

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



П-58

9/11-74

P3 - 8140

4730/2-74

Ю.П.Попов

РЕАКЦИЯ ($n, \gamma \alpha$) НА РЕЗОНАНСНЫХ
НЕЙТРОНАХ

1974

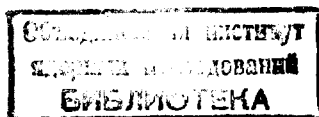
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P3 - 8140

Ю.П.Попов

РЕАКЦИЯ ($n, \gamma \alpha$) НА РЕЗОНАНСНЫХ
НЕЙТРОНАХ

Доклад, представленный на II Международный
симпозиум по спектроскопии γ -лучей от захвата
нейтронов и связанным вопросам, 2-6 сентября 1974 г.,
Петтен, Голландия



Несколько десятилетий назад использование тепловых, а затем и резонансных нейтронов позволило перейти к широкому исследованию гамма-распада компаунд-состояний ядер. Мы получили возможность изучать γ -переходы не только между сравнительно простыми состояниями $S \rightarrow S$ /поле деятельности ядерной спектроскопии/^{1/}, но и между очень сложными начальными и довольно простыми конечными компаунд-состояниями вблизи основного состояния ядра $C \rightarrow S$.

Такой переход дал возможность получить новую обширную информацию о спинах и четностях низколежащих состояний и распадающихся состояний - нейтронных резонансов, а также о самом механизме γ -распада, в частности, - о влиянии гигантского дипольного резонанса на вероятности γ -переходов^{2/}.

Дальнейшим прогрессом в изучении самого процесса γ -распада может явиться исследование γ -переходов между двумя компаунд-состояниями: $C \rightarrow C$. Сложность /многокомпонентность/ таких состояний дает идеальное усреднение вероятностей переходов по всем "структурным" компонентам, позволяя в более "чистом" виде наблюдать проявление общих закономерностей γ -распада. Не исключено, что мы сможем получить при этом и новые сведения о процессах фрагментации простых состояний по компаунд-состояниям, о чем здесь говорил профессор Соловьев^{3/}. Изучение γ -переходов типа $C \rightarrow C$ интересно и потому, что они играют значительную роль на начальной стадии образования многочисленных каскадов а следовательно, влияют на величину и флуктуации полной радиационной ширины.

Обычно при этом мы имеем дело со сравнительно мягким γ -излучением $/E_{\gamma} \leq 2 \text{ МэВ}/$, и его идентификация в смысле отличия от переходов с аналогичной энергией, но типа $S \rightarrow S$ сложна. Некоторые возможности для идентификации таких переходов в средних и тяжелых ядрах приведены в табл. 1.

Однако интенсивности индивидуальных γ -переходов между компаунд-состояниями очень малы /на уровне 10^{-4} от общего числа γ -распадов/, и их обнаружение в тяжелых ядрах на фоне комптоновских хвостов от более жесткого и интенсивного излучения является пока, по-видимому, нерешенной задачей. Для очень легких ядер здесь интересно отметить работу В.А.Пояркова и др. /4/, исследовавших реакции $^{12}\text{C}(n, \gamma n')$ и $^{16}\text{O}(n, \gamma n')$. Облучая ядра углерода и кислорода нейтронами с энергией $14,9 \text{ МэВ}$, они зарегистрировали мягкое γ -излучение в совпадении с нейтронами. Энергия этих нейтронов была выбрана достаточно высокой, чтобы исключить регистрацию обычного неупругого рассеяния, идущего через первое возбужденное состояние компаунд-ядра. Спектры γ -излучения состояли из нескольких узких и широких линий в диапазоне $30\text{-}300 \text{ кэВ}$. Однако их интенсивность кажется слишком высокой для того, чтобы просто объяснить ее дипольными переходами между уровнями составного ядра.

Кроме того, в своей лекции на II Международной школе по нейтронной физике /Алушта, СССР, 2-19 апреля 1974 г./ Дж.Харвей упомянул о регистрации первичных γ -переходов при резонансном захвате нейтронов в ^{57}Fe по их энергетическому сдвигу.

Здесь мы подробнее остановимся на одном, уже реализованном на эксперименте, методе получения информации о γ -переходах типа $C \rightarrow C$ с помощью реакции $(n, \gamma a)$.

Реакцию $(n, \gamma a)$ можно рассматривать как двухступенчатый процесс распада компаунд-состояния /образовавшегося после захвата нейтрона/ сначала за счет испускания γ -кванта с энергией $\approx 1 \text{ МэВ}$, а затем - a -частицы, уносящей всю остаточную энергию возбуждения

Таблица 1

Метод идентификации типа гамма-перехода	$S \rightarrow S$	$C \rightarrow C$
1. По сдвигу гамма-линии при изменении энергии нейтрона на ΔE_n 2. По распределению интенсивностей γ -линий в резонансах 3. Форма спектра вторичных частиц в каскаде	$\Delta E_{\gamma} = 0$ $\nu > 1$ Узкие линии с энергией, определяемой схемой нижних уровней	$\Delta E_{\gamma} = \Delta E_n$ $\nu = 1$ Размытый спектр

промежуточного компаунд-состояния. Конечно, вероятность вылета на втором этапе α -частицы в миллионы раз меньше вероятности вылета второго γ -кванта, но ее регистрация позволяет однозначно идентифицировать γ -переход типа $C \rightarrow C$. Необходимо подчеркнуть, что хорошее усреднение вероятности такого распада по промежуточным состояниям дает возможность делать довольно общие заключения о свойствах γ -переходов типа $C \rightarrow C$ на основании измерений в 1-2 резонансах.

