

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ.1а
Б-734

9/10-7

P6 - 6861

1296/2-73

Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров

109 Те-ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ
И СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ БЕТА-РАСПАДА

1973

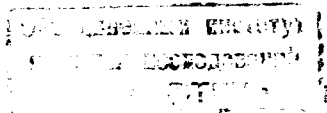
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P6 - 6861

Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров

**^{109}Te -ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ
И СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ БЕТА-РАСПАДА**

Направлено в ЯФ и Nuclear Physics



1. Введение

Первые исследования^{/1-6/} нейтронодефицитных изотопов теллура, распадающихся с испусканием запаздывающих протонов и α -частиц, были проведены в 1965-1966 годах. Тогда были изучены основные свойства двух излучателей запаздывающих протонов и двух α -излучателей. Предметом дискуссии оказался вопрос о массовых числах соответствующих изотопов теллура. Протонные излучатели были идентифицированы как изотопы ^{111}Te и ^{109}Te в^{/2,4,5/} и соответственно как ^{110}Te и ^{108}Te в^{/3,6/}, наблюдаемая α -активность связывалась в^{/6/} с ^{108}Te и ^{107}Te . Опыты^{/5,7/} по изучению свойств дочерних продуктов подтвердили правильность нашей идентификации протонных излучателей, как изотопов ^{111}Te и ^{109}Te , вопрос об идентификации α -излучателей остался открытым.

Последующие опыты были посвящены определению величин $Q_{\text{ЕС}} - V_p$ для ^{111}Te и ^{109}Te путем измерения позитрон-протонных совпадений^{/8,9/} и анализу усредненной формы спектра запаздывающих протонов^{/10,11/}. Было показано на примере ^{111}Te , что gross-структура протонного спектра существенно определяется силовой функцией β^+ -распада.

В настоящей работе представлены экспериментальные данные по функциям возбуждения реакций, приводящих к образованию ^{109}Te α -активных изотопов теллура, позволяющие уточнить значения массовых чисел последних. Далее проводится анализ усредненного спектра протонов, из которого извлекается информация о силовой функции β^+ -перехода ^{109}Te .

2. Экспериментальная методика

Изотопы Te получались при облучении мишени из разделенного изотопа ^{96}Ru /90%/ толщиной 2,0 мг/см² ионами ^{16}O на выведенном пучке 300-сантиметрового циклотрона ЛЯР ОИЯИ.

Наша установка для выделения продуктов ядерных реакций ме-

тодом газовой струи /13/ детально описана в /10/. В настоящей работе она использовалась в несколько модернизированном виде.

Коническое сопло с отверстием было заменено тефлоновым капилляром / $r = 40$ мм, $\phi = 0,5$ мм / в металлической оправке, который уменьшил расстояние между точкой истечения струи и сборником до 5 мм. При этом площадь, в пределах которой отсобируется ~ 90% активности, уменьшилась с 40 до 15 мм². Это позволило уменьшить до 8 мм диаметр входного окна телескопа

$\frac{\Delta E}{\Delta x} \times E$, отказаться от опорной сетки, которая поддерживала входную вакуумную пленку, и получить увеличение эффективности регистрации заряженных частиц примерно в 2 раза. Входное окно заключалось никелевой фольгой толщиной 1 мк.

Конструкция привода для вращения алюминиевого диска-сборника была изменена таким образом, чтобы угол поворота был несколько меньше 45°. В нашем случае через каждые восемь поворотов под струю попадал участок диска, смещенный относительно первоначального положения на расстояние порядка линейного размера пятна, в пределах которого собиралась вся активность. Это уменьшило уровень долгоживущей компоненты β -фона, поскольку соответствующая β -активность равномерно распределялась уже не на восемь фиксированных положений, как в /10/, а практически равномерно по кольцу радиуса 90 см. Подобная конструкция описана ранее /12/.

Для торможения вылетающих из мишени ядер отдачи и их транспортировки к сборнику использовалась аргон-гелиевая смесь /250 торр Ar + 100 торр He /. Коэффициент сбора составлял /20-30%/. Отметим, что эффективность собирания зависит от концентрации примесей /по-видимому, многоатомных/ в газе. Например, очистка газа охлаждаемой ловушкой или просто достаточно толстым ватным фильтром снижает коэффициент сбора, по крайней мере, на порядок. Вместе с тем наличие избыточных примесей в газе приводит к появлению заметной толщины активного слоя на сборнике. Практически приходится искать компромисс так, чтобы концентрация примесей была достаточной для обеспечения высокого коэффициента сбора, а активный слой был приемлемой толщины /12/.

