преобладание вклада от Δ -возбуждений ядра над вкладом от «квазиупругой» перезарядки с возбуждением обычных ядерных уровней (в том числе, с переходом ядра в состояния непрерывного спектра), обусловлен разным характером зависимости от энергии снаряда соответствующей «элементарной» реакции.

6. Проведенные исследования показали, что между зарядово-обменными реакциями с возбуждением Δ -изобар в ядрах и соответствующими «элементарными» процессами имеется принципиальное различие. Оно обусловлено многочастичным характером ядерной системы и выражается, в частности, в появлении коллективных эффектов, модификации самого механизма реакции (протекающей в присутствии «третьей» частицы в окрестности области «элементарного» взаимодействия), возможной перенормировки констант взаимодействия в ядерной среде и т.д.

7. Дальнейшее продвижение в количественном понимании этих эффектов связано с проведением новых опытов эксклюзивного типа, включая поляризационные измерения, где должны исследоваться различные каналы «распада» ядерных Δ -возбуждений. Такие измерения уже проводятся, но, в основном, вблизи порога. Их результаты подтверждают сложившееся на основе инклюзивных данных понимание процесса Δ -возбуждения ядер, которое базируется на качественной картине процесса, следующей из концепции Δ -дырочных возбуждений. Однако в количест-

венном плане теория этих эффектов заметно отстает от эксперимента. Поэтому продолжение исследований ядерных Δ -возбуждений в зарядово-обменных реакциях остается актуальным.

В первую очередь, необходимы прецизионные измерения A -зависимости формы ядерного Δ -пика при энергиях выше 800 МэВ/нукл., где Δ -изобарные возбуждения доминируют в сечениях перезарядки с малыми p_{\perp} . Они позволили бы определить, зависит ли положение максимума ядерного Δ -пика от A в зарядово-обменных реакциях и влияет ли структура ядра-мишени на форму пика в окрестности его максимума. Сопоставление этой информации с данными о $\sigma_{tot}(\pi A)$ представляет большой интерес для исследования свойств коллективной пионной моды возбуждения ядер, т.к. в опытах с реальными и виртуальными пионами топография продольной части функции ядерного отклика прощупывается на плоскости (ω, q) вдоль разных фазовых траекторий. Назрела необходимость перехода к опытам эксклюзивного типа, в которых нужно разделить вклады различных каналов снятия Δ -возбуждений (с испусканием мезонов и без него,) а также выделить вклады «перезарядных» мод девозбуждения. Такие эксперименты уже начались. Полученную информацию представляется необходимым сопоставить с результатами опытов по π -абсорбции.

Эксперименты по $(d, 2p)$ -перезарядке на ядрах с поляризованными дейтронами при энергиях выше 800 МэВ/нукл. или измерения поляризационных характеристик (p, n) -перезарядки с Δ -возбуждениями ядер на пучках поляризованных протонов (в том числе анализ поляризации нейтрона) позволили бы уточнить механизм реакции. При этом более предпочтительны именно опыты по измерению поляризационных характеристик в (p, n) -перезарядке, свободные от проблем, связанных с переходным формфактором $d \rightarrow 2p$. Ценную информацию могут дать эксклюзивные поляризационные эксперименты.

Экспериментальную информацию о спин-изоспиновых переходных формфакторах экзотических короткоживущих ядер можно получить, пользуясь найденной эмпирической связью между «редуцированными» сечениями (p, n) - и $({}^Z A, {}^{Z-1} A)$ -реакций: $\sigma_{red}({}^Z A, {}^{Z-1} A) = F({}^Z A, {}^{Z-1} A) \times \sigma_{red}(p, n)$, где $F({}^Z A, {}^{Z-1} A)$ — переходный формфактор ${}^Z A \rightarrow {}^{Z-1} A$. Для этого нужны подробные «реперные» данные о «редуцированных» сечениях σ_{red} реакции неупругой перезарядки протонов на протонах и (или) дейтронах. Поэтому детальные и прецизионные измерения $p(p, n)$ - и $d(p, n)$ -перезарядки с рождением Δ -изобары в интервале $T = 0,8+3$ ГэВ по-прежнему актуальны.

В связи с проблемой «тушения» гамов-теллеровского резонанса представляют интерес измерения сечений реакций типа (n,p) и $(t, {}^3\text{He})$ и их сравнение с сечениями $({}^3\text{He}, t)$ - и (p,n) -реакций при одинаковых энергиях пучка для ядер с $N \neq Z$, т.к. в этом случае зависимость результатов сравнения от моделей существенно уменьшается. То же самое относится к аналогичным парам других ядер-снарядов.

