

ПОГЛОЩЕНИЕ π^- -МЕЗОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

В. С. Бутцев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. С. Ильинов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

С. Е. Чигринов

Институт тепло- и массообмена АН БССР, Минск

Дан обзор работ по исследованию процесса поглощения медленных π^- -мезонов средними и тяжелыми ядрами. Приведены последние экспериментальные данные изучения нового физического явления: возбуждения высокоспиновых ядерных состояний при поглощении π^- -мезонов. Рассмотрен однонуклонный механизм поглощения π^- -мезонов в связи с проблемой существования в атомных ядрах π -конденсации и Δ^{++} -барионных резонансов. Изложена методика определения относительной вероятности ядерного поглощения пионов в химических соединениях по наведенной радиоактивности остаточного ядра. Обсуждаются возможности применения этой методики в мезохимии.

Экспериментальные данные проанализированы в рамках современных моделей процесса поглощения π^- -мезонов атомными ядрами.

A number of investigations on the absorption of negative pions by intermediate and heavy nuclei are surveyed. The recent experimental data are given on the study of a new physical phenomenon, the excitation of high spin nuclear states in negative pion capture at rest. Experiments on the investigation of pion nonradiative absorption by a single nucleon are considered in connection with the existence of the π -condensation and Δ^{++} -baryonic resonances in atomic nuclei. The method of determining the relative probability of nuclear pion absorption in chemical compounds by means of the induced radioactivity of the residual nucleus is proposed. A possibility of applying this method in mesic chemistry is considered.

The experimental data have been analysed in the framework of the up-to-date models of negative pion absorption by atomic nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

Процесс поглощения медленных отрицательных пионов атомными ядрами занимает самостоятельное место в современной физике благодаря тесному переплетению в этом явлении различных проблем мезоатомной физики, мезоядерного взаимодействия, ядер-

ных реакций и структуры ядра. Исследование этого процесса началось около трех десятков лет назад. С тех пор накоплено большое количество экспериментальной информации, выполнено много теоретических работ, позволивших понять основные закономерности ядерного поглощения пионов. Часть результатов этих работ отражена в монографиях и обзорах [1—10]. Однако подавляющее их большинство посвящено случаю поглощения пионов простейшими легкими ядрами, а более сложные, но не менее интересные реакции на средних и тяжелых ядрах незаслуженно обойдены вниманием. Данный обзор имеет целью восполнить этот пробел.

Согласно современным представлениям поглощение π^- -мезона происходит в несколько стадий. Остановившийся в веществе отрицательный пион захватывается кулоновским полем ядра, в результате чего образуется пионный атом. Начальная его орбита имеет главное квантовое число $n \geq 20$ [2]. Далее путем испускания оже-электронов и рентгеновских лучей пион переходит на орбиты с меньшим n , пока не поглотится ядром с одной из них. В случае легких элементов поглощение пиона ядром происходит с орбиты $1s$. Чем тяжелее элемент, тем ближе к ядру расположены мезоатомные орбиты, тем раньше включается сильное взаимодействие, приводящее к поглощению пиона ядром. Например, в тяжелых мезоатомах поглощение пиона происходит в основном с орбиты $4f$ [3].

Время жизни π^- -мезона значительно превышает время образования мезоатома и его девозбуждения, поэтому фактически каждый остановившийся в веществе пион поглощается ядром. При этом ядру может быть передана энергия, эквивалентная массе покоя π^- -мезона $m_\pi \approx 140$ МэВ. Таким образом, получается сильно возбужденное ядро. Измерение спектров испущенных нейтронов и заряженных частиц при девозбуждении такого ядра, а также спектров гамма-лучей остаточных ядер представляет интерес, по крайней мере, в двух отношениях: во-первых, для выяснения механизма самой реакции поглощения и, во-вторых, для исследования распада высоковозбужденного ядерного вещества.

Закон сохранения энергии — импульса запрещает свободному нуклону поглотить пион, поэтому этот процесс должен быть сильно подавлен и на внутриядерном нуклоне [2]. Действительно, многочисленные эксперименты [11—25] показали, что в процессе поглощения пиона ядром участвует несколько нуклонов. Первой моделью, предложенной для описания поглощения пионов ядром, являлась модель, рассматривающая механизм двухнуклонного поглощения [26]. Эта модель аналогична модели квазидейтонного поглощения γ -квантов [27]. Позднее был предложен механизм α -частичного поглощения пиона [28, 29]. Были выполнены также оценки поглощения пиона на связанном в ядре нуклоне [30, 31].

Исследования механизма поглощения медленных π^- -мезонов тесно связаны с проблемой кластеризации атомных ядер. Вопрос о существовании двухнуклонных кластеров возник после опытов группы М. Г. Мещерякова, в которых было обнаружено выбивание из ядра дейтонов высокоэнергетическими протонами [32]. В дальнейшем Уилкинсон высказал идею о существовании на поверхности атомного ядра скоррелированных пар нуклонов и α -частиц [33]. Однако после многих лет исследований остается не разрешенным как вопрос о кластеризации в ядрах, так и вопрос о роли различных механизмов поглощения пионов ядрами. Это было одной из причин возникновения в последнее время повышенного интереса к изучению процесса пион-ядерного поглощения.

Ввод в действие нового поколения ускорителей, дающих высокоинтенсивные пучки π^- -мезонов, позволил получить новые подтверждения механизма многонуклонного поглощения пионов. В экспериментах на тяжелых ядрах сначала в Дубне [34, 35], а позже в СИНЕ [36, 37] и ЦЕРНе [38] было обнаружено неизвестное ранее явление возбуждения высокоспиновых (до $12-19\hbar$) состояний остаточного ядра. До недавнего времени оставался неясным источник большого углового момента остаточного ядра, поскольку вносимый пионом момент не превышает $3\hbar$. Объяснение явления возбуждения высокоспиновых состояний также было найдено на основе представления о многонуклонном поглощении пиона [40].

Не менее важен и другой аспект, связанный с исследованием свойств высоковозбужденного атомного ядра, образующегося после поглощения пиона. Поскольку энергия возбуждения ядра E^* может достигать большого значения $\sim m_\pi$, процесс может сопровождаться сильным расщеплением ядра. Действительно, эксперименты показали [22, 35], что из тяжелого ядра-мишени с большой вероятностью уносится до 17 нуклонов и среди образовавшихся изотопов наблюдаются ядра с большим нейтронным дефицитом.

Кроме того, в реакциях поглощения пионов обнаружено деление средних ядер с атомным числом $A \leq 150$ [41]. Ранее процессы сильного расщепления и деления средних ядер наблюдались только в реакциях с частицами высоких энергий.

Таким образом, процесс поглощения медленных π^- -мезонов атомными ядрами сочетает в себе черты низкоэнергетических и высокоэнергетических ядерных реакций. Для описания этого процесса развиты модели [39, 40, 42, 44], которые объясняют обнаруженные эффекты и устанавливают связь между механизмом поглощения медленных π^- -мезонов и ядерными реакциями, инициированными частицами высоких энергий. Перейдем к рассмотрению этих моделей.

1. ОБЩАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССА И СПОСОБЫ ЕГО ОПИСАНИЯ

Наиболее распространенные современные модели [40, 42, 44] рассматривают процесс поглощения пиона как многостадийный.

Образование и девозбуждение пионного атома. Как мы уже отмечали, на первой стадии остановившийся в веществе отрицательный пион захватывается кулоновским полем ядра, в результате чего образуется сильновозбужденный мезоатом. Процесс девозбуждения атома — переходы пиона на более низкие орбиты, сопровождающиеся испусканием оже-электронов и рентгеновских лучей, — прекращается после поглощения пиона с одной из мезоатомных орбит. Очевидно, поглощение пиона будет происходить с тех орбит, для которых его волновая функция будет перекрываться с ядром.

Для понимания процесса в целом необходимо знать радиальную зависимость вероятности поглощения ядром $P_{\text{abs}}(r)$. Для вероятности поглощения пиона из состояния с данными значениями главного и орбитального квантовых чисел n, l имеем

$$P_{nl}(r) \sim r^2 \rho(r) |\psi_{nl}(r)|^2, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ — плотность ядерного вещества; $\psi_{nl}(r)$ — волновая функция пиона. Выражение (1) следует затем просуммировать по всем состояниям мезоатома в соответствии с их заселенностью, которая определяется ширинами уровней Γ_{nl} и начальным распределением по n и l пионов, захваченных кулоновским полем ядра.

Получить вид функции $P_{\text{abs}}(r)$ можно, не выполняя расчетов заселенности уровней пионного атома, а анализируя лишь экспериментальные данные по рентгеновским переходам в пионных атомах [3] и расчетные [43] волновые функции $\psi_{nl}(r)$. На основе такого анализа авторы работы [40] сделали предположение, что у средних и тяжелых ядер поглощение пиона происходит в поверхностном слое ядра. В качестве первого приближения плотность вероятности поглощения пиона в ядре была взята в виде

$$P_{\text{abs}}(r) \sim \{\exp\{-[r - (C + \Delta r)]^2 / 2\sigma^2\}\}, \quad (2)$$

где $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, а C — параметр в распределении плотности ядерного вещества

$$\rho(r) = \rho_0 \{1 + \exp[(r - C)/a]\}^{-1}. \quad (3)$$

Значения параметров в выражении (3) взяты из опытов по рассеянию электронов на ядрах: $a = 0,545 \cdot 10^{-13}$ см и $C = 1,07A^{1/3} \times 10^{-13}$ см. Величина параметра $\Delta r \geq 0$ характеризует сдвиг максимума гауссовой кривой, описывающей $P_{\text{abs}}(r)$, по отношению к радиусу половинного спада плотности. В работе [40] величина

Δr определялась из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными по поглощению π^- -мезонов ядрами.

Недавно в работе [44] был выполнен последовательный расчет вероятности поглощения пиона, начиная от образования пионного атома и кончая его девозбуждением. Основой расчета пионного атома послужил метод, развитый в работах [45, 46]. В результате подтверждена правильность сделанного ранее [40] предположения о поверхностном характере поглощения пионов ядрами. Как видно из рис. 1, $\Delta r = 0$, а параметр, описывающий ширину гауссовой кривой, имеет меньшее, чем в работе [40], значение $\sigma \approx 0,78 \cdot 10^{-13}$ см.

Важно отметить, что функция $P_{\text{abs}}(r)$ практически не меняется при варьировании в широких пределах начального распределения по l пионов, захваченных кулоновским потенциалом ядра.

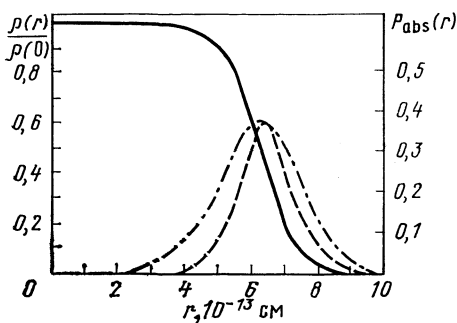


Рис. 1. Распределения плотности ядерного вещества $\rho(r)/\rho_0$ (левая шкала) и вероятности поглощения $P_{\text{abs}}(r)$ (правая шкала) для ядра ^{181}Ta :

— расчет для $\rho(r)/\rho_0$ по формуле (3); - - - - - расчет $P_{\text{abs}}(r)$ из [44]; - · - · - расчет $P_{\text{abs}}(r)$ по формуле (2) с $\Delta r = 0$

Иными словами, неучтенные в [44] эффекты валентных электронов и другие тонкие детали взаимодействия пиона с электронной оболочкой атома на начальной стадии перехода пиона из непрерывного спектра в дискретный не могут изменить вывода о поверхностном характере поглощения пиона.

Этот важный аспект процесса — поверхностный характер поглощения — учитывают лишь модели, предложенные в [40, 44].

Поглощение пиона ядром. Рассмотрим собственно процесс поглощения пиона ядром. Общепринято, что в основном поглощение пиона происходит на паре нуклонов. Поглощение π^- -мезона может происходить на np - или pp -парах:



В простейшем случае, если пренебречь спиновыми эффектами, зарядовое состояние двух нуклонов, на которых происходит поглощение, определяется числом пар данного типа, и тогда веро-

ятность поглощения на np -паре равна

$$W_{np} = NZ/[NZ + Z(Z-1)/2], \quad (5)$$

где N — число нейтронов, а Z — число протонов в ядре. Из (5) следует, что поглощение пиона должно чаще происходить на np -, чем на pp -парах:

$$R = W_{np}/W_{pp} = 2N/(Z-1) > 1.$$

Например, для ядра ^{208}Pb $R = 3,1$.

Влияние изоспина на отношение вероятностей поглощения пиона на np - и pp -парах исследовано в [44]. Отношение R выражается через амплитуды пионного поглощения f_{TI} (T — изоспин двух нуклонов, I — полный изоспин пиона и нуклонов) следующим образом:

$$R = R_0 N/(Z-1), \quad (6a)$$

где

$$R_0 = 3(2|f_{01}|^2 + |f_{11}|^2)/(2|f_{01}|^2 + 3|f_{11}|^2). \quad (6b)$$

Если поглощение происходит через парциальную волну с изоспином $3/2$, то $R_0 = 5$. При поглощении через парциальную волну с изоспином $1/2$ величина R_0 может меняться от 0 до 2. Указанный диапазон изменения типичен для различных теоретических оценок. В настоящее время и экспериментальные данные не позволяют зафиксировать значение R , так как измеренное отношение $R_{\text{эксперим}}$ * числа вылетевших np -пар к числу pp -пар имеет большие погрешности и может меняться от 1,5 до 5 (см. табл. 2).

В силу отмеченных неопределенностей расчеты в работах [39, 40, 44] выполнялись с $R_0 = 2$ [формула (5)]. В модели, описанной в [42], использована величина $R = 4$, взятая из [2]. В любом случае в настоящее время величину R следует считать параметром, значение которого находится из согласия с экспериментом.

После поглощения парой нуклонов масса пиона m_π реализуется в виде кинетической энергии вторичных нуклонов, каждый из которых будет иметь в с.д.м. энергию $T = m_\pi/2$. В с.д.м. вторичные нуклоны разлетаются в противоположных направлениях изотропно. В л.с.о. за счет импульсов внутриядерных нуклонов энергии вторичных частиц будут иметь определенный разброс вокруг величины $m_\pi/2$. Модели, описанные в [39, 40, 44], учитывают «размазку» по импульсам нуклонных пар в ядре: импульс пары равен сумме импульсов двух внутриядерных нуклонов, которые определяются из соответствующего ферми-распределения.

* $R_{\text{эксперим}} < R$ из-за возможности вылетающему из ядра нуклону рассеяться с перезарядкой.

В модели, рассматриваемой в [42], этот эффект размазки не учитывается.

Перерассеяние и поглощение в ядре быстрых нуклонов. Таким образом, в результате поглощения пиона в диффузном слое ядра образуются два нуклона с энергией 50—100 МэВ. В зависимости от направления своего движения и точки поглощения пиона нуклоны могут вылететь из ядра без взаимодействия или испытать одно или несколько столкновений с внутриядерными нуклонами. Эта стадия процесса аналогична обычной ядерной реакции, когда падающий на ядро нуклон средней энергии инициирует в нем внутриядерный каскад.

Для таких процессов в работах [39, 40, 44] используется модель внутриядерных каскадов, которая достаточно хорошо описывает реакции, инициированные нуклонами с энергией ~ 100 МэВ (см., например, обзор [47]). Следует отметить, что при этом дополнительных параметров не вводится, поскольку все параметры каскадной модели определены независимым образом из анализа нуклон-ядерных взаимодействий. Подробное описание модели внутриядерных каскадов можно найти в [47], поэтому здесь имеет смысл кратко напомнить лишь ее основные положения. В модели взаимодействие нуклона с ядром сводится к серии последовательных нуклон-нуклонных столкновений. Ядро рассматривается как вырожденный ферми-газ свободных нуклонов, заключенных в сферическую потенциальную яму. Распределение плотности внутриядерных нуклонов берется в виде (3).

В [42] два «параллельных» внутриядерных каскада описываются с помощью экситонной модели (см. обзор [48]). Одна из трудностей этой модели при расчете обычных ядерных реакций состоит в выборе начальной конфигурации системы — числа частиц p и дырок h . В конечном итоге она варьируется для достижения наилучшего согласия с экспериментом. Авторы работы [42] взяли для каждого из каскадов в качестве начальной конфигурацию $1p - 1h$ с энергией 70 МэВ. Последующая конкуренция между разными модами распада промежуточной системы в каскадном процессе определяется парциальными ширинами эмиссии частиц и экситон-экситонным взаимодействием, детали расчета которых приведены в [49].

Установление статистического равновесия в остаточных ядрах. После окончания внутриядерного каскада в вырожденном ферми-газе в результате столкновений каскадных частиц с внутриядерными нуклонами образуются дырки. Кроме того, часть каскадных нуклонов не сможет преодолеть ядерного потенциала и будет находиться в связанном состоянии на уровнях выше энергии Ферми. Образовавшаяся система является неравновесной. На пути к следующей, «испарительной» стадии процесса возможно испускание частиц из остаточного ядра.

Для оценки роли предравновесной эмиссии в [40] выбрана экситонная модель из работы [48]. Входное состояние для экситонной модели задается предыдущей стадией перерассеяния быстрых нуклонов. Конкретные расчеты установления равновесия выполнены с помощью модифицированной экситонной модели, описанной в [50, 51].

Как правило, влияние предравновесной эмиссии частиц на глобальные характеристики процесса поглощения пиона ядром невелико [40], поэтому в первом приближении в моделях [39, 40, 44] ее можно не учитывать. Однако в некоторых тонких явлениях предравновесные процессы могут проявиться достаточно сильно, и в этом случае необходимо корректное рассмотрение термализации остаточного ядра.

Что касается модели [42], то здесь стадия термализации учтена автоматически в силу выбранного экситонного формализма для описания ядерной реакции.

Эмиссия частиц и деление высоковозбужденного ядра. После установления термодинамического равновесия высоковозбужденное остаточное ядро последовательно «испаряет» частицы или делится. Процесс девозбуждения и деления остаточного ядра протекает так же, как в обычном составном ядре, которое образуется в реакциях с частицами малой энергии или с тяжелыми ионами*. Для описания такого процесса обычно применяется статистическая модель Вайскопфа [52] для эмиссии частиц и Бора — Уилера [53] — для деления.

В работах [39, 40, 42, 44] конкретные расчеты девозбуждения составных ядер выполнены с помощью метода, развитого в работах Достровского и др. [54, 55]. Использована ферми-газовая зависимость плотности уровней ядра от его энергии возбуждения E^* :

$$\rho(E^*) \sim \exp(2\sqrt{aAE^*}), \quad (7)$$

где $a \approx 0,1 \text{ МэВ}^{-1}$ — параметр плотности уровней, $A = Z + N$. В расчетах учтена возможность эмиссии шести видов частиц: n , p , d , t , ${}^3\text{He}$, α . Обобщение метода Достровского и др. [54, 55] на случай деления выполнено в [56].

Таким образом, процесс поглощения остановившегося π^- -мезона имеет сложный, многогранный характер, объединяющий в себе как черты низкоэнергетических ядерных реакций, так и реакций, инициированных частицами средней энергии. Поэтому в качестве метода расчета в работах [39, 40, 42, 44] выбран метод Монте-Карло. По сравнению с аналитическими методами этот метод обладает очевидным недостатком, обусловленным необходимостью использования ЭВМ. Однако отмеченный недостаток воз-

* Будем называть составным ядром остаточное ядро, в котором установилось термодинамическое равновесие.

мешается возможностью выполнения в рамках одного подхода расчета самых разнообразных характеристик процесса, связанных как с эмиссией вторичных частиц — продуктов многонуклонного поглощения пионов, так и со свойствами образовавшегося остаточного ядра.

Прежде чем переходить с экспериментальным исследованиям, подведем итог описанию существующих теоретических подходов. Один из них [39, 40, 44] основан на применении модели внутриядерных каскадов для описания второй стадии процесса, другой [42] — на экситонной модели. По-видимому, первый подход в настоящее время обладает большими потенциальными возможностями, поскольку он, в отличие от экситонного, позволяет рассчитать характеристики, в которых наиболее ярко проявляется поверхностный характер поглощения пиона ядром, например высокий спин остаточных ядер и различные корреляции вылетающих высокоэнергетических частиц.

2. ЭМИССИЯ ЧАСТИЦ ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО ЯДРА

Энергетические спектры нейтронов. Важным типом распада высоковозбужденного сложного ядра после поглощения π^- -мезона является испускание нейтронов. Наиболее подробная информация о таких нейтронах получена в экспериментах по измерению их энергетических спектров [18—20, 57].

На рис. 2 приведен спектр нейтронов, полученный при поглощении медленных π^- -мезонов ядрами ^{59}Co и ^{197}Au . Спектр имеет характерную особенность, связанную с существованием каскадной и испарительной стадий процесса поглощения π^- -мезонов. В спектре четко выделяются две компоненты — испарительные и быстрые нейтроны. В испарительную часть спектра входят нейтроны, испущенные возбужденными остаточными ядрами, в то время как высокоэнергетическая часть спектра формируется из быстрых каскадных частиц, вылетающих из поверхностного слоя ядра практически без столкновений с внутриядерными нуклонами.

Следствием поверхностного характера поглощения является то обстоятельство, что высокоэнергетическая часть спектра слабо зависит от атомного числа ядра-мишени как по форме, так и по величине (см. рис. 2). Поэтому и средняя множественность быстрых нейтронов $\bar{\nu}_n$ практически не зависит от A : экспериментальные значения $\bar{\nu}_n$ для ядер ^{59}Co и ^{197}Au равны соответственно 1,38 и 1,32 нейтрона на поглотившийся пион [57]. Рост полной множественности с 4,04 нейтрона для ядра ^{59}Co до 6,31 нейтрона для ядра ^{197}Au свидетельствует о сильной зависимости множественности испарительных нейтронов от массы ядра-мишени, которая является отражением роста энергии возбуждения остаточных ядер.

Теория [40, 58] хорошо описывает испарительную часть спектров. В то же время быстрая компонента спектра оказывается существенно мягче экспериментальной: хотя максимум этой части спектра находится при энергии $E \approx m_\pi/2 - B_n \approx 60$ МэВ (B_n — энергия связи нуклона), его размазка в область больших энергий оказывается явно недостаточной. По-видимому, это указывает на некорректное описание в [39, 40, 44] высокоимпульсной компоненты распределения внутриядерных нуклонов. Используемое

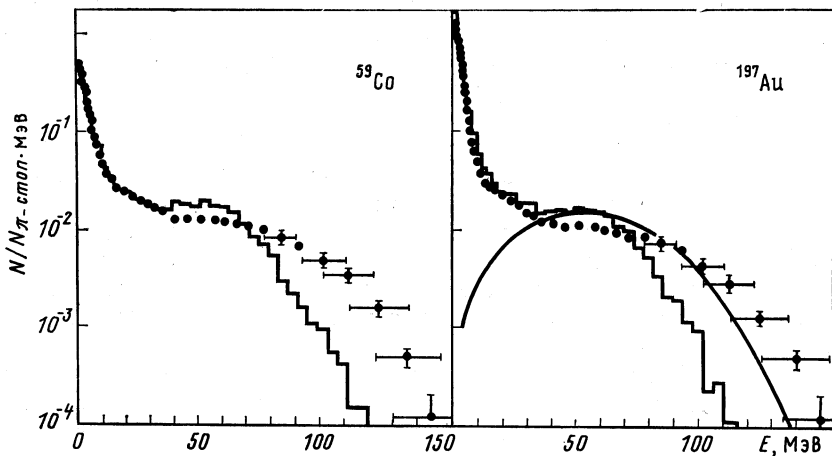


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов после поглощения медленных π -мезонов ядрами ^{59}Co и ^{197}Au :

● — эксперимент [57]; гистограммы — расчет из [58]; кривая — расчет из [59]; $N/N_{\pi\text{-стоп}}$ — число отсчетов, нормированное на число остановок π -мезонов в определенном интервале энергии

в этих работах приближение локальной плотности приводит к малым импульсам нуклонов ядра, находящимся на его периферии, и, следовательно, к малой размазке спектра нейтронов.

