

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



6/ХИ-76

A-457

P3 - 10012

4856/2-76

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Гуинх Тхыонг Хьеп,
С.Поецинил, С.А.Тележников

АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ВТОРИЧНЫХ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ
В РЕАКЦИИ $^{175,176}\text{Lu}(n, \gamma) ^{176,177}\text{Lu}$

1976

P3 - 10012

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Гуинх Тхыонг Хьеп,
С.Поспишил, С.А.Тележников

АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ВТОРИЧНЫХ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ
В РЕАКЦИИ $^{175,176}\text{Lu}(n, \gamma) ^{176,177}\text{Lu}$

Направлено в "Czechoslovak Journal
of Physics"

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что заселение низколежащих уровней через гамма-каскады при захвате резонансных нейтронов ядрами зависит от спина резонанса и спина данного низколежащего уровня. Это свойство, которое объясняется в рамках статистической модели^{/1,2/}, позволяет использовать данные измерений вторичных гамма-лучей для определения спинов резонансов /см. библиографию к работе^{/3/} / и спинов низколежащих уровней ядер-продуктов^{/4,5/}.

Если двигаться от резонанса к резонансу, интенсивности вторичных гамма-переходов флюктуируют. Это поведение, которое уже экспериментально анализировалось^{/6,7/}, связано со статистическими флюктуациями заселения уровней. В работе^{/8/}, посвященной реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$, впервые была сделана попытка объяснить количественно эти флюктуации как результат флюктуаций Портера-Томаса первичных гамма-переходов^{/9/}. Однако экспериментальные флюктуации оказались значительно больше ожидаемых. Авторы^{/8/} выдвинули предположение о существовании корреляций между заселенностями низколежащих уровней и приведенными нейронными ширинами резонансов, что является одним из возможных объяснений такого расхождения. При анализе данных по реакциям $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$ и $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ сложилась аналогичная ситуация.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На реакторе ИБР-30, работавшем в качестве бустера в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40, измерены спектры гамма-лучей, сопровождающих захват нейтронов ядрами ^{175}Lu и ^{176}Lu . При этом использовалась мишень Lu_2O_3 весом 6,56 г, обогащенная по содержанию изотопа ^{176}Lu до 55,2%, которая находилась в пучке нейтронов на расстоянии 50 м от активной зоны реактора. Накапливаемая экспериментальная информация сортировалась по времени пролета нейтронов. Разрешение по времени пролета 70 нс/м позволило получить гамма-спектры из 13 изолированных резонансов в реакции $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$ и 18 - в реакции $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$. Свойства высокоэнергетичных гамма-переходов для последней реакции рассматривались в нашей предыдущей работе /10/, где с их помощью определены спины 18 резонансов ядра-мишени ^{176}Lu .

В настоящей работе рассматривались лишь низкоэнергетические части гамма-спектров. При этом анализировались 6 наиболее интенсивных гамма-переходов в ядре-продукте ^{176}Lu и 9 мягких переходов в ядре-продукте ^{177}Lu /см. рис. 1 и 2/. Примеры гамма-спектров показаны на рис. 3,4.

Так как чувствительность заселенности разных уровней к спину резонансов в общем случае различна, отношение интенсивностей двух удобно выбранных гамма-переходов может служить для определения спина резонансов. Этим способом для ядра-мишени ^{175}Lu с помощью различных пар вторичных переходов определены спины 12 резонансов. Значение $J^\pi=3^+$ приписывается резонансам 5,25; 11,2; 20,50; 23,43; 31,04; 36,52 и 40,55 эВ, значение $J^\pi=4^+$ приписывается резонансам 2,583; 4,75; 15,35; 27,92 и 30,08 эВ. Перечисленные здесь энергии резонансов взяты из /11/. Для резонанса 13,83 эВ было принято значение $J^\pi=3^+$ на основании результатов работы /12/. Эти результаты определения спина полностью согласуются с данными работ /7,11,12/. Однако для резонанса 4,75 эВ наш результат, как и предыдущие /7,11,12/, противоречит значению $J=3$, предложенному в работе /13/,

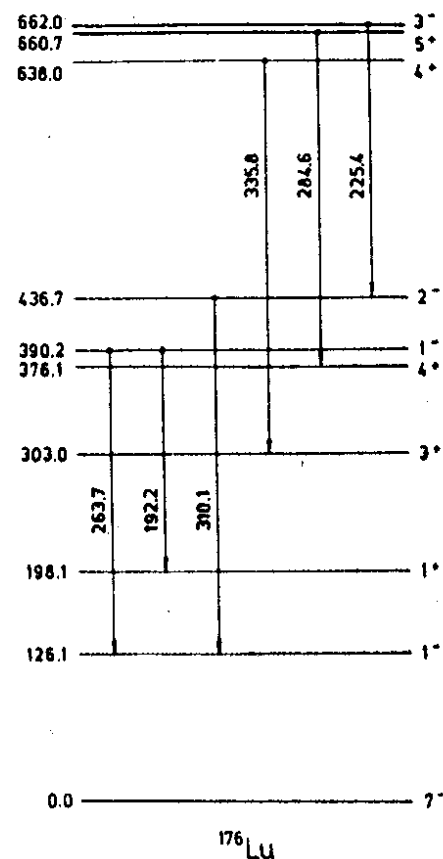


Рис. 1. Часть схемы распада ^{176}Lu . Показаны только те переходы, которые анализировались в настоящей работе. /Энергия в кэВ/.

основанной на поляризационных измерениях. Наиболее чувствительное к спину резонанса отношение интенсивностей - отношение интенсивности перехода 284,6 кэВ к интенсивности перехода 263,7 кэВ. Значения этого отношения для всех изучаемых резонансов приведены на рис. 5 в зависимости от энергии резонансов /далее для этого отношения принимается обозначение $K(284,6)/K(263,7)$ и аналогичные обозначения для отношений других переходов/.

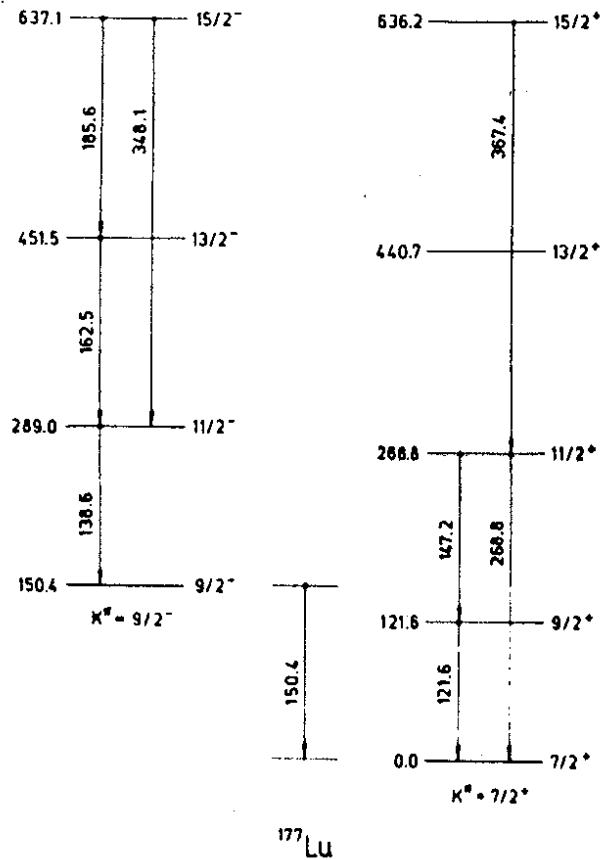


Рис. 2. Часть схемы распада ^{177}Lu . Показаны только те переходы, которые анализировались в настоящей работе. /Энергия в кэВ/.

