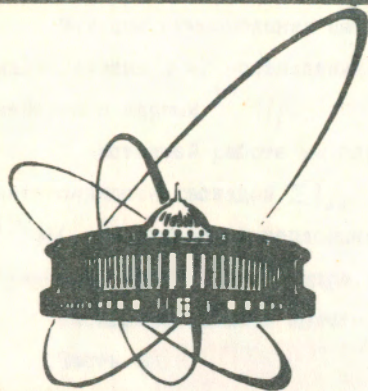


90-96



е
т

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б 812

P6-90-96

С.Т.Бонева, Э.В.Васильева, В.Д.Кулик,
Ле Хонг Кхьем, Ю.П.Попов, А.М.Суховой,
В.А.Хитров, Ю.В.Хольнов

**СПИН КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ ^{180}Hf ,
ВОЗБУЖДАЕМОГО ПРИ ЗАХВАТЕ
ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В ^{179}Hf**

Направлено на Международную конференцию по ядерной спектроскопии и форме атомных ядер, Ленинград, 1990 г.

1990

Методом суммирования амплитуд совпадающих импульсов (САСИ) нами изучены γ - γ -совпадения, связанные с реакцией захвата тепловых нейтронов ядрами ^{179}Hf .

В настоящей работе мы обращаем внимание на значения суммарной интенсивности каскадов $\sum I_{\gamma\gamma}$ для переходов с компаунд-состояния ^{180}Hf , возбуждаемых тепловыми нейтронами, на ряд низколежащих возбуждённых уровней этого ядра.

Экспериментальные значения $\sum I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$ приведены в табл. I.

Часть спектра сумм амплитуд, соответствующая каскадам переходов на первые 3 возбуждённых уровня вращательной полосы основного состояния ^{180}Hf , приведена на рис. I.

Значения абсолютной суммарной интенсивности каскадов для переходов на указанные уровни ^{180}Hf определены нами следующим образом.

В работе [1] даны значения абсолютной интенсивности ряда жёстких первичных γ -переходов с захватного состояния ^{180}Hf (тепловые нейтроны). Эти данные приведены в табл. 2. Относительные интенсивности этих же переходов определены в [2] и также содержатся

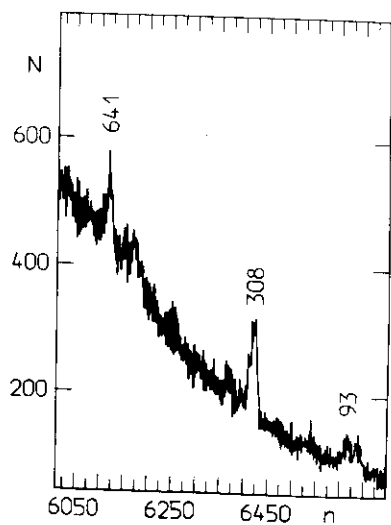


Рис. I. Часть спектра сумм амплитуд совпадающих импульсов для реакции $^{179}\text{Hf}(n, 2\gamma)$.

Т а б л и ц а I

Сравнение экспериментальных и расчётных значений
интенсивности каскадов переходов на уровни $E_f^{180\text{Hr}}$

E_f , кэВ	I_f^π	I_f^π расч.	$\sum I_{\beta\gamma}^0$, % расп.	$\sum I_{\beta\gamma}^T$, % расп.			$\sum I_{\beta\gamma}^{T*}$, % расп.		
				$I_C^\pi = 5^+$	4^+	$80\%4^+, 20\%5^+$	$I_C^\pi = 5^+$	4^+	$80\%4^+, 20\%5^+$
93,32	2^+	2^+	$0,6 \pm 0,1$	0,3	2,9	2,4	0,13	1,1	0,94
308,58	4^+	4^+	$2,3 \pm 0,4$	5,8	8,2	7,8	2,5	3,1	3,0
640,85	6^+	6^+	$1,7 \pm 0,3$	4,7	2,1	2,6	2,1	0,8	1,0
1199,8	2^+	2^+	$< 0,2$	0,06	0,9	0,8	0,03	0,3	0,31
1291,07	$(3^+, 4^+)$	3^+	$< 0,2$	0,84	1,5	1,4	0,37	0,6	0,55
1354,02	$(0^+, 1-4^+)$	2^-	$< 0,2$	0,06	0,6	0,6	0,03	0,2	0,2
1369,71	(4^+)	4^+	$1,3 \pm 0,4$	2,8	4,0	3,8	1,2	1,5	1,5
1374,43	$(3^-, 4^-)$	4^-							
1429,88	(3^-)	3^-	$0,6 \pm 0,3$	2,0	3,2	3,0	0,9	1,2	1,2
1482,74	$(3^-, 4^-, 5^-)$	5^-	$1,2 \pm 0,4$	2,0	1,3	1,4	0,9	0,5	0,55
1607,735	$(3^+, 4^+)$	4^+	$1,8 \pm 0,4$	3,9	3,1	3,3	1,7	1,2	1,3
1609,35	$(4^-, 5^-)$	5^-							
1613,16	$(3-6^-)$	6^-							