Подтверждением этому может служить упрощенный расчет быстрой компоненты спектра нейтронов [59], выполненный в предположении, что один из нейтронов, образовавшихся в реакции (4а), вылетает из ядра без взаимодействия с ним, а другой — поглощается ядром. Если взять импульсное распределение внутриядерных нуклонов в виде

$$f(P) \sim \exp(-P^2/\alpha^2), \quad (8)$$

где параметр α имеет значение $13 \text{ МэВ} \leq \alpha^2/2m_N \leq 20 \text{ МэВ}$, то выражение для нейтронного спектра запишется в форме

$$dN/dE_n \sim \sqrt{E_n}(E_0 - E_n) \exp[-(m_N/\alpha^2)(\sqrt{E_n} - \sqrt{E_0 - E_n})^2]. \quad (9)$$

Здесь $E_0 = m_\pi - B_\pi + M(A, Z) - M(A, Z - 1) - B_{2N}$, m_N — масса нуклона; B_π — энергия связи пиона; B_{2N} — энергия связи двух нуклонов в ядре $(A, Z - 1)$; M — массы ядер.

Как видно из рис. 2, расчет с импульсным распределением (8) лучше описывает высокоэнергетическую часть спектра. Оставшееся расхождение в области энергий $110 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 140 \text{ МэВ}$, по-видимому, можно объяснить вкладом иных механизмов поглощения пиона, например однонуклонного.

Энергетические спектры заряженных частиц. Энергетические спектры заряженных частиц, вылетающих после поглощения оставшихся π^- -мезонов различными ядрами, были измерены в работах [60—66]. На рис. 3, *a* и *b* показаны экспериментальные спектры протонов, дейтонов, трития, гелия-3 и α -частиц, взятые из работ [64, 66].

Для протонных спектров остается справедливым все сказанное ранее по поводу нейтронных спектров, за исключением того, что у тяжелых ядер испарительная компонента протонного спектра слабо выражена из-за влияния кулоновского барьера. Быстрая компонента протонного спектра формируется за счет реакции (46), поэтому при энергии выше 70 МэВ, как и в случае нейтронов, расчет [58] дает более мягкий спектр из-за малой размазки по импульсам внутриядерных нуклонов.

На рис. 3 показан также спектр протонов, рассчитанный в рамках модели, описанной в [42]. Спектр взят из более поздней работы [64]. Чтобы продлить рассчитанный в экситонной модели спектр протонов в область $E_n > 60 \text{ МэВ}$, авторам пришлось учесть размазку по фермиевскому импульсу для внутриядерных нуклонов.

Сравнение рассчитанных нейтронного и протонного спектров с экспериментом показывает, что при энергии $\sim 60 \text{ МэВ}$, соответствующей максимуму быстрой компоненты, спектр нейтронов в 1,5 раза выше, а спектр протонов в 1,5 раза ниже экспериментального. По-видимому, это указывает на необходимость выбора в расчетах [40, 44] меньшего по сравнению с даваемым формулой (5) значения R .

Большой интерес у исследователей вызывает измерение спектров сложных заряженных частиц, так как обычно считается, что такие частицы могут образоваться в результате многонуклонного поглощения пиона. Однако прежде чем исследовать этот вопрос в случае сложных ядер, необходимо выяснить вклад других возможных механизмов в образование указанных частиц.

Простейшим таким механизмом является испарительный, когда заряженная частица испускается высоковозбужденным составным ядром. Выполненные в [67] расчеты показали, что в этом случае нельзя воспроизвести изображенные на рис. 3 спектры ни по форме, ни по абсолютной величине.

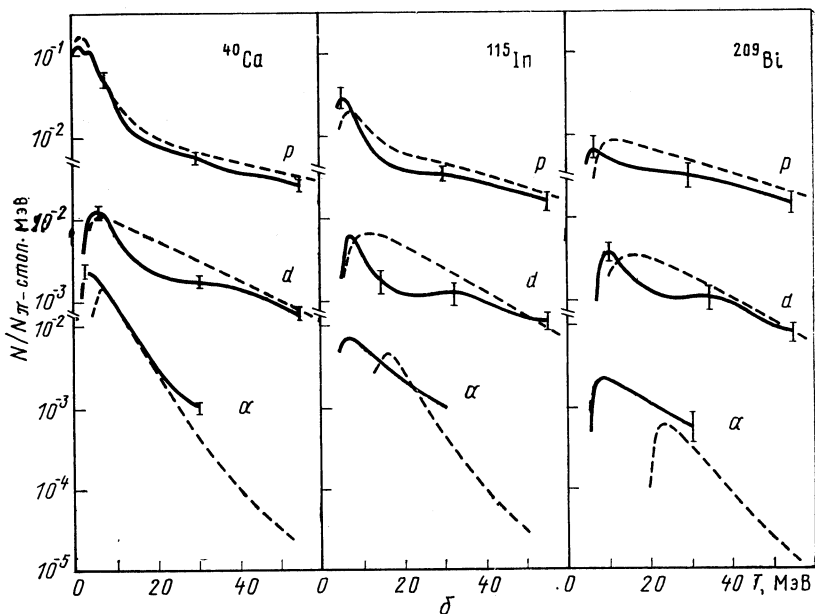
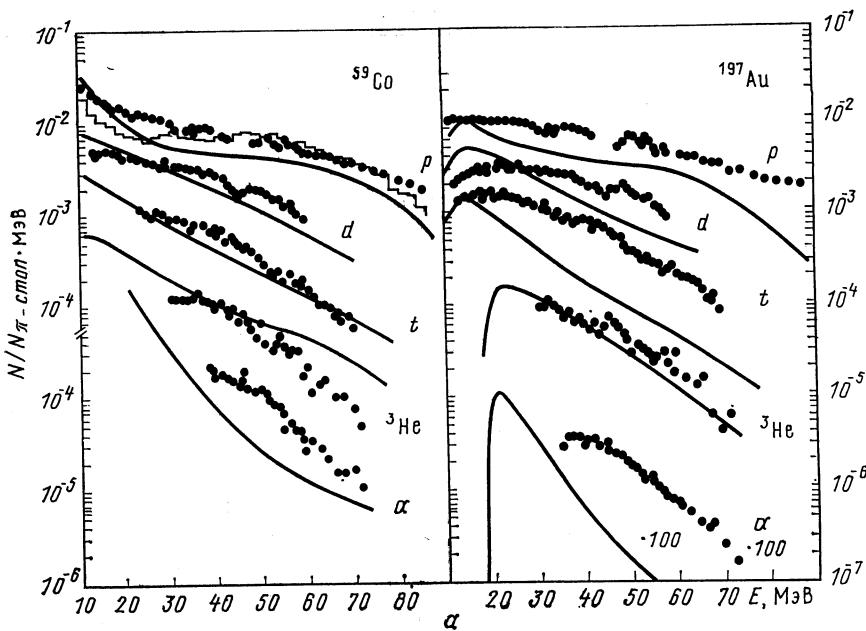


Рис. 3. Энергетические спектры p , d , t , ^3He и α , испущенных ядрами ^{59}Co , ^{197}Au (а) и Ca , In , Bi (б) после поглощения медленных π -мезонов.

а: ● — результаты эксперимента [64]; — — — — расчет [58, 67]; гистограмма — расчет [42, 77]; б: — — — — результаты эксперимента [66]; - - - - - результаты расчета [58]

В работе [67] показано, что важный вклад в спектры сложных заряженных частиц дают предравновесные процессы. Если не предполагать существования заранее «приготовленных» в ядре сложных частиц — кластеров, то скорость эмиссии предравновесных частиц вида β с энергией ε из состояния ядра с энергией возбуждения E^* и числом возбужденных частиц и дырок $n = p + h$ запишется в виде [68]

$$\begin{aligned}
 & W_\beta(p, h, E^*, \varepsilon) d\varepsilon = \\
 & = \left[\gamma_\beta R_\beta(p) \frac{\omega(p-p_\beta, h, E^* - B_\beta - \varepsilon) \omega(p_\beta, 0, B_\beta + \varepsilon)}{\omega(p, h, E^*)} \right] \times \\
 & \quad \times \frac{(2s_\beta + 1) m_\beta \varepsilon \sigma_{\text{инв}}}{\pi^2 \hbar^3 g} d\varepsilon. \tag{10}
 \end{aligned}$$

Здесь s_β , m_β , B_β и $\sigma_{\text{инв}}$ — спин, масса, энергия связи и сечение обратной реакции для испускаемой частицы; ω — плотность частично-дырочных состояний; g — плотность одночастичных состояний в приближении эквидистантного спектра. Множитель $R_\beta(p)$ определяет правильный изотопический состав, а параметр γ_β описывает вероятность группирования p_β нуклонов в сложную частицу. Если величину γ_β определить как интеграл перекрытия волновых функций независимых нуклонов ψ_i с кластерной волновой функцией ψ_β , то простейшая оценка даст

$$\gamma_\beta = \left| \int \psi_1 \dots \psi_{p_\beta} \psi_\beta^* dx_1 \dots dx_{p_\beta} \right|^2 \approx p_\beta^3 (p_\beta/A)^{p_\beta-1}. \tag{11}$$

Как видно из рис. 3, вклад предравновесных частиц в спектрах весьма велик. В то же время в области больших энергий расчет, как правило, лежит ниже эксперимента (см. рис. 3,а). Не исключено, что расхождение в этой области может устранить как отмеченный выше механизм испускания после многонуклонного поглощения пиона, так и механизм эмиссии сложных частиц на стадии внутриядерного каскада. К последним процессам можно отнести процесс подхвата внутриядерного нуклона быстрым нуклоном, а также выбивание быстрыми нуклонами заранее приготовленных в ядре кластеров. До настоящего времени вклад таких механизмов в моделях [39, 40, 42] не учитывался.

Следует отметить, что рассмотренные здесь механизмы эмиссии сложных заряженных частиц (предравновесная эмиссия, процесс подхвата и выбивания) должны присутствовать и в случае неупругого протон-ядерного взаимодействия при энергии $E_p \approx m_\pi/2$. Поэтому для определения доли заряженных частиц, испущенных в результате поглощения пиона многонуклонными ассоциациями, целесообразно привлекать к анализу и результаты протон-ядерных экспериментов. Так, эксперименты, выполненные при энергии протонов $E_p = 62 \text{ МэВ}$ [79], 72 МэВ [169]

и 90 МэВ [94], показали, что спектры d , t , ^3He и α -частиц в протон-и пион-ядерном взаимодействиях имеют близкую друг к другу форму. Это указывает на большой вклад вторичных процессов в эмиссию сложных частиц.

Корреляции испущенных частиц. Ценная информация о механизме поглощения пионов ядрами получена также в экспериментах по измерению энергетических и угловых распределений различных частиц в совпадении между собой [57, 69—76]. Угловые

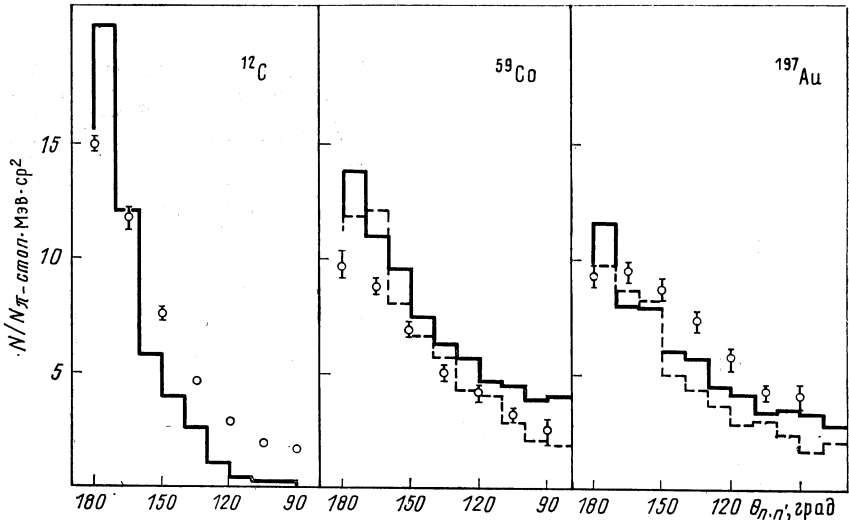


Рис. 4. Угловая корреляция двух нейтронов, детектируемых в совпадении после π^- -поглощения ^{12}C , ^{59}Co и ^{197}Au с порогом детектирования нейтронов $E_n = 20$ МэВ.

○ — данные из [57]; для ^{12}C : — результаты расчета из [39]; для ^{59}Co и ^{197}Au : результаты расчета [58] с учетом (—) и без учета (---) предравновесной эмиссии частиц

корреляции двух нейтронов или нейтрона и протона имеют резкий максимум под углом 180° для ядра углерода, который при переходе к более тяжелым ядрам ^{59}Co и ^{197}Au уширяется (рис. 4). Такая картина соответствует двухнуклонному механизму поглощения пиона и неплохо описывается в подходе, основанном на модели внутриядерных каскадов [39]. Энергетический спектр одного нейтрона в совпадении с другим нейтроном [57] имеет для ядра ^{12}C широкий максимум при энергии 50—60 МэВ (рис. 5), что также служит указанием на двухнуклонный механизм поглощения. В кинематически полных экспериментах для реакции $(\pi^-, 2n)$ на ядрах ^9Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{14}C , ^{40}Ca [74—76] удалось не только доказать преобладающую роль двухчастичного меха-

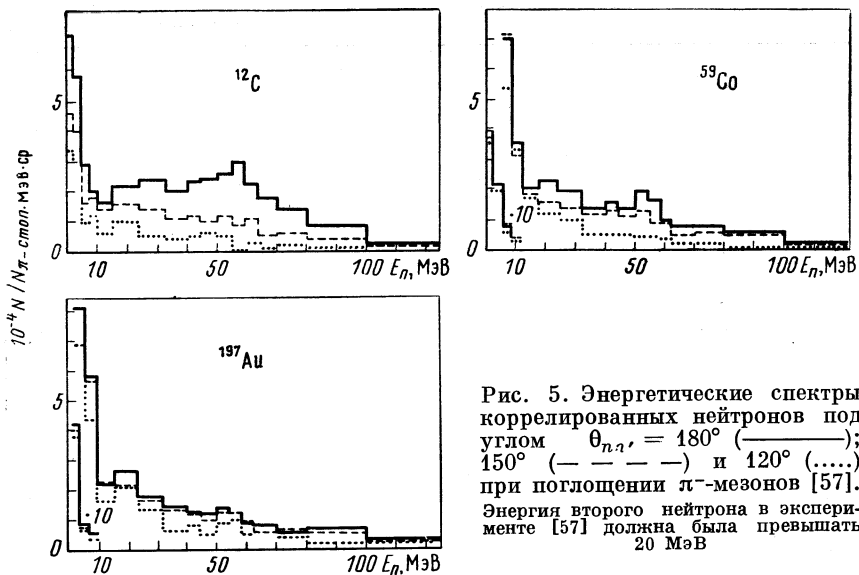


Рис. 5. Энергетические спектры коррелированных нейтронов под углом $\theta_{n,\pi} = 180^\circ$ (—); 150° (---) и 120° (.....) при поглощении π^- -мезонов [57]. Энергия второго нейтрона в эксперименте [57] должна была превышать 20 МэВ

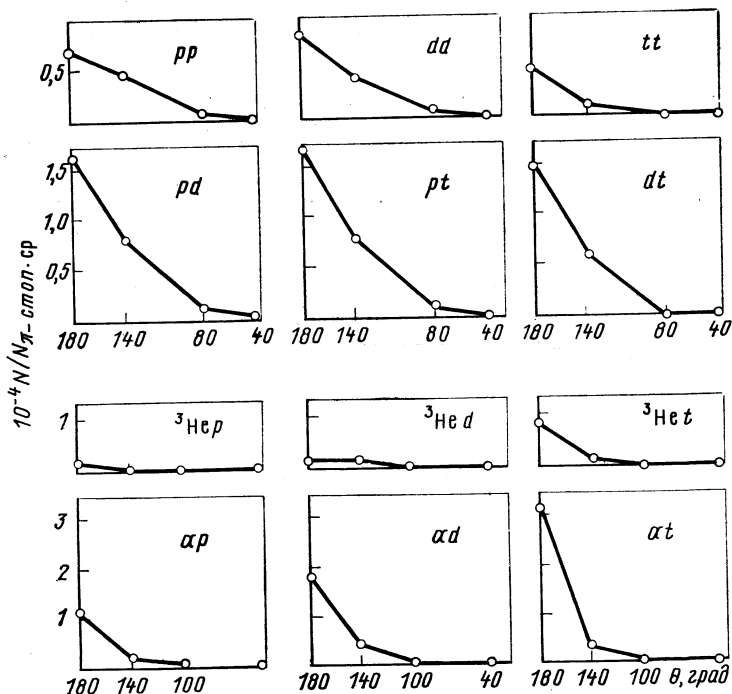


Рис. 6. Распределения по углу разлета для различных пар заряженных частиц при поглощении медленных π^- -мезонов ^{12}C [73]. Энергетический порог равен 20 МэВ для изотопов водорода и 30 МэВ для изотопов гелия

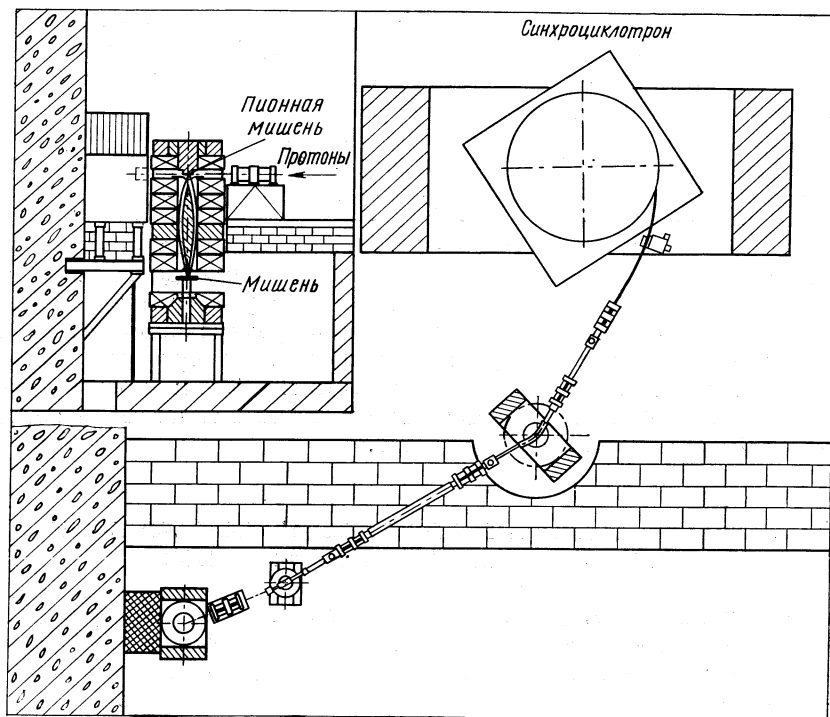
низма поглощения, но и получить информацию о состоянии поглощающей пары нуклонов. Так, в работе [75] было показано, что пион преимущественно поглощается на паре нуклонов, находящихся в $1s$ -состоянии по отношению друг к другу.

Недавно в СИНЕ был выполнен эксперимент по измерению угловых корреляций для заряженных частиц [73], вылетающих после π^- -поглощения в ^{12}C (рис. 6). Были измерены корреляции для пар $p - p$; $p - d$; $d - d$; $p - t$; $t - t$; $^3\text{He} - p$; $\alpha - p$; $^3\text{He} - d$; $\alpha - d$; $^3\text{He} - t$; $\alpha - t$. К сожалению, до сих пор не существует теоретического анализа полученных данных. Пока можно лишь сказать, что распределение по углу разлета значительно уже, чем для изотропного некоррелированного вылета частиц. По-видимому, это указывает на вклад в процесс эмиссии сложных заряженных частиц таких механизмов, как многонуклонное поглощение пиона ассоциациями, выбивание частиц каскадными нуклонами, подхват нуклонов.

3. СВОЙСТВА ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПОСЛЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ π^- -МЕЗОНОВ

Выход изотопов. Другой важной характеристикой процесса поглощения π^- -мезонов ядрами, измерению которой посвящено довольно много экспериментальных работ [22—24, 34—38, 44, 73, 77, 78, 80—88, 91, 92], является выход изотопов.

Эксперименты по изучению выходов изотопов с помощью так называемой активационной методики по своей реализации довольно просты и основаны на регистрации γ -излучения остаточных ядер-продуктов, образующихся после поглощения π^- -мезонов ядром-мишенью. Исползованная в экспериментах в Дубне схема облучения мишеней показана на рис. 7, а. Протоны с энергией $E_p \approx \approx 670$ МэВ и интенсивностью $1,5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ системой квадрупольных линз фокусируются на мишень из меди, которая служит мощным источником медленных π^- -мезонов. Пионы с энергией $E_\pi \approx \approx 30$ МэВ фокусируются широкоугольной соленоидальной магнитной линзой на исследуемую мишень. Плотность остановок в мишени достигает $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ г}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$ [89]. Времена облучения, «охлаждения» и измерения мишеней варьировались в зависимости от периода полураспада ожидаемых ядер-продуктов. Измерение спектров γ -излучения производилось с помощью Ge (Li)-детекторов различного объема. В отдельных случаях для чистоты выделения исследуемых изотопов применялось радиохимическое разделение. Такая методика позволяет идентифицировать как короткоживущие изотопы с периодом полураспада до 30 с (без применения радиохимии), так и долгоживущие с периодами до 100 ч. Во время проведения эксперимента все накопленные спектры γ -излучения передавались



а

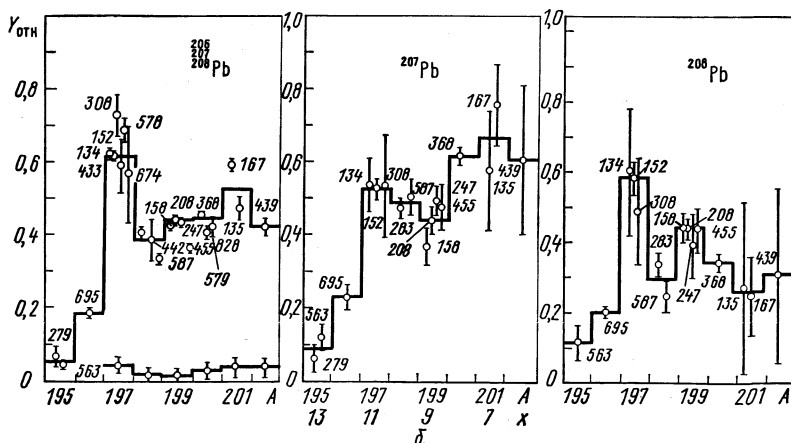


Рис. 7. Схема установки для исследования механизма захвата отрицательных π^- -мезонов (а) и выход изотопов таллия, образующихся при захвате π^- -мезонов ядрами свинца [35], в относительных единицах (б). Цифрами обозначены энергии γ -линий образующихся изотопов таллия

на ЭВМ, где производилась их последующая обработка стандартными программами.

В экспериментах на мезонных фабриках в СИНе и ЦЕРНе исследуются спектры мгновенных γ -излучений при облучении мишеней непосредственно на пучке π^- -мезонов. Одновременно имеется возможность регистрации спектров нейтронов и заряженных частиц p , d , ^3H и ^3He . Плотность остановок π^- -мезонов в мишени также составляет $2 \cdot 10^4 \text{ г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [64].