Таким же способом в настоящей работе определены спины всех 18 резонансов ядра-мишени ^{176}Lu . Значение $J^\pi = 13/2^-$ приписывается резонансам 11,0; 12,0; 22,0; 27,7; 30,1; 32,3; 33,8; 37,2; 45,8 и 46,9 эВ, значение $J^\pi = 15/2^-$ - резонансам 1,574; 4,38; 6,17; 9,8; 11,3; 20,0; 24,8 и 42,7 эВ. Перечисленные здесь энергии резонансов совпадают с энергиями, принятыми в 10 . Результаты определения спина полностью согласуются с данными работы 10 . Для резонанса 1,574 эВ результаты настоящей работы и результаты нашей предыдущей работы 10 про-

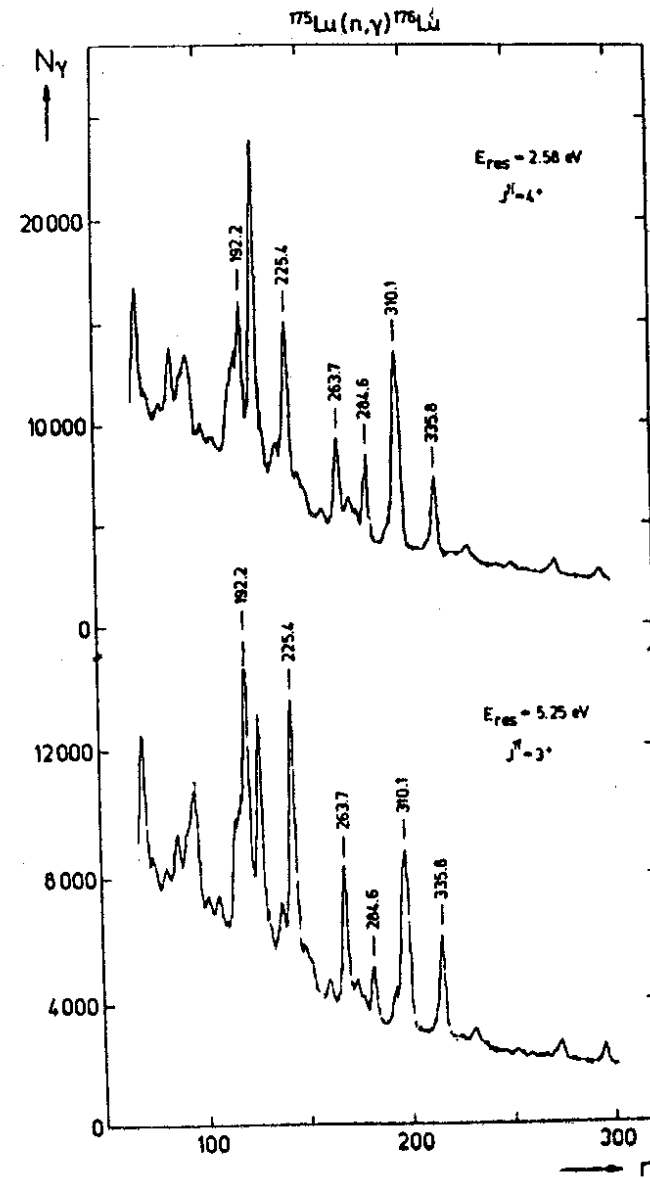


Рис. 3. Пример спектров гамма-лучей низких энергий для двух изолированных нейтронных резонансов в реакции $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$ / n - номер канала, N_γ - количество отсчетов в канале/.

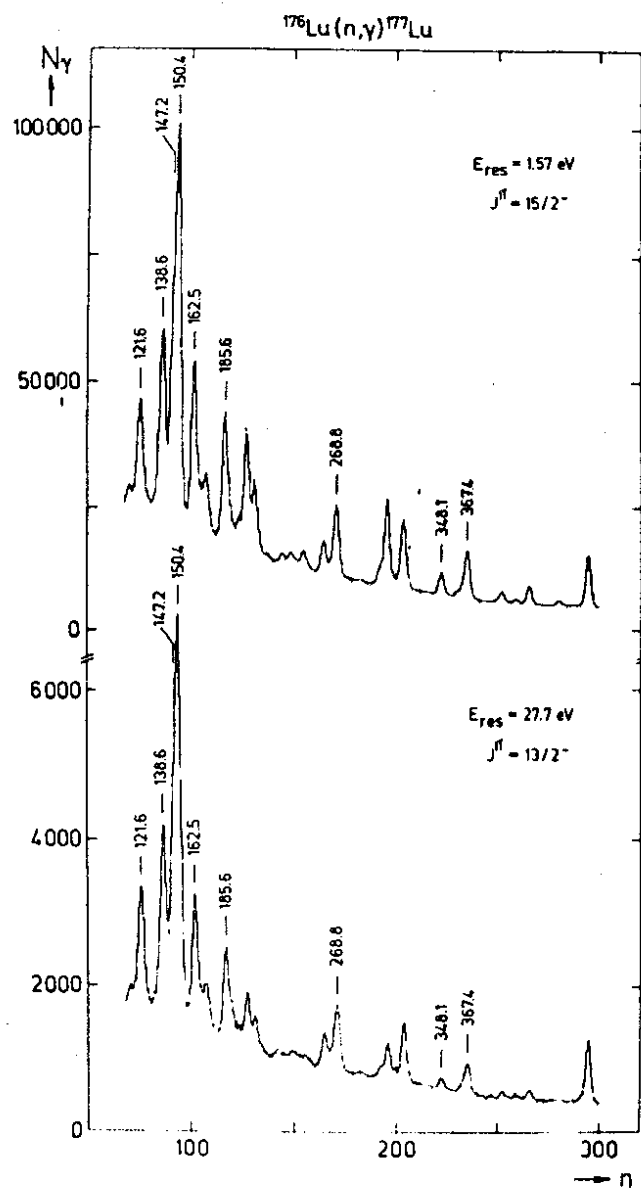


Рис. 4. Пример спектров гамма-лучей низких энергий для двух изолированных нейтронных резонансов в реакции $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$ / n - номер канала, N_γ - количество отсчетов в канале/.