При измерении функций возбуждения для регистрации протонов и α -частиц использовался Si(Au) поверхностно-барьерный детектор с малым смещением. Из-за неполного поглощения в чувствительном слое протонный спектр смещался в область малых амплитуд и α -частичные линии четко отделялись. Изменение энергии пучка осуществлялось с помощью поглотителей (Al). Каждому из поглотителей соответствовала определенная группа каналов анализатора АИ-4096, в которую записывался спектр протонов и α -частиц. Периодическое переключение групп каналов анализатора тай-

мером автоматически вызывало смену поглотителя. Задавались короткие времена экспозиции / ~ 1 мин / и функция возбуждения получалась как результат усреднения по многим, равномерно распределенным во времени единичным измерениям. Это позволяло исключить ошибки, связанные с возможным изменением коэффициента сбора и случайным перемещением пучка по мишени.

3. Функции возбуждения

На рис. 1 представлен спектр, полученный с помощью кремниевого детектора с разрешением 50 кэв / энергия пучка ¹⁶O ~ 80 Мэв /. На фоне широкого распределения запаздывающих протонов четко выделяются две группы α -частиц с энергиями 3,08 и 3,28 Мэв. Идентификация протонов и α -частиц осуществлялась в отдельном опыте с применением телескопа $\frac{\Delta E}{\Delta x} \times E$.

На рис. 2 даны функции возбуждения для реакций, приводящих к излучателям протонов и α -частиц. Значения энергий пучка после поглотителя рассчитывались по таблицам пробегов тяжелых ионов /14/. По оценке, точность определения энергии - $\pm 3,0$ Мэв, что связано с немонахроматичностью пучка и конечной толщиной мишени.

Все три функции имеют форму, характерную для реакций с испарением нейтронов из составного ядра. Остановимся на излучателе α -частиц с энергией 3,28 Мэв. Измеренный нами период полураспада для него - $2,0 \pm 0,2$ сек совпадает со значением, приводимым в /6/. Для установления массового числа этого изотопа определим число нейтронов, испарившихся из составного ядра, по положению максимума функции возбуждения.

В работе /15/ на примере реакций с ионами ¹⁶O, приводящих к изотопам Dy, показано, что ϵ -средняя энергия на один испаряющийся нейтрон сверх энергии связи равна 5,0 - 6,5 Мэв. Этот вывод подтверждается для области $100 \leq A \leq 150$ в появившейся недавно систематике экспериментальных значений /16/. При расчете энергии возбуждения мы пользовались таблицами масс /17/. Нормировка на полное сечение не проводилась, т.к. в данном случае она практически не смещает положения максимума. Для альтернативных предположений о числе испаряемых нейтронов - 4 (¹⁰⁸Te) и 5 (¹⁰⁷Te) получаются следующие значения ϵ : $7,0 \pm 0,8$ Мэв; $3,0 \pm 0,6$ Мэв. Вторая цифра представляется малой и предпочтительной является идентификация этого изотопа как ¹⁰⁸Te.

Функция возбуждения второго α -излучателя в пределах экспериментальной точности полностью совпадает по форме с кривой выхода запаздывающих протонов. Это свидетельствует о том, что мы имеем дело с одним и тем же изотопом, распадающимся двумя различными способами. Периоды полураспада, измеренные по протонам и α -частицам, также совпадают в пределах ошибок: $T_{1/2 p} =$