Наконец, для достижения глубокого понимания свойств Δ - h -возбуждений необходимы детальные эксклюзивные исследования процессов фото- и электророжения изобар в ядрах, равно как и опыты по изменению дифференциальных сечений перезарядки пионов «вперед» на протонах и ядрах в гигаэлектронвольтовой области энергий в зависимости от переданной энергии Q .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин В.Г., Подгорецкий М.И. — Препринт ОИЯИ Р1-1508, Дубна, 1964.
2. Лексин Г.А. — В сб.: Проблемы современной ядерной физики. М.: Наука, 1972, с.511.
3. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. 2-е изд., М.: Наука, 1983.
4. Ericson T., Weise W. — Pions and Nuclei. Clarendon Press, Oxford, 1988.
5. Brown G.E., Weise W. — Phys. Rep., 1975, vol. C22, p.279.
6. Migdal A.B. et al. — Phys. Rep., 1990, vol.192, p.180.
7. Oset E., Toki H., Weise W. — Phys.Rep., 1982, vol.83, p.281
8. Brown G.E. et al. — Nucl.Phys., 1989, vol.A505, p.823.
9. Delorme J., Guichon P.A.M. — In: 10 Biennale de Phys. Nucl., Aussois, March 6-10, 1989; Rapp. Dph-N/Saclay No.2574, Saclay, 1989; p.C.4.1.
10. Ashery D., Schiffer J.P. — Ann. Rev. Nucl. & Part. Sci., 1986, vol.36, p.207.
11. Takaki T., Thies M. — Phys.Rev., 1988, vol. C38, p.2230.
12. Lenz F. — Ann. Phys., 1975, vol.95, p.348.
13. Ikeda K. et al. — Phys. Lett., 1962, vol.2, p.169; 1963, vol.3, p.271.
14. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. — ЯФ, 1974, т.19, с.62; Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, с.173.
15. Indiana Univ. Cycl. Facility Sci.&Techn. Report 179, IUCF-1979, p.27, Indiana, 1979.
16. Horen D.J. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.B95, p.27; 1981, vol.B99, p.383.
17. Gaarde C. et al. — Nucl.Phys., 1981, vol.A369, p.258.
18. Gaarde C. — In: Nucl. Structure 1985. Ed. by R.Brogliа, G.Hagemann, B.Herskind, Elsevier Sci. Publ. B.V., 1985, p.449. (См. приводимую в этом обзоре библиографию, а также обзор [21].)
19. Гапонов Ю.В. — В сб.: Материалы XVIII Зимней Школы ЛИЯФ, Л., 1983, с.43.
20. Пятов Н.И., Фаянс С.А. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.953.
21. Гареев Ф.А. и др. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.864.
22. Дмитриев В.Ф., Сузуки Т. — В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр. симп. Гатчина, 23-25 апр. 1984. Л., 1984, с.301.
23. Dmitriev V.F., Suzuki T. — Nucl.Phys., 1985, vol.A438, p.697.
24. Chanfray G., Ericson M. — Phys.Lett., 1984, vol.141B, p.163.
25. Binon F. et al. — Nucl.Phys., 1970, vol.B17, p.168; 1971, vol.B33, p.421; 1972, vol.B40, p.608(E).
26. Ericson T.E.O., Hüfner J. — Phys. Lett., 1970, vol.B33, p.601.