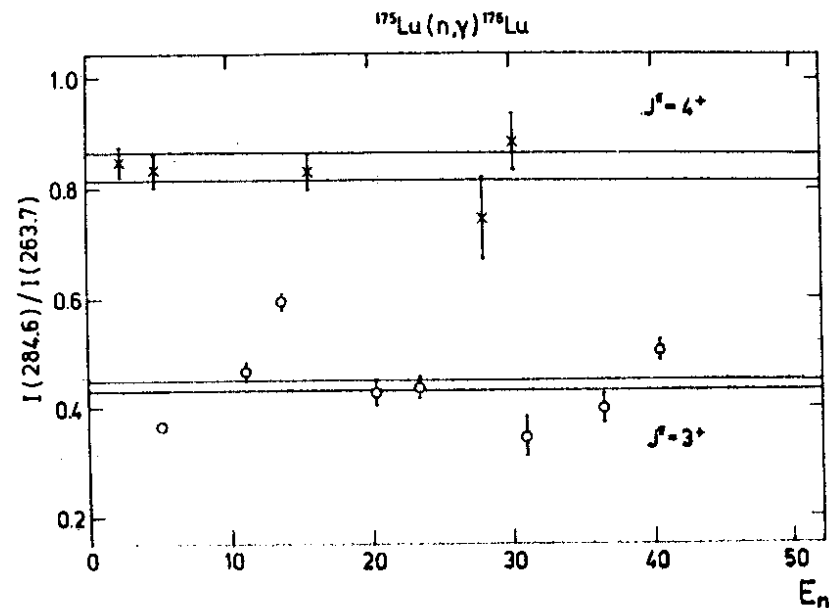


Рис. 5. Величины $R_{\text{г}} = I(284,6)/I(263,7)$ в зависимости от энергии резонансов /реакция $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$ / / E_n - в эВ/.

тиворечат приписанию $J = 13/2$, предложенному в ^{13/}. На рис. 6 приводятся для всех изучаемых резонансов ядра-мишени ^{176}Lu значения отношения $I(162,5)/I(150,4)$; это отношение является наиболее чувствительным к спину резонанса среди анализируемых отношений.

Интенсивности в каждом изучаемом резонансе обеих мишеней были поправлены на влияние соседних резонансов с учетом хода функции разрешения по времени пролета и хода сечения захвата.

В качестве первого этапа анализа флуктуаций проводилась проверка гипотезы нефлуктуирующих истинных значений отношений /при фиксированном спине резонансов/ с помощью критерия χ^2 . Для ряда отношений интенсивностей в ядрах-мишенях ^{175}Lu и ^{176}Lu значения χ^2/ν где ν - число степеней свободы/получились больше 50. Поэтому были проведены расчеты для оценки "остаточных флуктуаций", вызываемых тем, что интенсивности пер-

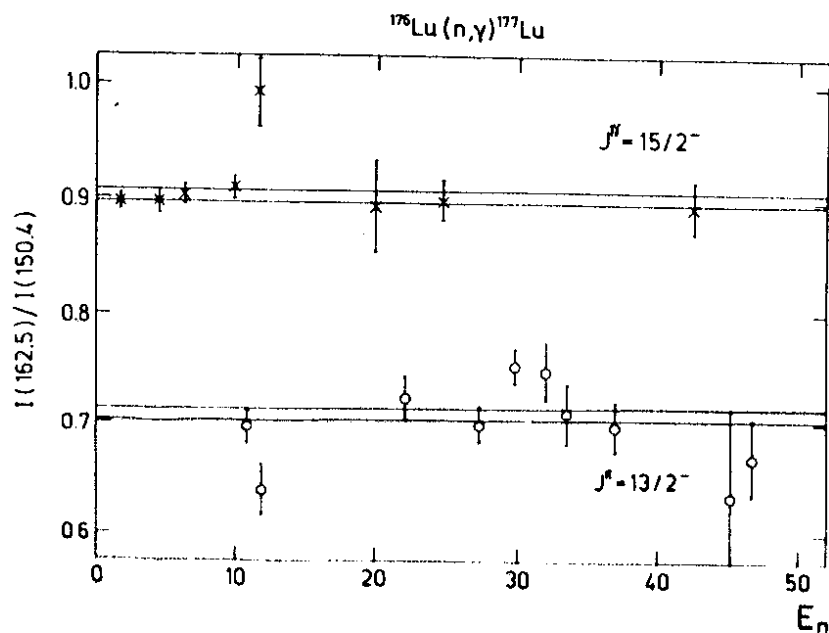


Рис. 6. Величины $R'_{fg} = I(162,5)/I(150,4)$ в зависимости от энергии резонансов /реакция $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$ / E_n - в эВ/.

Величины гамма-переходов флуктуируют по распределению Портера-Томаса^{9/}.

3. РАСЧЕТЫ

При захвате нейтронов, приводящем к возбуждению резонанса λ , заселенность p_f низколежащего уровня f ядра-продукта можно выразить как

$$p_f = \frac{1}{\Gamma_{\lambda\gamma}} \sum_{f'} \Gamma_{\lambda\gamma f'} b_{ff'} \quad /1/$$

Здесь $\Gamma_{\lambda\gamma}$ - полная радиационная ширина для резонанса λ , а $\Gamma_{\lambda\gamma f'}$ - парциальная радиационная ширина для резонанса λ , соответствующая первичному переходу на уро-

вень f' . Далее индекс λ в некоторых случаях будет опускаться. Коэффициент $b_{ff'}$ определяет заселенность уровня f в процессе такой разрядки возбужденного ядра, в которой ядро на самом начальном этапе находится в возбужденном состоянии f' . Коэффициенты $b_{ff'}$ не зависят от λ .

Величины p_f и $b_{ff'}$ рассчитывались нами способом^{14/}, основанным на воспроизведении процесса разрядки начального состояния λ или f' соответственно.

Введем отношение заселенностей R_{fg} для пары состояний f и g :

$$R_{fg} = \frac{p_f}{p_g}$$

Предположим, что парциальные ширины $\Gamma_{\lambda\gamma f'}$ в уравнении /1/ статистически не коррелированы ни между собой, ни с приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{\lambda n}^0$ и флуктуируют по распределению χ^2 с числом степеней свободы, равным единице^{9/}. В таком случае флуктуации статистической переменной R_{fg} от резонанса к резонансу при фиксированных f и g и фиксированном спине резонансов можно описать дисперсией:

$$\text{var}(R_{fg}) = \left(\frac{\langle R_{fg} \rangle}{\langle \Gamma_{\lambda\gamma} \rangle} \right)^2 \sum_{f'} \frac{\langle \Gamma_{\lambda\gamma f'} \rangle^2}{\langle \Gamma_{\lambda\gamma} \rangle} \left(\frac{b_{ff'}}{\langle p_f \rangle} - \frac{b_{gf'}}{\langle p_g \rangle} \right)^2 \quad /2/$$

Усреднение по λ в этом выражении предполагается по полному набору резонансов данного спина.