У каждой из этих методик есть свои преимущества и недостатки, но главное, что они просты в реализации и позволяют получать новые сведения о механизме поглощения π^- -мезонов атомными ядрами.

Уже в первых экспериментах такого типа [35], основанных на регистрации γ -излучения ядра-продукта после поглощения π^- -мезонов ядрами $^{206-208}\text{Pb}$, показано, что распределение по числу испущенных частиц не узкое (3—4 частицы), как это имеет место в реакциях с частицами малой энергии, а широкое, меняющееся в пределах от 2 до 16 частиц (рис. 7, б), и что при испускании от 2 до 16 нейтронов их полная кинетическая энергия лежит в интервале от 120 до 1 МэВ.

Широкое распределение по числу испущенных частиц при поглощении медленных π^- -мезонов просто объясняется в моделях, описанных в [39, 40, 44]. Поскольку энергия каскадных частиц меняется в довольно широких пределах (см. рис. 2), то и распределение остаточных ядер по энергии возбуждения будет также широким. В данном подходе энергия возбуждения ядра есть сумма энергий частиц и дырок, отсчитываемых от энергии Ферми. Тогда из баланса энергии получаем

$$E^* \approx m_\pi - \sum_i (E_i + \bar{B}_N), \quad (12)$$

где E_i — кинетическая энергия i -го каскадного нуклона в л. с. о.; $\bar{B}_N = 7 \text{ МэВ}$ — средняя энергия связи нуклона в ядре.

На рис. 8 в качестве примера показано распределение по энергии возбуждения остаточных ядер перед испарительной стадией. Для тяжелого ядра Pb энергия возбуждения меняется в широких пределах — от нескольких мегаэлектронвольт до 140 МэВ, что соответствует полному поглощению всех каскадных частиц и преобразованием всей массы пиона в энергию возбуждения ядра. Для легкого ядра распределение по E^* сужается и максимум его сдвигается в область меньших значений E^* .

Средняя энергия возбуждения растет с ростом массового числа A ядра-мишени (рис. 9). Поэтому чем тяжелее ядро-мишень, тем шире кривая выхода изотопов. Обычно экспериментальные кривые выхода изотопов аппроксимируются гауссовыми кривыми. Сделанная в работе [77] такая аппроксимация данных

различных авторов для мишеней ^{62}Ni , ^{127}I , ^{133}Cs , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{208}Pb , ^{59}Co , ^{75}As , ^{197}Au , ^{209}Bi действительно показывает, что ширина на полувысоте гауссовой кривой сильно растет при переходе в область тяжелых ядер (рис. 10).

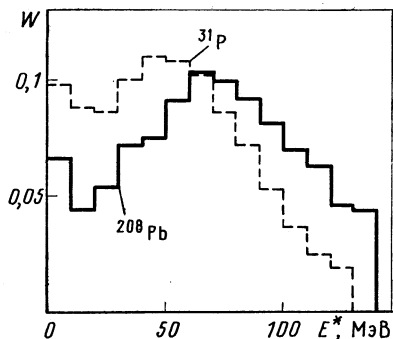


Рис. 8. Распределение по энергии возбуждения E^* остаточных ядер, образовавшихся после поглощения π^- -мезонов

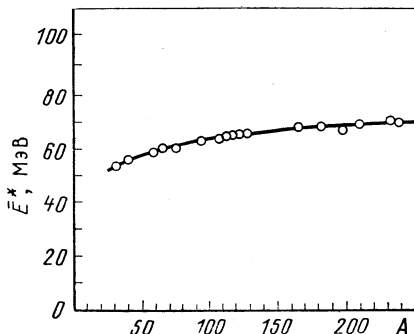


Рис. 9. Зависимость средней энергии возбуждения \bar{E}^* остаточных ядер в реакциях π^- -захвата от массового числа ядра-мишени.

Кривая проведена через точки — результаты расчета [58]

На рис. 11—14 сравниваются экспериментальные выходы реакций (π^- ; ur , xn) на ядрах ^{31}P , ^{59}Co , ^{181}Ta , ^{197}Au с расчетами, выполненными с разными моделями [40, 42, 44] для описания поглощения пиона сложными ядрами. Существующие модели одинаково успешно воспроизводят основные закономерности расщепления ядер после π^- -поглощения. По-видимому, это можно объяснить большой ролью испарительной стадии в формировании данного конечного изотопа, которая присутствует во всех моделях и которая к тому же описывается одинаковым образом. Естественно поэтому, что различия в разных моделях наиболее сильно должны отразиться

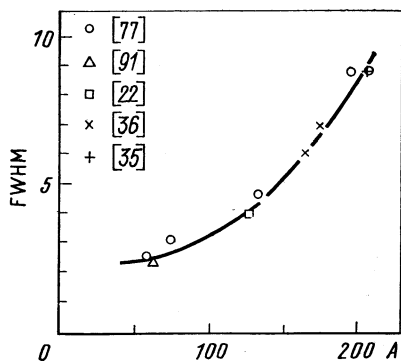


Рис. 10. Зависимость от массового числа A полной ширины на полувысоте FWHM кривых выхода изотопов после поглощения π^- -мезонов мишенями ^{59}Co [77], ^{62}Ni [91], ^{75}As [77], ^{127}I [22], ^{133}Cs [77], ^{165}Ho [36], ^{175}Lu [36], ^{197}Au [77], ^{208}Pb [35], ^{209}Bi [77], аппроксимированных в [77] гауссовыми кривыми

на выходах реакций с испусканием малого числа частиц. В подходах [40, 44], учитывающих поверхностный характер поглощения, эти выходы должны превышать расчет по экситонной модели

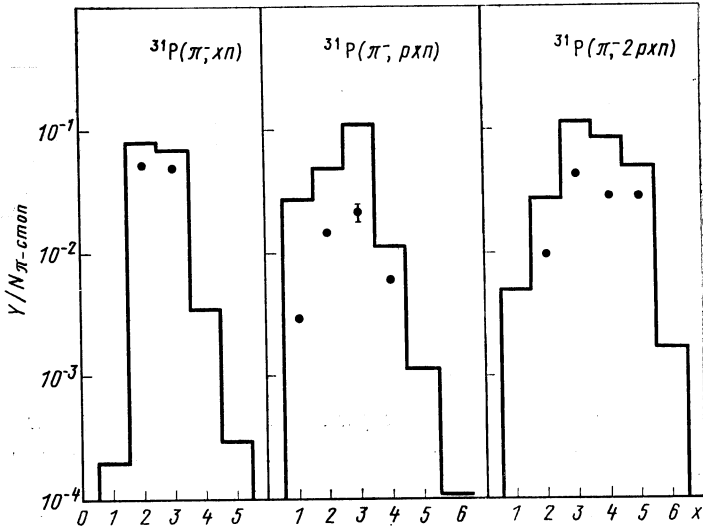


Рис. 11. Выход изотопов после поглощения π^- -мезонов ядрами ^{31}P :

● — эксперимент [38]; гистограмма — расчет [58]

[42]. В случае реакции (π^-, xp) расчеты для тяжелых ядер по каскадно-испарительной модели [40, 44] оказываются ниже экспериментальных при больших значениях $x > 12$. Как показано в работе [40], это может указывать на возможный вклад α -частичного механизма поглощения.

В случае легких и средних мишеней в формирование конечного изотопа большой вклад дает эмиссия заряженных частиц (табл. 1). У тяжелых ядер большой кулоновский барьер затрудняет

Таблица 1
Экспериментальные и теоретические выходы, %, различных каналов реакций при поглощении остановившихся π^- -мезонов ядрами ^{59}Co и ^{197}Au

| Реакция | ^{59}Co | | | ^{197}Au | | |
|-----------------|------------------|-------------|-------------|-------------------|-------------|-------------|
| | Эксперимент [77] | Расчет [58] | Расчет [77] | Эксперимент [77] | Расчет [58] | Расчет [77] |
| (π^-, xp) | 24 ± 3 | 23,2 | 34,0 | 74 ± 8 | 69,0 | 76,3 |
| (π^-, rxp) | 32 ± 3 | 25,4 | 35,9 | 20 ± 7 | 23,6 | 18,9 |
| $(\pi^-, 2rxp)$ | 24 ± 3 | 30,9 | 16,1 | — | — | — |
| $(\pi^-, 3rxp)$ | 12 ± 4 | 9,75 | 9,3 | — | — | — |
| $(\pi^-, 4rxp)$ | 6 ± 2 | 9,34 | 3,4 | — | — | — |
| $(\pi^-, 5rxp)$ | $1,5 \pm 0,2$ | 0,96 | 1,2 | — | — | — |

эмиссию заряженных частиц на последних стадиях процесса, и над всеми другими реакциями здесь превалирует реакция (π^-, xn) . В соответствии с выражением (5) выход реакции (π^-, rxn) в области тяжелых ядер будет меньше, чем выход реакции (π^-, xn) , так как на вылет быстрого протона от поглощения пиона на pp -паре

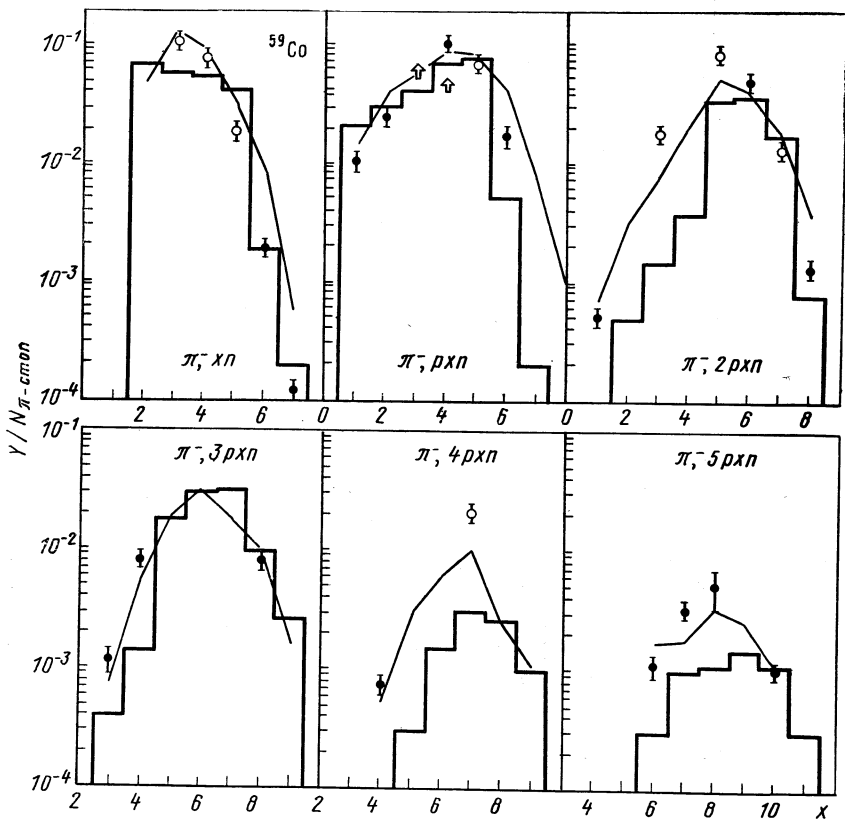


Рис. 12. Выход изотопов после поглощения π^- -мезонов ядрами ^{59}Co . Экспериментальные данные взяты из [77]; гистограмма — расчет по каскадно-испарительной модели [58]; кривая — расчет по экситонной модели [77]

кулоновский барьер не окажет заметного влияния. Поэтому в принципе из соотношения выхода xn - и rxn -реакций на тяжелых ядрах можно извлечь информацию об отношении $R = W_{np}/W_{pp}$.

В частности, одним из экспериментальных способов получения информации о величине R может служить измерение изобарного отношения. Изобарным отношением называется отношение независимых выходов (сечений образования) двух изобарных ядер.

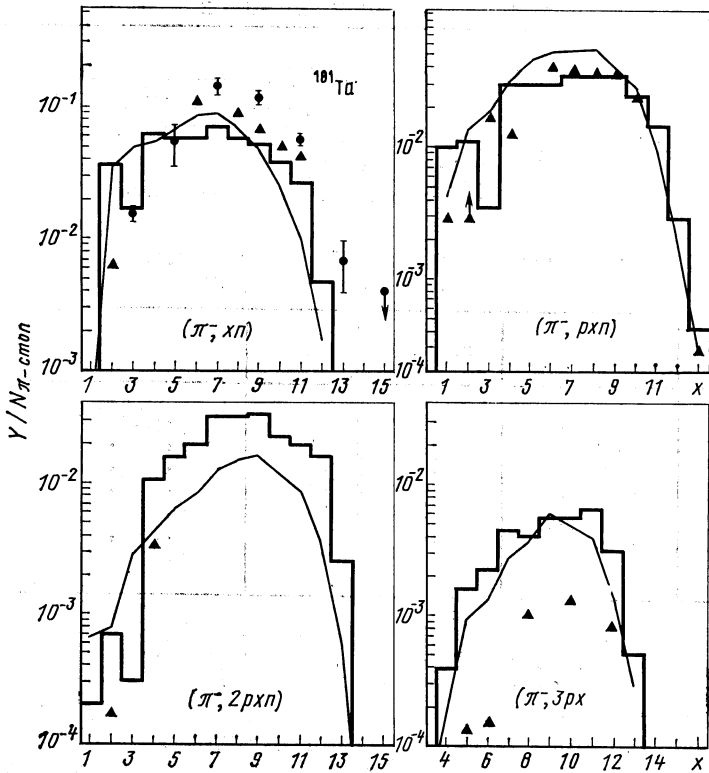


Рис. 13. Выход изотопов после поглощения π^- -мезонов ядрами ^{181}Ta : Экспериментальные данные взяты из [44] (\blacktriangle) и [88] (\bullet); гистограмма — расчет [58]; кривая — расчет [44]

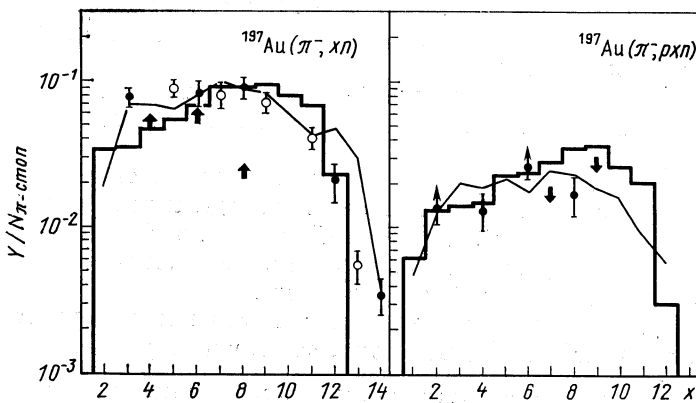


Рис. 14. Выход изотопов после поглощения π^- -мезонов ядрами ^{197}Au . Экспериментальные данные взяты из [77]; гистограмма — расчет [58]; кривая — расчет по аксионной модели [77]

Величина изобарного отношения, определенная по выходу двух изобарных ядер ^{159}Er и ^{159}Ho в реакциях $^{169}\text{Tm}(\pi^-, 10n)$ и $^{169}\text{Tm}(\pi^-, p9n)$, а также для ядер ^{200}Pb и ^{200}Tl в реакциях $^{209}\text{Bi}(\pi^-, 9n)$ и $^{209}\text{Bi}(\pi^-, p8n)$, составляет соответственно $I = \sigma_1/\sigma_2 = 9,8 \pm 2,3$ [86] и $I = \sigma_1/\sigma_2 = 11,0 \pm 5,6$ [85]. Чтобы

Таблица 2

Экспериментальные данные об отношении вероятностей поглощения пиона np - и pp -парами

| Ядро | R | Литература | Ядро | R | Литература |
|-----------------|---------------|------------|------|---------------|------------|
| ^7Li | $3,7 \pm 1,0$ | [70] | N | $2,7 \pm 1,1$ | [70] |
| ^9Be | $3,3 \pm 0,9$ | [70] | O | $3,8 \pm 1,0$ | [70] |
| ^{10}B | $2,3 \pm 0,8$ | [70] | Al | $3,9 \pm 1,2$ | [69] |
| ^{11}B | $4,4 \pm 1,3$ | [70] | Cu | $2,0 \pm 1,4$ | [70] |
| C | $5,0 \pm 1,5$ | [69] | Tm | $4,4 \pm 1,1$ | [86] |
| | $2,5 \pm 1,0$ | [70] | Pb | $4,7 \pm 4,7$ | [70] |
| | | | Bi | $5,0 \pm 2,8$ | [85] |

связать полученные изобарные отношения с вероятностью поглощения пионов на np - и pp -парах, рассмотрим основные каналы, приводящие к образованию рассматриваемых изобарных ядер. Изотопы ^{159}Er и ^{200}Pb могут образоваться в процессах $\pi^-pp \rightarrow np$ с последующим поглощением протона и $\pi^-np \rightarrow nn$ при поглощении нейтрона, а изотопы ^{159}Ho и ^{200}Tl могут образоваться только в процессе $\pi^-pp \rightarrow np$ при поглощении нейтрона*. Тогда получим $R = (I - 1)/2$, где I — экспериментально полученные изобарные отношения. Согласно последней формуле $R = 4,4 \pm 1,1$ для ^{169}Tm и $R = 5,0 \pm 2,8$ для ^{209}Bi . Эти экспериментальные данные свидетельствуют о преимущественном поглощении медленных π^- -мезонов np -парами.

В табл. 2 приведены известные экспериментальные данные по измерению отношения вероятностей поглощения пиона np - и pp -парами.

Из табл. 2 видно, что большие экспериментальные ошибки для R не позволяют зафиксировать определенное значение этой величины в расчетах. В дальнейшем было бы целесообразно более точно определить R для легких, средних и тяжелых ядер с помощью одной и той же методики.

Поглощение отрицательных пионов как метод синтеза новых изотопов. В работе [40] показано, что процесс расщепления ядер

* Величина R определена тем корректнее, чем меньше различия в процессе последующего испарения нейтронов из изобарных ядер (например, ^{159}Er и ^{159}Ho или ^{200}Tl и ^{200}Pb). В частности, необходимо, чтобы суммы энергии связи нейтронов B_n , испущенных из составных ядер, были близки друг к другу.

в результате поглощения π^- -мезонов можно использовать как метод синтеза новых изотопов. Нейтронодефицитные изотопы можно синтезировать, используя в качестве мишеней наиболее легкие стабильные изотопы данного элемента, например ^{96}Ru , ^{112}Sn , ^{154}Sm . Результаты расчетов [40] нанесены на карту изотопов (рис. 15), где сплошной кривой показана граница известных ядер [93].

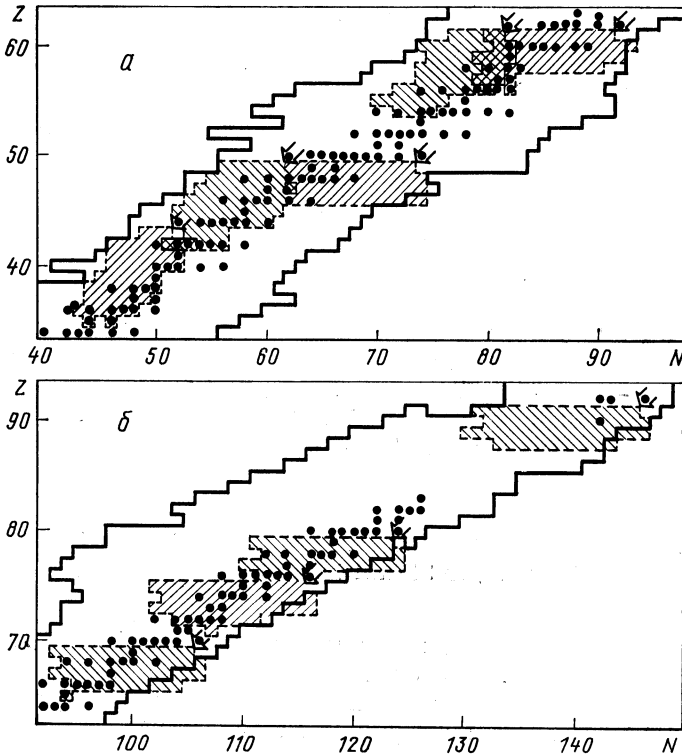


Рис. 15. Образование изотопов при поглощении медленных π^- -мезонов ядрами ^{96}Ru , ^{112}Sn , ^{124}Sn , ^{144}Sm , ^{154}Sm (а) и ^{176}Yb , ^{192}Os , ^{204}Hg , ^{238}U (б) [40]:

● — стабильные изотопы; ⇒ — ядра-мишени

Заштрихованные области указывают границы, в которых вероятность образования данного изотопа $W_{is}(A, Z)$ превышает 10^{-4} на поглотившийся пион. Как видно из рис. 14, при облучении каждого из легких изотопов ядер-мишеней Ru, Sn, Sm возможно образование нескольких нейтронодефицитных изотопов ближайших 6—8 элементов. Учитывая, что расчет, проведенный в [40], сильно недооценивает выход реакций с максимально возможным числом испущенных частиц $x \geq 13$ (см. рис. 13, 14), можно надеять-

ся на продвижение за границу известных ядер на 1—2 единицы в область нейтронного дефицита.

Если в качестве мишени использовать самые тяжелые изотопы данного элемента, то из расчетов [40] следует, что уже в случае мишеней ^{124}Sn и ^{154}Sm можно перейти границу известных нейтроноизбыточных ядер. Продвижение в неизвестную область может быть более ощутимым, если использовать более тяжелые стабильные ядра ^{176}Yb , ^{192}Os , ^{204}Hg , ^{238}U . В каждом случае даже на таком высоком уровне $W_{is}(A, Z) \geq 10^{-4}$ можно ожидать образования 4—7 неизвестных нейтроноизбыточных ядер.

К сожалению, трудно сравнить эффективность данного метода синтеза с обычными способами получения изотопов, так как все расчеты нормированы на один поглотившийся пион. Однако можно грубо оценить возможности метода, если рассмотреть параметры пучков конкретных ускорителей. Например, для мезонных фабрик можно достичь полной скорости остановок около 10^8 — 10^9 π^- -мезонов в секунду [95]. В этом случае полная скорость образования изотопа из заштрихованной области на рис. 15 превысит 10^4 ядер/с. Можно надеяться, что такие большие скорости позволят проникнуть в область, где $W_{is} < 10^{-4}$.

Таким образом, расщепление ядра при поглощении отрицательных пионов можно использовать для получения и исследования свойств как нейтронодефицитных, так и нейтроноизбыточных ядер.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

До появления первых экспериментальных работ [34, 35] теоретических расчетов, в которых рассматривалась бы возможность возбуждения пионами состояний с высокими спинами (10—20) \hbar , не существовало. При экспериментальном исследовании процесса образования изотопов таллия в реакции захвата отрицательных пионов ядрами свинца было обнаружено, что для изотопов ^{196}Tl и ^{198}Tl с большой вероятностью заселяются изомерные состояния со спином $7\hbar$ [35].