27. Locher M.P. et al. — Nucl.Phys., 1971, vol.B27, p.598.
28. Bethe H.A. — Phys.Rev.Lett., 1973, vol.30, p.105.
29. Dover C.B., Lemmer R.H. — Phys.Rev., 1973, vol.C7, p.2312.
30. Barshay S. et al. — Phys.Lett., 1973, vol.43B, p.271.
31. Hüfner J. — Phys. Rep., 1975, vol.C21, p.1.
32. Freedman R.A. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.103B, p.397.
33. Karaoglu B., Moniz E.J. — Phys.Rev., 1986, vol.C33, p.974.
34. Wilkin C. et al. — Nucl.Phys., 1973, vol.B62, p.61.
35. Игнатенко А.Е. и др. — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.544; ДАН, 1955, т.103, с.395.
36. Crozon M. et al. — Nucl.Phys., 1965, vol.64, p.567.
37. Caris J.C. et al. — Phys.Rev., 1969, vol.126, p.295.
38. Marshall J.F. et al. — Phys.Rev., 1970, vol.C1, p.1685.
39. Mutchler G.S. et al. — Phys.Rev., 1974, vol.C9, p.1198.
40. Clough A.S. et al. — Nucl.Phys., 1974, vol.B76, p.15.
41. Carrol A.S. et al. — Phys.Rev., 1976, vol.C14, p.635.
42. Nakai K. et al. — Phys.Rev.Lett., 1980, vol.44, p.1446.
43. Ashery D. et al. — Phys.Rev., 1981, vol.C23, p.2173.
44. Navon I. et al. — Phys.Rev., 1983, vol.C28, p.2548.
45. Heimlich F.H. et al. — Nucl.Phys., 1974, vol.A231, p.509.
46. Barreau P. et al. — Nucl.Phys., 1983, vol.A402, p.515.
47. O'Connel J.S. et al. — Phys.Rev.Lett., 1984, vol.53, p.1627; Phys.Rev., 1987, vol.C35, p.1063.
48. Armstrong T.A. et al. — Phys.Rev., 1972, vol.D5, p.1640; Nucl. Phys., 1972, vol.B41, p.445.
49. Arends J. et al. — Phys.Lett., 1981, vol.98B, p.423.
50. Chollet C. et al. — Phys.Lett., 1983, vol.127B, p.331.
51. Ahrens J. et al. — Phys.Lett., 1984, vol.146B, p.303.
52. Ries H. et al. — Phys.Lett., 1984, vol.139B, p.254.
53. Frois B. — In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Florence Aug. 29-Sept.3., 1983. Ed. by Blasi P.B. and Ricci R.A. Bologna, 1983, vol.2, p.221.
54. Vorobiev G.G. et al. — In: Proc. of the II Seminar «Program of the Exper. Invest. on INR Acad. of Sci. of USSR Meson Facility», 23-27 Apr.1983, Zvenigorod, M., INR, 1984, p.313.
55. Ableev V.G. et al. — JINR, E1-83-486, Dubna, 1983; «Few Body X», Karlsruhe, 1983, v.П, p.267, ed. by Zeitnitz V.Elsevier Sci. Publ., B.V., 1984.
56. Аблеев В.Г. и др. — В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр. симп. Гатчина, 23-25 апр. 1984., Л., 1984, с.301.
57. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.35.
58. Ableev V.G. et al. — PANIC, Books of Abstracts, Elsevier Sci.Publ. B.V., 1984, ed. by E.Güttner, B.Povh, G. zu Putnitz, v.П, p.L-24.
59. Аблеев В.Г. и др. — ОИЯИ, P1-86-435, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, т.46, с.549.
60. Аблеев В.Г. и др. — ОИЯИ, P1-87-374, Дубна, 1987; ЯФ, 1988, т.48, с.27.
61. Елисеев С.М., Запорожец С.А. и др. — В сб.: Тр. VIII Межд. сем. по пробл. физ. выс. энергий, ОИЯИ, D2-86-668, Дубна, 1986, с.308.
62. Ableev V.G. et al. — In: Proc. of the Int. Symp. on Modern Devel. in Nucl. Phys., June 27-July 1, 1987, Novosibirsk. Ed. by O.P.Sushkov, World Sci.Publ. Co., Singapore, 1988, p.690; JINR, E1-87-797, Dubna, 1987.
63. Аблеев В.Г. и др. — В сб.: Тр. 9-го Межд. сем. по пробл. физ. выс. энергий, ОИЯИ, D1, 2-88-652, Дубна, 1988.
64. Ableev V.G. et al. — In: Proc. II Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, 10-14 June 1985. Ed. by Jakobsson B. and Aleklett K., Lunds Univ. Reprozentral., 1985, v.1 (contr. papers), p.170 (I.8).
65. Ableev V.G. et al. — Ibid., p.169 (I.7).