Введем отношение интенсивностей:

$$R'_{fg} = \frac{I(f \rightarrow f)}{I(g \rightarrow \bar{g})}$$

где $I(f \rightarrow f)$ и $I(g \rightarrow \bar{g})$ для данного резонанса λ представляют собой интенсивности вторичных переходов из состояний f и g на некоторые состояния f и \bar{g} соответственно. Очевидно, что относительная дисперсия $\text{var}(R_{fg}) / \langle R_{fg} \rangle^2$ статистической переменной R_{fg} равна относительной дисперсии статистической переменной R'_{fg} .

В настоящей работе вычислялись величины $\langle p_f \rangle$, $\langle R_{fg} \rangle$ и $\text{var}(R_{fg})$. При этом была использована сле-

дующая зависимость плотности уровней ρ от энергии возбуждения E и спина уровней J :

$$\rho(E, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \frac{1}{T_0} \exp\left[-\left(\frac{(2J+1)^2}{8\sigma^2} + \frac{E_0 - E}{T_0}\right)\right]. \quad /3/$$

Параметры E_0 и T_0 выбирались так, чтобы воспроизвести экспериментальную плотность уровней в районе энергии связи нейтрона и в той области энергий возбуждения, в которой экспериментально известна система уровней. Таким образом, были выбраны следующие значения параметров E_0 и T_0 :

$E_0 = 0,95$ МэВ, $T_0 = 0,53$ МэВ для ядра-продукта ^{176}Lu и $E_0 = -0,60$ МэВ, $T_0 = 0,55$ МэВ для ^{177}Lu .

Для параметра σ в соответствии с данными работы /15/ для обоих изотопов бралось значение $\sigma = 6,0$. Считалось, что ρ не зависит от четности уровней. Плотность уровней по уравнению /3/ применялась для больших энергий возбуждения; для низких энергий возбуждения ($E < 1,0$ МэВ для ^{176}Lu и $E < 1,4$ МэВ для ^{177}Lu) при расчете величин $\langle \rho \rangle_\lambda$, $\langle R_{fg} \rangle_\lambda$ и $\text{var}(R_{fg})$ применялась для обоих изучаемых ядер экспериментально известная схема уровней.

Расчеты упомянутых здесь величин были проделаны для двух вариантов зависимости вероятности P_γ -переходов от их энергии E_γ . В первом варианте бралась как для электрических (E1), так и для магнитных (M1) переходов зависимость /14/:

$$P_{EL}(E_\gamma) - P_{ML}(E_\gamma) - E_\gamma^{2L+1},$$

где E_γ - энергия гамма-квантов, а L - мультипольность переходов.

Во втором варианте бралась такая же зависимость для всех учитываемых типов гамма-переходов, кроме E1-переходов, для которых бралась зависимость от E_γ по модели гигантского дипольного электрического резонанса /ГДЭР/ /16/, т.е.

$$P_{E1}(E_\gamma) \sim E_\gamma^4 \frac{\Gamma_G^2}{(E_G^2 - E_\gamma^2)^2 + \Gamma_G^2 E_\gamma^2},$$

где $E_G = 80 \cdot A^{-1/3}$, A - массовое число, Γ_G - ширина ГДЭР. Ширины ГДЭР для ^{176}Lu и ^{177}Lu были взяты из /15/. Расщепление ГДЭР из-за ядерной деформации не учитывалось. Для отношения вероятностей различных типов переходов выбраны значения $P_{E1}/P_{M1} = 4,0$ и $P_{E1}/P_{E2} = 40$ в диапазоне энергий $6,0 \leq E_\gamma \leq 6,5$ МэВ для обоих изотопов, что хорошо согласуется с нашим анализом жестких γ -лучей в реакции $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$. Другие типы переходов, кроме E1, M1 и E2, не учитывались.

В диапазонах энергий возбуждения ниже 1,0 МэВ для ^{176}Lu и ниже 1,4 МэВ для ^{177}Lu бралась для каждого низколежащего уровня экспериментальные вероятности распада /17-20/.

Расчет показал, что заселенности P_f слабо зависят от выбора энергетической зависимости E1-переходов. С другой стороны, относительные дисперсии $\text{var}(R_{fg})/\langle R_{fg} \rangle_\lambda$ в предположении, что $P_{fg}(E_\gamma) \sim E_\gamma^3$, всегда меньше, чем в том случае, когда для $P_{fg}(E_\gamma)$ используется описание по модели ГДЭР.

Часть результатов проведенных нами расчетов представлена в табл. I и II. В них даны экспериментальные значения величины S'_{fg} , определенной как:

$$S'_{fg} = \frac{\langle R'_{fg} \rangle_\lambda}{\langle R'_{fg} \rangle_\lambda + \lambda}.$$

Здесь предполагается усреднение по экспериментальным наборам резонансов со спином $J = l - 1/2$ /знак минус/ и $J = l + 1/2$ /знак плюс/, где l - спин мишени. Значения S'_{fg} в табл. I и II сравниваются с рассчитанными значениями S_{fg} , определенными аналогичным образом:

$$S_{fg} = \frac{\langle R_{fg} \rangle_\lambda}{\langle R_{fg} \rangle_\lambda + \lambda},$$

где усреднения предполагаются по бесконечным наборам резонансов.

В табл. III и IV представлены результаты анализа флюктуаций величин R'_{fg} . Проводилась проверка гипотезы

флюктуаций этих величин для набора резонансов с фиксированным значением спина. При этом считалось, что источниками флюктуаций экспериментальных значений R'_{fg} являются экспериментальные ошибки этих величин и остаточные флюктуации с дисперсией $\text{var}(R_{fg})$, согласно выражению /2/. В качестве тестовой величины использовалась величина χ^2 . Она определена следующим образом:

$$\chi^2 = \text{Min}_r \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} \frac{[R'_{fg}(\lambda) - r]^2}{[\Delta R'_{fg}(\lambda)]^2 + [R'_{fg}(\lambda)]^2 \frac{\text{var}(R_{fg})}{\langle R_{fg} \rangle^2}} \quad /4/$$

Здесь Λ - число резонансов с фиксированным значением спина, $R'_{fg}(\lambda)$ - экспериментальное значение R'_{fg} , $\Delta R'_{fg}(\lambda)$ - соответствующая экспериментальная ошибка, λ - метка резонанса.

Минимизация проводится по параметру r . Значения χ^2 для различных пар f и g приводятся в колонке 7 таблиц III и IV.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из результатов табл. I и II можно заключить, что принятая нами модель удовлетворительно описывает зависимость заселенностей низколежащих уровней данных ядер от спина резонансов.