Мерой интенсивности образования метастабильных состояний служит величина изомерного отношения. Изомерное отношение $\xi = \sigma_m/\sigma_g$ характеризует отношение сечений образования изотопа в изомерном и основном состояниях. Эта величина сильно зависит как от энергии и спина уровня, так и от типа используемой для получения изомера реакции. Было известно, что состояния с высоким спином легче получить в реакциях с тяжелыми ионами, чем в реакциях с нейтронами и протонами. Оказалось, что и в реакции поглощения медленных π^- -мезонов величина изомерного

Таблица 3

Экспериментальные значения σ_m/σ_g

| Реакция | Нук- лид | σ_m/σ_g | Основное состояние | | Изомерное состояние | | σ_m/σ_g из других реакций |
|---------------------------------------|------------------------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------------------|---------------------|--|
| | | | $I\pi$ | E_γ , кэВ | $I\pi$ | E_γ , кэВ | |
| $^{208}_{82}\text{Pb}(\pi^-, 10n)$ | $^{198}_{81}\text{Tl}$ | 5,0 | 2- | 675,8 | 7+ | 282,8 | — |
| $^{200}_{80}\text{Hg}(\pi^-, 1-4n)$ | $^{200}_{79}\text{Au}$ | $0,16 \pm 0,05$ | 1- | 579,3 | 12- | 1225,5 | 0,17 (p, pn) |
| $^{200}_{80}\text{Hg}(\pi^-, 2-6n)$ | $^{198}_{79}\text{Au}$ | $0,20 \pm 0,05$ | 2- | 411,8 | 12- | 214,9 | — |
| $^{200}_{80}\text{Hg}(\pi^-, 4-8n)$ | $^{196}_{79}\text{Au}$ | $0,35 \pm 0,07$ | 2- | 355,7 | 12- | 117,7 | 0,36 ($11\text{В}, \alpha 3n$) |
| $^{194}_{78}\text{Pt}(\pi^-, 4-8n)$ | $^{190}_{77}\text{Ir}$ | $0,25 \pm 0,05$ | 4+ | 518,5 | 11- | 361,2 | 0,025 ($\alpha, 2n$) |
| $^{166}_{68}\text{Er}(\pi^-, 4n)$ | $^{162}_{67}\text{Ho}$ | $1,3 \pm 0,3$ | 1+ | 1319,6 | 6- | 1220,0 | — |
| $^{118}_{50}\text{Sn}(\pi^-, 6-8n)$ | $^{112}_{49}\text{In}$ | $3,0 \pm 0,5$ | 1+ | 617,1 | 4+ | 155,5 | — |
| $^{118}_{50}\text{Sn}(\pi^-, 8-10n)$ | $^{110}_{49}\text{In}$ | $0,25 \pm 0,50$ | 2+ | 657,5 | 7+ | 884,7 | — |
| $^{118}_{50}\text{Sn}(\pi^-, 10-12n)$ | $^{108}_{49}\text{In}$ | 0,2 | 3+ | 633,2 | 5,6+ | 876,0 | — |

отношения также достигает больших значений (табл. 3). Например, для изотопов таллия $\xi = \sigma_m/\sigma_g = 5,0$ [35].

Эксперименты по исследованию механизма возбуждения высокоспиновых ядерных состояний, выполненные в дальнейшем в Дубне [80—86] и СИНе [64, 66, 88], подтвердили, что высокоспиновые изомеры эффективно возбуждаются не только в области сферических, но и в области деформированных ядер.

В табл. 4 собраны все исследованные к настоящему времени мишени, для которых было замечено возбуждение высокоспиновых ядерных состояний. Как видно из табл. 4, наиболее высокое значение спина среди исследованных ядер имеют изомеры: $^{177\text{m}_2}_{86}\text{Hf}$ (37/2-), $^{135\text{m}}_{55}\text{Cs}$ (19/2-), $^{150\text{m}}_{69}\text{Tb}$ (9+), $^{204\text{m}}_{81}\text{Pb}$ (9-), $^{152\text{m}}_{63}\text{Eu}$ (8-), $^{198\text{m}}_{79}\text{Au}$ (12-). На рис. 16 приведен для примера участок спектра γ -излучения изотопов свинца $^{197\text{m}}_{82}\text{Pb}$, $^{199\text{m}}_{82}\text{Pb}$ и $^{201\text{m}}_{82}\text{Pb}$ со спинами 13/2 h, а также $^{202\text{m}}_{82}\text{Pb}$ и $^{204\text{m}}_{82}\text{Pb}$ со спинами 9h, образующихся при захвате пионов ядрами $^{209}_{83}\text{Bi}$. Видно, что все интенсивные γ -линии в спектре принадлежат высокоспиновым изомерам свинца.

Таблица 4

Наблюдаемые высокоспиновые состояния изотопов, образующихся в реакции поглощения мезонов

| Ядро-мишень | J_i | $Z^A(\pi^-, \pi^0)(Z-1)_A-x-x$ | | $Z^A(\pi^-, \rho^{\pm n})(Z-2)_A-x-x-1$ | | $Z^A(\pi^-, 2\rho^{\pm n})(Z-3)_A-x-x-2$ |
|-----------------------------|------------|--|---|---|---|--|
| | | $J_f, T_{1/2}$ | | $J_f, T_{1/2}$ | | |
| $^{209}_{83}\text{Bi}$ | 9/2- | $^{199}\text{mPb}(13/2^+; 12 \text{ мин})$ $^{202}\text{mPb}(9^-; 3,62 \text{ ч})$ | $^{196}\text{mTl}(7^+; 1,4 \text{ ч})$ $^{198}\text{mTl}(7^+; 1,87 \text{ ч})$ | $^{196}\text{mTl}(7^+; 1,4 \text{ ч})$ $^{198}\text{mTl}(7^+; 1,87 \text{ ч})$ | — | — |
| $^{208}_{82}\text{Pb}$ | 0+ | $^{196}\text{mTl}(7^+; 1,4 \text{ ч})$ $^{198}\text{mTl}(7^+; 1,87 \text{ ч})$ | $^{196}\text{mHg}(13/2^+; 11,1 \text{ ч})$ $^{196}\text{mHg}(13/2^+; 40 \text{ ч})$ | $^{196}\text{mHg}(13/2^+; 11,1 \text{ ч})$ $^{196}\text{mHg}(13/2^+; 40 \text{ ч})$ | — | — |
| $^{203, 205}_{81}\text{Tl}$ | 1/2+ | $^{197}\text{mHg}(13/2^+; 23,8 \text{ ч})$ $^{199}\text{mHg}(13/2^+; 42,6 \text{ мин})$ | $^{196}\text{mAu}(12^-; 9,7 \text{ ч})$ $^{198}\text{mAu}(12^-; 2,3 \text{ сут})$ $^{200}\text{Au}(12^-; 18,7 \text{ ч})$ | $^{196}\text{mAu}(12^-; 9,7 \text{ ч})$ $^{198}\text{mAu}(12^-; 2,3 \text{ сут})$ $^{200}\text{Au}(12^-; 18,7 \text{ ч})$ | — | — |
| $^{198-204}_{80}\text{Hg}$ | 0+ 5/2- | $^{196}\text{mAu}(12^-; 9,7 \text{ ч})$ $^{200}\text{Au}(12^-; 18,7 \text{ ч})$ | $^{197}\text{mPt}(13/2^+; 81 \text{ мин})$ $^{195}\text{mPt}(13/2^+; 4,02 \text{ сут})$ | $^{197}\text{mPt}(13/2^+; 81 \text{ мин})$ $^{195}\text{mPt}(13/2^+; 4,02 \text{ сут})$ | — | — |
| $^{196}_{79}\text{Au}$ | 3/2+ | $^{197}\text{mPt}(13/2^+; 81 \text{ мин})$ $^{195}\text{mPt}(13/2^+; 4,02 \text{ сут})$ | $^{190}\text{mIr}(41^-; 3,2 \text{ ч})$ | $^{190}\text{mIr}(41^-; 3,2 \text{ ч})$ | — | — |
| $^{194-198}_{78}\text{Pt}$ | 0+ 1/2- | $^{190}\text{mIr}(41^-; 3,2 \text{ ч})$ | — | — | — | — |
| $^{181}_{73}\text{Ta}$ | 7/2+ | $^{177}\text{m}_2\text{Hf}(37/2^-; 51,4 \text{ мин})$ | $^{172}\text{Lu}(4^-; 6,7 \text{ сут})$ | $^{172}\text{Lu}(4^-; 6,7 \text{ сут})$ | — | — |

| | | | | |
|---|--------------------------------------|---|---|--|
| ^{156}Tm | 1/2- | — | ^{156}Ho (5 ⁺ ; 55 мин) ^{158}Ho (5 ⁺ ; 41 мин) ^{160}Ho (5 ⁺ ; 26 мин) ^{162m}Ho (6 ⁻ ; 68 мин) | — |
| ^{170}Er ^{168}Er ^{166}Er | (0 ⁺ ; 7/2 ⁺) | ^{156}Ho (5 ⁺ ; 55 мин) ^{158}Ho (5 ⁺ ; 41 мин) ^{160}Ho (5 ⁺ ; 26 мин) ^{162m}Ho (6 ⁻ ; 68 мин) | — | — |
| ^{165}Ho | 7/2- | — | ^{154m}Tb (6 ⁻ ; 22,6 ч) | — |
| ^{163}Dy ^{161}Dy | (0 ⁺ ; 5/2 ⁻) | ^{150m}Tb (9 ⁺ ; 5,8 мин) | — | ^{152m}Eu (8 ⁻ ; 96 мин) |
| ^{158}Tb | 3/2+ | — | ^{152m}Eu (8 ⁻ ; 96 мин) | — |
| ^{169}Gd ^{167}Gd | (0 ⁺ ; 3/2 ⁻) | ^{152m}Eu (8 ⁻ ; 96 мин) | — | ^{148m}Pm (6 ⁻ ; 41,3 сут) |
| ^{153}Eu ^{151}Eu | 5/2+ | ^{141m}Sm (11/2 ⁻ ; 22,6 мин) | — | ^{139m}Nd (11/2 ⁻ ; 5,5 ч) |
| ^{154}Sm ^{152}Sm ^{149}Sm ^{148}Sm ^{147}Sm | (0 ⁺ ; 7/2 ⁻) | ^{140m}Pm (8 ⁻ ; 5,8 мин) | ^{139m}Nd (11/2 ⁻ ; 5,5 ч) | ^{138m}Pr (1 ⁻ ; 2,1 ч) |

Продолжение табл. 4

| Ядро-мишень | J_i | $Z_A(\pi^-, \alpha n) (Z-1)A-x$ | $Z_A(\pi^-, p \alpha n) (Z-2)A-x-1$ | $Z_A(\pi^-, 2p \alpha n) (Z-3)A-x-2$ |
|------------------------|--------------------------------------|--|---|---|
| | | $J_f, T_{1/2}$ | $J_f, T_{1/2}$ | $J_f, T_{1/2}$ |
| $^{160}_{60}\text{Nd}$ | (0 ⁺ ; 7/2 ⁻) | | | |
| $^{148}_{60}\text{Nd}$ | | | | |
| $^{146}_{60}\text{Nd}$ | | | | |
| $^{144}_{60}\text{Nd}$ | | | | |
| $^{142}_{60}\text{Nd}$ | | | | |
| ^{141}Pr | 5/2 ⁺ | $^{138}\text{mPr} (7^-; 2,4 \text{ ч})$ | | $^{135}\text{mBa} (41/2^-; 28,7 \text{ ч})$ |
| $^{140}_{58}\text{Ce}$ | 0 ⁺ | | | |
| $^{139}_{57}\text{La}$ | 7/2 ⁺ | $^{133}\text{mBa} (41/2^-; 38,9 \text{ ч})$ $^{137}\text{mBa} (41/2^-; 2,55 \text{ мин})$ | $^{137}\text{mBa} (41/2^-; 2,55 \text{ мин})$ | |
| $^{138}_{56}\text{Ba}$ | (0 ⁺ ; 3/2 ⁺) | $^{135}\text{mCs} (49/2^-; 53 \text{ мин})$ | | |
| $^{136}_{55}\text{Cs}$ | 7/2 ⁺ | | $^{130}\text{I} (5^-; 12,4 \text{ ч})$ | |
| $^{133}_{51}\text{I}$ | 5/2 ⁺ | | $^{116}\text{mSb} (8^-; 60 \text{ мин})$ $^{118}\text{mSb} (8^-; 5,0 \text{ ч})$ $^{120}\text{mSb} (8^-; 5,76 \text{ сут})$ | |

| | | | | |
|-----------------------------|--------------------|---|---|---|
| $^{121, 123}_{51}\text{Sb}$ | $5/2^+$ $7/2^+$ | — | ^{110}mIn (7 ⁺ ; 4,9 ч) ^{112}mIn (4 ⁺ ; 20,9 мин) ^{114}mIn (5 ⁺ ; 49,5 сут) | ^{111}mCd (11/2 ⁻ ; 48,6 мин) |
| $^{112-120}_{50}\text{Sn}$ | $0^+ - 9/2^+$ | ^{108}mIn (5,6 ⁺ ; 58 мин) ^{110}mIn (7 ⁺ ; 4,9 ч) | ^{111}mCd (11/2 ⁻ ; 48,6 мин) | — |
| $^{113-115}_{49}\text{In}$ | $9/2^+$ | ^{111}mCd (11/2 ⁻ ; 48,6 мин) | — | — |
| $^{106-116}_{48}\text{Cd}$ | 0^+ ; $1/2^+$ | ^{106}mAg (6 ⁺ ; 8,3 сут) | ^{109}mPd (11/2 ⁻ ; 4,69 мин) ^{111}mPd (11/2 ⁻ ; 5,54 мин) | — |
| $^{107-109}_{47}\text{Ag}$ | $1/2^-$ | — | ^{106}mRh (5,6 ⁺ ; 2,2 ч) | $^{47}\text{Ag}(\pi^-, 3p\pi\pi) \text{ }^{94}\text{Tc}$ (6,7 ⁺ ; 4,9 ч) $^{47}\text{Ag}(\pi^-, 4p\pi\pi) \text{ }^{93}\text{mMo}$ (21/2 ⁺ ; 6,8 ч) 42 |
| $^{104-110}_{46}\text{Pd}$ | $0^+ - 5/2^+$ | ^{106}mRh (5,6 ⁺ ; 2,2 ч) | — | ^{96}mTc (4 ⁺ ; 52 мин) |

Приведенные экспериментальные факты вызвали большой интерес. Было неясно, как возникают столь большие угловые моменты остаточного ядра, если орбитальный момент l пиона на орбите мезоатома, с которой происходит его поглощение, мал ($l \leq 3 \hbar$). В последнем случае, поскольку спин ядра-продукта значительно превышает максимально возможное суммарное значение спина исходного ядра и вносимого пионом орбитального момента, следовало бы ожидать крайне малой вероятности возбуждения высокоспиновых состояний. Объяснение явлению возбуждения высоко-

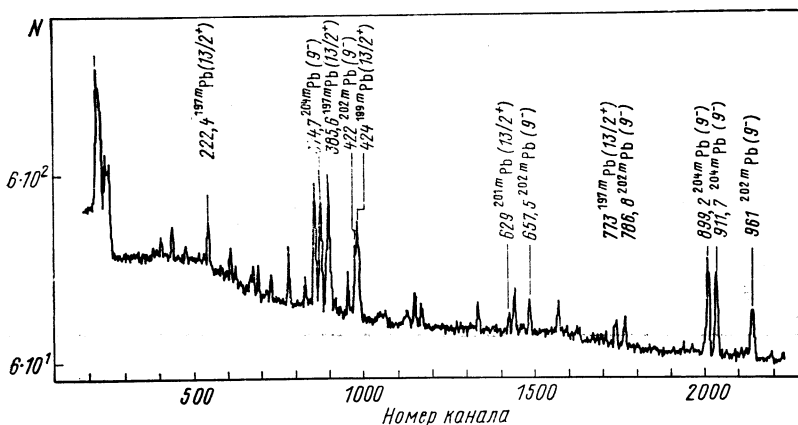


Рис. 16. Участок спектра γ -излучения изотопов свинца, образующихся при захвате медленных π^{-} -мезонов ядрами висмута

спиновых изомерных состояний, которое свидетельствует об образовании после поглощения пионов остаточных ядер с большим угловым моментом M , впервые было дано в [96], а затем близкие, по сути дела, объяснения были приведены в работах [44, 90, 97]. В этих работах показано, что за большой угловой момент остаточного ядра ответственны быстрые нуклоны — продукты двухнуклонного поглощения пиона, вылетающие из поверхностного слоя ядра на стадии внутриядерного каскада.

Если пренебречь вносимыми при захвате пиона с орбиты мезоатома моментом и спинами ядра и частиц, то из закона сохранения углового момента получим

$$M \approx - \sum_i m_i, \quad (13)$$

где M — угловой момент остаточного ядра; m_i — угловой момент, уносимый каскадной частицей.

На рис. 17 приведено распределение остаточных ядер по абсолютной величине углового момента [58]. В случае тяжелых ядер-

мишеней после внутриядерного каскада образуются остаточные ядра, угловой момент которых может достигать значений (15—17) \hbar . Таким образом, с учетом спинов и вносимого пионом орбитального момента угловые моменты остаточных ядер смогут превышать значение $20\hbar$. Столь высокие значения углового момента остаточных ядер сравнимы со значениями M , получаемыми в реакциях с тяжелыми ионами. Но если в реакциях с тяжелыми ионами угловой момент вносится в ядро налетающей частицей, то в реакциях

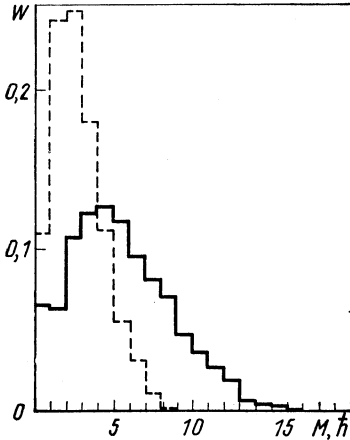


Рис. 17. Распределение остаточных ядер, образующихся при поглощении π^- -мезонов ядрами ^{31}P (-----) и ^{208}Pb (————) по угловому моменту M [58].

Распределения нормированы на одно поглощение пиона

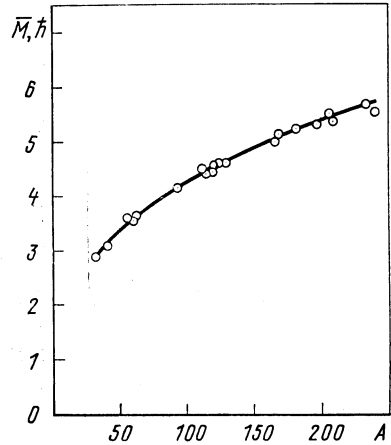


Рис. 18. Зависимость среднего углового момента \bar{M} от атомного числа ядра-мишени A :

○ — расчет [58]. ————— — аппроксимация $\bar{M} = 0,92A^{1/3}$

с пионами дополнительный угловой момент создается путем эмиссии быстрых частиц из поверхностного слоя ядра.

Чем тяжелее ядро, тем больший спин остаточного ядра можно заселить, так как распределение по M для легких ядер сдвигается в область малых значений M . Изображенный на рис. 18 средний угловой момент остаточных ядер зависит от атомного числа ядра-мишени по закону $\bar{M} \approx 0,92A^{1/3}$, который является непосредственным отражением поверхностного характера поглощения π^- -мезона ядром.

Явление возбуждения высокоспиновых состояний должно наблюдаться не только при поглощении π^- -мезонов ядрами, но и во всех процессах, сопровождающихся вылетом из ядра быстрых частиц, например в реакциях расщепления ядер части-

цами средней энергии. Однако суммарное распределение остаточных ядер по угловому моменту не является достаточно чувствительной характеристикой, исследование которой могло бы дать информацию о механизме поглощения различных частиц ядрами.

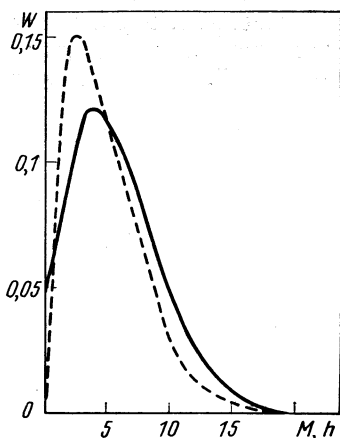


Рис. 19. Распределение остаточных ядер, образовавшихся после поглощения медленных π^- -мезонов (—) и γ -квантов с $E_\gamma = 140$ МэВ (----) ядрами ^{208}Pb по угловому моменту M

Справедливость этого утверждения продемонстрирована в работе [98] путем сравнения двух реакций — поглощения медленных π^- -мезонов и γ -квантов с энергией $E_\gamma = m_\pi$. Хорошо известно, что механизм поглощения γ -квантов такой энергии также является квазидейтонным, но в отличие от π^- -мезонов поглощение происходит равномерно по всему объему ядра. Расчеты [98] показали, что распределения остаточных ядер по угловому моменту в обеих реакциях близки друг к другу (рис. 19).

Теоретические и экспериментальные исследования [44] протон-ядерных реакций при энергии $E_p = m_\pi/2$ показали, что не только значения угловых моментов остаточных ядер, но и изомерные отношения для некоторых состояний близки к наблюдаемым значениям σ_m/σ_g в реакциях поглощения медленных пионов (табл. 5).

В настоящее время известно [40, 87], что изомерное отношение зависит от ряда характеристик реакции: спинов изомерного и основного состояний, числа испущенных частиц и общего числа частиц, участвующих в формировании этих состояний. Поэтому из единичного измерения, выполненного в работе [44], трудно определить вид этой зависимости, а тем более трудно извлечь информацию о распределении остаточных ядер по угловому моменту.

Таблица 5

Изомерные отношения для изотопов ^{174}Lu и ^{177}Lu

| Изотоп | Спин основного состояния | Спин изомерного состояния | Протоны, $E_p = 100$ МэВ | Протоны, $E_p = 500$ мэВ | Медленные π^- -мезоны |
|-------------------|--------------------------|---------------------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------|
| ^{174}Lu | 1- | 6- | $0,65 \pm 0,08$ | $0,65 \pm 0,07$ | $0,69 \pm 0,07$ |
| ^{177}Lu | 7/2+ | 23/2- | $0,19 \pm 0,12$ | $0,088 \pm 0,030$ | $0,15 \pm 0,04$ |

Уже первые эксперименты [80—84] по изучению изомерного отношения показали, что значение изомерного отношения для возбуждения метастабильных состояний с одинаковыми спинами увеличивается с ростом числа испущенных нуклонов (см. табл. 3). Чтобы выявить, как зависит изомерное отношение от числа испущенных частиц, необходимо исследовать σ_m/σ_g для достаточно большого фиксированного значения спина при различных значениях x в широком диапазоне, например от 2 до 14.

В работах [40, 96] определен вид зависимости среднего углового момента M от числа испущенных частиц x . Легко показать, что не все значения x одинаково эффективны для заселения высокоспиновых состояний. Рассмотрим в качестве примера реакцию (π^-, xn) . Случай максимального значения x , когда все каскадные частицы поглощаются ядром и из него затем изотропно вылетают только испарительные нейтроны, соответствует малым значениям M (см. (13)). Другой предельный случай $x = 2$, когда после поглощения на pr -паре два нейтрона разлетаются в противоположные стороны, также дает малое значение углового момента остаточного ядра. И, очевидно, максимальный угловой момент будет реализован тогда, когда после поглощения в поверхностном слое один быстрый нейтрон вылетит, не испытав столкновений, а другой поглотится в ядре. При этом из составного ядра с энергией возбуждения $E^* \approx m_\pi/2$ вылетит в среднем 5—6 испарительных нейтронов, т. е. в случае поверхностного поглощения зависимость среднего углового момента $\bar{M}(x)$ будет иметь максимум при $x = 6 \div 7$ (рис. 20). Как видно из рис. 20, в случае объемного поглощения γ -квантов зависимость $\bar{M}(x)$ имеет другой вид.