66. Aladashvili B.S. et al. — Nucl. Phys., 1975, vol.B86, p.461.
67. Aladashvili B.S. et al. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, vol.3, p.1225.
68. Глаголев В.В. и др. — ОИЯИ, P1-12907, Дубна, 1979.
69. Ellegaard C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, vol.50, p.1745.
70. Ellegaard C. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.154B, p.110.
71. Contardo D. et al. — Phys. Lett. 1986, vol.168B, p.331.
72. Ellegaard C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, p.974.
73. Dmitriev V.F. — Preprint INP-88-38, Novosibirsk, 1988.
74. Radwany P. et al. — В сб.: Тр. VIII Межд. сем. по пробл. физ. выс. энергий, ОИЯИ Д2-86-668, Дубна, 1986.
75. Bachelier D. et al. — Phys. Lett., 1986, vol.172B, p.23.
76. Батурич В.Н. и др. — ЯФ, 1980, т.31, с.396.
77. Батурич В.Н. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.86.
78. Батурич В.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ-483, Гатчина, 1979.
79. Батурич В.Н. и др. — Препринт ЛИЯФ-1322, Гатчина, 1987.
80. Bonner E. et al. — Phys. Rev., 1978, vol.C18, p.1418; Bjork C.W. et al. — Phys. Lett., 1976, vol.63B, p.35; Riley P.J. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.68B, p.217.
81. Waterman F.M., Madey R. — Phys. Rev., 1973, vol.C8, p.2419.
82. Араменко С.А. и др. — Препринт ОИЯИ P1-91-240, Дубна, 1991; Avramenko S.A. et al. — Краткие сообщения ОИЯИ, 3[54]-92, 1992, с.13.
83. Ramstein V. et al. — In: Proc. Int. Conf. on Spin and Isospin in Nucl. Inter., Telluride, March 11-15, 1991, p.111, ed. by Wissink S.W., Goodman C.D., Walker G.E., Plenum Press, N.Y.&London, 1991; Hennino T. et al. — IPNO-DRE-92-08, Orsay, 1992; Lemaire M.-C. et al. — Препринт LNS/Ph/90-20, Saclay, 1990; Trzaska M. et al. — Препринт LNS/Ph/91-18, Saclay, 1991.
84. Nagae T. et al. — Phys.Lett., 1987, vol.B191, p.31.
85. Chiba J. — Nucl.Phys., 1988, vol.A478, p.491с.
86. Chiba J. et al. — КЕК Preprint 91-80, 1991, Tsukuba-shi, Japan; Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.1982.
87. Clausen B.L. et al. — Phys.Rev., 1987, vol.C35, p.1028.
88. Берлев А.И. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.76.
89. Golubeva M.B. et al. — JETP Lett., 1990, vol.51, p.339. (Письма в ЖЭТФ, 1990, т.51, с.298).
90. Gaarde C. — Ann. Rev. Nucl.&Part. Sci., 1991, vol.41, p.187; Osterfeld F. — Rev. Mod. Phys., 1992, vol.64, p.491.
91. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.457.
92. Flaminio V. et al. — CERN-HERA 84-01, CERN, Geneva, 1984.
93. Rupp T. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.C28, p.1696.
94. VerWest B.J., Arndt R.A. — Phys.Rev., 1982, vol.C25, 1979.
95. Shimizu F. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.A398, p.445.
96. Hudomalj-Gabitzch J. et al. — Phys. Rev., 1978, vol.C18, p.2666.
97. Bacon T.C. et al. — Phys. Rev., 1967, vol.162, p.1320.
98. Fickinger W.J. et al. — Phys. Rev., 1962, vol.125, p.2082.
99. Coletti S. et al. — Nuovo Cim., 1967, vol.49A, p.475.
100. Colton E. et al. — Phys. Rev., 1973, vol.D7, p.3267; Ming Ma Z. et al. — Phys. Rev., 1969, vol.23, p.342.
101. Benary O. et al. — UCRL-20000 NN, CERN, Geneva, 1970.
102. Blair I.M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1966, vol.17, p.789; Nuovo Cim., 1969, vol.63A, p.529.
103. Anderson E.V. et al. — Phys. Rev. Lett., 1969, vol.23, p.342.
104. Glass G. et al. — Phys.Rev., 1977, vol.D15, p.36.
105. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. — Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.