Впервые на возможность такого процесса указали Хейфетц и др. /5/, оценив его вероятность как $\approx 0,1\%$ от вероятности α -перехода из захватного состояния в основное состояние дочернего ядра. Первое экспериментальное наблюдение реакции $(n, \gamma \alpha)$ принадлежит Окею и Макферлайну /6/, которые, облучая ^{143}Nd тепловыми нейтронами, зарегистрировали широкое распределение α -частиц, возникающих в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ между узкими пиками α -частиц, соответствующими α -переходам в основное и первое возбужденное состояния ядра-продукта ^{140}Ce /рис. 1/. Широкое энергетическое распределение α -частиц в реакции $(n, \gamma \alpha)$ объясняется большим числом реализуемых промежуточных состояний. По оценкам авторов, сечение этого процесса на тепловых нейтронах оказалось равным 0,3 мбн, что в 70 раз меньше сечения реакции (n, α) и в 10^6 раз меньше сечения (n, γ) . Позднее аналогичные измерения с помощью другой методики были повторены Квитеком и др. в Чехословакии /7/. На резонансных нейтронах реакция $(n, \gamma \alpha)$ изучалась нашей группой в Дубне /8/.

Поскольку особенности γ -распада нейтронных резонансов /захватных состояний/ хорошо известны аудитории, а α -распад компаунд-состояний еще остается экзотикой, кажется целесообразным сказать несколько слов о закономерностях этого процесса.

Проведенные в Дубне исследования полных α -ширин для довольно широкого круга ядер-мишеней от ^{64}Zn до ^{177}Hf и парциальных α -ширин нечетных изотопов самария и неодима показали, что, так же, как и в случае γ -распада, флуктуации парциальных α -ширин описываются распределениями Портера-Томаса с $\nu=1$, а их средние

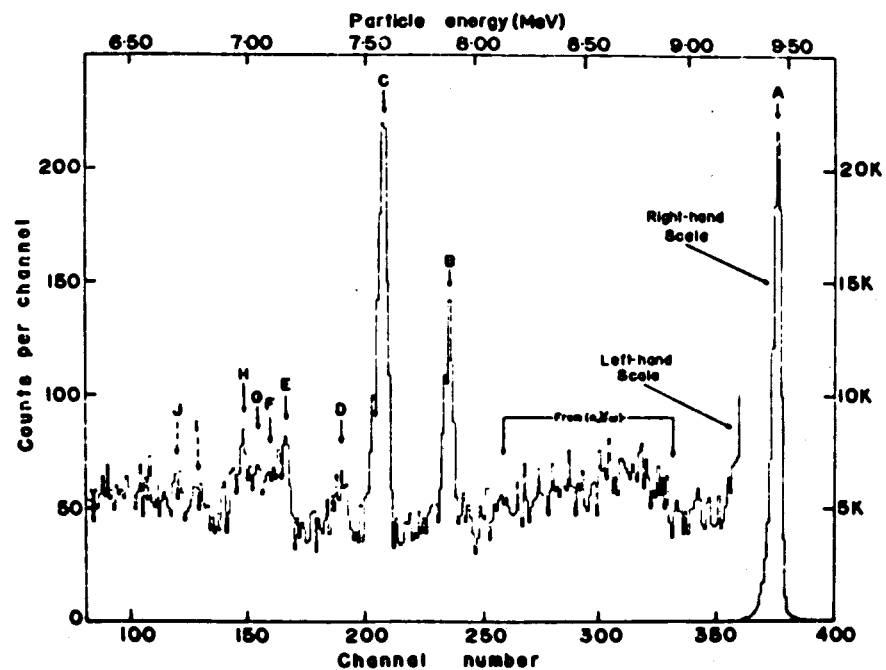


Рис. 1

значения неплохо воспроизводятся статистической теорией, если фактор проницаемости для α -частиц ($T_{\alpha\ell}$) рассчитывается по оптической модели /9/. Единственным свободным параметром этой модели была мнимая часть оптического потенциала, которую мы подбирали, исходя из лучшего описания имеющихся экспериментальных данных в реакции (n, α) . Можно показать /10/, что средние значения полных α -ширин

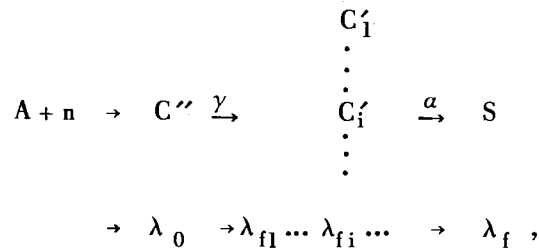
$$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{опт}} = \frac{D}{2\pi} \sum_{\ell, f} T_{\alpha\ell f} \quad /1/$$

и флуктуируют с

$$\nu_{\Phi} = \frac{(\sum_{\ell f} T_{\alpha\ell f})^2}{\sum_{\ell f} T_{\alpha\ell f}^2} \quad /2/$$

Здесь D - среднее расстояние между распадающимися состояниями с данным спином и четностью, $T_{\alpha\ell f}$ - фактор проницаемости, зависящий от орбитального момента α -частицы ℓ и ее энергии /конечного состояния f /. Суммирование ведется по всем значениям ℓ , допускаемым законами сохранения четности. Отметим, что в ряде случаев /например, типа $J^{\pi} = 4^{-} \rightarrow J^{\pi} = 0^{+}$ / α -переходы запрещены абсолютно и не наблюдаются в эксперименте. На *рис. 2* отношение $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{экс}}$ к $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{опт}}$ иллюстрирует справедливость теоретического описания имеющихся экспериментальных данных по α -ширинам.

Схематически реакцию $(n, \gamma\alpha)$ можно представить в таком виде:



где $\lambda_0, \lambda_{fi}, \lambda_f$ - квантовые характеристики индивидуальных состояний промежуточных и конечного ядер.