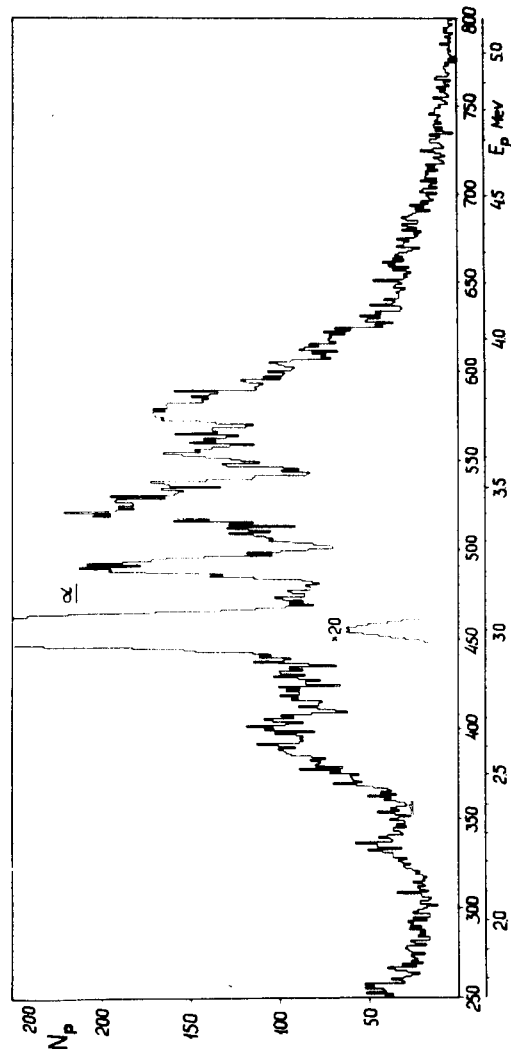


Рис. 1. Спектр протонов и α -частиц, полученный в реакции ${}^{90}\text{Ru} + {}^{16}\text{O}$ при энергии ионов кислорода 80 Мэв. Энергетическое разрешение в спектре 50 кэв.

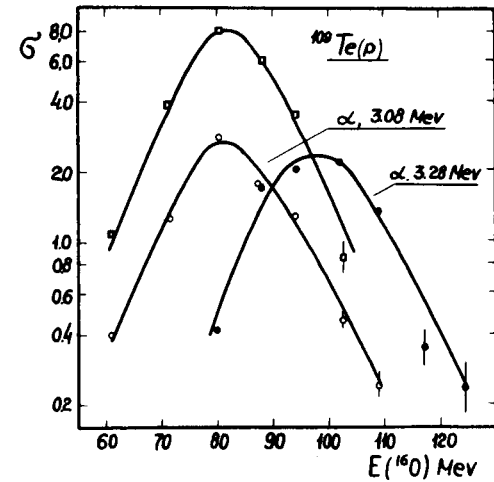


Рис. 2. Функции возбуждения излучателей запаздывающих протонов и α -частиц в реакции ${}^{90}\text{Ru} + {}^{16}\text{O}$. Выход дан в относительных единицах. Статистическая ошибка не указывается, если ее величина находится в пределах размера точки.

$= 4,5 \pm 0,45$ сек; $T_{1/2\alpha} = 5,3 \pm 0,7$ сек. Протонный излучатель среди изотопов Te с $T_{1/2} \approx 4$ сек исследовался в [2,4] и был идентифицирован как ${}^{109/2}\text{Te}$. Совпадение функций возбуждения и периодов позволяет сделать заключение, что α -частицы с энергией 3,08 Мэв также испускаются при распаде ${}^{109}\text{Te}$.

4. Анализ усредненной формы спектра запаздывающих протонов для ${}^{109}\text{Te}$

4.1. Детали расчета

Статистическая модель процесса испускания запаздывающих протонов [10,11] основывается на том, что для ядер с $Z > 50$ плотности возбужденных состояний достаточно велики, поэтому как β^+ -переход в протонно-нестабильные состояния, так и распад этих состояний могут быть описаны с помощью усредненных вероятностей. В рамках этой модели спектр запаздывающих протонов описывается следующим выражением:

$$\frac{\Delta N(E_p)}{\Delta E_p} = \sum_i \sum_j g(I_i) f(Z, Q_{EC} - E) < \frac{\mu_{I_i}^2(E)}{D(E, I_i)} > \frac{\Gamma_p^{if}}{\Gamma_i} \quad (1)$$

Здесь предполагается, что ширина энергетического канала ΔE_p /или - интервал усреднения/ существенно больше, чем D - среднее расстояние между уровнями, заселенными в β^+ -переходе*. Обозначения в формуле /1/ следующие:

$g(I, I_i)$ - статистический весовой фактор для β^+ -перехода ядра со спином I в состоянии со спином I_i ; $f(Z, Q_{EC} - E)$ - интегральная функция Ферми для β^+ -перехода^{/18/}; $\mu_1^2(E)$ - квадрат матричного элемента для β^+ -перехода в возбужденное состояние со спином I_i и энергией E , Γ_p^{if} - средняя протонная ширина для распада из состояния со спином I_i в состояние внучатого ядра с энергией E_i и спином I_i ; $\Gamma_i^{if} = \Gamma_\gamma^{if} + \sum \Gamma_p^{if}$ - средняя полная ширина состояния со спином I_i при энергии E , Γ_γ^i - средняя радиационная ширина.

Для энергии возбуждения справедливо соотношение: $E = B_p + E_i + E_p \frac{A}{A-1}$, где A - массовое число исходного ядра.

Расчеты такого типа впервые были сделаны^{/10,11/} для ^{111}Te , затем в работе^{/19/} для $^{115,117}\text{Xe}$ и $^{181,183}\text{Hg}$.