Обычно в экспериментах измеряются не угловые моменты остаточных ядер, а изомерные отношения [80—84]. Однако рассчитанную зависимость $\bar{M}(x)$ можно сравнить с экспериментальной зависимостью $\xi(x)$ для возбуждения изомерных состояний с достаточно большим фиксированным значением спина. Следует также отметить, что средний угловой момент остаточного ядра $\bar{M}(x)$ рассчитан без учета орбитального момента пиона I_π , спина ядра-мишени $I_{исх}$, а также моментов, уносимых испарительными частицами $\sum m_i^{исп}$. Хотя значения I_π , $I_{исх}$ и $\sum m_i^{исп}$ меньше углового момента, уносимого каскадными частицами, они могут исказить вид зависимости $\bar{M}(x)$. По этой причине для сравнения следует выбрать ядра-мишени со спинами $I_{исх} = 0$.

Экспериментальные исследования показали, что вероятность возбуждения высокоспиновых изомеров действительно зависит от числа испущенных нейтронов примерно так, как предсказывает теория. В работе [81] изучается зависимость вероятности образования высокоспиновых изомеров $^{108m}\text{In}(7^+)$ и $^{110m}\text{In}(7^+)$ от числа испущенных нейтронов в реакции поглощения π^- -мезонов ядрами

олова ^{112}Sn , ^{144}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{122}Sn и ^{124}Sn со спинами $I_{\text{исх}} = 0$. Значения изомерных отношений σ_m/σ_g (в относительных единицах) в зависимости от числа испущенных нейтронов x приведены на рис. 21. Ясно видно, что значение изомерного отношения растет с увеличением множественности нейтронов от 2 до 6, а затем падает с дальнейшим ростом x . Зависимость имеет максимум при $x = 6 \div 7$, что соответствует энергии возбуждения ядра

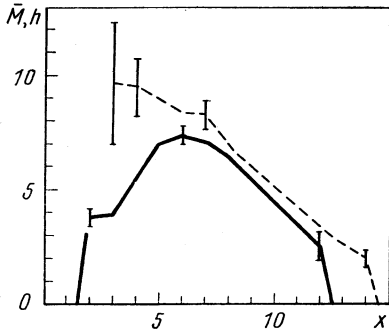


Рис. 20. Зависимость среднего углового момента \bar{M} от числа испущенных частиц:
 — расчет [98] для реакции $^{208}\text{Pb} (\pi^-, xn)$; — — — — для реакции $^{208}\text{Pb} (\gamma, xn)$; приведены статистические ошибки расчета

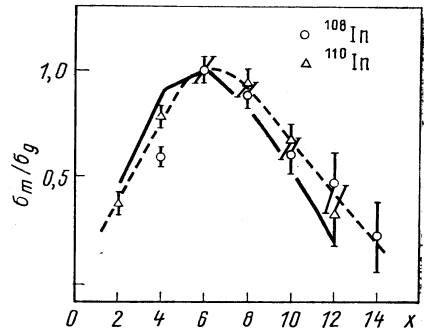


Рис. 21. Зависимость изомерного отношения σ_m/σ_g от числа испущенных частиц в реакции Sn (π^- , xn) In:
 — расчет [58]; — — — — эксперимент [81]

$m_\pi/2 \approx 70$ МэВ. Полученные данные являются прямым доказательством поверхностного характера поглощения медленных пионов на паре нуклонов.

К сожалению, пока отсутствуют расчеты значений изомерных отношений для высокоспиновых состояний остаточных ядер, образующихся в результате поглощения пионов ядрами. Было бы интересно попытаться описать высокие значения изомерных отношений в моделях [40, 44].

По-видимому, работы [40, 44] правильно указывают на то, что основным источником высокого углового момента остаточного ядра при поглощении пионов являются быстрые нуклоны. Однако было бы весьма заманчиво исследовать и другие механизмы образования большого углового момента остаточных ядер. Одним из таких механизмов является флуктуационный, в котором большой угловой момент остаточного ядра может образоваться в результате случайного сложения моментов, уносимых испарительными частицами. Возможным указанием на такой механизм могут служить данные работы [88], в которой обнаружено, что при поглощении π^- -мезонов ядром ^{181}Ta испускается до 13 нейтронов и при

этом с малой вероятностью ($\sim 10^{-3}$ на 1 пион) могут возбуждаться состояния со спином $16\hbar$.

Таким образом, способ изучения механизма поглощения медленных π^- -мезонов атомными ядрами с помощью возбуждения и исследования высокоспиновых состояний весьма актуален и не исчерпал всех возможностей. Что касается других ядерных реакций, инициированных частицами средней энергии, то для них систематические исследования угловых моментов остаточных ядер (соответственно и изомерных отношений) отсутствуют, что открывает большие возможности для работы в этом направлении.

5. ИМПУЛЬС ОСТАТОЧНОГО ЯДРА

Из изложенного выше следует, что исследование таких характеристик остаточного ядра, как угловой момент, дало ценные сведения о механизме поглощения пиона ядром. Важной характеристикой остаточного ядра является также его импульс P . В области легких ядер измерение импульса отдачи обычно делается в целях исследования импульсного распределения многоуклонной ассоциации, которая поглощает пион в ядре. В случае легкого ядра, из которого продукты поглощения вылетают без взаимодействия с внутриядерными нуклонами, действительно, можно достаточно определенно связать импульс отдачи ядра с импульсом ассоциации.

Для простейшей реакции (π^- , $2n$) импульс ядра можно извлечь из анализа кинематически полного эксперимента с измерением энергий двух нейтронов [74—76]. Измерение импульса отдачи с помощью эффекта Доплера в принципе можно использовать для более широкого набора остаточных ядер [38, 92, 99—101].

В моделях [39, 40, 44] импульс ядра, образовавшегося после окончания внутриядерного каскада, определяется простым соотношением

$$P \approx - \sum_i \mathbf{p}_i, \quad (14)$$

где \mathbf{p}_i — импульс каскадной частицы. Расчеты [58] показали, что средний импульс остаточного ядра практически не зависит от массового числа ядра-мишени и равен $\bar{P} \approx 220$ МэВ/с. В отличие от углового момента слабо зависят от ядра-мишени и распределения остаточных ядер по импульсу P (рис. 22).

На рис. 23 сравнивается с экспериментом расчетная зависимость среднего импульса ядра \bar{P} от числа унесенных из мишени нуклонов ΔA после поглощения в ней пиона. При малых значениях $\Delta A < 4$ импульс \bar{P} увеличивается с ростом ΔA , далее слабо зависит от ΔA . При малых значениях ΔA имеется неплохое согла-

сие с экспериментальными значениями \bar{P} , однако при $\Delta A \geq 4$ эксперимент лежит значительно выше теории.

Причина отмеченного расхождения заключается в изменении импульса остаточного ядра в результате эмиссии из него предравновесных и испарительных частиц. Учет вклада импульсов этих частиц в импульс остаточного ядра в целом улучшает согласие с экспериментом (см. рис. 23), однако некоторые экспериментальные точки находятся выше теоретической кривой. Возможно,

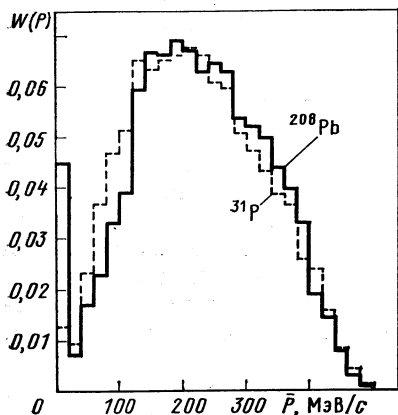


Рис. 22. Распределение по импульсу остаточных ядер, образующихся после поглощения π^- -мезонов ядрами ^{31}P и ^{208}Pb

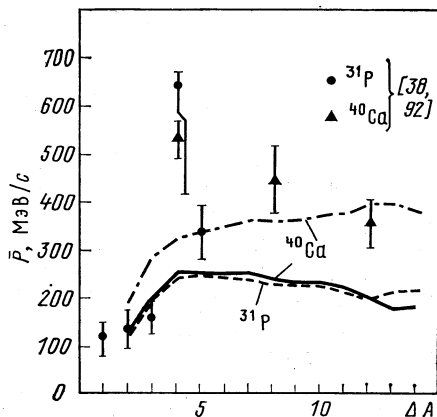


Рис. 23. Зависимость среднего значения импульса остаточного ядра \bar{P} от числа испущенных из ядра-мишени нуклонов ΔA .

----- расчет для ^{40}Ca с учетом предравновесных и испарительных частиц [58]

что экспериментальные данные могут быть несколько завышены из-за необходимости задания формы импульсного распределения ядер — отдачи при извлечении \bar{P} .

Начатые в работах [38, 92, 99—101] эксперименты требуют дальнейшего развития как в отношении методики, так и в измерении других характеристик ядерной реакции. В частности, измеряя с помощью эффекта Доплера средний импульс ядра для состояний с различными фиксированными значениями спина M , можно определить корреляцию между средним значением импульса \bar{P} и угловым моментом ядра M .

6. ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР ПОСЛЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ π^- -МЕЗОНОВ. ПОИСК ЗАДЕРЖАННОГО ДЕЛЕНИЯ

Деление атомных ядер. Высоковозбужденные составные ядра могут снимать свое возбуждение не только путем эмиссии частиц, но и деления. Причем при поглощении остановившихся π^- -мезонов возможно деление и сильноделящихся ядер с массой $A > 230$ и слабоделящихся ядер с $A < 200$, поскольку энергия возбуждения ядра может достигать 140 МэВ (см. рис. 8). Действительно, в экспериментах [102—107] наблюдалось деление остановившимися пионами как тяжелых, так и средних ядер.

В области сильноделящихся ядер $^{235,238}\text{U}$, ^{232}Th , вероятность деления которых составляет несколько десятков процентов, конкуренция между процессами испарения частиц и деления влияет на разные характеристики реакции. Одной из таких характеристик является выход изотопов. Как показано в работе [40], деление должно приводить к более узкому распределению выхода изотопов. Вследствие того, что делимость ядра с уменьшением в нем числа нейтронов сильно растет [56], доля избежавших деления нейтронодефицитных ядер резко уменьшается (рис. 24). Поэтому изображенный на рис. 10 рост ширины кривых выхода изотопов при дальнейшем росте массового числа должен прекратиться и уступить место уменьшению ширины в области Th и U. К сожалению, измерения кривой выхода изотопов для сильноделящихся мишеней отсутствуют. Единственная экспериментальная точка [108] на кривой выхода изотопов из ториевой мишени согласуется с расчетами и подтверждает общую тенденцию уменьшения выхода нейтронодефицитных изотопов. Таким образом, деление сильно ограничивает возможность получения нейтронодефицитных изотопов на урановых и трансураниевых мишенях.

Вероятность деления (делимость) ядер медленными π^- -мезонами уменьшается с уменьшением атомного числа ядра-мишени (рис. 25). Анализ зависимости делимости от A выполнен в [40, 59, 109]. В этих работах показано, что экспериментальные делимости ядер пионами можно описать в рамках двухнуклонного механизма поглощения, используя методы расчета деления ядер протонами

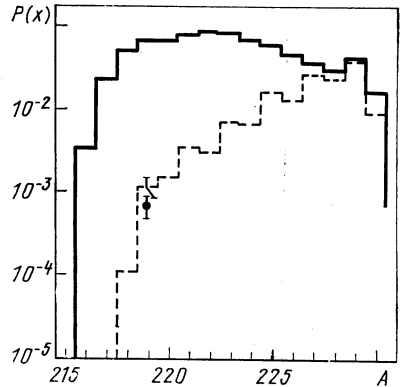


Рис. 24. Выход изотопов актиния на один поглощенный пион в реакции $^{232}\text{Th}(\pi^-, xn)^{232}\text{Ac}$: — расчет [58] без учета деления; - - - с учетом; экспериментальные данные взяты из [108]

средней энергии [40] или барьеры деления B_f , извлеченные из экспериментов с частицами малой энергии [59, 109]. В [59, 109] показано, что расчетные делимости ядер пионами очень чувствительны к отношению параметров плотности уровней ядра в седловой точке и в обычном возбужденном состоянии a_f/a . Для описания экспериментальных данных авторы работы [59] использовали

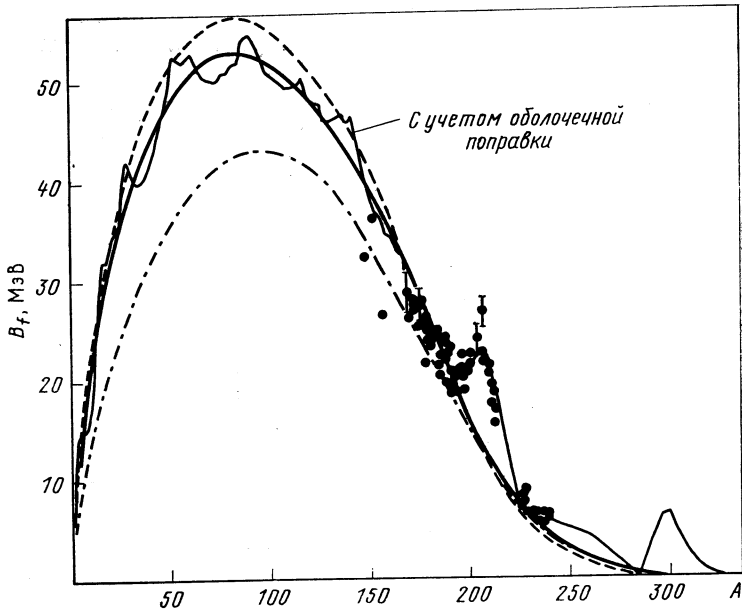


Рис. 25. Высоты барьера деления ядер вдоль линии бета-стабильности: — расчет по модели жидкой капли [115] с учетом и без учета оболочечной поправки; — — — — расчет по модели жидкой капли с параметрами Паули, Дедергера [119]; — · — · — расчет по модифицированной модели жидкой капли [120] без учета оболочечных поправок

значение отношения $a_f/a = 1,2$, а в [109] получено значение отношения $a_f/a = 1,1$. Следует отметить, что близкие значения a_f/a получены и в экспериментах по делению высоковозбужденных составных ядер, которые образуются в реакциях с α -частицами малой энергии [110, 111]. Эти выводы согласуются с результатами работы [112] по теоретическому анализу делимости ядер протонами средней энергии, где также отмечена сильная чувствительность делимости к значению отношения a_f/a . Найденное в [112] значение $a_f/a = 1,05$ для протонов с энергией 150 МэВ лучше согласуется с результатами, полученными в работе [109]. По-видимому, значение $a_f/a = 1,2$ из [59] завышено, что можно объяснить использо-

ванием в ней очень упрощенной модели для описания стадии поглощения пиона ядром.

В настоящее время более актуальной становится другая задача: какую новую информацию о свойствах высоковозбужденных ядер можно извлечь из анализа экспериментов по измерению делимости ядер? Это неразрывно связано также с ответом на вопрос, какие не ясные еще детали процесса поглощения могут повлиять на делимость.

Прежде всего из анализа делимости ядер пионами средней энергии можно получить сведения о величине барьеров деления в неизученной области средних и легких ядер. Современные модели деления ядер предсказывают, что высота барьера деления должна сначала возрастать с уменьшением числа A , достигая максимального значения $B_f^{\text{макс}}$ при $A \approx 80 \div 100$, а затем уменьшаться в области легких ядер (рис. 25). Исходя из этого факта, в работе [113] предсказывают уменьшение делимости ядер до некоторого минимального значения при $A \approx 80 \div 100$, а затем вновь увеличение в области легких ядер.

Для обнаружения этого увеличения делимостей средних ядер выполнено большое количество экспериментальных работ по исследованию деления ядер γ -квантами, протонами и α -частицами средней энергии. Однако эти работы сталкиваются с большими трудностями, обусловленными тем, что здесь велик вклад фоновых процессов типа фрагментации (см., например, работу [112]). Можно надеяться, что использование π -мезонов с минимальной начальной энергией позволит значительно уменьшить фон от процесса фрагментации, поскольку сечения образования тяжелых фрагментов очень резко падают с уменьшением начальной энергии частицы [114]*.

На рис. 26 представлены результаты расчета делимости ядер пионами [58]. Для того чтобы описать вероятность деления тяжелых и средних ядер ($Z^2/A \leq 27$) на основе широко используемой жидкокапельной модели [115], необходимо взять отношение $a_f/a = 1,1$, как и в работе [109]. В области дважды магического ядра ^{208}Pb расхождение с экспериментом значительно, что указывает на необходимость более строгого учета оболочечных эффектов в плотности уровней ядра. Удобная аппроксимация для параметра плотности уровней получена в работе [116]:

$$a(E^*, A, Z) = \tilde{a} \{1 + [1 - \exp(-0,061E^*)] \Delta M/E^*\}, \quad (15)$$

где ΔM — оболочечная поправка к массе ядра, $\tilde{a} = (0,134 - 1,21) \times 10^{-4} A$ — асимптотическое (при больших E^*) значение параметра плотности уровней.

* Представляет интерес провести эксперименты по наблюдению фрагментации ядер пионами [117] в области малых энергий.

Как было показано в работах [40, 58, 112], на делимость средних ядер сильное влияние оказывает предравновесная эмиссия частиц из остаточного ядра. Такие ядра делятся на первых ступенях испарительного каскада, когда составное ядро обладает еще большой энергией возбуждения. Испускание предравновесной частицы значительно уменьшает энергию возбуждения составного ядра и, следовательно, уменьшает вероятность его деления.

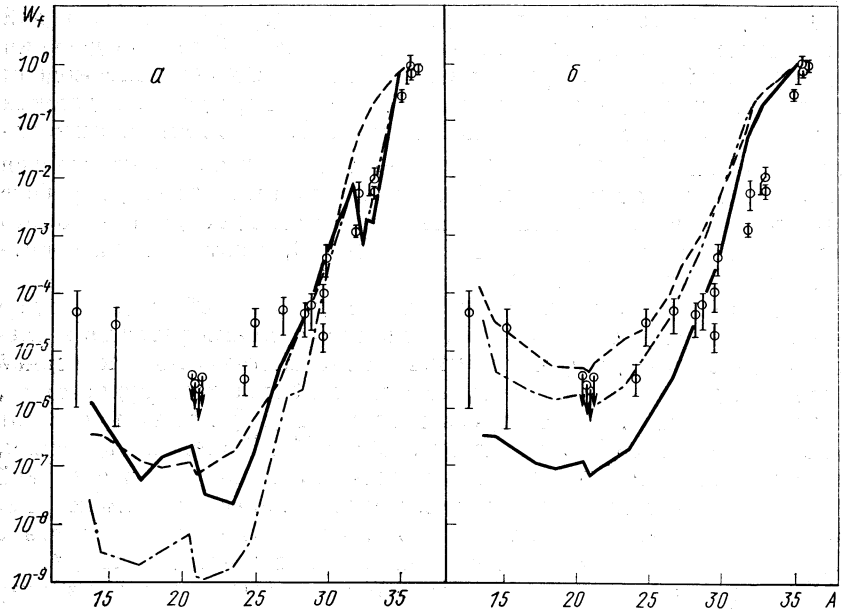


Рис. 26. Вероятность деления ядер W_f как функция величины Z^2/A ядра-мишени.

а: ————— — расчет с барьерами [115] при $a_f/a = 1,1$; — — — — расчет при тех же параметрах без учета оболочечных эффектов; - - - - - расчет при $a_f/a = 1,2$ с учетом предравновесной эмиссии частиц;
 б: ————— — расчет с барьерами [115] при $a_f/a = 1,1$ без учета оболочечных эффектов; — — — — расчет с тем же набором параметров, но с барьерами Краппе, Никса [120]; - - - - - расчет с учетом «тепловых» эффектов; экспериментальные данные из [106, 107]

Из рис. 25 следует, что неточности в описании процесса термализации в остаточном ядре могут значительно изменять делимость средних и легких ядер. В области ядер с $A \sim 150 \div 170$ для компенсации уменьшения делимости необходимо брать большее значение $a_f/a = 1,2$.

Однако в области ядер с $Z^2/A \leq 27$ рассчитанные значения делимости лежат ниже экспериментальных. Отмеченные выше неточности модели могут лишь увеличить указанное расхождение.

Причиной расхождения можно считать тот факт, что параметры модели жидкой капли зафиксированы недостаточно надежно. Это приводит к большим значениям B_f при экстраполяции в неизвестную область легких и средних ядер. В модели [115, 118] максимальный барьер деления $B_f^{\text{макс}} \approx 52$ МэВ, а в модели [119] — $B_f^{\text{макс}} \approx 56$ МэВ (см. рис. 25). Для лучшего описания экспериментальных делимостей предпочтение следует отдать модифицированной модели жидкой капли [120], в которой $B_f^{\text{макс}} \approx 43$ МэВ*. Такое уменьшение барьеров деления приводит к росту вероятности деления легких и средних ядер пионами примерно в 50 раз (см. рис. 26).

Другой физический эффект, который мог бы устранить расхождение, — уменьшение высоты барьера деления с ростом энергии возбуждения. Расчеты, выполненные методами Тома-са — Ферми [122] и Хартри — Фока [123], предсказывают, что «тепловые» эффекты должны приводить к понижению B_f . Это понижение наиболее заметно у средних и легких ядер при энергиях возбуждения, превышающих 50 МэВ (рис. 27).

Тепловые эффекты могут привести к росту делимостей ядер с $Z^2/A \leq 27$ примерно в десять раз (см. рис. 26).

Измерение деления ядер медленными π^- -мезонами дает возможность проверить другое предсказание модели жидкой капли — существование критической точки $(Z^2/A)_{\text{кр}}$, в которой процесс деления у легких ядер уступает место процессу типа фрагментации. Модель жидкой капли [115, 118] определяет положение критической точки при $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 19,8$, модифицированная модель жидкой капли [120] — при $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 32,0$. Проверка этого предсказания требует применения более надежной экспериментальной методики, в которой измерялись бы на совпадение кинетические энергии образовавшихся фрагментов.

Поиск задержанного деления. Развитие теоретических представлений о структуре барьера деления привело в настоящее время к лучшему пониманию процесса деления ядра.

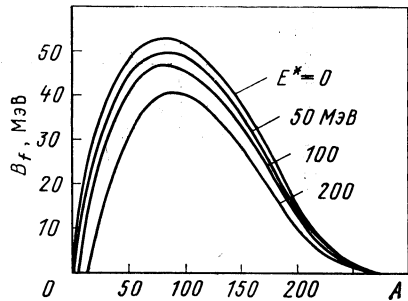


Рис. 27. Изменение величины барьера деления ядер вдоль линии β -стабильности в модели жидкой капли с ростом их энергии возбуждения

* Наибольшие трудности при описании экспериментальных делимостей легких и средних ядер встречается так называемая droplet-модель, которая оценивает максимальную высоту барьеров деления $B_f^{\text{макс}} \approx 80$ МэВ [121].

После захвата пиона могут делиться не только высоковозбужденные ядра, но и остаточные ядра с малой энергией возбуждения. Деление слабовозбужденных ядер чувствительно к различным деталям поверхности потенциальной энергии, в частности к существованию второго минимума у ядер актиноидов [124]. Более четко структура барьера деления проявляется при делении нейтрондефицитных изотопов актиноидов [125].