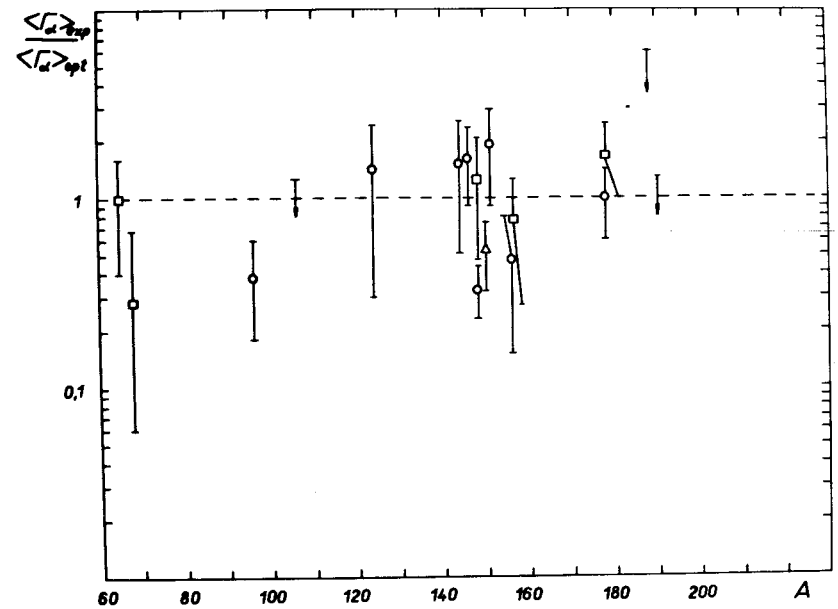


Рис. 2

Тогда сечение реакции $(n, \gamma\alpha)$ будет пропорционально произведению трех вероятностей: образования составного ядра, испускания мягкого γ -кванта и вылета α -частицы из промежуточного состояния

$$\sigma(n, \gamma\alpha) \approx W_n(E_n) \cdot W_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot W_{\alpha}(E_{\alpha}, \ell_{\alpha}). \quad /3/$$

Для упрощения расчетов используем несколько приближений:

а/ с экспериментальной точки зрения удобнее изучать эту реакцию в тех случаях, когда у конечного ядра первое возбужденное состояние, на которое может идти прямой α -распад, лежит достаточно высоко. Поэтому, принимая во внимание, что вероятность испускания α -частицы экспоненциально падает с ее энергией /подбарьерный процесс/, достаточно учитывать только α -переходы в основное состояние дочернего ядра. В частности, для

$^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)^{140}\text{Ce}$ отношение вероятностей α -переходов в основное и первое возбужденное состояния составляет ≈ 500 .

б/ Можно предположить, что промежуточное состояние λ_{fi} заселяется только прямым γ -переходом из состояния λ_0 . Расчеты по статистической теории показывают, что для $E_\gamma \approx 1,5$ МэВ это выполняется с точностью, лучшей чем 10%.

в/ Поскольку промежуточные состояния λ_{fi} лежат ниже энергии связи нейтрона B_n , то нейтронный канал распада для них закрыт и полная ширина распада определяется практически полной γ -шириной. Мы полагали

$$\Gamma_{\lambda_{fi}}(E_{fi}) = \Gamma_\gamma(B_n), \quad /4/$$

считая, что радиационная ширина изменится несущественно при уменьшении энергии возбуждения на 1-1,5 МэВ. Экспериментальным подтверждением этого может служить тот факт, что полная γ -ширина слабо меняется при переходе от одного четного изотопа к другому при $\Delta B_n \approx 1$ МэВ.

Парциальная ширина двухкаскадного процесса через состояние λ_{fi} в этом случае может быть записана как

$$\Gamma_{\gamma ai}(\lambda_0 \rightarrow \lambda_{fi} \rightarrow 0) = \Gamma_\gamma(\lambda_0 \rightarrow \lambda_{fi}) \sum \ell_a \frac{\Gamma_{\alpha \lambda_{fi}}(E_a, \ell_a)}{\Gamma_\gamma(B_n)}. \quad /5/$$

Для сравнения с экспериментом необходимо получить полную ширину $\Gamma_{\gamma a}$, являющуюся суммой /5/ по промежуточным состояниям λ_{fi} , а также вид энергетического спектра α -частиц в реакции $(n, \gamma a) - N_{\gamma a}(E_a)$.

Парциальную радиационную ширину $\Gamma_\gamma(\lambda_0 \rightarrow \lambda_{fi})$ можно выразить через одночастичную оценку Вайскопфа вероятности γ -перехода ($\frac{M}{E}$) мультипольности ℓ_γ /11/ $S^W(E_\gamma; \frac{M}{E}, \ell_\gamma)$ и фактор запрета $\text{HF}(\frac{M}{E}, \ell_\gamma)$, аналогичный используемому Лобнером /12/:

$$\Gamma_\alpha(\lambda_0, \lambda_{fi}) = \sum_{\ell_\gamma} \frac{S^W(E_\gamma, \frac{M}{E}, \ell_\gamma)}{\text{HF}(\frac{M}{E}, \ell_\gamma)}. \quad /6/$$

Для того чтобы получить теоретический спектр α -частиц в реакции $(n, \gamma a)$, необходимо усреднить значения $\Gamma_{\gamma a \lambda_{fi}}$ по промежуточным состояниям в узком энергетическом интервале $\Delta \ll E_\alpha$, в котором можно пренебречь зависимостью Γ_α от E_α , а также считать среднее расстояние между промежуточными состояниями D_{fi} постоянным и воспользоваться выражением /1/. В эксперименте такое усреднение по интервалу $\Delta \approx 100$ кэВ происходит за счет конечного разрешения спектрометров α -частиц. Тогда

$$N_{\gamma a}(\tilde{E}_a) \approx \frac{\Delta}{2\pi \Gamma_\gamma(B_n)} \sum_{\ell_\gamma} \frac{S^W(\tilde{E}_\gamma = E_{a0} - \tilde{E}_a; \frac{M}{E}, \ell_\gamma)}{\text{HF}(\frac{M}{E}, \ell_\gamma)} \times \quad /7/$$

$$\sum_{\ell_a} T_{a\ell}(\tilde{E}_a).$$

Здесь E_{a0} - энергия α -частицы при прямом распаде из захватного в основное состояние конечного ядра, \tilde{E}_a , \tilde{E}_γ - энергии соответствующего распада для середины интервала Δ . Интересно, что форма спектра $N_{\gamma a}(\tilde{E}_a)$ не зависит от плотности промежуточных состояний.