Предположим, что спин и четность ^{109}Tc равны $5/2^-$, т.е. нейтронная оболочка $g_{7/2}$ в этой области изотопов заполняется раньше, чем $d_{5/2}$. В работе^{/19/} приводятся некоторые экспериментальные данные в пользу такого предположения. Бета-переход ^{109}Tc является разрешенным. Это следует из оценки среднего $\log ft$ по периоду полураспада и величине Q_{EC} .

Таким образом, при β^+ -переходе ^{109}Tc заселяются состояния $3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$ ядра ^{109}Sb . Протонный распад из этих состояний будет идти, главным образом, в основное состояние ^{108}Sn в небольшой доле случаев в первое возбужденное состояние 2^+ . Для $g(I, I_i)$ использовалось выражение $g = (2I_i + 1) / 3(2I + 1)$ ^{/19/}.

В качестве первого приближения использовалось предположение о постоянстве силовой функции β^+ -перехода $S_{\beta^+} \approx \frac{\mu_1^2}{D}$ или ее слабом уменьшении в "протонном" диапазоне энергий возбуждения дочернего ядра. Это соответствует современным теоретическим представлениям^{/10/}. Согласно им, силовая функция имеет форму гигантского резонанса с пиком, отвечающим переходам в область изобарно-аналогового состояния. Для ядер с $N > Z$ такие переходы энергетически запрещены, на область реальных переходов приходится только "хвост" гигантского резонанса, где силовая функция слабо меняется с энергией. Однако на этот плавный ход могут накладываться локальные резонансы, связанные с простыми конфигурациями, хорошо заселяемыми в β^+ -переходе.

Средние парциальные протонные ширины Γ_p^{if} рассчитывались по известной формуле для распада составного ядра через плотность

* Здесь и далее под термином " β^+ -переход" подразумевается суммарный процесс позитронного распада и электронного захвата.

уровней с данным спином и четностью и коэффициент трансмиссии. Фактически, в этом содержится предположение о постоянстве протонной силовой функции

$$S_p \sim \frac{\Gamma_p^{if}}{D(E, I_i)} \frac{1}{\sum_l T_l} \quad /2/$$

Коэффициенты трансмиссии T_l брались из работы Г.Мани и др.^{/21/}, среднее расстояние между уровнями определялось по рецепту Гильберта и Камерона^{/22/}.

Для расчета полных радиационных ширин имеется набор формул, отличающихся различной зависимостью от таких параметров ядра, как массовое число, энергия возбуждения, температура, параметр плотности уровней. Выбор между ними затруднителен. В наших предыдущих работах для расчета Γ_γ использовалась полуэмпирическая формула, полученная в^{/23/} из анализа экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов

$$\Gamma_\gamma = 5,3 \cdot 10^{-10,5} \cdot A^{0,67} \cdot U^{4,3} \cdot D^{0,25} \quad , \quad /3/$$

где $U = E - \delta$ - эффективная энергия возбуждения, δ - поправка на спаривание.

В недавней работе^{/24/} был собран весь экспериментальный материал по радиационным ширинам для ядер в области массовых чисел от 60 до 247. Проверка различных теоретических выражений показала, что наиболее близка к эксперименту формула Вайскопфа^{/25/}, однако значительно лучше описывает экспериментальные данные эмпирическое выражение

$$\Gamma_\gamma = 10,5 \cdot U \cdot A^{-1} \cdot a^{-0,5} (1 - 0,011 I^2) \cdot 10^{-6} \quad , \quad /4/$$

где a - параметр плотности уровней.

Приведенные формулы для Γ_γ сильно различаются зависимостью от энергии возбуждения. Величины Γ_γ /3/ и Γ_γ /4/, полученные по /3/ и /4/, близки при энергии возбуждения 7-9 Мэв, однако при энергии ~ 3 Мэв отличаются на порядок /см. рис. 3/. К сожалению, для расчета протонных спектров величина Γ_γ существенно именно при малых энергиях возбуждения, где радиационная ширина сравнима с протонной. В расчетах спектра запаздывающих протонов мы использовали и Γ_γ /3/ и Γ_γ /4/, рассматривая их как граничные значения Γ_γ .

В формулу /1/ входят два энергетических параметра - B_p и $Q_{EC} - B_p$. Первый из них используется при расчете протонных

и радиационных ширин, второй-при вычислении функции $f(Z, Q_{EC} - E)$. При качественном анализе формы спектра протонов ^{109}Te , проведенном ранее ^{12/}, оба эти параметра были свободными. В настоящей работе использовалось значение $Q_{EC} - B_p = 7,14$ Мэв, полученное в независимом эксперименте из измерения позитрон-протонных совпадений ^{9/}, и только B_p являлось свободным параметром.