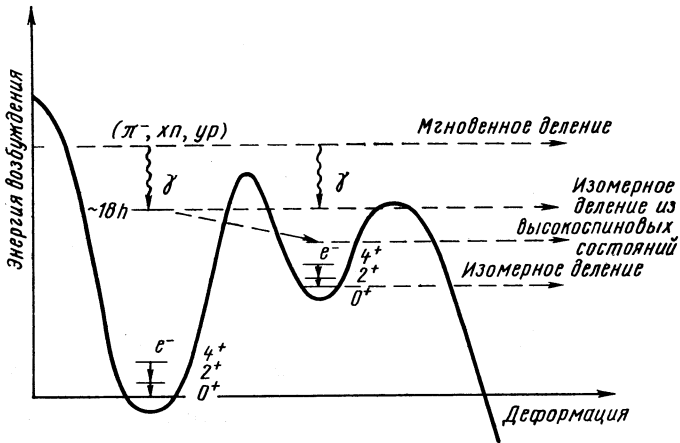


Рис. 28. Барьер деления ядер с учетом оболочечных эффектов

Двугорбая форма барьера деления приводит к существованию задержанного деления. Так, например, в Дубне в реакциях с тяжелыми ионами открыты спонтанно делящиеся изомеры [170] и (позднее) обнаружено запаздывающее деление [126]. В настоящее время ведутся интенсивные исследования этого явления с помощью различных частиц γ , n , p , d , α и тяжелых ионов. При изучении процесса деления под действием отрицательных мюонов обнаружено задержанное деление ядра ^{238}U [127], которое является результатом возбуждения ядра при захвате отрицательного мюона с орбиты μ -мезоатома ^{237}Np .

Открытие в Дубне явления возбуждения высокоспиновых ядерных состояний [34] при захвате медленных π^- -мезонов позволило начать поиск изомерного деления из этих высокоспиновых состояний (рис. 28).

Поиск задержанного деления ядер, образующихся при поглощении медленных π^- -мезонов изотопами ^{232}Th и ^{238}U , производился в широких временных интервалах от десятков наносекунд до десятков часов [128]. В интервале времени от наносекунд до минут поиск эффекта осуществлялся с помощью многослойной ионизационной камеры деления [129], позволяющей проводить

измерения одновременно с двумя делящимися веществами ^{232}Th (0,5 г) и ^{238}U (0,5 г естественного урана). Поиск задержанного деления в интервале времени от минут до часов производился с помощью диэлектрических детекторов из лавсана.

В наносекундном диапазоне времени исследования проводились внутри импульсов ускоренных частиц и поиск эффекта определялся быстродействием камеры деления более 10 нс. На рис. 29 показано временное распределение актов деления изотопа ^{238}U . Ясно видно

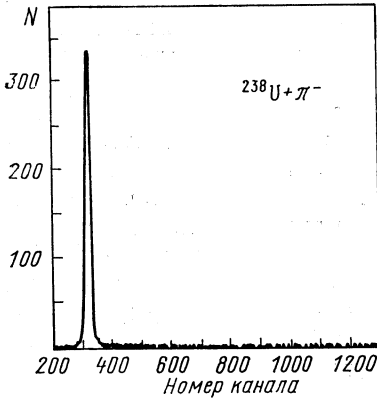


Рис. 29. Временной спектр деления, полученный в совпадении с остановками π^- -мезонов в мишени из натурального урана (ширина канала 0,3 нс)

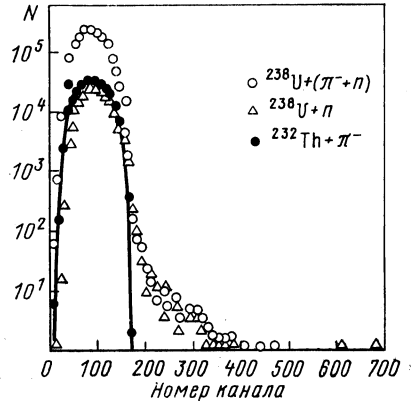


Рис. 30. Временной спектр деления, полученный при облучении π^- -мезонами мишени из естественного урана (ширина канала 4 мкс)

два разных процесса деления: мгновенное деление в момент остановки π^- -мезона в мишени и задержанное деление (равномерно распределенные события справа за пиком мгновенного деления). Верхняя граница эффекта с учетом фона составляет $2 \cdot 10^{-5}$.

Поиск эффекта в миллисекундном диапазоне времени проводился между импульсами ускоренных частиц в обычном режиме ускорителя (частота 166,5 Гц). Временная селекция событий деления производилась 1024-канальным анализатором, работающим в мультискейлерном режиме (ширина канала 4 мкс).

Временное распределение актов деления после суммирования по 10 каналам приведено на рис. 30. Видно, что, кроме мгновенного деления ^{238}U , наблюдается задержанная компонента деления со временем спада 150 мкс. В случае ^{232}Th задержанного деления не наблюдается. При учете фоновых эффектов верхняя граница эффекта задержанного деления составляет $3,2 \cdot 10^{-6}$.

Для получения более надежного указания на существование эффекта задержанного деления продуктов реакции поглощения

π^- -мезонов ядром ^{238}U потребуются более тонкие эксперименты с реализацией лучших фоновых условий. Нет сомнения, что такие исследования возможны на мезонных фабриках.

7. ОДНОНУКЛОННЫЙ И α -ЧАСТИЧНЫЙ МЕХАНИЗМЫ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ π^- -МЕЗОНОВ

Однонуклонный механизм поглощения медленных пионов. Последние два десятилетия вопрос об однонуклонном механизме поглощения пионов является предметом повышенного интереса. Можно назвать, по крайней мере, три обстоятельства, вызывающие его.

Прежде всего процесс однонуклонного поглощения пиона может стать инструментом для выявления роли высокоимпульсной компоненты ядерной волновой функции. С помощью этой реакции можно также изучать однодырочные состояния в остаточных ядрах.

Особый интерес к этой реакции вызван проблемой существования в ядерном веществе π -мезонного конденсата [132, 174]. Измерение однонуклонного поглощения может явиться критическим экспериментом для выяснения вопроса о существовании конденсата в ядерных системах. В крайнем случае можно будет более определенно указать область существования ядер с аномальной плотностью.

И, наконец, изучая вероятность безрадиационного поглощения π^- -мезонов в ядре, можно выяснить вопрос о существовании Δ^{++} -барионных резонансов в основном состоянии атомного ядра.

Как уже отмечено в разд. 1, в расчетах, основанных на двухнуклонном поглощении пионов, не удавалось достаточно хорошо описывать высокоэнергетическую часть спектра нейтронов (см. рис. 2). По-видимому, этот факт указывает на возможный вклад однонуклонного механизма поглощения пионов. На «хвосте» высокоэнергетической части спектра нейтронов можно ожидать появления некоторой структуры, связанной с однонуклонным поглощением.

Убедительные результаты по однонуклонному поглощению получены недавно в работе [130], в которой исследуется высокоэнергетическая часть спектра нейтронов при поглощении π^- -мезонов ядрами ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{10}B , ^{12}C и ^{14}N . В случае ^6Li , ^7Li и ^{12}C в спектре нейтронов авторы [130] обнаружили отчетливые пики, соответствующие эмиссии одного нейтрона на уровне $2 \cdot 10^{-3}$ на один остановившийся пион (рис. 31—34).

Из этой работы следует, что измеренная вероятность однонуклонного поглощения составляет $\sim 10^{-3}$, и это означает, что в легких ядрах конденсат не реализуется.

Теория, развитая в работах [131, 132], указывает, что существование конденсата наиболее вероятно в области тяжелых ядер.

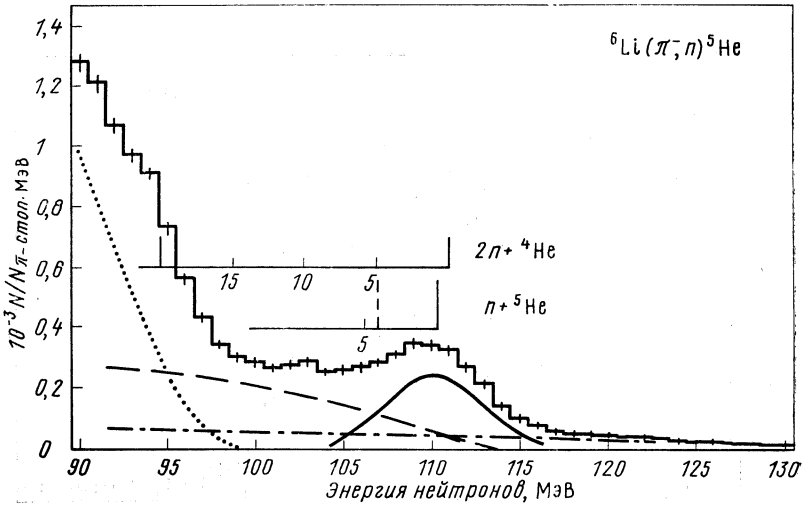


Рис. 31. Спектр нейтронов, полученный при поглощении пионов ядрами ${}^6\text{Li}$ (гистограмма):

— · — · — фон от случайных совпадений; — — — вклад от реакции $(\pi^-, 2n)$ с образованием ${}^4\text{He}$ в основном состоянии и — — — — — в возбужденном состоянии с энергией 20 МэВ. Пик, соответствующий вылету одного нуклона, имеет гауссову форму (————) [130]

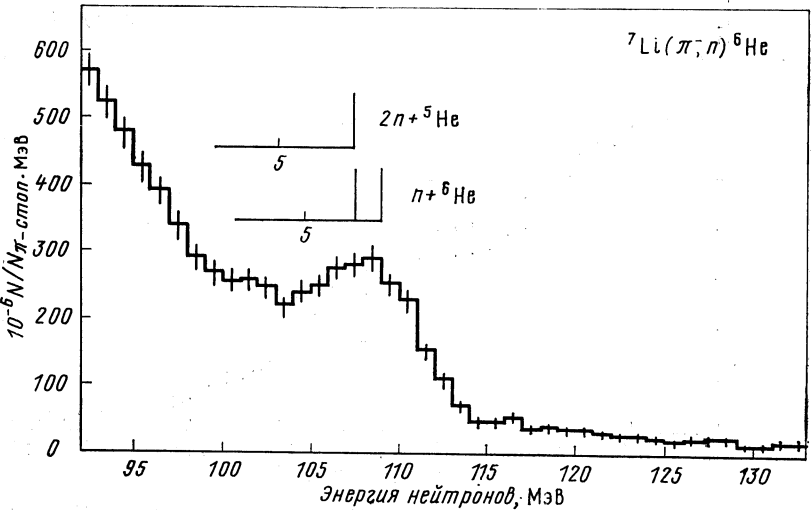


Рис. 32. Спектр нейтронов, полученный при поглощении пионов ядрами ${}^7\text{Li}$ [130]

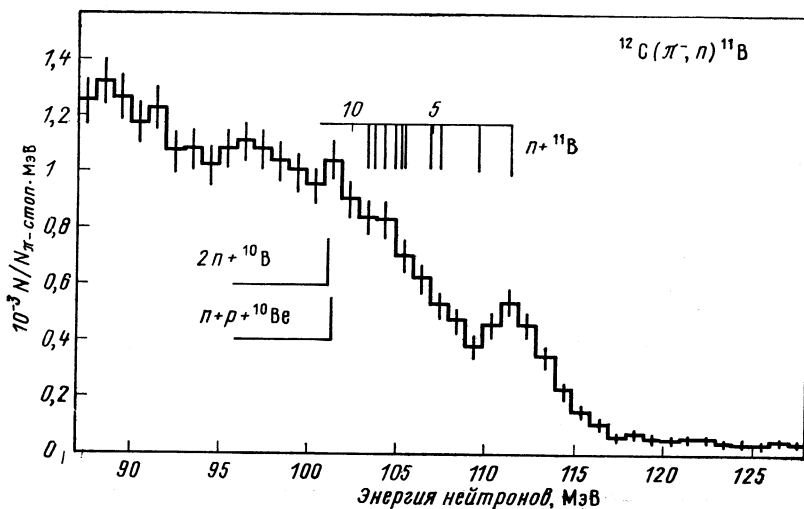


Рис. 33. Спектр нейтронов, полученный в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, n)^{11}\text{B}$ [130]

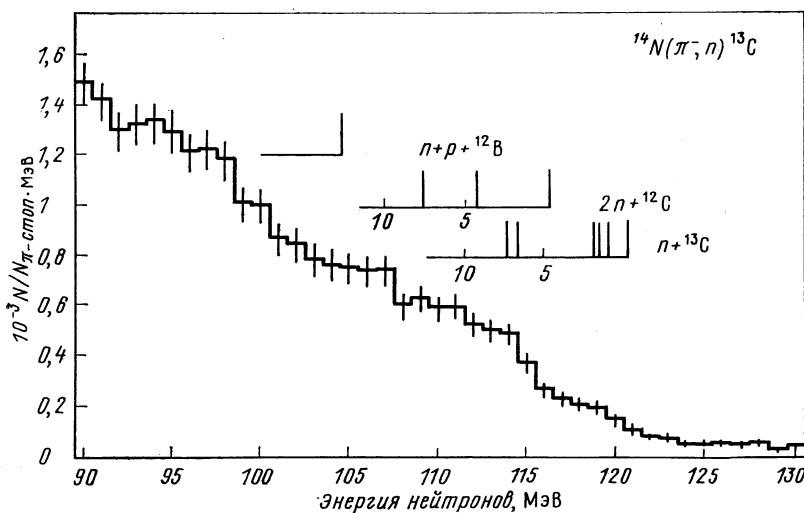


Рис. 34. Спектр нейтронов, полученный в реакции $^{14}\text{N}(\pi^-, n)^{13}\text{C}$ [130]

Расчеты, проведенные в [133], показывают, что в тяжелых ядрах наличие конденсата может привести к увеличению вероятности однонуклонного поглощения пионов в ~ 1000 раз.

Однако для средних и тяжелых ядер из-за большой плотности ядерных состояний в остаточных ядрах определить вероятность однонуклонного поглощения из измерения инклюзивных спектров нейтронов, как это сделано в работе [130], не представляется возможным. Уже для ядра ^{14}N (рис. 34) вклад от возбужденных состояний ^{13}C и других реакций ($2n + ^{12}\text{C}$ и т. п.) не позволяет выделить пик, соответствующий эмиссии одного нуклона.

Более точно определить вероятность однонуклонного поглощения можно с помощью активационной методики, изложенной в предыдущих разделах.

В работе [134] производился поиск высокоспинового изомера гафния $^{180\text{m}}\text{Hf}$. Одно из важных предположений в этой работе заключается в том, что однонуклонный захват происходит, как и двухнуклонный, в поверхностном слое атомного ядра. Явление же пионной конденсации носит объемный характер [132 133].

Тем не менее расчеты [133] показывают, что вероятность однонуклонного поглощения будет чувствительна к существованию пионного конденсата в тяжелых ядрах. На рис. 35, взятом из работы [133], приведена зависимость вероятности вылета нуклона от радиуса конденсата при поглощении π^- -мезона с уровня $4f$ в свинце. Если считать, что область существования конденсата простирается до плотности ядерного вещества, равной $0,7\rho_0$ (ρ_0 — плотность нуклонов в центре ядра), то наличие конденсата дает увеличение вероятности однонуклонного вылета приблизительно в 100 раз.

Таким образом, можно ожидать, что при захвате медленных пионов с большой вероятностью могут образоваться высокоспиновые изомеры в результате вылета из ядра одного быстрого нуклона. В частности, среди продуктов реакции $^{181}\text{Ta} (\pi^-, n)$ должен образоваться $^{180\text{m}}\text{Hf}$ ($I^\pi = 8^-$). Выбор высокоспинового изомера в качестве конечного продукта сделан еще и для того, чтобы уменьшить вклад от радиационного захвата пиона с последующим испусканием одного нейтрона, поскольку при радиационном захвате $\pi^- + p \rightarrow \gamma + n$, γ -квант с энергией около 100—120 МэВ не может привести к угловому моменту остаточного ядра $M = E_\gamma r_n/c$

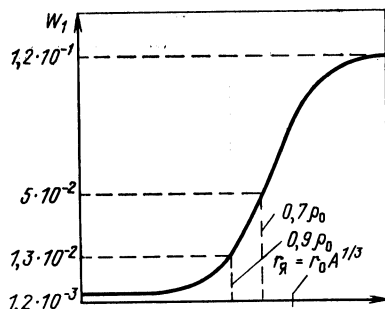


Рис. 35. Зависимость вероятности вылета одного нуклона при поглощении медленных пионов с уровня $4f$ для ^{207}Pb от радиуса конденсата

больше $8\hbar$ ($r_{\text{я}}$ — радиус ядра). Спин исходного ядра ^{181}Ta равен $7/2$, орбитальный момент пиона $3\hbar$, поэтому суммарный угловой момент γ -кванта, начального ядра, пиона и медленного нейтрона недостаточен для заселения высокоспинового состояния $^{180\text{m}}\text{Hf}$ с $I^\pi = 8^-$.

На рис. 36 приведен участок спектра γ -излучения изотопов гафния, образующихся при захвате пионов ядром ^{181}Ta . Схема распада $^{180\text{m}}\text{Hf}$ хорошо изучена, и если бы это изомерное состояние заселялось в реакции $^{181}\text{Ta}(\pi^-, n)$, то можно было бы заметить

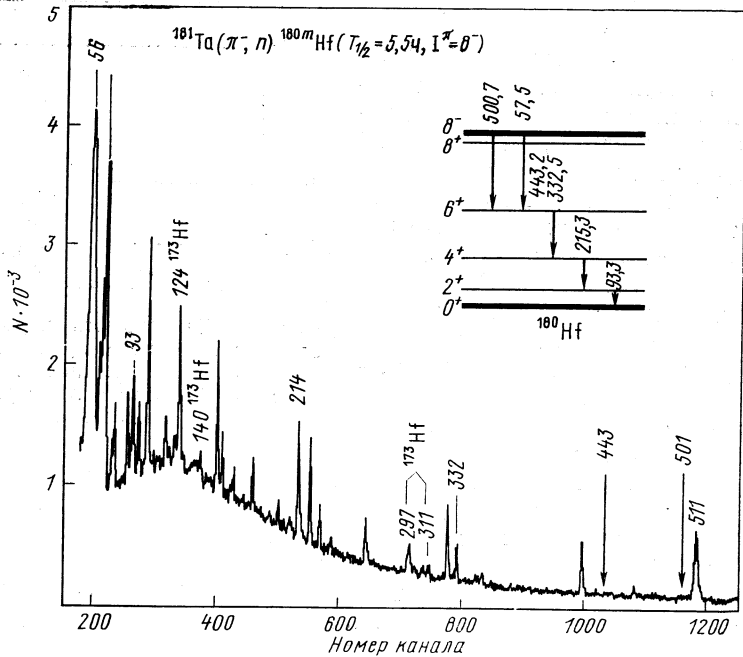


Рис. 36. Участок спектра γ -излучения изотопов гафния, образующихся при поглощении пионов в мишени тантала

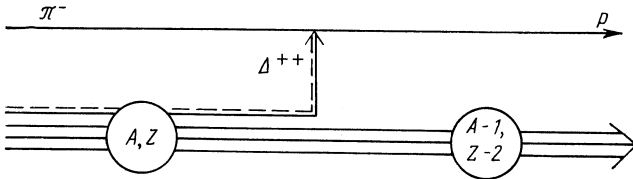
в спектре γ -излучения наиболее интенсивные и чистые γ -линии 443,2 кэВ (84%) и 500,7 кэВ (13%) от распада этого изомера (на рис. 36 они отмечены стрелками).

Малая вероятность ($\sim 10^{-5}$) заселения высокоспинового изомера $^{180\text{m}}\text{Hf}$ в реакции $^{181}\text{Ta}(\pi^-, n)$ говорит в пользу доминирующей роли двухнуклонного механизма поглощения. Кроме того, если действительно имеет место однозначная связь между однонуклонным механизмом поглощения пиона и конденсатом ядра, то полученный результат означает, что в тяжелых ядрах конденсат также не реализуется.

Таким образом, процесс однонуклонного поглощения пиона, протекающий в виде реакции $\pi^- + p \rightarrow n$, сильно подавлен по сравнению с двухнуклонным поглощением пионов.

Рассмотрим еще одну интересную возможность, приводящую к однонуклонной эмиссии, которая связана с идеей существования виртуальных возбужденных нуклонов в основном состоянии ядра. В работе [135] для объяснения разногласия между экспериментальными и теоретическими значениями сечений взаимодействия рассеянных вперед протонов на дейтонах введено понятие виртуальных возбужденных нуклонов (изобар) в основном состоянии ядра. В другой работе [136] при исследовании рассеяния пионов с энергией 15 ГэВ на дейтонах сообщается о наблюдении событий в пузырьковой камере, которые указывают на существование Δ^{++} -компонент в дейтоне. Вероятность таких виртуальных Δ^{++} -компонент в дейтоне по оценкам, проведенным в [136], составляет $\sim 0,7\%$. В дальнейшем исследованию этого вопроса были посвящены работы [137—140].

Существование в ядре Δ^{++} -изобары в принципе может проявляться в реакции (π^-, p) согласно диаграмме:



Известна только одна экспериментальная работа [137], в которой с помощью активационной методики определялась вероятность реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, p)^{11}\text{Be}$. Полученная вероятность $W_1 = (4,5 \pm \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$, по-видимому, завышена из-за сопровождающей реакции $^{13}\text{C}(n, 2p)^{11}\text{Be}$.

В работе [139] изучается вероятность однопротонной эмиссии в реакции (π^-, p) на моноизотопной мишени ^{133}Cs (рис. 37). Вероятность реакции $^{133}\text{Cs}(\pi^-, p)^{132}\text{I}$ устанавливается по выходу γ -лучей изотопов ^{132}I . Получена вероятность для этой реакции $W_1 = (5,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$. Специально контролируется фон от реакции $^{133}\text{Cs}(n, 2p)^{132}\text{I}$ (рис. 38). В фоновом спектре γ -излучения ^{132}I не обнаружено.

Дополнительные эксперименты по исследованию вероятности однопротонной эмиссии были проведены с использованием моноизотопной мишени ^{141}Pr (рис. 39). Вероятность реакции $^{141}\text{Pr}(\pi^-, p)^{140}\text{La}$ составляет $3 \cdot 10^{-4}$.

В дальнейшем планируется провести экспериментальные исследования с реализацией лучших фоновых условий в целях изме-

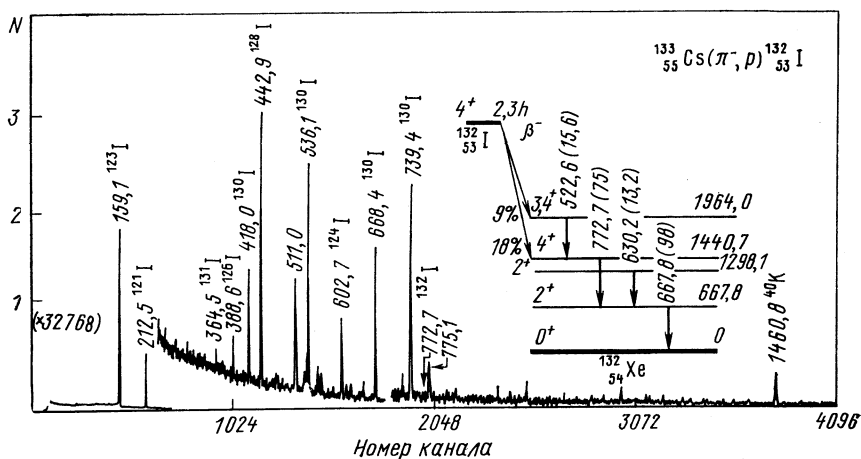


Рис. 37. Спектр γ -излучения изотопов йода, образующихся при поглощении пионов в мишени ^{139}Cs

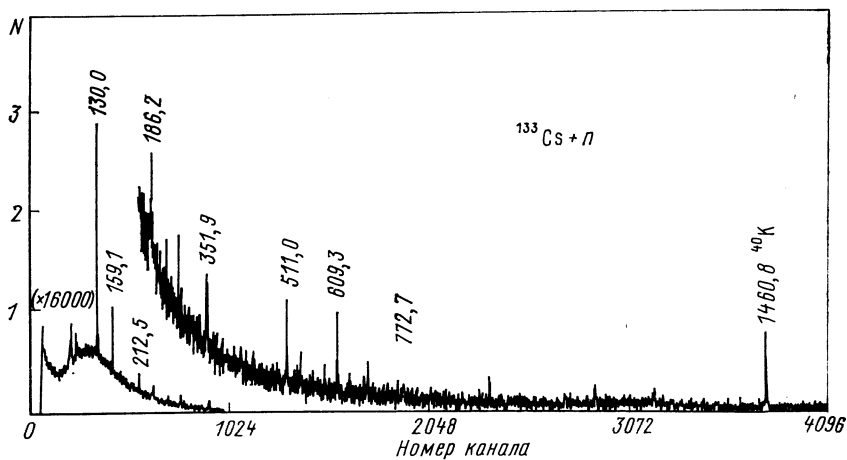


Рис. 38. Спектр γ -излучения радиоактивных ядер, образующихся в результате облучения нейтронами мишени из цезия

рения отношения сечений $\sigma(\pi^-, p)/\sigma(\pi^-, n)$, которое по оценкам работ [133, 142] приблизительно равно 1/20.