Для получения полной ширины рассматриваемого двухступенчатого процесса необходимо суммирование по интервалам Δ_i

$$\Gamma_{\gamma a}(\lambda_0 \rightarrow 0) = \frac{\Delta}{2\pi \Gamma_\gamma(B_n)} \sum_{\Delta_i} \left[\sum_{\ell_\gamma} \frac{S^W(\tilde{E}_\gamma; \frac{M}{E}; \ell_\gamma)}{\text{HF}(\frac{M}{E}, \ell_\gamma)} \times \quad /8/ \right.$$

$$\left. \times \sum_{\ell_a} T_{a\ell} \right] \Delta_i.$$

Теперь, подставляя в выражение /7/ и /8/ значения одночастичных оценок Вайскопфа /11/ и сравнивая их с результатами эксперимента, мы можем получить све-

дения о мультипольностях γ -переходов типа $S \rightarrow S$, оценить для них факторы запрета HF.

Если вычисление факторов запрета представляет интерес из-за возможности сравнения с данными ядерной спектроскопии /переходы типа $S \rightarrow S$ /, то для данной аудитории предпочтительней может оказаться вычисление силовой функции для γ -переходов между компаунд-состояниями. Для $E1$ -или $M1$ -переходов

$$S_\gamma = \frac{1}{D} \left\langle \frac{\Gamma_{\gamma i}}{E_\gamma^3} \right\rangle. \quad /9/$$

В нашем случае, полагая для простоты, что превалирует только одна мультипольность γ -перехода и α -частицы вылетают преимущественно с одним значением l , получим:

$$S_\gamma = \frac{2\pi}{D} \frac{\Gamma_{\gamma\alpha} \cdot \Gamma_\gamma (B_n)}{\Delta \cdot \sum \Delta_i \left\langle \frac{\tilde{E}_\gamma^3}{E_\gamma^3} T_{al} \right\rangle \Delta_i}. \quad /10/$$

Или, обозначая площадь под теоретической кривой α -спектра в $(n, \gamma\alpha)$ реакции как

$$A_{\gamma\alpha} = \Delta \cdot \sum \Delta_i \left\langle \frac{\tilde{E}_\gamma^3}{E_\gamma^3} \cdot T_{al} \right\rangle \Delta_i, \quad /11/$$

имеем

$$S_\gamma = \frac{2\pi}{D} \frac{\Gamma_{\gamma\alpha} \Gamma_\gamma (B_n)}{A_{\gamma\alpha}}. \quad /12/$$

Более конкретно особенности реакции $(n, \gamma\alpha)$ мы рассмотрим на примере ядра-мишени ^{143}Nd .

Ядро ^{143}Nd является пока единственным, на котором реакция $(n, \gamma\alpha)$ экспериментально изучалась на тепловых 6,7 и резонансных 8 нейтронах. Это не случайно, поскольку α -составное ядро ^{144}Nd при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона имеет относитель-

но высокую проницаемость для вылета α -частицы; б/ дочернее ядро ^{140}Ce имеет магическое число нейтронов $N = 82$, а следовательно, большую энергетическую щель /1,6 МэВ/ между первым возбужденным и основным состояниями. Последнее позволяет наблюдать двухступенчатый распад с минимальными помехами от прямого α -распада захватного состояния.

На рис. 3 приведена схема возможных путей распада высоковозбужденных состояний компаунд-ядра ^{144}Nd .

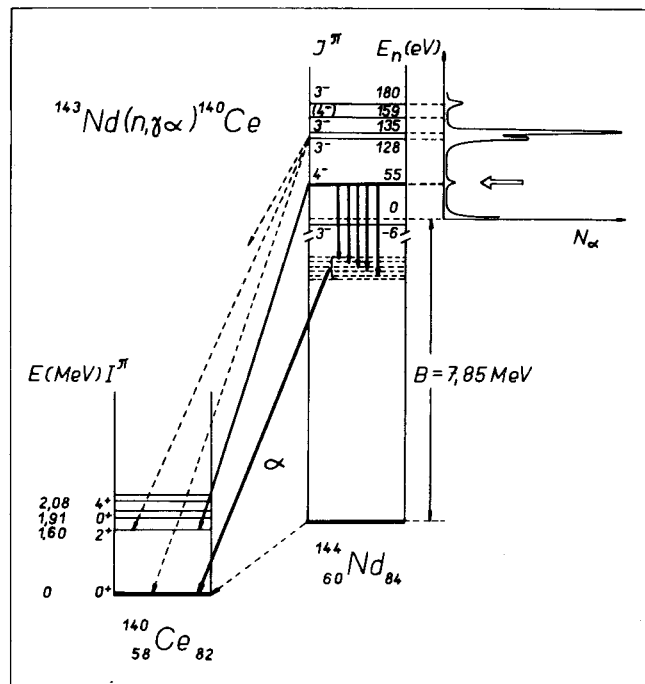


Рис. 3

Поскольку для резонансов с $J^\pi = 4^-$ α -переход $4^- \rightarrow 0^+$ запрещен, реакция $(n, \gamma\alpha)$ дает α -частицы с максимальной энергией в спектре, что значительно облегчает регистрацию этого процесса даже при плохом разрешении по энергии α -частиц.