* Нормировано к $\sum I_{\beta\gamma}^0$

Таблица 2

Значения энергии и интенсивности
первичных γ -переходов ^{180}Hf

$E_{\gamma} [1], \text{кэВ}$	5773	5842	5953	7074
$E_{\gamma} [2], \text{кэВ}$	5774,5	5847,4	5956,9	7079,3
$I_{\gamma} [1], \% \text{ расп.}$	0,298	0,186	0,056	0,046
$I_{\gamma} [2], \text{отн.ед.}$	1440	1000	290	194

в табл.2. Из неё определяем "цену" относительной интенсивности работы [2] :

$$\alpha = \frac{\sum I_{\gamma}[1]}{\sum I_{\gamma}[2]} = 2 \cdot 10^{-4} \% / \text{отн.ед.}$$

В нашем дифференциальном γ -спектре, соответствующем переходу на состояние 308,6 кэВ, $4^+ \text{ } ^{180}\text{Hf}$, имеется двухквантовый каскад $\gamma 6018,4 - \gamma 1061,1$. Относительная интенсивность первичного перехода 6018,4 кэВ согласно [2] составляет 140 отн. ед. Соответственно абсолютная интенсивность этого перехода равна $I_{\gamma}(6018) = \alpha \cdot 140 = 0,28\% \text{ расп.}$

Интенсивность указанного каскада можно определить, зная характер распада промежуточного уровня $E_M = 1369,71 \text{ кэВ}$. В соответствии с работами [2,3,4] на долю γ -перехода 1061,1 кэВ с этого уровня приходится 80%. Учитывая, что каскад $\gamma 6018,4 - \gamma 1061,1$ составляет по интенсивности 0,93(21)% от суммарной интенсивности каскадных переходов на уровень 308,6 кэВ, получаем суммарную интенсивность в абсолютных единицах $\sum I_{\gamma\gamma}(308,6 \text{ кэВ}) = 2,3\% \text{ расп.}$

Экспериментальные значения интенсивности каскадов переходов на другие уровни, включённые в табл. I, определены на основе этого значения и отношения площадей пиков в спектре сумм амплитуд (см. рис. I) с учётом изменения эффективности регистрации каскадов различных энергий.

Квантовые характеристики захватного состояния ^{180}Hf для тепловых нейтронов могут быть $I^\pi = 5^+$ или 4^+ , поскольку для основного состояния ^{179}Hf $I^\pi = \frac{9^+}{2}$.

Известно [5], что 18% сечения захвата тепловых нейтронов ядрами ^{179}Hf определяется известным резонансом с $I^\pi = 5^+$, а 2% - с $I^\pi = 4^+$; остающиеся 80% - резонансом $E_r = -6,1$ эВ, для которого I^π неизвестны.

Таким образом, в зависимости от I^π этого резонанса возможны два случая:

1. 80% захватов связано с $I^\pi = 4^+$ и 20% - с $I^\pi = 5^+$;
2. Практически 100% захватов ведут к компаунд-состоянию с $I^\pi = 5^+$ (2% - с $I^\pi = 4^+$).

Нами проведён расчёт интенсивности заселения ряда возбуждённых состояний ^{180}Hf двухквантовыми каскадами в этих двух предположениях.

При расчёте учитывались все известные из опыта промежуточные состояния ^{180}Hf ниже 1,83 МэВ. При определении значений радиационных ширин и зависимости их от энергии переходов принимались во внимание E1-, M1- и E2-переходы.

Сведения о квантовых характеристиках указанных в табл. I состояний, необходимых для расчёта, получены из данных по реакциям (n, γ) на тепловых нейтронах [2], на нейтронах с энергией 0,3 кэВ [2], 2 кэВ [6], реакции $(n, n'\gamma)$ [7].