Из табл. III и IV видно, что для обоих изотопов отношение $\chi^2/(\Lambda-1)$, вычисленное согласно уравнению /4/, в некоторых случаях превышает значение 10. Это позволяет с уверенностью исключить объяснение экспериментально наблюдаемых флюктуаций величин R'_{fg} в рамках принятой нами модели статистических расчетов. Было интересно проверить, не сопровождается ли увеличение этих флюктуаций корреляцией между величинами R'_{fg} и Γ_n^0 . На возможность такого эффекта указывалось в R'_{fg}/Γ_n^0 . Нами были рассчитаны коэффициенты линейной корреляции $\rho(R'_{fg}, \Gamma_n^0)$

Таблица 1

Сравнение величин S'_{fg} и S_{fg} для реакции $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$. В ошибки экспериментальных величин S'_{fg} включены экспериментальная погрешность и погрешность, связанная с остаточными флюктуациями величины S_{fg} . Расчетные значения соответствуют энергетической зависимости вероятности E1-гамма-переходов по модели ГДЭР. Символы E_f (или E_g) и E_γ обозначают энергию уровня и энергию гамма-перехода соответственно.

Уровень f		Уровень g		Эксперимент	Расчет
E_f (кэВ)	E_γ (кэВ)	E_g (кэВ)	E_γ (кэВ)	S'_{fg}	S_{fg}
436,7	310,1	390,2	263,7	$0,89 \pm 0,02$	0,67
638,0	335,8	390,2	263,7	$0,85 \pm 0,02$	0,47
660,7	284,6	390,2	263,7	$0,53 \pm 0,01$	0,32
662,0	225,4	390,2	263,7	$0,86 \pm 0,02$	0,57

Значения S_{fg} , касающиеся перехода 192,2 кэВ, не включены, поскольку в резонансах с $J^\pi = 4^+$ анализу этого перехода мешает переход 188,2 кэВ между уровнями 491,2 кэВ с $J^\pi = 5^+$ и 303,0 кэВ с $J^\pi = 3^+$. В резонансах с $J^\pi = 3^+$ переход 188,2 существенно слабее. Ввиду этого, в табл. III приводятся данные для перехода 192,2 кэВ

между экспериментальными отношениями $R'_{fg}(\lambda)$ интенсивностей для резонансов одного спина и соответствующими приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{\lambda n}^0$. Значения $\Gamma_{\lambda n}^0$ взяты из /11,21/. Полученные коэффициенты корреляции и вероятности T получения таких или больших корреляций в рамках гипотезы о нулевой истинной корреляции приведены в табл. III и IV. Анализ этих результатов показывает, что в резонансах ^{175}Lu с $J^\pi = 3^+$ интенсивность перехода 284,6 кэВ очень сильно скоррелирована с $\Gamma_{\lambda n}^0$. Наибольшее внимание надо обратить на корреляцию между $I(284,6)/I(192,2)$ и $\Gamma_{\lambda n}^0$, т.к. в эксперименте детектор регистрировал гамма-кванты, вылетающие с поверхности, на которую падали нейтроны. Положительный коэффициент корреляции не может появиться

Таблица 2

Сравнение экспериментальных величин S'_{fg} и рассчитанных S_{fg} для реакции $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$. Смысл ошибок величины S'_{fg} и условия расчёта S_{fg} такие же, как в таблице 1. Смысл символов E_f , E_g , E_γ дан в описании таблицы 1.

Уровень f		Уровень g		Эксперимент	Расчет
E_f (кэВ)	E_γ (кэВ)	E_g (кэВ)	E_γ (кэВ)		
289,0	138,6	150,4	150,4	$0,95 \pm 0,01$	0,90
451,5	162,5	150,4	150,4	$0,79 \pm 0,01$	0,74
636,2	367,4	150,4	150,4	$0,64 \pm 0,02$	0,62
637,1	{ 185,6 348,1	150,4	150,4	$0,66 \pm 0,01$ а)	0,50
121,6	121,6	150,4	150,4	$1,08 \pm 0,01$	1,03
268,8	{ 268,8 147,2	150,4	150,4	$0,99 \pm 0,01$ а)	0,95

а) Значение S_{fg} основано на сумме интенсивностей переходов указанных энергий. При суммировании учитывалась поправка на эффект внутренней конверсии.

из-за эффекта комбинированного поглощения нейтронов и гамма-квантов в мишени. Другим удобным случаем, где этот ложный эффект не может объяснить полученные результаты, является отношение $I(284,6)/I(263,7)$ /рис. 7/. Результаты для резонансов ^{175}Lu с $J^\pi = 3^+$ /табл. III / показывают, что наиболее вероятной причиной больших значений ρ является сильная корреляция между заселенностями уровня $660,7$ кэВ с $J^\pi = 5^+$ и ширинами Γ_n^0 . В резонансах ^{175}Lu с $J^\pi = 4^+$ не наблюдается корреляций R'_{fg} с I_n^0 и увеличения χ^2 -отклонений.

Для ядра-мишени ^{176}Lu также наблюдаются корреляции между R'_{fg} и Γ_n^0 . В резонансах с $J^\pi = 13/2^-$ проявляются, по-видимому, корреляции с $\Gamma_{\lambda n}^0$ заселенностей уровней 451,5; 637,1 и 636,3 кэВ.

Корреляция между отношением $R'_{fg} = [I(185,6) + I(348,1)]/I(150,4)$ и Γ_n^0 приведена на рис. 8. В резонансах с $J^\pi = 15/2^-$ величины $\chi^2(\lambda-1)$ оказываются меньше, чем в резонансах с $J^\pi = 13/2^-$ /см. табл. IV /. Как видно из табл. III и IV, за исключением одного случая, для всех отношений R'_{fg} эффектом больших флюктуаций наблюдается большое значение корреляции $|\rho(R'_{fg}, \Gamma_n^0)| \geq 0,56$, характеризующееся высокой статистической достоверностью. Исключением является случай, соответствующий отношению $I(367,4)/I(150,4)$ в резонансах с $J^\pi = 15/2^-$ для ядра-мишени ^{176}Lu .

Прежде чем перейти к окончательным заключениям, необходимо отметить, что эффект корреляции отношений с Γ_n^0 может получиться в результате того, что ряд резонансов является неразрешенными дублетами с разными спинами. В этом случае, чем чувствительнее отношение к спину резонанса, тем больше будет сдвинута точка для такого дублета от среднего значения в сторону значения отношения для другого спина. Критическими в этом смысле /см. рис. 7 и 8/ для ^{175}Lu являются резонансы $13,83$ эВ / $2gI_{\lambda n}^0 = 5,3$ мэВ/ и $40,55$ эВ / $2gI_{\lambda n}^0 = 4,5$ мэВ/, а для ^{176}Lu - резонансы $30,1$ эВ / $2gI_{\lambda n}^0 = 2,2$ мэВ/ и $37,2$ эВ / $2gI_{\lambda n}^0 = 1,3$ мэВ/. Значения величин $2gI_{\lambda n}^0$ взяты из /11/.