При распаде резонансов с разными спинами в зависимости от мультипольности первичных γ -квантов происходит отбор по спинам и четностям промежуточных состояний λ_{fi} , что в свою очередь фиксирует орбитальные моменты вылетающих α -частиц и приводит к изменению вероятности процесса в целом. На рис. 4 представлены

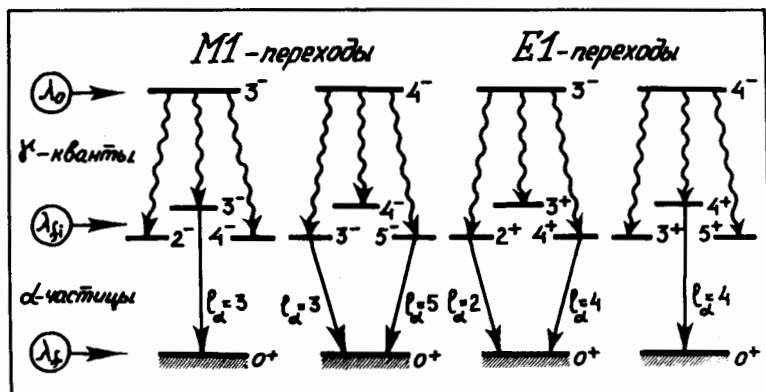


Рис. 4

спины и четности промежуточных состояний и орбитальные моменты α -частиц, реализуемые в случае либо E1-либо M1-переходов в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$. За счет усреднения по промежуточным состояниям вероятности первичных γ -переходов одной и той же мультипольности для резонансов с $J^\pi = 3^-$ или 4^- будут мало отличаться. В то же время вторая стадия реакции будет зависеть от величины орбитального момента, уносимого α -частицей. Поскольку

$$\frac{T_\alpha(\ell = 2)}{T_\alpha(\ell = 4)} \approx \frac{T_\alpha(\ell = 3)}{T_\alpha(\ell = 5)} \approx 4, \quad /13/$$

отношение ширин реакции $(n, \gamma\alpha)$ для резонансов с разными спинами весьма чувствительно к мультипольности первичных γ -переходов:

$$\omega(E1) = \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}(3^-)}{\Gamma_{\gamma\alpha}(4^-)} = \frac{T_{\alpha 2} + T_{\alpha 4}}{T_{\alpha 4}} \approx 5 \quad /14/$$

$$\omega(M1) = \frac{T_{\alpha 3}}{T_{\alpha 3} + T_{\alpha 5}} \approx 0,8. \quad /15/$$

Таковы возможности получения физической информации из анализа простейших экспериментальных данных по $(n, \gamma\alpha)$ -реакции.

Остановимся кратко на экспериментах, в которых изучалась реакция $(n, \gamma\alpha)$.

Впервые реакция $(n, \gamma\alpha)$ была зарегистрирована на тепловых нейтронах в Мак-Мастерском университете в Канаде^{/6/}. Чтобы избежать спектрометр α -частиц от существенного фона γ -лучей радиационного захвата нейтронов ($\sigma(n, \gamma) / \sigma(n, \gamma\alpha) > 10^6$), авторы транспортировали α -частицы от мишени ^{143}Nd до детектора с помощью специальных цилиндрических альфоводов с электростатической фокусировкой на расстояние примерно 6 м. Это позволило получить на кремниевом детекторе высокое разрешение по энергии α -частиц.

Позднее Квитек и др. повторили это измерение на реакторе в Ржеже /ЧССР/^{/7/}. Для лучшего отделения α -частиц из реакции $(n, \gamma\alpha)$ от фона они использовали телескоп, представлявший собой сочетание двух кремниевых детекторов - тонкого, регистрировавшего удельную потерю энергии dE/dx , и толстого, регистрировавшего полную энергию. Измерения подтвердили, что широкий горб между узкими пиками действительно обусловлен α -частицами, происхождение которых можно объяснить реакцией $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$. Однако полученное значение сечения для тепловых нейтронов оказалось в 3 раза большим $\sigma(n, \gamma\alpha) = 0,9 \text{ мбн}/^{7/}$, чем в работе^{/6/}. Нормировка сечений $(n, \gamma\alpha)$ в обоих случаях проводилась на сечение реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha_0)$, равное для тепловых нейтронов 21,28 мбн, т.е. на площадь пика для α -перехода в основное состояние.

Причина расхождений результатов этих двух экспери-

ментов, по-видимому, лежит в неопределенности вычитания фона в спектре α -частиц между пиками А и В /рис. 1/ и вклада "хвоста" от пика А.

Наличие в α -спектрах пика А, соответствующего α -переходу в основное состояние дочернего ядра, говорит о том, что при захвате тепловых нейтронов в основном реализуется состояние с $J^\pi = 3^-$ /связанное состояние с $E_0 = -6$ эВ/. В связи с вышесказанным представляло интерес исследование реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)$ в резонансе $E_0 = 55,4$ эВ с $J^\pi = 4^-$. Эти измерения мы провели на импульсном реакторе ИБР, работавшем в качестве бустера с линейным ускорителем электронов. Энергия нейтронов выделялась по времени пролета с разрешением 130 нсек/м, альфа-частицы от реакций $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)$ и $^{143}\text{Nd}(n, a)$ анализировались по энергии с помощью двух ионизационных камер. Вся многомерная информация записывалась на магнитную ленту /13/. В условиях малых сечений и низких скоростей счета пришлось использовать достаточно толстые мишени /2,2 мг/см², площадью 2 x 635 см²/, что привело к ухудшению разрешения по энергии α -частиц до 800 кэВ.

На рис. 5 приведена зависимость от времени пролета счета α -частиц детектором в реакции (n, a) , а также схема расположения ионизационной камеры на пучке нейтронов. Вверху - энергия нейтронов в эВ и положение амплитудного спектра α -частиц в резонансе 55,4 эВ, а и с - то же для фона. На следующем рисунке /рис. 6/ представлен вариант подгонки, соответствующий наименьшей величине χ -квадрат, а - спектр для прямого α -перехода в первое возбужденное состояние, б - спектр (γ, a) -распада, с - суммарная кривая. Подробный анализ результатов этого эксперимента проведен в работе /8/. Попытки описать экспериментальный α -спектр только переходом a_1 оказались на уровне достоверности ниже 1% по критерию Пирсона.