Расчеты выполнены на БЭСМ-6, программа позволяла по методу наименьших квадратов /МНК/ определять оптимальное значение B_p .

4.2. Результаты расчета и сравнения с экспериментом

а/ На рис. 4 представлены усредненный /по интервалам $\Delta E_p = 100$ кэв/ экспериментальный спектр запаздывающих протонов ^{109}Te и ряд расчетных спектров. Кривые "а" и "б" получены при условии постоянства силовой функции β^+ -перехода для двух вариантов вычисления Γ_γ - по формулам /3/ и /4/ соответственно. При нахождении оптимальных значений B_p по МНК использовался весь экспериментальный спектр. Расчетные кривые близки по форме, хотя оптимальные значения B_p значительно отличаются: $B_p(3) = 1,5$ Мэв и $B_p(4) = 0,5$ Мэв. Близость кривых "а" и "б" говорит о том, что в двух вариантах расчета фигурируют слабо отличающиеся относительные протонные ширины Γ_p/Γ . Отметим, что теоретические спектры на 94% определяются переходами $5/2^+ \rightarrow 0^+$ и $3/2^+ \rightarrow 0^+$, только около 6% обязаны протонному распаду в состоянии 2^+ ядра ^{108}Sn .

Экспериментальный спектр существенно отличается от теоретических кривых: в диапазоне энергий 2,8 - 3,3 Мэв наблюдаемые интенсивности меньше, а в интервале 3,3 - 3,9 Мэв больше ожидаемых по расчету. Такое скоррелированное отклонение не может быть вызвано статистическими флуктуациями какого-либо типа. Причина расхождения расчета с экспериментом - в допущении постоянства силовых функций β^+ -перехода и эмиссии протона.

В общем случае резонанс интенсивности в усредненном спектре протонов может быть вызван локальными резонансами, как в S_β , так и S_p . Для S_β такие резонансы связываются с одно и трех-квартичными состояниями, хорошо заселяемыми в β^+ -распаде; для S_p они имеют сходную структуру и могут интерпретироваться как "входные" состояния обратного процесса ^{26,27/}. Не исключена корреляция между S_p и S_β . Однако в случае ^{109}Te избыточная интенсивность протонов между 3,2 и 4,0 Мэв определенно должна быть связана с резонансом силовой функции β^+ -перехода. Действительно, в этом диапазоне энергий $\Gamma_p/\Gamma \approx 0,8-0,9$, поэтому даже

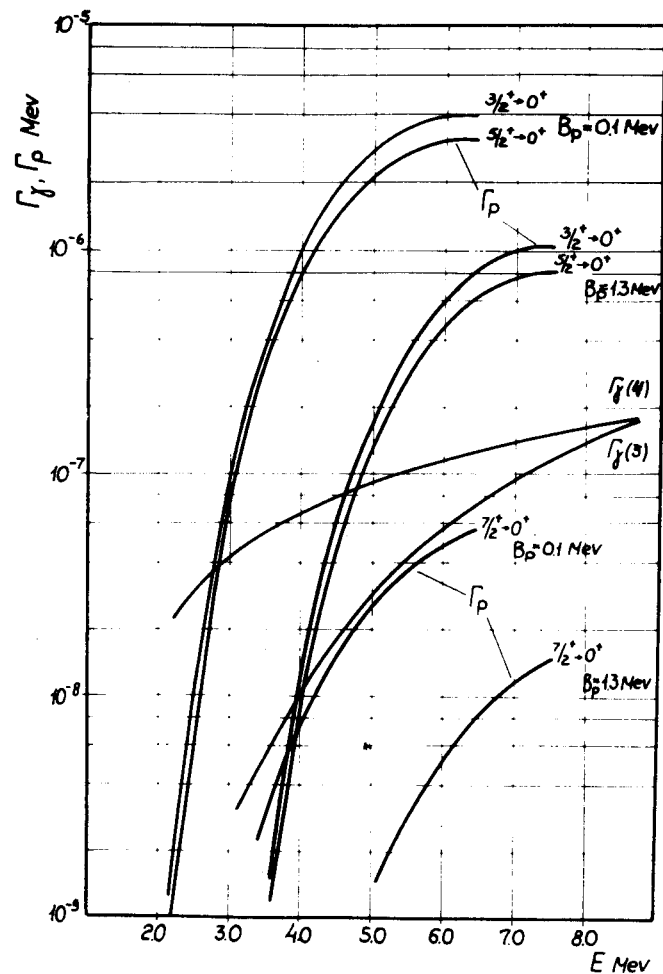


Рис. 3. Расчетные величины парциальных протонных ширин Γ_p^{ii} и полных радиационных ширин Γ_γ в функции энергии возбуждения.