106. Wolf G. — *Phys.Rev.*, 1969, vol.182, p.1538.
107. Аблеев В.Г. и др. — ОИЯИ, 13-8829; 13-8967; 10-9193; 10-10255; Дубна, 1975.
108. Аблеев В.Г. и др. — ПТЭ, 1983, № 1, с.33; ОИЯИ, 13-10256, Дубна, 1976; ОИЯИ, P1-10565, Дубна, 1977.
109. Аблеев В.Г. и др. — ПТЭ, 1978, т.2, с.63.
110. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.196.
111. Ableev V.G. et al. — *Nucl.Phys.*, 1983, vol.A393, p.491; vol. A441, p.541 (E).
112. Аблеев В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, с.467; Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, с.558.
113. Аблеев В.Г. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 4[43]-90, Дубна, 1990, с.5; 1[52]-92, Дубна, 1992, с.10.
114. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1982, т.36, с.1197; ЯФ, 1982, т.36, с.1434.
115. Ableev V.G. et al. — *Acta Phys. Polonica*, 1985, B16, p.913; Аблеев В.Г. и др. — ОИЯИ, P1-85-924, Дубна, 1985.
116. Ableev V.G. et al. — *Z. Phys. A*, 1991, vol.340, p.191.
117. Аблеев В.Г. и др. — ЯФ, 1983, т.37, с.132; Краткие сообщения ОИЯИ, 1[52]-92, Дубна, 1992, с.5.
118. Review of Part. Properties, CERN, Geneva, 1982.
119. Dunn P.S. et al. — *Phys.Rev.*, 1983, vol.C27, p.71.
120. Дмитриев В.Ф. — ИЯФ СОАН СССР, 89-14, Новосибирск, 1989.
121. Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. — ОИЯИ, P2-89-805, E2-89-876, Дубна, 1989.
122. Ableev V.G. et al. — *Phys. Lett.*, 1991, vol.B264, p.264.
123. Jackson J.D. — *Nuovo Cim.*, 1964, vol.34, 1644.
124. Gareev F.A. et al. — In: Proc. of the Intern. Workshop on Gross Prop. of Nuclei and Nucl. Excit. XIX, Hirschegg, Jan.21-26 1991, Austria. Ed. by Feldmeier H., Darmstadt, 1991, p.112; Sci/Techn. Report 1991 - 06, Univ. of Bergen, Bergen, 1991.
125. Gareev F.A. et al. — In: Proc. of the Intern. Conf. on Spin and Isospin in Nuclear Interactions, Telluride, March 11-15, 1991. Ed. by S.W.Wissink, C.D.Goodman, G.E.Walker, Plenum Press, N.Y.&London, 1991, p.445.
126. Strokovsky E.A., Gareev F.A., Ratis Yu.L., — JINR Preprint E1-91-307, Dubna, 1991; in: Proc. of the Intern. Workshop «Pions in Nuclei», Peniscola, June 3-8, 1991, Spain. Ed. by Oset E., Vicente-Vacas M.J., Garcia-Regio C. World Sci. Pbl., Singapore, 1992, p.395.
127. Авраменко С.А. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-91-239, Дубна, 1991.
128. Авраменко С.А. и др. — Препринт ОИЯИ, P1-91-206, Дубна, 1991.
129. Gareev F.A. et al. — Proc. of the 6-th Intern. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, June 10-15, 1991, Villa Monastero, Varenna, Italy, Milano, 1991, p.622.
130. Gareev F.A. et al. — JINR, E2-92-7, Dubna, 1992.
131. Sternheim M.M, Silbar R.R. — *Phys.Rev.*, 1972, vol.D6, p.3117.
132. Gareev F.A. et al. — JINR, E2-92-6, Dubna, 1992.
133. Hürster W. et al. — *Phys.Lett.*, 1980, vol.90B, p.367.
134. Böhmer V. et al. — *Nucl.Phys.*, 1976, vol.B110, p.205.
135. Miller E.L. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1971, vol.26, p.984.
136. Engler J. et al. — *Phys.Lett.*, 1971, vol.34B, p.528.
137. Kreisler M.N. et al. — *Nucl.Phys.*, 1975, vol.B84, p.3.
138. Babaev A. et al. — *Nucl.Phys.*, 1976, vol.B110, p.189.
139. Fernandez de Cordoba P. — In: Proc. of the Intern. Workshop «Pions in Nuclei», Peniscola, June 3-8, 1991, Spain. Ed. by Oset E., Vicente-Vacas M.J., Garcia-Regio C. World Sci. Pbl., Singapore, 1992, p.428; Fernandez de Cordoba P., Oset E. — *Nucl. Phys.*, 1992, vol. A544, p.793.
140. Ableev V.G. et al. — JINR E1-87-246, Dubna, 1987; Аблеев В.Г., Строковский Е.А. — Докл. на 27-й Школе по ядерной физике ЦИЯИ (Россендорф), апрель 1989.
141. Alberico W.M. et al. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.C38, p.2389.