Чтобы уточнить сечение реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma a)$ в тепловой области, недавно мы провели такое измерение на реакторе ИБР, выделяя тепловые нейтроны по времени пролета. Для уменьшения в амплитудном спектре α -час-

тиц хвоста от мощного пика a_0 в сторону низких энергий использовалась специальная электронная схема, которая дискриминировала α -частицы под малыми углами к поверхности мишени /14/. Результаты измерения величин $\Gamma_{\gamma a}$ и верхняя оценка для ^{123}Te /см. ниже/ суммированы в табл. 2.

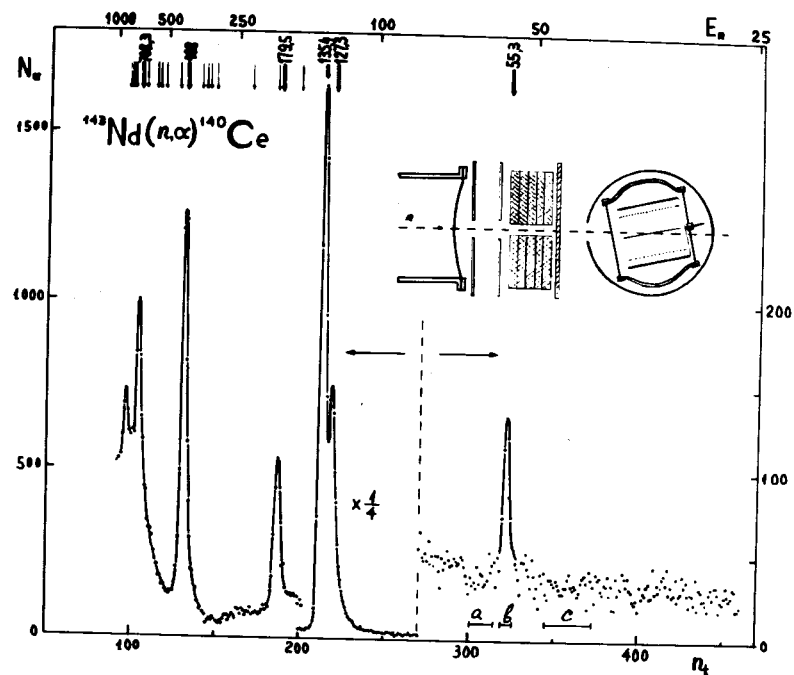


Рис. 5

Перейдем к анализу экспериментальных результатов. Сопоставляя экспериментальный спектр α -частиц из реакции $(n, \gamma a)$ на тепловых нейтронах, например, из работы /7/ /близкие спектры получились в /6/ и у нас/, с теоретическим, рассчитанным с точностью до постоянного множителя по формуле /7/ для γ -переходов разных мультипольностей, можно сделать вывод о том, что основную роль в реакции $(n, \gamma a)$, а следовательно, и в

Таблица 2

$E_0, \text{эВ}$	Ядро	J^π	$\Gamma_{\gamma a} \cdot 10^7 \text{эВ}$	Примечание
55,4	^{143}Nd	4^-	$1,1 \pm 0,8$ 0,8	/8/ Рассчитано по результатам /6/ 0,8
-6	^{143}Nd	3^-	2,4	Рассчитано по результатам /7/ 2,4
2,24	^{123}Te	1^+	$1,6 \pm 0,8$ $\leq 2 \cdot 10^{-2}$	Предварительные данные нашей группы " "

мягких γ -переходах типа $S \rightarrow S$, играют $E1$ - или $M1$ -переходы /см. рис. 7/. Зависимость E_γ для интенсивностей γ -переходов здесь не имеет места /кривая $E2$ /.

Для анализа относительного вклада $E1$ - и $M1$ -переходов можно воспользоваться отношением величин $\Gamma_{\gamma a}$ для резонансов с разными спинами /см. выражения /14/ и /15//. В нашей первой работе /8/ мы воспользовались данными Макфарлайна /6/ и получили указание на преобладание $M1$ -переходов. Сейчас, в связи с результатами Квитека /7/ и нашими /см. табл. 2/, если использовать в качестве среднего значения $\Gamma_{\gamma a}(3^-) = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{эВ}$ с ошибкой в 50%, оказывается, что $\omega_{\text{экс}} = 1,5 \pm 1,3$. Сравнение этой величины со значениями $\omega_T(E1) = 5$ и $\omega_T(M1) \approx 0,8$ говорит в пользу $M1$ -переходов. Однако при существующей точности экспериментальных данных, по-видимому, этот вывод нельзя принимать безоговорочно. В то же время указание на заметную роль $M1$ -переходов в мягких γ -переходах между компаунд-состояниями нашло некоторое подтверждение в недавней работе Алдея и др. /15/. При анализе спектров γ -лучей в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)$ они пришли к выводу, что использование для $E1$ -переходов зависимости от энергии с учетом гигантского дипольного резонанса приводит к тому, что при $E_\gamma \approx 1,5 \text{ МэВ}$ интенсивности $M1$ -переходов превышают интенсивности $E1$ -переходов. Для более определенного заключения о вкладах $E1$ - и $M1$ -мультипольностей в γ -переходы типа $S \rightarrow S$ необходимо повысить точность измерения величин $\Gamma_{\gamma a}$.