α -Частичный механизм поглощения π^- -мезонов. В принципе поглотить мезон могут не только два, но и три, четыре и большее число нуклонов, например ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^4\text{Li}$ и т. п. В настоящее время в области легких ядер наиболее подробно исследован α -частичный * механизм поглощения, предложенный в [28, 29]. Из анализа многочисленных экспериментальных данных следует, что

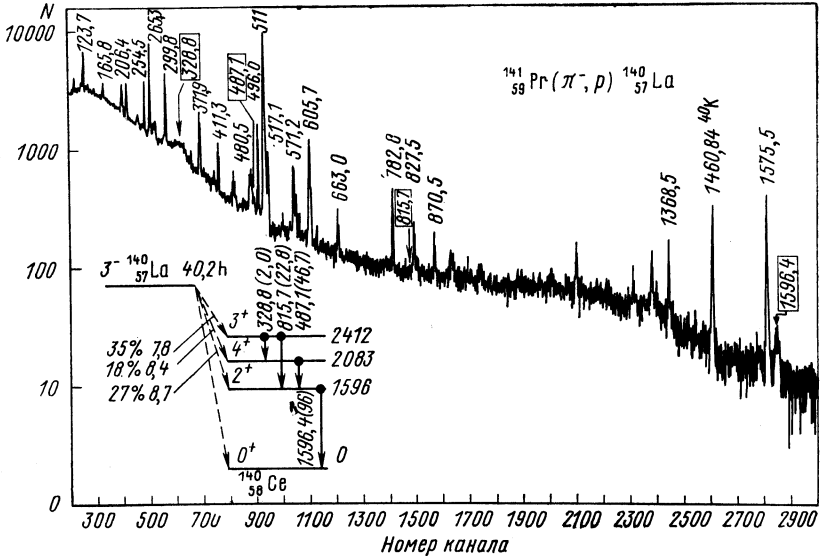


Рис. 39. Спектр γ -излучения радиоактивных ядер, образующихся в реакции ${}^{141}\text{Pr}(\pi^-, p){}^{140}\text{La}$

в легких ядрах вероятность такого поглощения составляет ~ 20 — 30% , а двухнуклонного — 70 — 80% [4]. В области средних и тяжелых ядер роль α -частичного механизма еще не изучена, хотя и здесь можно утверждать о преобладании двухнуклонного механизма.

К настоящему времени известна только одна работа [40], в которой проведена оценка вклада α -частичного механизма поглощения пиона сложными ядрами. В случае поглощения пиона свободной α -частицей возможны следующие каналы реакции,

* Далее всюду для краткости вместо слов «четыре независимых нуклона» будем применять термин « α -частичный».

имеющие относительную вероятность W :

$$\pi^- + {}^4\text{He} \rightarrow t + n, \quad W_2 = (19 \pm 1) \% [174, 172]; \quad (16a)$$

$$\pi^- + {}^4\text{He} \rightarrow d + 2n, \quad W_3 = (58 \pm 7) \% [173]; \quad (16b)$$

$$\pi^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + 3n, \quad W_4 = (26 \pm 6) \% [173]. \quad (16b)$$

Применять эти вероятности непосредственно для расчета α -частичного поглощения в ядерном веществе нельзя хотя бы потому, что при поглощении пиона ядром ${}^4\text{He}$ в вакууме должен давать вклад

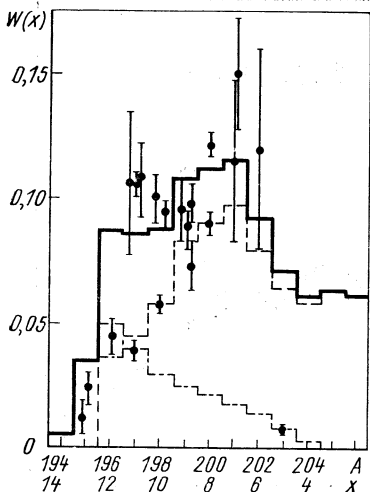


Рис. 40. Распределение по множественности испущенных нейтронов в реакции ${}^{208}\text{Pb}(\pi^-, xn)_{208-x}\text{Tl}$:

● — эксперимент [35]; — — — — расчет по двухнуклонному механизму поглощения [40]; — · — · — расчет по α -частичному механизму поглощения; — — — — расчет в предположении, что в 25 % случаев пион поглощается α -кластером, а в 75 % — парой нуклонов

двухнуклонный механизм. Исходя из этих соображений, в целях определения максимального эффекта в работе [40] сделано упрощение, согласно которому после поглощения реализуется только канал (16b) с четырьмя частицами в конечном состоянии. В смысле кинематики реакция (16b) является предельной по отношению к реакции (4), поскольку в ней после поглощения масса пиона переходит в кинетическую энергию четырех, а не двух нуклонов.

Нуклоны, образовавшиеся в реакции (16b), будут иметь меньшие энергии, чем в реакции (4), и будут с большей вероятностью поглощаться ядром-мишенью. В результате рассмотренный канал α -частичного поглощения более эффективно преобразует массу пиона m_π в энергию возбуждения остаточного ядра E^* , чем двухнуклонное поглощение [40]. Поэтому наиболее заметен вклад α -частичного механизма в кривой выхода

изотопов в области максимально возможного числа испущенных частиц x , соответствующей переходу всей массы пиона в E^* (см. с. 919). Экспериментальным указанием на возможный вклад α -частичного механизма поглощения может служить наблюдение второго максимума при $x = 12$ (см. рис. 7, b) на кривой выхода изотопов таллия в реакции $\text{Pb}(\pi^-, xn)$ в работе [35]. Теоретическое распределение по числу испущенных частиц в реакции (π^-, xn) (рис. 40) также имеет два максимума: у α -частичного максимума расположен при $x = 12$, а у квазидейтонного — при $x = 7$.

Для определения роли α -частичного механизма поглощения важно более детально исследовать выход изотопов при большом числе испущенных нейтронов для тяжелых ядер с $A \approx 200$. Эти исследования достаточно сложны, поскольку такие изотопы характеризуются малым выходом и малым временем жизни.

Другим источником информации об α -частичном механизме поглощения являются спектры сложных заряженных частиц (d, t), в которые должны давать вклад каналы (16а) и (16б) (см. с. 910). Поэтому было бы желательно обобщить упрощенное рассмотрение α -частичного поглощения в [40], включив в модель каналы с двумя и тремя частицами в конечном состоянии. Это позволило бы выполнить более детальный анализ последних экспериментальных данных [64, 66] по выходу сложных заряженных частиц.

Как показали расчеты [40, 58], возбуждение высокоспиновых состояний должно наблюдаться и в α -частичном механизме. Особый интерес представляет канал (16а) с двумя частицами в конечном состоянии. В этом случае в с. ц. м. энергия трития будет равна $E_t \approx 35$ МэВ, а энергия нейтрона $E_n \approx 105$ МэВ. Следовательно, вылет нейтрона столь большой энергии из поверхностного слоя ядра и поглощение в ядре сравнительно медленного тритона должны сопровождаться примерно в 1,25 раза большими значениями угловых моментов остаточных ядер, чем в случае квазидейтонного поглощения. В этом случае образуется остаточное ядро с энергией возбуждения $E^* \approx 30$ МэВ, поэтому зависимость среднего углового момента от числа испущенных частиц будет иметь максимум не при $x = 7$, как в случае квазидейтонного механизма, а при значении $x \approx 4$.

Таким образом, уже на примере α -частичного поглощения видно, что определение роли различных многонуклонных механизмов поглощения представляет собой сложную задачу, решение которой потребует как проведения новых более сложных экспериментов, так и значительного улучшения существующих теоретических моделей.

8. ПОГЛОЩЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ π -МЕЗОНОВ В ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СМЕСЯХ ЭЛЕМЕНТОВ

До сих пор мы рассматривали заключительную стадию процесса образования π -мезоатома, т. е. каким образом захватившийся π -мезон поглощается атомным ядром, одним нуклоном, парой нуклонов или многонуклонной ассоциацией. Однако не меньший интерес представляет и изучение начальной стадии образования π -мезоатома, начиная с процесса торможения мезонов в веществе. Впервые внимание на то, что вероятность образования мезонных

атомов может зависеть от вида вещества, в котором происходят остановки мезонов, обратили Ферми и Теллер [141]. Они предсказали, что вероятность захвата мезона отдельными элементами химического соединения должна быть пропорциональна заряду ядра Z и концентрации атомов. Это положение называют Z -законом.

Подобные исследования структуры химических соединений с помощью μ -мезонов, получившие специальное название мезохимии, интенсивно ведутся во всех лабораториях мира. В настоящем разделе мы хотим рассмотреть новый для мезохимии метод определения относительной вероятности образования π -мезоатомов в химических соединениях по наведенной радиоактивности остаточного ядра. Этот метод основан прежде всего на том, что пионы в отличие от мюонов имеют равные вероятности атомного и ядерного захвата. Кроме того, после активации химического соединения π^- -мезонами продукты реакции на одном ядре легко отличить от продуктов на другом ядре, если эти два ядра соединения отличаются по Z хотя бы на несколько единиц. Выход продуктов реакции определяется по наиболее интенсивным γ -линиям образовавшегося остаточного ядра с помощью активационной методики, изложенной в разделе 3. И наконец, последнее преимущество предлагаемого метода состоит в том, что исследовать высокоэнергетичные ядерные γ -переходы гораздо легче (не требуется высокого разрешения, проще определить интенсивность), чем мезорентгеновские переходы, как это пытались делать ранее.

Прежде чем перейти к непосредственным экспериментальным исследованиям с применением изложенной методики, рассмотрим ситуацию с « Z -законом». Z -закон экспериментально неоднократно проверяли для ряда химических соединений [142—148]. Результаты всех этих экспериментов показывают, что простой Z -зависимости, справедливой для всех соединений, не существует [3, 149].

Например, обратимся к опытам, в которых по интенсивности мюонного рентгеновского излучения K -серии от одного из элементов в чистом состоянии и от того же самого элемента в соединении определяли вероятность атомного захвата отрицательных мюонов в бинарных соединениях и окислах [150, 151]. Показано, что соотношение вероятностей атомного захвата в соединениях металлов с галогенами и в сплавах металлов описывается линейной зависимостью $0,66Z_1/Z_2$, а вероятность атомного захвата мюонов в окислах периодически меняется с ростом Z . Закономерности μ -атомных явлений в химических соединениях исследованы в работах [152—156].

Химические эффекты в пионных атомах изучены в работах [157—161].

В работе [162] предложена другая, отличная от приведенной выше зависимость вероятности атомного захвата мезонов от атом-

ного номера, согласно которой отношение вероятностей захвата атомами Z_1 и Z_2 равно

$$A(Z_1/Z_2) = Z_1^{1/3} \ln(0,57Z_1)/Z_2^{1/3} \ln(0,57Z_2). \quad (16)$$

Показано [163, 164], что отношение вероятностей захвата пионов атомами Z водорода равно

$$A(Z/H) = (7,1 \pm 0,4) (Z^{1/3} - 1), \quad (17)$$

а в общем случае для бинарных систем

$$A(Z_1/Z_2) = (Z_1^{1/3} - 1)/(Z_2^{1/3} - 1). \quad (18)$$

Анализ имеющихся экспериментальных данных по атомному захвату отрицательных μ^- - и π^- -мезонов проведен в работе [164]. В качестве критерия согласия между экспериментом и рассматриваемыми зависимостями используется величина χ^2 (рис. 44). В работе утверждается, что обе $Z^{1/3}$ -зависимости [(16) и (18)] дают значительно лучшее описание результатов экспериментов, чем Z -закон. Однако следует отметить, что большинство экспериментальных данных получено для водородсодержащих соединений, а данные об относительной вероятности образования пионных атомов в химических соединениях более тяжелых элементов весьма скудны. И, кроме того, из-за сильного пион-ядерного взаимодействия, влияющего на пионное рентгеновское излучение низших переходов, не удалось измерить переходы между низколежащими состояниями пионного атома. Изучались лишь относительные интенсивности рентгеновских лучей, испускаемых при переходе пиона между высоколежащими уровнями [155, 156].

Изучение обширного класса водородсодержащих соединений, безусловно, важно, но с точки зрения выяснения общей картины пионной химии необходимо расширить число исследуемых соединений, повысив точность экспериментальных данных.

В работе [165] исследуются иодиды щелочных металлов с помощью активационной методики. В исследованных соединениях: LiI, NaI, KI, RbI и CsI ионные связи почти идентичны, что позволяет проследить влияние только заряда ядра на вероятность образования мезоатома.

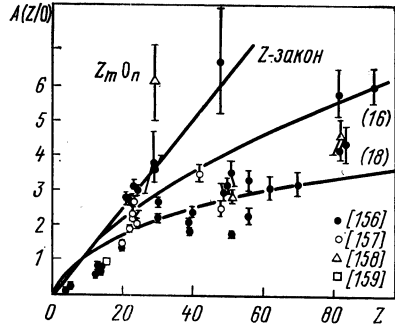


Рис. 44. Относительные вероятности атомного захвата мезонов в окислах [164]

При соблюдении идентичных условий облучения и измерения исследуется влияние атомов щелочных металлов на выход изотопов Sb при поглощении π^- -мезонов ядром иода.

Относительная вероятность ядерного поглощения отрицательных пионов в указанных химических соединениях определяется

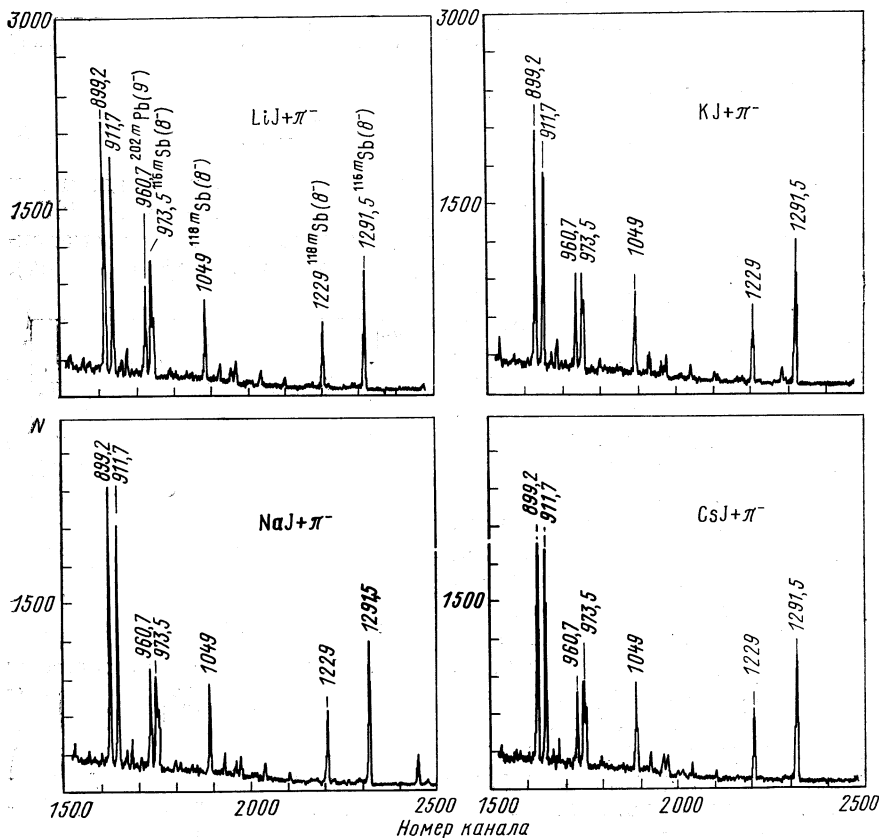


Рис. 42. Участки спектров γ -излучений изотопов сурьмы и свинца, образующихся при поглощении π^- -мезонов в мишенях LiI, NaI, KI и CsI

по выходу высокоспинового изомера ^{116m}Sb ($I^\pi = 8^-, T_{1/2} = 60$ мин), образующегося в реакции $^{127}\text{I}(\pi^-, 1p, 10n)^{116m}\text{Sb}$. На рис. 42 приведены участки спектра γ -излучения изотопов сурьмы и свинца, образующиеся при поглощении пионов в мишенях LiI, NaI, KI и CsI.

Результаты эксперимента показали, что для данного типа соединений выполняется Z -закон Ферми — Теллера, согласно кото-

рому вероятность образования мезоатома в химических соединениях пропорциональна заряду ядра. Это хорошо видно из рис. 43, где приведена вероятность образования мезоатомов в химических соединениях LiI, NaI, KI, RbI и CsI.

Обычно для изучения влияния химической связи на вероятность атомного захвата мезонов сравнивают вероятности образования мезоатомов в химических соединениях элементов и соответствующих механических смесях.

В пионных атомах мезохимических соединений обнаружен ряд аномальных мезохимических эффектов. Например, в работе [158] при исследовании интенсивности рентгеновского излучения пионных атомов в химических соединениях замечено, что отношение интенсивности переходов $4f - 3d$ в Zn и Se в 5,6 раза больше для химического соединения ZnSe, чем для механической смеси тех же элементов. В то же время отношение интенсивности переходов $5g - 4f$ в Cd и Te, находящихся как в химическом соединении CdTe, так и в механической смеси Cd + Te, оставалось постоянным. Причина столь сильного аномального эффекта, обнаруженного в ZnSe, оставалась невыясненной. Во-первых, этот эффект может быть обусловлен влиянием химической связи на вероятность образования мезоатома; во-вторых, влиянием химической связи на структуру мезорентгеновских серий и, в-третьих, он может быть связан с размерами зерен порошков в механических смесях элементов. Недавние расчеты, проведенные в [166], показывают, что размеры зерен в смесях элементов могут оказывать существенное влияние на относительную вероятность образования мезоатомов.

Применяя ту же активационную методику, основанную на изменении наведенной радиоактивности остаточных ядер в реакции поглощения отрицательных пионов, в работах [167, 168] исследуют химические соединения ZnSe и CdTe и соответствующие механические смеси. Размер зерен порошков Cd и Te в механической смеси элементов Cd + Te был одинаков и составлял 10 мкм, а размер зерен порошка Se в соединении Zn + Se менялся от 10 до 1000 мкм при постоянном размере зерен порошка Zn, равном 10 мкм.

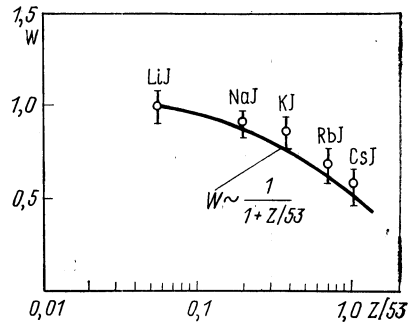


Рис. 43. Относительная вероятность атомного захвата пионов в подидах щелочных металлов:

— предсказание Z-закона;
 ○ — данные из [165]

При соблюдении идентичных условий облучения и измерения указанных образцов на пучке π^- -мезонов исследовались выходы радиоактивных изотопов Ag, Sb, Cu и As, образующихся при

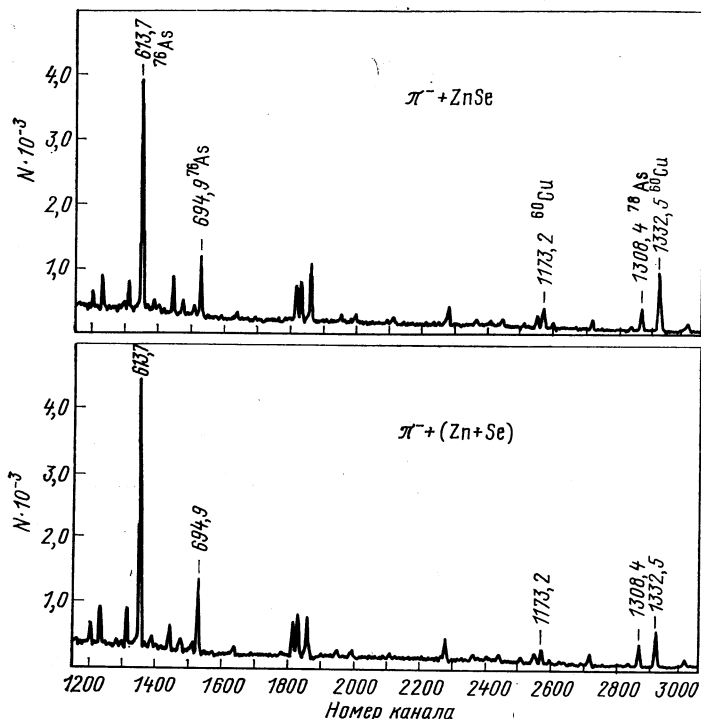


Рис. 44. Участки спектров γ -излучений изотопов Cu и As, образующихся при поглощении пионов в химическом соединении ZnSe и механической смеси элементов Zn + Se

поглощении пионов ядрами Cd, Te, Cu и Se. На рис. 44 и 45 приведены участки спектров γ -излучения, содержащие наиболее интенсивные γ -линии изотопов Ag, Sb, Cu и Se.

Отношения интенсивностей γ -излучения указанных изотопов, образующихся в химических соединениях и соответствующих смесях, представлены на рис. 46 и 47, а, б. Видно (см. рис. 46), что отношение вероятности образования мезоатомов в Cd и Te не зависит от вида соединения (CdTe или Cd + Te). Напомним, что размер зерен порошков Cd и Te в механической смеси Cd + Te был одинаков (по 10 мкм). С увеличением размера зерен одного из порошков смеси (в данном случае Se; см. рис. 47, а и б) увеличивается вероятность пионных остановок в зернах. При уменьшении зерен порошка обоих элементов отношение вероятностей

поглощения пионов в механической смеси приближается к отношению вероятностей в химическом соединении. (Это хорошо видно на рис. 47, б по углу наклона зависимости отношения интенсивностей γ -излучения изотопов Cu и As.)

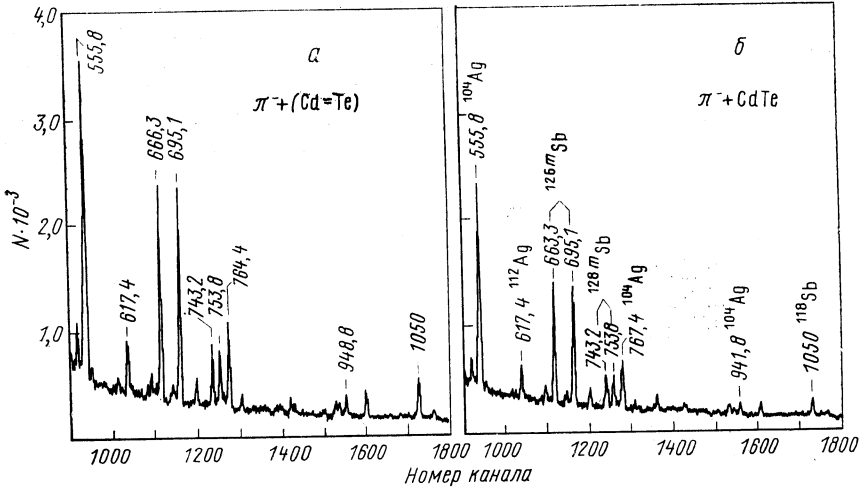


Рис. 45. Участки спектров γ -излучений изотопов Ag и Sb, образующихся при поглощении пионов в химическом соединении CdTe и механической смеси элементов Cd + Te

Таким образом, аномальный эффект, наблюдаемый в работе [158], по-видимому, связан с влиянием размера зерен порошков на относительную вероятность поглощения пионов в механической смеси элементов Zn и Se.