Был проделан анализ флюктуаций и корреляций для наборов с исключением критических резонансов. Так как эти резонансы имеют большие значения $\Gamma_{\lambda n}^0$, их исключение значительно уменьшает диапазон Γ_n^0 . Поэтому, если ненулевая корреляция и увеличение флюктуаций R'_{fg} действительно существуют, исключение критических резонансов должно ухудшить наблюдение обоих эффектов. Тем не менее, как видно из табл. III и IV, значение вероятности T для ограниченных наборов резонансов остаются в некоторых случаях малыми, а значения χ^2 , вычисленные согласно выражению /4/, являются в статистическом смысле достаточно большими.

Результаты проверки статистических свойств отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов в реакции $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$. Для расчета относительной дисперсии $\text{var}(R_{jg})^{1/2}/\langle R_{jg} \rangle_{\Lambda}$ использовалась энергетическая зависимость вероятности E^{\dagger} гамма-переходов по модели ГДЭР. Усреднения проводились по набору резонансов $\Lambda = 8$ со спином $J^{\pi} = 3^{+}$, кроме случаев, отмеченных Γ .

J^{π}	Уровень j		Уровень g		$\frac{\text{var}(R_{jg})^{1/2}}{\langle R_{jg} \rangle_{\Lambda}}$ %	χ^2 а)	$\rho(R'_{jg}, \Gamma_n^*)$	Γ %	χ^2 б)
	E_j (кэВ)	E_j (кэВ)	E_g (кэВ)	E_g (кэВ)					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	436,7	310,1	390,2	192,2 ^{в)}	2,4	14	0,65	-	-
	638,0	335,8	390,2	192,2 ^{в)}	2,8	28	0,71	1,6	10,0
	660,7	284,6	390,2	192,2 ^{в)}	2,1	187	0,90	0,02	21,5
	660,7	284,6	390,2	192,2 ^{в)}	2,1	30 ^{г)}	0,56 ^{г)}	16,8 ^{г)}	-
	662,0	225,4	390,2	192,2 ^{в)}	4,2	15	0,27	-	-
	436,7	310,1	390,2	263,7	2,4	11	0,41	-	-
3 ⁺	638,0	335,8	390,2	263,7	2,8	23	0,58	5,90	12,0
	660,7	284,6	390,2	263,7	2,1	154	0,88	0,02	21,5
	660,7	284,6	390,2	263,7	2,1	29 ^{г)}	0,56 ^{г)}	16,3 ^{г)}	-
	662,0	225,4	390,2	263,7	4,2	15	0,10	-	-
	638,0	335,8	436,7	310,1	3,0	13	0,45	12,5	-
	660,7	284,6	436,7	310,1	2,3	131	0,86	0,30	26,0
	660,7	284,6	436,7	310,1	2,3	36 ^{г)}	0,69 ^{г)}	7,6 ^{г)}	-
	662,0	225,4	436,7	310,1	4,4	8	-0,21	-	-
	660,7	284,6	636,0	335,8	2,3	72	0,61	0,5	14,0
	662,0	225,4	638,0	335,8	4,5	24	-0,34	91,7	20,0
	662,0	225,4	660,7	284,6	4,0	90	-0,70	99,1	32,0

а) Рассчитано согласно выражению (4)

б) Рассчитано согласно выражению (5)

в) Влияние соседнего перехода 188,2 кэВ в резонансах с $J^{\pi} = 3^{+}$ много меньше, чем в резонансах с $J^{\pi} = 4^{+}$ (см.сноску в табл.1)

г) Резонансы 13,83 эВ и 40,55 эВ исключены из набора.

Таблица IV

Результаты проверки статистических свойств отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов в реакции $^{136}\text{Lu}(\text{n},\gamma)^{136}\text{Lu}$. Усреднения проводились по набору резонансов $\Lambda = 10$ с $J^\pi = 13/2^-$ и по набору резонансов $\Lambda = 8$ с $J^\pi = 15/2^-$, кроме случаев, отмеченных Γ). Смысл величин и условия расчетов такие же, как в табл. III.

J^π	Уровень f		Уровень g		$\frac{\text{var}(R_{fg})^{1/2}}{\langle R_{fg} \rangle}$ %	χ^2 а)	$\varphi(R_{fg}, \Gamma_n)$	Γ %	χ^2 б)
	E_f (кэВ)	E_f (кэВ)	E_g (кэВ)	E_g (кэВ)					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	289,0	138,6	150,4	150,4	0,4	19	0,26	-	
	451,5	162,5	150,4	150,4	0,8	22	0,56	1,3	13
	636,2	367,4	150,4	150,4	3,2	33	0,56	1,8	21
	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	150,4	150,4	1,0	187	0,62	0,50	27
	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	150,4	150,4	1,0	71 ^{г)}	0,45 ^{г)}	4,4 ^{г)}	-
13/2 ⁻	268,8	268,8 ^{в)} 147,2	150,4	150,4	1,3	16	0,33	-	-
	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	289,0	138,6	1,0	130	0,67	0,20	24
	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	289,0	138,6	1,0	46 ^{г)}	0,46 ^{г)}	3,5 ^{г)}	-
	268,8	268,8 ^{в)} 147,2	289,0	138,6	1,4	44	0,05	-	-
	268,8	268,8 ^{в)} 147,2	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	1,6	109	-0,60	98,6	39
	289,0	138,6	150,4	150,4	0,2	11	-0,85	-	-
	451,5	162,5	150,4	150,4	0,6	1	-0,25	-	-
	636,2	367,4	150,4	150,4	2,4	36	-0,04	-	-
	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	150,4	150,4	1,1	7	0,11	-	-
15/2 ⁻	268,8	268,8 ^{в)} 147,2	150,4	150,4	0,9	15	0,73	6,9	-
	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	289,0	138,6	1,1	13	0,45	-	-
	268,8	268,8 ^{в)} 147,2	289,0	138,6	0,9	25	0,83	4,4	-
	268,8	268,8 ^{в)} 147,2	637,1	185,6 ^{в)} 348,1	1,1	15	0,43	-	-

а) Рассчитано согласно выражению (4)

б) Рассчитано согласно выражению (5)

г) Резонансы 30,1 эВ и 37,2 эВ исключены из набора.

в) Значения в колонках 7 - 10 приводятся для сумм интенсивностей двух гамма-переходов.