В табл. 3 приведены значения факторов запрета для γ -переходов типа $S \rightarrow S$, полученные из наших экспериментальных данных на основании выражения /8/ в двух крайних предположениях: либо все переходы имеют только мультипольность $M1$, либо - только $E1$. В последнем случае значения HF получаются двузначными. При расчете $T_{a\ell}$ по оптической модели для четных орбитальных моментов ℓ мы оказываемся в области узкого оптического гигантского резонанса. Однако существующая оптическая модель не дает возможности точно определить положение оптического резонанса. Поэтому приводятся два набора $\text{HF}(E1)$ (а)- в случае

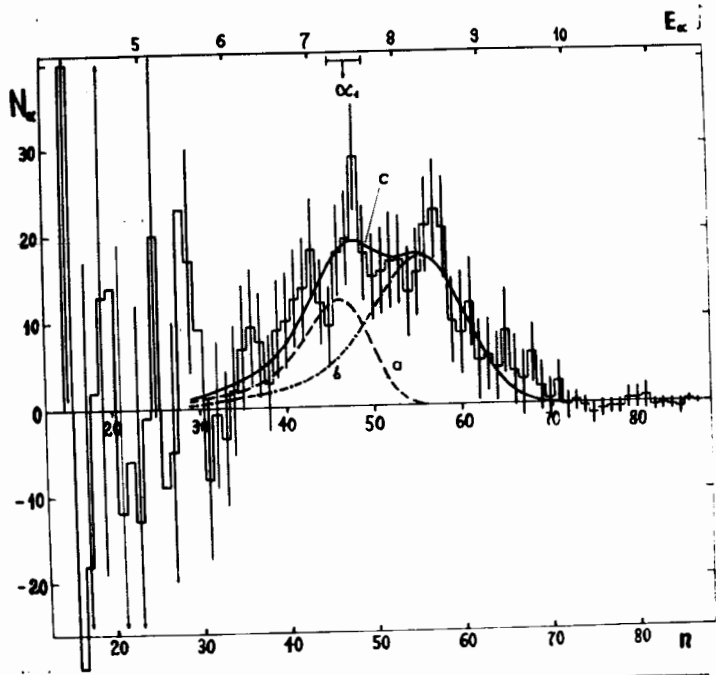


Рис. 6

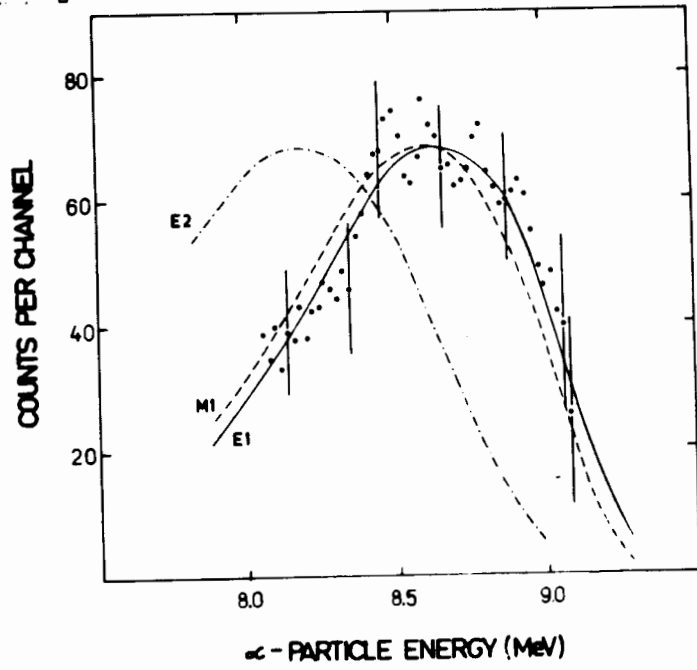


Рис. 7

Таблица 3

Тип γ - перехода	Ядра	HF (E1)		(HF) одн
		(a)	(b)	
C \rightarrow C	$^{143}\text{Nd } 3^-$	1.10^4	(4.10^7)	4.10^9
	4^-	1.10^4	(1.10^7)	$0.4.10^6$
	Te $1^+ \geq$	4.10^4	$\geq 2.10^7$	6.10^{10}
C \rightarrow S	^{105}Pd	4.10^4	1.10^6 /16/	2.10^7
	^{115}In	10^5	1.10^6 /17/	
S \rightarrow S	A $\approx 100+160$ /1/		$10^3 - 10^6$	10^3
	разрешенные по К /12/	$10^1 - 10^4$	$10^2 - 10^7$	

существования в данной области атомных весов и диапазоне энергий α -частиц E_α гигантского резонанса и (b) - в случае его отсутствия.

Напомним, что уменьшение в 20 раз $HF(M1)$ по сравнению с $HF(E1)$ для переходов $C \rightarrow S$ отмечалось ранее, например, в работе^{/2/}. Аналогичные данные для радиационных силовых функций приводятся в таблице 4.

Точность приводимых в табл. 3, 4 величин HF и S_γ для переходов $C \rightarrow C$, по-видимому, можно оценить множителем $2 \div 3$. Чтобы как-то систематизировать экспериментальные факторы запрета для различных типов γ -переходов /табл. 3/, попробуем сравнить их с очень грубыми теоретическими оценками. Если за меру фрагментации одночастичного состояния между возбужденными состояниями принять величину $D^{J\pi}/D_0$, где $D_0 \cong \cong 15 \text{ МэВ}$ - расстояние между одночастичными уровнями в потенциальной яме^{/8/}, то, грубо говоря, обратная величина фактора запрета по отношению к одночастичной оценке (HF)_{одн} должна выражаться произведением таких величин для начального и конечного состояний

$$(HF)_{\text{одн}}^{-1} = \frac{D_i^{J\pi}}{D_0} \cdot \frac{D_f^{J\pi}}{D_0} \quad /16/$$

Подсчитанные таким образом значения (HF)_{одн} приведены в последней колонке табл. 3. Сравнение с экспериментальными значениями, например, с $HF(M1)$, показывают, что для переходов $C \rightarrow S$ мы имеем "усиление" $\approx 10^2 - 10^3$, а для переходов $C \rightarrow C$ - примерно $10^5 - 10^6$ /почти квадратично/. Это, вероятно, связано с существенным вкладом в переходы из компаунд-состояний значительно большего числа компонент волновых функций, в частности, многоквaziчастичных компонент.