очень сильное резонансное увеличение Γ_p может дать увеличение интенсивности протонов не более, чем на 20%. Наблюдаемый эффект более значительный.

б/ Для определения параметров резонанса был проведен расчет спектра в предположении постоянства S_β вне пределов резонанса. Подгонка теоретической кривой к экспериментальным точкам по МНК производилась для энергий $E_p < 3,2$ Мэв и $E_p > 4,4$ Мэв. Результаты этих расчетов с использованием $\Gamma_\gamma/3$ и $\Gamma_\gamma/4$ показаны на рис. 4 /кривые А и В/. Оптимальные значения B_p для этих двух вариантов равны соответственно 1,3 и 0,1 Мэв.

На рис. 5 приведено отношение экспериментальных интенсивностей в спектре к расчетным /среднее между А и В/, которое дает S_β - силовую функцию в относительных единицах в зависимости от энергии. Резонанс в районе $E_p = 3,5$ Мэв имеет полуширину ~ 600 кэв /нельзя исключить, что он состоит из двух пиков с полушириной вдвое меньшей/. Экспериментальные данные по ширине резонансов силовых функций представляют интерес для теории, поскольку несут информацию об остаточном взаимодействии, которое приводит к "размазыванию" простых конфигураций по реальным состояниям возбужденного ядра.

Уже из качественного рассмотрения гамма-теллеровского β^+ - перехода в рамках оболочечной модели следует ожидать повышенной вероятности распада ^{109}Te в район трехквартичного состояния $n g_{7/2}, p g_{9/2}, n d_{5/2}$. Это состояние возникает при переходе протона из заполненной оболочки $g_{9/2}$ в нейтрон $g_{7/2}$. Согласно расчетам по оболочечной модели, сделанным Мартинсенем и Рандрупом для ^{115}Xe , приведенная вероятность этого перехода составляет более 50% от полной приведенной вероятности β^+ - распада в диапазон энергий возбуждения дочернего ядра вплоть до 8 Мэв.

в/ К сожалению, в настоящее время отсутствуют прямые экспериментальные данные о зависимости полной радиационной ширины от энергии возбуждения. Сведения, полученные на этот счет из изучения радиационного захвата резонансных нейтронов, следует принимать с осторожностью, т.к. они извлекаются в результате многопараметрового анализа. Из-за неопределенности в Γ_γ мы не можем использовать приведенное выше сравнение расчета с экспериментом для нахождения с хорошей точностью энергии связи протона, можно говорить только об оценке ее величины. Кроме того, значение B_p , как параметра расчета, чувствительно к выбору плотности уровней и коэффициентов трансмиссии. Тем не менее отметим, что величина $B_p = 1,3$ Мэв, полученная при использовании коэффициентов трансмиссии Мани и др. /21/ и радиационных ширин по Гарви и Столови /23/, близка к предсказаниям наиболее реалистических формул для масс ядер /см. табл. 1/.

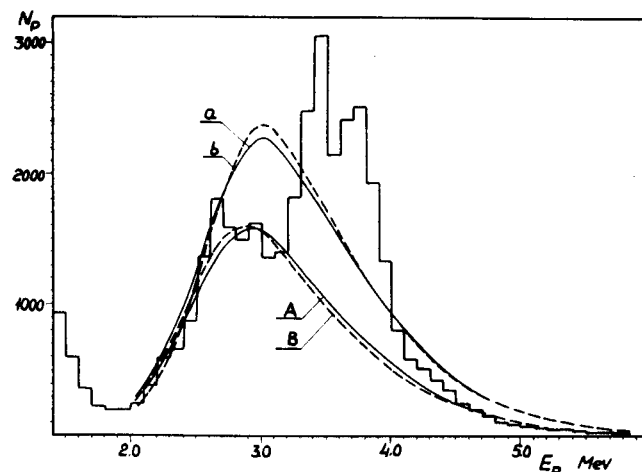


Рис. 4. Сравнение расчетных энергетических спектров протонов с усредненным экспериментальным в предположении о постоянстве силовой функции β^+ -распада. Экспериментальный спектр показан в виде гистограммы. Кривые *a, b* получены с использованием формул /3/, /4/ для расчета Γ_γ , при подгонке по МНК использовался весь экспериментальный спектр протонов. Аналогичные кривые *A, B* соответствуют подгонке к эксперименту в диапазоне $4,4 < E_p < 3,3$ Мэв.