142. Flaminio V. et al. — *Compilation of Cross-Section. I. π^+ and π^- Induced Reactions*, CERN-HERA 83-01, Geneva, 1983.
143. Хофштадтер Р. — УФН, 1957, т.63, с.693; *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1957, 7, p.274; Элтон Л. — В кн.: *Размеры ядер*. М.: ИЛ, 1962, с.45; Горин Ю.П. и др. — ЯФ, 1973, т.18, с.336; Бобченко Б.М. и др. — ЯФ, 1979, т.30, с.1553.
144. Laget J.M. — *Nucl.Phys.*, 1988, vol.A481, p.765.
145. Meziani Z.E. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1985, vol.54, p.1233.
146. Baran D.T. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1988, vol.61, p.400.
147. Титов Ю.И. и др. — ЯФ, 1980, т.31, с.1396.
148. Титов Ю.И. и др. — ЯФ, 1970, т.11, с.260.
149. Титов Ю.И. и др. — ЯФ, 1971, т.13, с.1149.
150. Титов Ю.И. и др. — ЯФ, 1972, т.15, с.649.
151. Титов Ю.И. и др. — ЯФ, 1974, т.19, с.479.
152. Sealock R.M. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1989, vol.62, p.1350.
153. O'Connel J.S., Sealock R.M. — *Phys. Rev.*, 1990, vol.C42, p.2290.
154. Carrasco R. — In: *Proc. of the Intern. Workshop «Pions in Nuclei»*, Peniscola, June 3-8, 1991, Spain. Ed. by Oset E., Vicente-Vacas M.J., Garcia-Regio C. *World Sci. Pbl.*, Singapore, 1992, p.544, Carrasco R.C, Oset E. — *Nucl. Phys.*, 1992, vol.A536, p.445.
155. Chen C.R., Lee T.-S.H. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.C38, p.2187.
156. Oset E., Shiino E., Toki H. — FTUV/88-87, Regensburg, 1988; *Phys. Lett.*, 1989, vol.224, p.249.
157. Fäldt G., Lazard C., Lombard R. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.C36, p.1037.
158. Esbensen H., Lee T.-S. H. — *Phys.Rev.*, 1985, vol.C32, p.1966.
159. Jain B.K. — *Phys.Rev.*, 1985, vol.C32, p.1253.
160. Santra A.B., Jain B.K. — *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1987, vol.13, p.745.
161. Jain B.K., Santra A.B. — *Nucl.Phys.*, 1989, vol.A500, p.681.
162. Jain B.K. — In: *Proc. of the Intern. Workshop «Pions in Nuclei»*, Peniscola, June 3-8, 1991, Spain. Ed. by Oset E., Vicente-Vacas M.J., Garcia-Regio C., *World Sci. Pbl.*, Singapore, 1992, p.406.
163. Jain B.K., Santra A.B. — *Ibid.*, с.423.
164. Jain B.K., Kelkar N.G., Londergan J.T. — *Phys. Rev.*, 1991, vol.C43, p.271.
165. Gaarde C., Dmitriev V.F., Sushkov O.P. — *Nucl.Phys.*, 1986, vol.A459, p.503.
166. Дмитриев В.Ф. — *Препринт ИЯФ СОАН 86-118*, Новосибирск, 1986.
167. Udagawa T., Hong S.-W., Osterfeld F. — *Phys.Lett.*, 1990, vol.B245, p.1; *Preprint Julich*, 1989.
168. Lind D.A. et al. — *Can. J. Phys.*, 1987, vol.65, p.637.
169. Desgrolard P., Delorme J., Gignoux C. — *Preprint LYCEN 9205*, Lyon, 1992.
170. Glass G. et al. — *Phys. Rev.*, 1983, vol.D28, p.1045.
171. Ellegaard C. et al. — *Phys.Lett.*, 1989, vol.231, p.365.
172. *Review of Part.Prop.*, *Rew. Mod. Phys.*, 1984, vol.56, No. 2, part 2.
173. Bugg D.V. et al. — *Phys.Rev.*, 1968, vol.168, p.1466.
174. Abrams R.J. et al. — *Phys.Rev.*, 1971, vol.D4, p.3235.
175. Афонасьев В.Н. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1656.
176. Bowen T. et al. — *Phys.Rev.*, 1970, vol.D2, p.2599.
177. Cool R. L. et al. — *Phys.Rev.*, 1970, vol.D1, p.1887.
178. Xia L., et al. — *Препринт LNS/Ph/92-08*, Saclay, 1992.
179. Roenquist T. et al. — *Phys. Rev.*, 1992, vol.C45, p.R496.