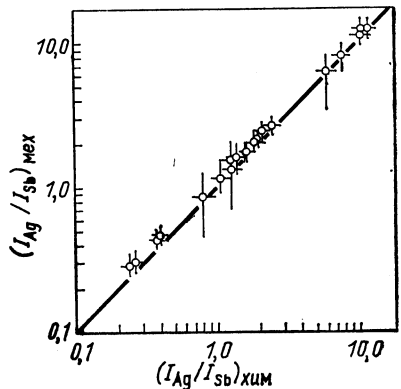


Рис. 46. Отношения интенсивностей γ -излучений изотопов Ag и Sb, образующихся при поглощении пионов в химическом соединении CdTe (по оси абсцисс) и в механической смеси элементов Cd + Te (по оси ординат)

Известно, что при поисках адекватного закона атомного захвата мезонов имеется много трудностей, связанных с влиянием на веро-

ятность атомного захвата ряда эффектов, поэтому при исследовании вероятности захвата мезонов на гетерогенных смесях элементов должна быть проявлена особая осторожность.

В заключение отметим, что рассмотренная в настоящем разделе новая для мезохимии методика, в которой мезонный захват идентифицируется по наведенной радиоактивности остаточного ядра, оказалась весьма перспективной. Уже первые эксперименты [165, 167, 168] с применением этой методики дали хорошие результаты. Показано, что вероятность образования для исследуемых химических соединений пропорциональна заряду ядра, т. е. выполняется

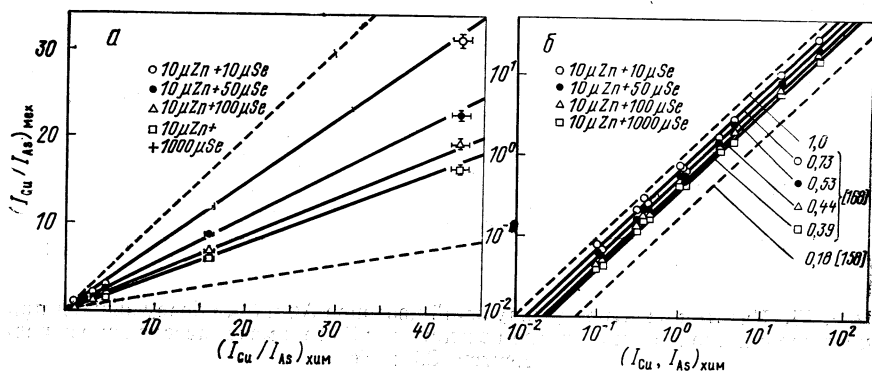


Рис. 47. Отношения интенсивностей γ -излучений изотопов Cu и As, образующихся при поглощении пионов в химическом соединении ZnSe (по оси абсцисс) и в смеси элементов Zn + Se (по оси ординат) (а); та же зависимость в логарифмическом масштабе (б)

Z-закон Ферми — Теллера, кроме того, обнаружен эффект влияния размера зерен порошка в соединении элементов на относительную вероятность образования мезоатомов. Следует подчеркнуть, что обнаруженный эффект влияния размера зерен порошка на вероятность захвата мезонов может найти практическое применение в промышленности, в частности в порошковой металлургии.

По-видимому, в дальнейшем следует провести исследования атомного захвата мезонов в различных соединениях с помощью одной и той же методики, например активационной. Можно ожидать, что такие исследования позволят устранить противоречия и отмеченная выше методика определения относительной вероятности ядерного поглощения пионов в химических соединениях по наведенной радиоактивности остаточного ядра займет должное место среди других методов изучения строения вещества.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в настоящем обзоре эксперименты по изучению процесса поглощения медленных π^- -мезонов сложными ядрами не только дополняют аналогичные исследования, проводимые на легких ядрах, но и позволяют получить новую уникальную информацию об этом процессе. В качестве примера можно привести эксперименты по исследованию нового явления возбуждения высокоспиновых состояний, образующихся в результате ядерного поглощения пионов. В настоящее время имеется сравнительно небольшое число экспериментально установленных фактов, указывающих на двухнуклонное поглощение отрицательных пионов, и явление возбуждения высокоспиновых состояний можно рассматривать как еще одно тому доказательство. Кроме того, указанные эксперименты показали, что поглощение пиона происходит в поверхностном слое сложного ядра. Главным доказательством этого можно считать установленную зависимость вероятности возбуждения изомеров от числа испущенных после поглощения пиона нейтронов.

Из анализа всей совокупности экспериментальных данных следует, что основным механизмом поглощения пиона является двухнуклонный. Вероятность однонуклонного механизма поглощения в области как легких, так и тяжелых ядер не превышает значения 10^{-3} — 10^{-4} . Это, по-видимому, означает, что в реальных ядрах пионный конденсат не реализуется. В дальнейшем было бы желательно провести экспериментальные исследования в целях изучения проблемы существования в атомных ядрах возбужденных нуклонов (Δ^{++} -изобар).

Вопрос о вкладе более сложных механизмов поглощения, например α -частичного, в настоящее время остается открытым. Указанием на присутствие такого механизма в области средних и тяжелых ядер могло бы служить наблюдение структуры на кривой выхода изотопов или возбуждение высокого спина остаточного ядра при малом числе (3—5) испущенных частиц. Обнаружение усиления α -частичного механизма в области тяжелых ядер могло бы свидетельствовать об α -кластеризации поверхностного слоя таких ядер.

Реакции поглощения медленных пионов можно с успехом применять для исследования свойства ядра. В этих реакциях в результате сильного расщепления ядра-мишени с большой эффективностью образуются изотопы, удаленные от линии β -стабильности. Среди этих изотопов могут оказаться и ранее не исследованные новые изотопы. Большие преимущества может дать использование деления ядер для получения информации о высоте барьера деления средних ядер. По сравнению с аналогичными исследованиями с частицами средней энергии в случае медленных π^- -мезо-

нов вклад фоновых процессов (ядер отдачи и фрагментации) должен быть минимальным. Следует отметить, что в настоящее время отсутствуют эксперименты по измерению вероятности фрагментации ядер медленными пионами. Проведение таких экспериментов позволило бы в дальнейшем сделать выбор между моделями фрагментации, в которых определяющим фактором является большой импульс, вносимый налетающей частицей, и моделями, в которых доминирует высокое значение энергии возбуждения остаточных ядер.

Открытие явления возбуждения высокоспиновых изомерных состояний при захвате медленных π^- -мезонов позволяет начать также поиск деления тяжелых изотопов, находящихся в этих изомерных состояниях. Нет сомнения, что в таких экспериментах может быть получена ценная информация как о высоте барьера деления, так и о структуре высокоспиновых состояний.

Способ изучения механизма поглощения пионов ядрами при исследовании эффекта вращательного движения остаточных ядер можно распространить и на другие ядерные реакции. Поскольку большие значения угловых моментов остаточных ядер связаны с эмиссией быстрых частиц из поверхностного слоя ядра, можно ожидать возбуждения высокоспиновых состояний при поглощении K^- -мезонов и антипротонов сложными ядрами. Можно надеяться, что проведение таких экспериментов в ближайшее время станет возможным и что эксперименты дадут ценную информацию о механизме ядерного поглощения этих частиц.

В заключение нам хотелось бы выразить благодарность профессорам В. М. Лобашеву и М. Г. Мещерякову за постоянный интерес к нашей работе, И. С. Баткину, Р. Я. Зулькарнееву и Г. Г. Бунатяну за полезные дискуссии и ценные замечания, а также Б. Корницкой за помощь в оформлении обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Backenstoss G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, v. 20, p. 467; Успехи физ. наук., 1975, т. 107, с. 405.
2. Hüfner J.— Phys. Repts C, 1975, v. 21, p. 1.
3. Ким Е. Мезонные атомы и ядерная структура. М., 1975.
4. Копалейшвили Т. И.— ЭЧАЯ, 1971, т. 2, вып. 2, с. 439.
5. Anderson D. K., Jenkins D. A. Nuclear Spectroscopy and Reactions. P. B. London, 1974, p. 457.
6. Koltun D. S.— Advances Nucl. Phys., 1969, v. 3, p. 71.
7. Koltun D. S. In: Proc. 4th Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure. Dubna, 1971, p. 201.
8. Walter H. K. In: Proc. 7th Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure. Zürich, 1977, p. 285.
9. Becker I., Batusov Yu. A.— Riv. Nuovo cimento, 1971, v. 1, p. 309.
10. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М., 1978.
11. Perkins D.— Phys. Mag., 1969, v. 40, p. 601.

12. Sabbata V. De., Manaresi E., Puppi G.— Nuovo cimento, 1952, v. 9, p. 726; 1953, v. 10, p. 1704.
13. Demeur M., Huleus A., Vanderhaeghe G.— Ibid., 1956, v. 4, p. 509.
14. Azimov G. A. e.a.— Sov. Phys., 1957, v. 4, p. 632.
15. Brown G., Hughes I. S.— Phys. Mag., 1957, v. 2, p. 777.
16. Вайсенберг А. О., Колганова Э. Д., Рабин Н. В.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1964, т. 47, с. 1262.
17. Alumkal A. e.a.— Nuovo cimento, 1964, v. 17, N 3, p. 316.
18. Anderson H. L. e.a.— Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 392.
19. Campos Venuti G., Frenterotta G., Matthiae G.— Phys. Lett., 1964, v. 9, p. 45; Nuovo cimento, 1964, v. 34, p. 1446.
20. Hattersley P. M., Muirhead H., Woulds J. N.— Nucl. Phys., 1965, v. 67, p. 309.
21. Cocconi Tongiorgi V., Edwards D. A.— Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 145.
22. Winnsberg L.— Ibid., 1954, v. 95, p. 198.
23. Turkevich A., Fung S.— Ibid., 1953, v. 92, p. 521.
24. Sugichara T. T., Libby W. P.— Ibid., 1952, v. 88, p. 145.
25. Fowler R. H., Mayes V. M.— Proc. Phys. Soc. A., 1967, v. 92, p. 377.
26. Bruechner K. H., Serber R., Watson K. H.— Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 258.
27. Levinger J. S.— Ibid., p. 43.
28. Шапиро И. С., Колыбасов В. М.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1963, т. 44, с. 270.
29. Колыбасов В. М.— Ядерная физика, 1966, т. 3, с. 729, 964; Колыбасов В. М., Цепов В. А. Препринт ИТЭФ, № 852. М., 1971.
30. Saesser E. L., Eisenberg.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 441.
31. Kanshal R. S., Waghmare V. R.— Ibid., p. 449.
32. Ажгирей Л. С. и др.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 33, с. 1185.
33. Wilkinson D. H. In: Proc. Rutherford Jubille Intern. Conf. Manchester, 1961, p. 339.
34. Бутцев В. С. и др. В кн.: Тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1975, с. 150.
35. Бутцев В. С. и др. Препринт ОИЯИ, P6-8541. Дубна, 1975; Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 17.
36. Ebersold P. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 58, p. 428.
37. Pruys H. S. e.a.— Helv. Phrs. acta, 1977, v. 50, p. 199.
38. Engelhardt H. D., Lewis C. W., Uelrich H.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 258, p. 480.
39. Bertini H. W.— Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 423.
40. Pjzinov A. S., Nazaruk V. I., Chigrinov S. E.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 268, p. 513.
41. Батусов Ю. А. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 1169.
42. Gadioli E., Gadioli Erba.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 256, p. 414.
43. Арсеньев Д. А., Бунатян Г. Г. Препринт ОИЯИ, P4-8835. Дубна, 1975.
44. Orth C. J. e.a. Preprint LA-UR-78-2686. Los Alamos, 1978.
45. Leon M., Seki R.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 445.
46. Leon M., Miller J. H.— Ibid., p. 461.
47. Барашенков В. С. и др.— Успехи физ. наук, 1973, т. 109, с. 91.
48. Blann M.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 123.
49. Gadioli E., Gadioli Erba, Tagliaferrri G.— Riv. Nuovo cimento, 1976, v. 6, p. 1.
50. Гудима К. К., Ососков Г. А., Тонеев В. Д.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 260.
51. Машник С. Г., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ, P4-8417. Дубна, 1974.
52. Weiskopf V.— Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 295.

53. Bohr N., Wheller J. A.— Ibid., 1939, v. 56, p. 426.
54. Dostrovsky T., Frankel Z., Friedlander G.— Ibid., 1959, v. 116, p. 683.
55. Dostrovsky T., Gauvin H., Lefort M.— Ibid., 1955, v. 836, p. 836.
56. Varshenkov V. S. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 206, p. 131.
57. Hartmann R.— Ibid., 1978, v. 308, p. 345.
58. Ильинов А. С. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0151. М., 1980.
59. Muckhopadhyay N. S., Hadermann J., Junker K. SIN-preprint PR-77-017, 1977; Nucl. Phys. A, 1979, v. 319, p. 448.
60. Будяшов Ю. Г. и др.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1972, т. 62, с. 21.
61. Camleberry P. e.a.— Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 57.
62. Comiso J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 13.
63. Dey W. e.a.— Helv. phys. acta, 1976, v. 49, p. 778.
64. Pruyss H. S. e.a. In: Proc. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms. Varenna, 1977.
65. Mechttersheimer G. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 115.
66. Schlerpütz F. M. e.a.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 135.
67. Ильинов А. С. и др. Краткие сообщ. по физике, 1979, № 11, с. 14.
68. Bêtak V., Oblozinsky P. In: Contributions presented at the Intern. Symp. on Interactions of Fast Neutrons with Nuclei. Gausing, 1975.
69. Ozaki S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, p. 533.
70. Nordberg M. E., Kinsey K., Burman R. L.— Phys. Rev., 1968, v. 165, p. 1096.
71. Lee D. M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 197, p. 106.
72. Lee D. M. e.a.— Ibid., v. 182, p. 20.
73. Walter H. K. e.a.— Helv. phys. acta, 1977, v. 50, p. 561.
74. Bassalleck V. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 128.
75. Bassalleck V. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1526.
76. Bassalleck V. e.a.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 401.
77. Pruyss H. S. e.a. SIN-preprint, PR-78-007, 1978; Nucl. Phys. A, 1979, v. 316, p. 365.
78. Ullrich H. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 433.
79. Bertrand F. E., Peelle R. W.— Phys. Rev. C, 1973, v. 8, p. 1045.
80. Авгамов С. Р. e.a. In: Proc. VI Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure. Santa Fe, 1975, p. 190.
81. Бутцев В. С. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 400; 1976, т. 24, с. 117.
82. Abazov V. M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 274, p. 463.
83. Butsev V. S. e.a.— Ibid., 1977, v. 285, p. 379.
84. Бутцев В. С. Препринт ОИЯИ, P15-10847 Дубна, 1977.
85. Абазов В. М. и др.— Ядерная физика, 1978, т. 27, вып. 4, с. 886.
86. Abazov V. M., Butsev V. S., Butseva G. L. Preprint JINR. E15-11713. Dubna, 1978.
87. Бутцев В. С.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, № 1, с. 131.
88. Beetz R. e.a.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 215.
89. Абазов В. М. и др. Препринт ОИЯИ, P13-8079. Дубна, 1974.
90. Герштейн С. С.— Успехи физ. наук., 1978, т. 124, с. 455.
91. Cassagnou Y. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 741.
92. Stronach C. E. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 308, p. 290.
93. Seelmann W. e.a. Preprint Institut für Radiochemie, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1975.
94. Wu J. R., Chang C. C., Holmgren H. D.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 698.
95. Thiessen H. A. In: Proc. 5th Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure. Uppsala, 1973, p. 416.
96. Ильинов А. С., Назарук В. И., Чигринов С. Е. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0022. М., 1975; В кн: Тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1976, с. 260.

97. Locher M. P., Myhrer F.— *Helv. phys. acta*, 1976, v. 49, p. 123.
98. Ильинов А. С., Назарук В. И. В кн.: Тр. Всесоюз. семинара по программе экспериментов на мезонной фабрике. Звенигород, 1977.
99. Kossler W. J. e.a.— *Phys. Rev.*, 1971, v. 46, p. 1551.
100. Lewis S. W. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 339.
101. Stronach C. E. e.a.— *Phys. Rev. C*, 1977, v. 15, p. 984.
102. John W., Fry W. F.— *Phys. Rev.*, 1953, v. 91, p. 1234.
103. Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Шамов В. П.,— *Журн. эксперим. и теорет. физ.*, 1955, т. 28, с. 655.
104. Беловицкий Г. Е. и др.— Там же, 1955, т. 29, с. 537.
105. Перфилов Н. А., Иванова Н. С.— Там же, с. 551.
106. Багусов Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ, P15-8917. Дубна, 1975.
107. Moser U. e.a. To be published.
108. Бутцев В. С. и др.— *Ядерная физика*, 1978, т. 27, с. 621.
109. Gadioli E., Gadioli Erba, Moroni A.— *Z. Phys. A*, 1978, Bd 288, S. 39.
110. Moretto L. C. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1972, v. 38, p. 471.
111. Игнатюк А. В. и др.— *Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 1185.
112. Pjtinov A. S., Cherepanov E. A., Chigrinov S. E.— *Z. Phys. A*, 1978, Bd. 287, S. 37.
113. Nix J. R., Sassi E.— *Nucl. Phys.*, 1966, v. 81, p. 1.
114. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., 1972.
115. Myers W. D., Swiatecki W. J.— *Arkiv. fys.*, 1967, v. 36, p. 343; Preprint ICRL-11980. Berkeley, 1965.
116. Ильинов А. С., Черепанов Е. А. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0064. М., 1977.
117. Porile N. T., Dropesky V. J., Williams R. A.— *Phys. Rev. C*, 1978, v. 18, p. 2231.
118. Nix J. R.— *Nucl. Phys. A*, 1969, v. 130, p. 241.
119. Pauli H. C., Ledergerber.— *Ibid.*, 1971, v. 175, p. 545.
120. Краппе Н. J., Nix J. R. In: Proc. 3rd IAEA Symp. on the Phys. and Chemistry Fission, 1973. Paper IAEA-SM-174/12. V. 1.
121. Hasse R. W.— *Ann. Phys.*, 1971, v. 68, p. 377.
122. Hasse R. W., Stocker W.— *Phys. Lett. B*, 1973, v. 44, p. 26.
123. Sauer G., Chandra H., Mosel U.— *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 264, p. 221.
124. Brack M. e.a.— *Rev. Mod. Phys.*, 1972, v. 44, p. 320.
125. Gavron A., Britt H. C., Wilhelmy.— *Phys. Rev. C*, 1976, v. 13, p. 2577.
126. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флёров Г. Н.— *Ядерная физика*, 1966, № 4, с. 279; 1967, № 5, с. 271; Скобелев Н. К.— Там же, 1972, № 15, с. 444.
127. Ganzorig D. Z. e.a. Preprint JINR, E15-9365. Dubna, 1975.
128. Бутцев В. С. и др. Препринт ОИЯИ, P15-12339. Дубна, 1979.
129. Chultem D. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1975, v. 247, p. 452.
130. Bassalleck V. e.a.— *Ibid.*, 1979, v. 319, p. 397.
131. Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мишустин И. Н.— *Журн. эксперим. и теорет. физ.*, 1974, т. 66, с. 443; 1976, т. 70, с. 1952.
132. Мигдал А. Б.— *Успехи физ. наук*, 1977, т. 123, вып. 2, с. 369.
133. Троицкий М. А., Колдаев М. В., Чекунаев Н. И.— *Журн. эксперим. и теорет. физ.*, 1977, т. 73, с. 1258.
134. Butsev V. S., Chultem D.— *Phys. Lett. B*, 1977, v. 67, p. 33.
135. Kerman A. K., Kisslinger L. S.— *Phys. Rev.*, 1969, v. 180, p. 1483.
136. Goldhaber M. In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys. V. 2. Munich, 1973, p. 14.
137. Coupat V. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1975, v. 55, p. 286.
138. Green A. M.— *Rep. Progr. Phys.*, 1976, v. 39, p. 1109.
139. Абазов В. М. и др. Препринт ОИЯИ, Д6-11574. Дубна, 1978, с. 58.
140. Pirner H. J.— *Phys. Lett. B*, 1977, v. 69, p. 170.

141. Fermi E., Teller E.— Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 399.
142. Panofsky W. K. H., Aamodt R. L., Hadley J.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 565.
143. Sens J. C. e.a.— Nuovo cimento, 1958, v. 7, p. 536.
144. Backenstoss G. e.a.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1958, v. 11, № 4, p. 273.
145. Astbury A. e.a.— Nuovo cimento, 1960, v. 18, p. 1267.
146. Lathrop J. E.— Ibid., 1960, v. 15, p. 831.
147. Eckhause M. e.a.— Ibid., 1962, v. 24, p. 666.
148. Baijal J. S. e.a.— Nuovo cimento, 1963, v. 30, p. 711.
149. Ponomarev L. I., Prokoshkin Yu. D.— Comments Nucl. and Part. Phys., 1968, v. 2, p. 176.
150. Зинов В. Г., Конин А. Д., Мухин А. И.— Ядерная физика, 1965, т. 2, с. 895.
151. Будяшов Ю. Г. и др.— Там же, 1967, т. 5, с. 591.
152. Au-Yang M. Y., Cohen M. L.— Phys. Rev., 1968, v. 174, p. 468.
153. Ponomarev L. I.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1973, v. 23, p. 395.
154. Vogel P. W. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 245, p. 445.
155. Бобров В. Д. и др.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1965, т. 48, с. 1197.
156. Knight J. D. e.a.— Phys. Rev. A, 1976, v. 13, p. 43.
157. Tauscher L. e.a.— Phys. Lett. A, 1968, v. 27, p. 581.
158. Grin G. A., Kunselman R.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 116.
159. Panofsky W. K. H., Aamodt R. L., Hadley J.— Phys. Rev., 1951, v. 8, p. 565.
160. Петрухин В. И., Прокошкин Ю. Д., Филиппов А. И.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 1008.
161. Герштейн С. С.— Успехи физ. наук, 1969, т. 97, с. 3.
162. Daniel H.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1649.
163. Петрухин В. И., Суворов В. М.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1976, т. 70, с. 1145.
164. Васильев В. А. и др. Препринт ОИЯИ, P1-10222. Дубна, 1976.
165. Butzev V. S. Preprint JINR, E15-9658. Dubna, 1976; Phys. Lett. B, 1976, v. 63, № 1, p. 47.
166. Daniel H.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 150, p. 609.
167. Абазов В. М. и др. В кн.: Тр. Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов. Дубна, 1977. с. 127.
168. Abazov V. M. e.a. Preprint JINR, E15-12013. Dubna, 1978.
169. Lewandowski Z. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 80, p. 350.
170. Bizzarri R. e.a.— Nuovo cimento, 1964, v. 33, p. 1497.
171. Block M. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 11, p. 301.
172. Займидорога О. А., Суляев Р. Н., Цупко-Ситников В. М.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 52, с. 1029.
173. Brown C. E., Weise W.— Phys. Rev. C, 1976, v. 27, p. 1.