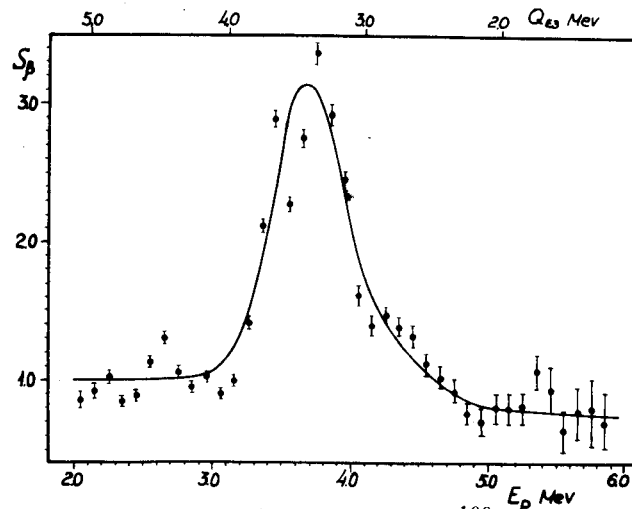


Рис. 5. Силовая функция β^+ -перехода для ^{109}Te /в относительных единицах/ в зависимости от энергии протона и парциальной энергии K -захвата.

Подчеркнем, что неточности расчета практически не сказываются на выводах относительно силовой функции β^+ -распада.

г/ Локальные резонансы в силовой функции β^+ -распада имеют прямое отношение к более общему вопросу о том, как проявляются простые состояния модели оболочек в области сплошного спектра, где связанные состояния переходят в резонансные. Подробная информация по этой проблеме дана, например, в обзорах Акселя^{/34/} и Бунакова^{/35/}.

В настоящее время, вопреки предсказаниям статистической модели, можно считать достоверным фактом существование gross-структуры в одночастичных силовых функциях, связанной с одночастичными состояниями. Характерная ширина размытия одночастичного состояния по уровням компаунд-системы составляет /1-3/ Мэв.

Введение общих модельных представлений^{/26,27/}, связанных с парным ядерным взаимодействием между нуклонами, приводит к тому, что система "четное ядро + падающий нуклон" на пути к составному ядру проходит через набор многочастичных возбужденных состояний: 2 частицы + дырка, 3 частицы + 2 дырки и т.д.

Первым в этом ряду стоит трехквaziчастичное /частично-дырочное/ состояние, которое обычно называют входным состоянием. До сих пор нерешенным остается вопрос о существовании промежуточной структуры, связанной со входными состояниями. Совершенно не ясно, какова типичная ширина размытия входных состояний. Более того, пока еще не очень ненадежны данные по ширине размытия одночастичных состояний. Возможно^{/36/}, что она может быть и меньше обычных оценок и тогда часть наблюдавшихся промежуточных структур может быть связана с одночастичными состояниями. С другой стороны, наблюдающиеся промежуточные структуры нейтронной силовой функции могут быть следствием простой статистической флюктуации портер-томасовского типа. Например, в^{/37/} показано, что флюктуации такого типа с большой вероятностью объясняют одну из наиболее надежно обнаруженных структур в^{207Pb}.^{37,38/}

В то же время трехквaziчастичные состояния, приводящие к резонансам в силовой функции β^+ -распада, имеют структуру, сходную со структурой входных состояний. Поэтому для них можно ожидать примерно одинакового перемешивания с состояниями составного ядра, т.е. примерно одинаковой ширины соответствующих резонансов в силовых функциях. Отметим еще, что резонанс в силовой функции β^+ -перехода ¹⁰⁹Te, не может быть обусловлен статистическими флюктуациями μ^2 и Γ_p . Т. Прделанные нами расчеты дают средне-квадратичные отклонения интенсивности за счет статистических флюктуаций не более 30% при энергии $E_p = 3,5$ Мэв.

Таблица I

Камерон /28/	Сигер /29/	Святецкий Майерс /30/	Винг Варли /31/	Зельдес и др. /32/	Гарви и др. /17/	Вашстра Гоув /33/	0,7	0,8	0,9	2,8	1,3	1,14	1,31
-----------------	---------------	-----------------------------	-----------------------	--------------------------	------------------------	-------------------------	-----	-----	-----	-----	-----	------	------

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за поддержку работы, Б.А.Загеру и группе эксплуатации циклотрона за обеспечение облучений.