Поскольку $\Gamma_{\gamma\alpha}$, согласно статистической теории, хорошо усреднена по промежуточным состояниям, то измеренная для одного резонанса приведенная ширина

$\Gamma_{\gamma\alpha}/A_{\gamma\alpha}$ отражает общие свойства процесса γ -распада, не зависящие от индивидуальных свойств резонанса или ядра. В какой-то мере поведение такой приведенной ширины должно быть аналогично поведению полных радиационных ширин нейтронных резонансов. Однако такое предсказание, основанное на статистической модели, еще требует экспериментального подтверждения.

В этой связи оказалось бы непонятным различие в 4 раза величин HF или S_γ для двух резонансов ^{143}Nd , /см. колонки /a/ в табл. 3 и 4/ если бы предположения, в которых они рассчитывались, оказались справедливыми.

В других ядрах реакция $(n, \gamma\alpha)$ специально пока не изучалась. Но для оценки величины $\Gamma_{\gamma\alpha}$ сверху мы можем воспользоваться некоторыми результатами измерений реакции (n, α) . А если такая оценка дает величину S_γ заметно ниже, чем для ^{143}Nd , то это может служить указанием на отклонение от статистической теории.

Отсутствие α -счета в сильных резонансах, где α -переход на основное состояние запрещен, иногда позволяет получить довольно низкие значения верхних оценок $\Gamma_{\gamma\alpha}$. В частности, ненаблюдение в реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ сильного резонанса с $E_0 = 2,24 \text{ эВ}$ позволяет получить верхнюю оценку S_γ /см. табл. 4/ на уровне, предсказываемом статистической теорией.

В связи с этим мы планируем в ближайшее время эксперименты по уточнению таких оценок для ядер ^{123}Te и ^{95}Mo /18/, а в дальнейшем и изучение спектров $N_{\gamma\alpha}$ в реакции $(n, \gamma\alpha)$ на этих и некоторых других ядрах. Перспективными оказываются не только ядра вблизи магических чисел протонов и нейтронов, но и такие ядра-мишени, как ^{77}Se , ^{171}Yb , ^{187}Os , для которых при захвате s -нейтрона образуются компаунд-состояния с $J^\pi = 0^-$. Из этих состояний прямой α -распад в конечные состояния с четными спинами и положительной четностью /типа 0^+ , 2^+ и т.д./ запрещен, что дает возможность реакции $(n, \gamma\alpha)$ конкурировать по интенсивности с реакцией (n, α) .

Таким образом, можно констатировать:

a/ уже первые эксперименты по изучению двухсту-

Таблица 4

Тип γ -переходов	Ядро J_i^{π}	$S_{\gamma}(M1) \cdot 10^9$ (а)	$S_{\gamma}(E1) \cdot 10^9$ (б)
		либо	либо
	$^{144}\text{Nd } 3^-$	24	0,6
	4^-	30	3
C \rightarrow C	$^{124}\text{Te } 1^+$	≤ 10	≤ 2
	среднее	20 / 2/	
	^{106}Pd	22 ± 7	54 ± 22 / 16/
C \rightarrow S	^{116}In	$9,5 \pm 2,3$	53 ± 11 / 17/

пенчатой реакции ($n, \gamma a$) дали оригинальную информацию о вероятностях и природе мягких γ -переходов между компаунд-состояниями $C \rightarrow C$;

б/ имеется еще целый ряд ядер в широком диапазоне атомных весов /60 < A < 190/, перспективных с точки зрения изучения реакции ($n, \gamma a$) .

Можно надеяться, что к III Симпозиуму наши знания о γ -переходах типа $C \rightarrow C$ будут значительно шире.

В заключение автор приносит благодарность В.И.Фурману за полезные дискуссии.

Литература

1. Альфа-бета и гамма-спектроскопия. Под редакцией К.Зигбана, т. 3, М., Атомиздат, 1969.
2. Л.Боллингер. ЭЧАЯ, т. 2, вып. 4, стр. 885, Атомиздат, 1972.
3. В.Г.Соловьев. Доклад на данном симпозиуме; Структура ядра, стр. 77, ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
4. В.А.Поярков, Г.А.Прокопец, В.И.Стрижак. ЯФ, 19, 705 /1974/.
5. E.Cheifetz, J.Gilat et al. Phys.Lett., 1, 289 (1962).
6. N.S.Oakey, R.D.Macfarlane. Phys.Lett., 26B, 662 (1968).
7. J.Kvitek, L.Kosina, Yu.P.Popov. Preprint UJF 3303 F, Rez, 1974.
8. П.Винивартер, К.Недведюк, Ю.Попов, Р.Руми, В.Салацкий, В.Тишин, В.Фурман. Сообщение ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
9. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. В сб. "Нейтронная физика", т. 1, стр. 159, Киев, Наукова думка, 1972.
Yu.P.Popov. "Nucl. Structure Study with Neutrons", v. II, p. 65, Plenum Press, London, 1974.
10. Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, М.Пшитула, М.Стэмпиньски. Acta Physica Polonica B4, 272 (1973).
11. Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, М., ИИЛ, 1954.
12. K.E.G.Lobner. Phys.Lett., 26B, 369 (1968).
13. Ю.П.Попов, М.Пшитула, К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски, В.И.Фурман. ЯФ, 13, 913 /1971/.
14. К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, В.Г.Тишин. Сообщение ОИЯИ, 13-7769, Дубна, 1974.
15. Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Гуинх Тхыонг Хьеп, С.Поспишил, С.А.Тележников. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7885, Дубна, 1974.

16. C.Coceva, F.Corvi, P.Giacobbe, M.Stefanon. *Nucl.Phys.*, A170, 153 (1971).
17. C.Coceva. *Private Communications, Alushta*, 1974.
18. Ю.П.Попов, Ф.Флорек. *ЯФ*, 9, 1163 /1969/.

*Рукопись поступила в издательский отдел
23 июля 1974 года.*