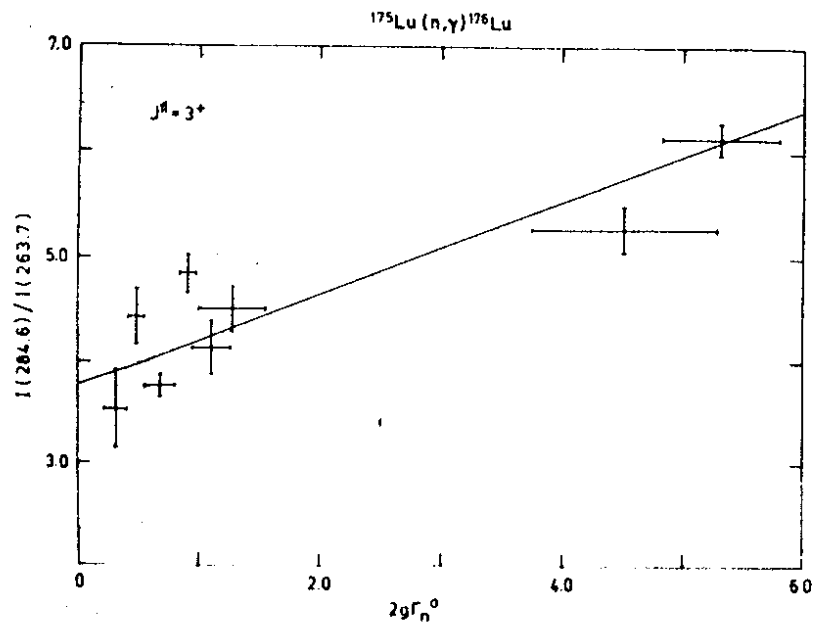


Рис. 7. Величины $R'_{\rho} = I(284,6)/I(263,7)$ в зависимости от l_n^0 . Линия регрессии соответствует параметрам τ и s , полученным из выражения /5/. По оси абсцисс отложены величины $2g_n^0$ в мэВ.

После того как вышеприведенные расчеты были нами завершены, появились новые данные /22/, основанные на измерении полных нейтронных сечений на ^{175}Lu с высоким разрешением. Было найдено, что один из двух критических резонансов для мишени ^{175}Lu является дублетом. Согласно данным /22/, вышеупомянутый резонанс 40,55 эВ состоит из компонент на 40,59 эВ и 41,06 эВ; значение $2g_n^0$ для компоненты 41,06 эВ примерно в 15 раз меньше, чем соответствующее значение для другой компоненты.

Чтобы оценить, в какой степени учет слабого 41,06 эВ резонанса может изменить полученные нами результаты, которые были основаны на синглетной природе резонанса 40,55 эВ, был сделан дополнительный анализ отношения $R'_{\rho} = I(284,6)/I(263,7)$. В этом анализе значение отношения для 40,55 эВ дублета было исправлено на вклад резонанса 41,06 эВ в предположении, что для него $J^{\pi} = 4^{+}$. При

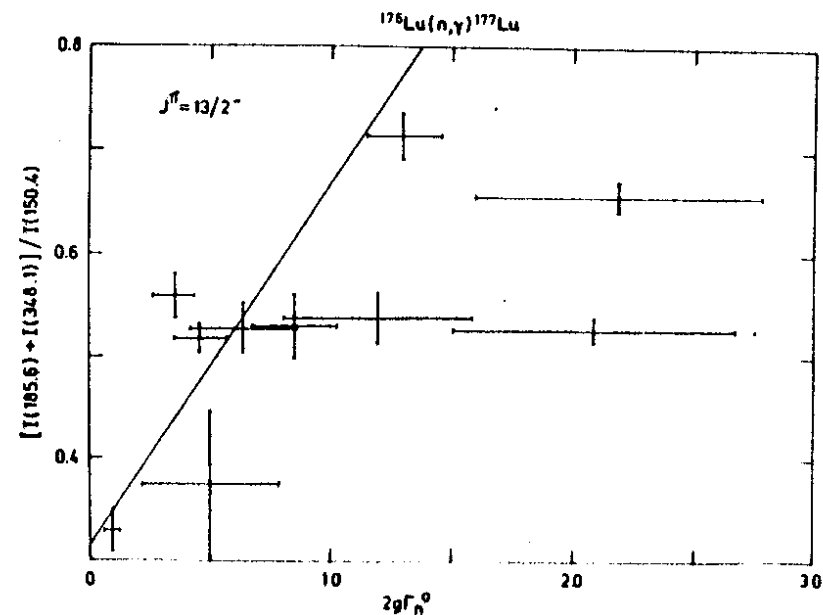


Рис. 8. Величины $R'_{\rho} = [I(185,6) + I(348,1)]/I(150,4)$ в зависимости от l_n^0 . Линия регрессии соответствует параметрам τ и s , полученным из выражения /5/. По оси абсцисс отложены величины $2g_n^0$ в мэВ.

коррекции учитывалось влияние конечной толщины мишени и ограниченного разрешения по времени пролета. Коррекция уменьшила отношение $I(284,6)/I(263,7)$ для 40,55 эВ дублета на 13%. С этим исправленным отношением были получены следующие значения χ^2 /выражение /4//, ρ и T для набора восьми резонансов с $J^{\pi} = 3^{+}$:
 $\chi^2 = 144$, $\rho = 0,75$ и $T = 0,6\%$.

Все значения l_n^0 для расчетов ρ взяты из /22/. Приведенные величины χ^2 , ρ и T можно сравнить с соответствующими значениями в табл. III. Очевидно, что включение дублетной структуры резонанса 40,55 эВ в анализ качественно не меняет результаты, полученные нами ранее, так как оба эффекта, а именно, ненулевая корреляция и увеличенные флуктуации остаются статистически значимыми.

Вполне очевидно, что единственной физической причиной корреляции между R'_{fg} и Γ_n° является корреляция между ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f'}$ в правой части уравнения /1// и ширинами $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$. Если ширины $\Gamma_{\lambda\gamma f'}$ и $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ взаимно зависимы, выражение /2/ для $\text{var}(R'_{fg})$ несправедливо, и в этом случае правую часть /2/ необходимо модифицировать включением добавочного положительного члена. Поэтому корреляция $\Gamma_{\lambda\gamma f'} - \Gamma_n^{\circ}$ может быть причиной увеличения флюктуаций R'_{fg} . Этот эффект должен наблюдаться именно для тех пар, f, g , для которых есть сильная корреляция /или антикорреляция/ между R'_{fg} и Γ_n° . Как вытекает из предыдущего обсуждения в данном разделе, наши результаты для обоих ядер качественно подтверждают это предположение.