Литература

1. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопьян, Л.А.Петров, В.Г.Субботин. ЯФ, 1, 812, 1965.
2. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопьян, Л.С.Вертоградов, Л.А.Петров. ЯФ, 4, 457, 1966; Препринт ОИЯИ, Р-2514, Дубна, 1965.
3. A.T.Siivola. Phys.Rev.Lett., 14, 142, 1965.
4. V.A.Karnauchkov, G.M.Ter-Akopyan. Proc. of the Lysekil Symposium. 1966, Arkiv for Fysik, 36, p.419.
5. И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. Труды межд.конф. по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966, препринт ОИЯИ, Р7-3202, вып. 1, стр. 6.
6. R.D.Macfarlane. Proc. of the Lysekil Symposium 1966, Arkiv for Fysik, 36, p.431. Труды межд.конф. по физике тяжелых ионов, Дубна, 1966, препринт ОИЯИ, Р7-3202, вып. 1, стр. 41.
7. Д.Д.Багданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. ЯФ, 6, 1113, 1967.
8. И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. ЯФ, 7, 1153, 1968.
9. Д.Д.Багданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. Препринт ОИЯИ, Р7-6604, Дубна, 1972.
10. Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.П.Петров, Г.М.Тер-Акопьян. ЯФ, 6, 893, 1967.
11. В.А.Карнаухов. ЯФ, 10, 450, 1969.
V.A.Karnauchkov, D.D.Bogdanov, L.A.Petrov. Proc. of Intern. Conf. on the Prop. of Beta-Stab., Leysin, Switz, v.1, 45, 1970.
12. Г.Н.Флеров, Г.Н.Акапьев, А.Г.Демин, В.А.Друин, Ю.В.Лобанов, Б.В.Фефилов. ЯФ, 7, 997, 1968.
13. R.D.Macfarlane, R.D.Griffioen. Nucl.Instr.Meth., 24, 461, 1963.
R.D.Macfarlane. Nuclear Spectroscopy, II, J.Cerny, Academic Press, 1972.
14. L.C.Nortcliff, R.F.Shilling. Nucl.Data Tables, 7, No. 3-4, 1970.
15. J.M.Alexander, G.N.Simonoff. Phys.Rev., 133, 104, 1964.
16. W.Neubert. Nucl.Instr.Meth., 93, 473, 1971.
17. G.T.Garvey, W.J.Gerace, R.L.Jaffe, I.Tamli, I.Kelson. Rev.Mod.Phys., 41, No.4, Pt. II, 1969.
18. Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова, Ю.П.Суслов. "Бета процессы", Наука, Ленинград, 1972.
19. P.Hornshoj, K.Wilsky, P.G.Hasen, B.Jonson, O.V.Nielsen. Nucl.Phys., A187, 609, 1972.
20. M.Morita, M.Yamada, J.-I.Fujita, A.Fujii, H.Ohtsubo, R.Morita, K.Ikeda, Y.Yokoo, M.Hiro-Oka, K.Takahashi. Progr. of Theor. Phys. Suppl., 48, 41, 1971.
21. G.S.Mani, M.A.Melkanoff, J.Jori. Report CEA 2379, 1963.
22. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. Canad. J. Phys., 43, 1446, 1965.
23. A.Stolovy, J.A.Harvey. Phys.Rev., 108, 353, 1957.

24. Х.Малэцки, Л.В.Пикельнер, И.М.Саламатин, Э.И.Шарапов. ЯФ, 13, 240 /1971/.
25. Д.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физики, ИИЛ, 1954.
26. B.Block, H.Feshbach. Ann.Phys., (N.Y.), 23, 47, 1963.
27. A.N.Kerman, L.S.Rodberg, J.E.Young. Phys.Rev., Lett., 11, 422, 1963.
28. A.G.W.Cameron, At.Energy Can. Ltd., Report CRL-41, 1957.
29. P.Seeger. Proc. of Intern. Conf. Leysin, Switz, p. 217, 1970.
30. W.Mayers, W.I.Swiatecki. Preprint UCRL-11980, 1965
31. J.Wing, J.D.Varley. Preprint ANL-6886, 1964.
32. N.Zeldes, A.Grill, A.Simievic. Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk, 3, No.5.
33. A.Wapstra, N.Gove. Nucl.Data Tables, 9, No. 4-5, 1971.
34. P.Axel. Proc. of Intern. Symp.Nucl. Struc, Dubna, 1968.
35. В.Е.Бунаков. Материалы VII зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий, Л., ФТИ, 1972.
36. A.Lane. Phys.Lett., 33B, 274, 1970.
37. R.Baglan, C.Bowman, B.Berman. Phys.Rev., C3, 2475, 1971.
38. J.Farell, F.Bilpuch et al., Phys.Lett., 17, 286, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 января 1973 года.