Для первых четырёх состояний табл. I значения I^π определены однозначно.

Для остальных уровней единственных экспериментальных значений I^π нет.

В табл. I приведены как значения I^{π} из обзора [3], так и значения I^{π} расч., принятые нами для расчёта в соответствии с книгой [4]. Такой выбор обусловлен однозначностью значений I^{π} в [4].

Мы не анализируем причины наблюдаемых разногласий между схемами работ [3] и [4], поскольку без дополнительных экспериментов возможности однозначного экспериментального определения I^{π} этих уровней нет.

Результаты расчёта приведены в табл. I в % числа распадов компаунд-состояния. В последних трёх столбцах даны расчётные результаты, нормированные к экспериментальным по сумме значений интенсивности каскадов переходов на все указанные уровни. С ними мы и сравниваем экспериментальные данные.

Если не учитывать каскады переходов на первый возбуждённый уровень 93,32 кэВ, 2^+ , то результаты сравнения свидетельствуют, что квантовыми характеристиками компаунд-состояния, возбуждаемого при захвате тепловых нейтронов, являются $I^{\pi}_c = 5^+$.

При этом предположении отклонения расчётных данных от экспериментальных характеризуются значением $\chi^2 = 0,8$.

В случае же "смешанного спина" $I^{\pi}_c = 80\% 4^+ + 20\% 5^+$ $\chi^2 = 3,3$.

Соответственно, нужно принять для резонанса $E_n = -6,1$ эВ значения $I^{\pi} = 5^+$.

Однако из сопоставления данных табл. 2 создаётся впечатление, что каскады переходов на уровень 93,3 кэВ, 2^+ ставят под сомнение такую идентификацию. Разумеется, этот резонанс может быть дублетом, в котором заметным компонентом был бы резонанс $I^{\pi} = 4^+$. Исключить такую возможность из рассмотрения нельзя.

Тем не менее, можно качественно показать, что имеющиеся данные по экспериментальному выходу каскадов на уровень 93,3 кэВ, 2^+ $\sum I^{\pi}_{\gamma\gamma} = 0,6 \pm 0,1$ не противоречат малому значению $I^{\pi}_{\gamma\gamma}$ для компаунд-состояния $I^{\pi} = 5^+$.

Для этого можно сопоставить между собой интенсивности каскадов, которые связаны с разностью спинов начального и конечного

уровней на 3 единицы для других изученных нами ядер. Это сделано в табл.3. В ней перечислены все наблюдаемые нами каскады отмеченного типа. Почти во всех случаях (также и в случае ^{163}Dy , где тип переходов в каскаде аналогичен случаю ^{180}Hf) наблюдается значимое превышение экспериментальной интенсивности над расчётной.

Поэтому данные табл.3 свидетельствуют о том, что помимо возможной примеси состояния с $I^\pi = 4^+$ в сечение захвата от резонансов с отрицательной энергией, можно ожидать, что превышение $\sum I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$ над $\sum I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$ обусловлено наличием вторичных E2-переходов, интенсивность которых заметно выше ожидаемой при простой экстраполяции отношений $\Gamma(\text{E1}):\Gamma(\text{M1}):\Gamma(\text{E2})$, наблюдаемых для жёстких первичных переходов, на область малых возбуждений ядра ^{180}Hf .

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и расчётных значений $\sum I_{\gamma\gamma}$ для переходов $I_c \rightarrow I_f = I_c \pm 3$

Ядро	I_c^π	I_f^π	Мультип. переходов	$\sum I_{\gamma\gamma}^{\text{э}}$, % расп.	$\sum I_{\gamma\gamma}^{\text{р}}$, % расп.
^{144}Nd	3^-	0^+	E1 + E2	$3,7 \pm 1,1$	3,3
^{146}Nd	3^-	0^+	E1 + E2	$3,9 \pm 0,2$	0,5
^{163}Dy	$1/2^+$	$7/2^-$	E1 + E2	$0,8 \pm 0,2$	0,02
^{165}Dy	$1/2^+$	$7/2^+$	M1 + E2	(1,5)	0,03
^{175}Yb	$1/2^+$	$7/2^-$	E1 + E2	$1,7 \pm 0,4$	0,08
^{178}Hf	60% 3^- +40% 4^-	0^+	E1 + E2	$0,5 \pm 0,2$	0,4
^{179}Hf	$1/2^+$	$7/2^-$	E1 + E2	$2,1 \pm 0,9$	0,03
^{180}Hf	(5^+)	2^+	M1 + E2	$0,6 \pm 0,1$	0,3