Из-за конкуренции между энергетической зависимостью вероятности гамма-переходов и плотностью основной вклад в сумму в правой части выражения /1/ дают первичные переходы $\lambda \rightarrow f'$ промежуточных энергий. В действительности, согласно нашим расчетам, для обеих реакций первичные переходы $\lambda \rightarrow f'$ с энергиями $1,0 < E_{\gamma} < 4,5$ МэВ, через все возможные каскады дают вклад в заселенность r_f больше, чем 80%. На основе таких рассуждений можно заключить, что и предлагаемая выше корреляция $\Gamma_{\lambda\gamma f'} - \Gamma_n^{\circ}$ в основном касается первичных переходов этих промежуточных энергий. Для того чтобы выяснить, в какой мере увеличение флюктуаций можно объяснить существованием корреляций, были вычислены значения величины χ^2 , которая учитывает остаточные флюктуации, характеризуемые величиной $\text{var}(R'_{fg})$, и, кроме того, линейную корреляцию между R'_{fg} и Γ_n° . Величина χ^2 в этом случае определена следующим образом:

$$\chi^2 = \min_{r,s} \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} \frac{[R'_{fg}(\lambda) - r - s\Gamma_{\lambda n}^{\circ}]^2}{[\Delta R'_{fg}(\lambda)]^2 + [R'_{fg}(\lambda)]^2 \frac{\text{var}(R'_{fg})}{\langle R'_{fg} \rangle^2} + s^2 (\Delta \Gamma_{\lambda n}^{\circ})^2} \quad /5/$$

Здесь минимизация проводится по параметрам r и s , $\Delta \Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ - экспериментальные ошибки величин $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$. Как

видно из результатов, представленных в колонках №10 табл. III и IV, расчет величины χ^2 , согласно формуле /5/, приводит к существенному уменьшению ее значений по сравнению с результатами согласно формуле /4/. Тем не менее, в некоторых случаях, несмотря на это уменьшение, значения величины χ^2 не вполне совместимы с рассматриваемой гипотезой, включающей остаточные флюктуации и линейную корреляцию.

Вполне возможно, что учет нелинейной корреляции между R'_{fg} и Γ_n° , вызванной нелинейной корреляцией между $\Gamma_{\lambda\gamma f'}$ и $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$, привел бы к дальнейшему уменьшению значения χ^2 до приемлемого уровня. На самом деле формальная теория /23/ допускает линейную корреляцию только между амплитудами ширины $\Gamma_{\lambda\gamma f'}^{1/2}$ и $(\Gamma_{\lambda n}^{\circ})^{1/2}$, а не между самими ширинами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный выше анализ указывает на существование корреляций между парциальными радиационными ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f'}$ и нейтронными приведенными ширинами $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ резонансов в реакциях $^{175,176}\text{Lu}(n,\gamma)^{176,177}\text{Lu}$. Если рассматривать область, которая соответствует числу нейтронов $N > 82$, то ^{176}Lu и ^{177}Lu можно добавить к небольшому числу ядер, для которых такая корреляция наблюдалась /см. напр., /24,25/. Специфический характер наших результатов вытекает из того, что за наблюдаемый нами эффект отвечают, по-видимому, только первичные гамма-переходы промежуточных энергий. Традиционные экспериментальные методы не дают информации о корреляционных свойствах таких гамма-переходов.

К настоящему времени разработано несколько моделей резонансного нейтронного захвата /26-29/, в которых присутствует корреляция между парциальными радиационными и приведенными нейтронными ширинами. По-видимому, ни модель канального резонансного захвата /26/, ни модель валентного нейтрона /27/ не подходят к нашему случаю, так как ядра Lu сильно деформированы. С другой стороны, ограниченность экспериментальных данных и

отсутствие систематизации не позволяют нам сделать определенные заключения, касающиеся остальных моделей /28,29/.

Авторы выражают признательность доктору Ю.П.Попову и В.И.Фурману за ценные обсуждения, а также А.Дворжаку и В.Дворжаковой за помощь в изготовлении рисунков.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.R.Huizenga, R.Vandenbosch. Phys.Rev., 120, 1305 (1960).
2. W.P.Poenitz. Zeit.Phys., 197, 262 (1966).
3. P.Riehs, B.W.Thomas. In Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Reactor Centrum Nederland, Petten, 300, 1975.
4. C.Coceva, P.Giacobbe, F.Corvi, M.Stefanon. Nucl.Phys., A218, 61 (1974).
5. D.Breiting, R.F.Casten, G.W.Cole, J.Cizewski, W.R.Kane. Phys.Rev., 9C, 366 (1974).
6. A.Stolovy, A.I.Namenson, J.C.Ritter, T.F.Godlove, G.L.Smith. Phys.Rev., 5C, 2030 (1972).
7. A.I.Namenson, A.Stolovy, G.L.Smith. In Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Reactor Centrum Nederland, Petten, 313, 1975.
8. Л.Алдеа и др. ОИЯИ, РЗ-7885, Дубна, 1974.
9. C.E.Porter, R.G.Thomas. Phys.Rev., 104, 483 (1956).
10. L.Aldea, F.Becvar, Huynh Thuong Hiep, S.Pospisil, J.Sacha, S.A.Telezhnikov.

- In Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Munich, Aug. 27 - Sept.1, 1973, vol.1, 660. (Ed. J.deBoer, H.J.Mang) North-Holland, Amsterdam and Elsevier, New York 1973.
11. S.F.Mughabghab and D.I.Garber. Neutron Cross Sections, vol. 1, Resonance Parameters, 3rd edition. (Ed. National Neutron Cross Section Center), Upton, New York (1973).
 12. O.A.Wasson, R.E.Chrien. Phys.Rev., 2C, 675 (1970).
 13. H.Postma. In Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, 373. (Ed.H.H.Barshall, W.Haeberli) University of Wisconsin, Madison, 1971.
 14. T.Egidy von. In Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA, Vienna, 541 (1969).
 15. S.M.Zakharova, V.S.Stavinskij, Yu.N.Shubin. In Nuclear Constants No. 7, IAEA, Vienna, 1972.
 16. P.Axel. Phys.Rev., 126, 671 (1962).
 17. M.K.Balodis, J.J.Tamberg, K.J.Alksnis, P.T.Prokofjev, W.G.Vonach, H.R.Koch, U.Gruber, B.P.K.Maier, O.W.B.Schult. Nucl.Phys., A194, 305 (1972).
 18. M.M.Minor, R.K.Sheline E.T.Jurney. Phys.Rev., 3C, 766 (1971).
 19. B.P.K.Maier. Zeit.Phys., 184, 153 (1965).
 20. B.Michaud, J.Kern, L.Ribody, L.A.Schaller. Helv. Phys.Acta 45, 93 (1972).
 21. J.A.Harvey. In ORNL Report ORNL-2718, p.28, Oak Ridge 1959; J.A.Harvey. Private Communication, 1974.
 22. H.I.Liou, J.Rainwater, G.Hacken, U.N.Singh. Phys.Rev., 11C, 1231 (1975).

23. T.J.Krieger, C.E.Porter. J.Math.Phys., 4, 1272 (1963).
24. S.F.Mughabghab. In Nuclear Structure Study with Neutrons, 167 (Ed. J.Ero and J.X.Szucs) Plenum, New York, 1974.
25. Л.Алдея и др. ОИЯИ, РЗ-10011, Дубна, 1976.
26. A.M.Lane, J.E.Lynn. Nucl.Phys., 17, 563 (1960).
27. J.E.Lynn. The Theory of Neutron Resonance Reactions, 333, Clarendon, Oxford, 1968.
28. A.M.Lane. Ann.Phys., (N.Y.) 63, 171 (1971).
29. В.Г.Соловьев. ОИЯИ, Р4-5825, Дубна, 1971.

*Рукопись поступила в издательский отдел
30 июля 1976 года.*