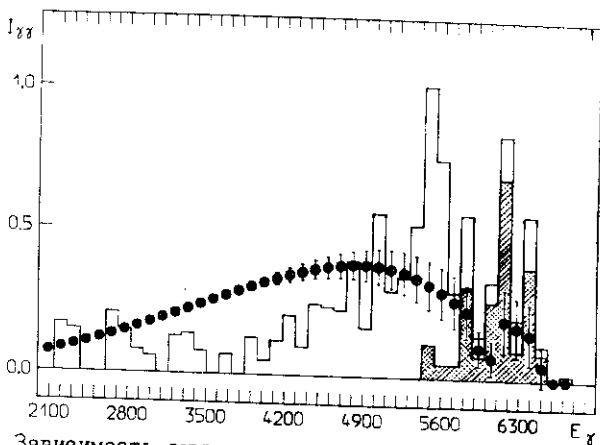


Рис.2. Зависимость суммы интенсивностей двухквантовых каскадов переходов ^{178}Hf на 8 конечных состояний от энергии первичного перехода.

Гистограмма - эксперимент; Кружки - расчёт. Заштрихована та часть интенсивности каскадов, которая связана с известными вторичными переходами мультипольности E2.

Необходимо отметить, что такие интенсивные E2-переходы играют заметную роль в двухквантовых каскадах в ближайшем к ^{180}Hf чётно-чётном ядре ^{178}Hf . На рис.2 представлены суммы интенсивностей всех разрешённых в эксперименте двухквантовых каскадов на все 8 конечных уровней ядра ^{178}Hf , изученных в эксперименте в зависимости от энергии первичного перехода [8]. На экспериментальной гистограмме заштрихована доля интенсивности тех каскадов, которые связаны со вторичными переходами мультипольности E2. Она превышает 2% распадов при сумме наблюдаемой в эксперименте интенсивности $\sum I_{\gamma\gamma}^2 = 17,4 \pm 0,9\%$ распадов. Темными кружками приведены результаты расчёта.

При указанной идентификации спина компаунд-состояния требует также объяснения наличие прямого γ -перехода с компаунд-состояния ^{180}Hf , возбуждаемого при захвате тепловых нейтронов,

на уровень 1429,9 кэВ, спин и чётность которого - 3^- , установлены однозначно [2].

Если исходить из аппроксимированного по большому набору данных значения $\Gamma(E1) / D = 8 \cdot 10^{-14} E_\gamma^5 A^{2,1} [9]$, то для первичного перехода $E_\gamma = 5957$ кэВ $\langle \Gamma(E1) \rangle = 2,8 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Используя значение $\Gamma_\gamma = 66$ м.эВ и абсолютную интенсивность этого перехода в тепловой точке 0,058% распадов, получаем для ширины перехода значение $0,38 \cdot 10^{-4}$ эВ. Это в 6,7 раз выше среднего значения $\langle \Gamma(E1) \rangle$, если положить, что в тепловой точке резонансы с $I^\pi = 4^+$ определяют только 2% захватов. Вероятность такого случайного отклонения для распределения Портера-Томаса равна 1%.

Авторы выражают благодарность Е.П. Григорьеву за интерес, проявленный к работе, и полезные дискуссии.

Литература

1. Nuclear Data Tables. 1971. V.26. P.511.
2. Bushnell D.L. et al. Phys. Rev. C. 1974. V.10. P.2483.
3. Nuclear Data Sheets. 1987. V.52. №.1.
4. Беленький В.М., Григорьев Е.П. Структура чётных ядер. М. Энергоатомиздат. 1987.
5. Mughabghab S.F. Neutron Cross Sections. V.1. Part B. Academic Press. N.Y. 1984.
6. Мурзин А.В., Либман В.А., Кононенко И.В. Прогр. и тез. XXXIV Совец. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М. Наука. 1984. С.144.
7. Григорьев Е.П., Бондаренко В.А. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т.47. С.2261.
8. Богдзель А.А., Бонева С.Т., Васильева Э.В. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т.51. С.1882.
9. Kopecky J. In: Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics 1981, Institute of Physics. Bristol and London. 1982. P.423.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1990 года.