

УДК 539.144 : 539.172.4

В. Д. Авчухов, М. Р. Ахмед (Ирак), К. А. Баскова,
Т. М. Бекух, А. Б. Вовк, Л. И. Говор, А. М. Демидов

СХЕМА УРОВНЕЙ ^{181}Ta ,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

В последние годы получили развитие исследования структуры атомных ядер с помощью реакции $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора [1].

При непрерывном спектре нейтронов вероятность возбуждения уровня в процессе реакции $(n, n'\gamma)$ определяется интегралом

$$P_s = \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma(E_n) \Phi(E_n) dE_n, \quad \text{где } \sigma(E_n) \text{ — сечение возбуждения уровня,}$$

а $\Phi(E_n)$ — спектр нейтронов. При энергиях выше $E_n = 0,8$ МэВ спектр нейтронов в первом приближении можно представить зависимостью $\Phi(E_n) \approx e^{-0,7 E_n}$. Поскольку при больших E_n сечение $\sigma(E_n)$ и поток $\Phi(E_n)$ быстро уменьшаются, то возбуждение уровней осуществляется в основном нейтронами с энергией не намного превышающей $E_{\text{пов}}$.

Средняя энергия нейтронов, возбуждающих уровень, равна $\tilde{E}_n = E_{\text{ур}} + \Delta$, где Δ зависит от атомного веса и равно $\approx 0,7$ МэВ при $A \sim 100$. Энергия

\tilde{E}_n находится из условия, что величина интеграла $\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma(E_n) \Phi(E_n) dE_n$

равна $0,5 P_s$.

В данной работе исследовался спектр γ -излучения при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на мишени из тантала. Ранее схема уровней ^{181}Ta изучалась в реакциях (p, p') , (d, d') , (n, γ) , $(n, n'\gamma)$, а также при кулоновском возбуждении и β -распаде ^{181}Ni и ^{181}W .

В [2] приведена сводка экспериментальных результатов, позволяющих относительно полно построить схему уровней ^{181}Ta до энергий ≈ 700 кэВ.

Исследование ^{181}Ta было предпринято с целью получить дополнительные данные о γ -переходах и уровнях в этом ядре.

Схема опыта и экспериментальные результаты. Эксперимент проводился в Институте ядерных исследований в г. Багдаде. Схема установки показана на рис. 1 и описана в [3]. Пучок нейтронов от водородяного реактора после фильтрации 1 см V_4C , 0,5 мм Cd и 9 см Pb имел на мишени диаметр ≈ 30 мм. Вес мишени из Ta_2O_5 был равен 20 г. Спектр γ -излучения измерялся в диапазоне от 0,1 до 3 МэВ под углом 90° к пучку нейтронов с помощью спектрометра с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором объемом 30 см^3 с разрешением 4 кэВ при $E_\gamma = 1,3$ МэВ.

На рис. 2 показан γ -спектр, измеренный нами из реакции $^{181}\text{Ta}(n, n'\gamma)$. На спектре указаны энергии γ -линий, принадлежащих ^{181}Ta . Из спектра выделена 71 γ -линия, причем 40 из них обнаружено впервые.

На рис. 3 приведена схема известных уровней ^{181}Ta и указаны идущие с них и выделенные нами из спектра γ -переходы. На рисунке справа указаны энергии уровней по данным обзора [2], по исследованию реакции (n, γ) [2, 4] и определенные из энергий обнаруженных нами γ -переходов [5].

Между известными уровнями удалось разместить только незначительную часть γ -линий из реакции $(n, n'\gamma)$. Рассматривая совпадение разности энергий γ -переходов с разностями в энергиях первых четырех уровней ^{181}Ta , мы предположили существование еще 11 уровней этого ядра.

В табл. 1 приведены энергии этих уровней и соответствующие γ -переходы (E_γ) и их интенсивности (I_γ). В таблице даны энергии ($E_{f\text{ур}}$) и характеристики (J_f^π) конечных уровней для этих переходов. В последней колонке представлены экспериментальные величины заселенностей уровней $P_s(90^\circ)$. Величины P_s являются разностями сумм интенсивностей уходящих и приходящих γ -переходов с учетом конверсии.

Таблица 1

Новые уровни ^{181}Ta , их заселение в реакции $(n, n'\gamma)$ и разрядка

$E_{i\text{ур}}$, кэВ	E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	$E_{f\text{ур}}$, кэВ	J_f^π	$P_s(90^\circ)$
886,4(3)	886,2(3)	0,8(2)	0	7/2+	1,3
	880,5(4)	0,5(1)	6,2	9/2-	
988,4(2)	988,4(2)	2,0(6)	0	7/2+	2,2
	686,4(5)	0,20(4)	301,4	11/2+	
1091,0(4)	1090,5(4)	0,32(6)	0	7/2+	1,1
	789,7(2)	0,8(2)	301,4	11/2+	
1349,2(3)	1342,0(10)	< 0,4(1)	6,2	9/2-	< 2,1
	1213,0(3)	1,7(3)	136,2	9/2+	
1381,2(3)	1244,8(2)	1,8(3)	136,2	9/2+	3,7
	1079,9(3)	1,9(4)	301,4	11/2+	
1432,9(3)	1426,7(3)	2,6(6)	6,2	9/2-	3,0
	1274,8(10)	0,38(9)	158,7	11/2-	
1616,5(10)	1616,5(10)	0,4(1)	0	7/2+	< 0,9
	1609,9(6)	< 0,5(1)	6,2	9/2-	
1636,7(10)	1636,7(10)	0,5(1)	0	7/2+	< 1,0
	1336,3(10)	< 0,5(1)	301,4	11/2+	
1643,3(10)	1643,3(10)	0,5(1)	0	7/2+	< 0,9
	1342,0(10)	< 0,4(1)	301,4	11/2+	
1746,1(6)	1746,3(10)	0,5(1)	0	7/2+	< 1,6
	1609,9(6)	< 0,5(1)	136,2	9/2+	
	1444,2(10)	< 0,6(2)	301,4	11/2+	
1769,4(10)	1763,2(10)	0,4(1)	6,2	9/2-	< 0,9
	1609,9(6)	< 0,5(1)	158,5	11/2-	

В табл. 2 приводится список γ -линий, не размещенных в схеме уровней ^{181}Ta , (рис. 3) и не вошедших в табл. 1.

Экспериментальные заселенности уровней P_s сравнивались с рассчитанными по статистической модели с применением формализма Ха-

узера—Фешбаха [6] и Мольдауера [7]. Для расчетов необходимо знать полную систему уровней ядра или относительный ход плотности уровней при различных J^π . Полных данных для таких расчетов обычно нет. Зависимость P_s от энергии уровней с заданным J^π должна определяться в основном ростом плотности уровней и экспоненциальным спадом интенсивности нейтронов в спектре реактора. Рост плотности уровней следует закону:

$$\rho(E^*) = 0,0165 A \exp\{0,0165 A(E^* - E_0)\},$$

где E_0 — параметр, учитывающий наличие энергетической щели вблизи основного состояния из-за спаривания нуклонов [8].

Величина P_s согласно предсказаниям статистической модели зависит от J^π и не зависит от природы уровней.

Таблица 2

Неразмещенные γ -переходы ^{181}Ta

E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.
211,6(2)	2,4(4)	724,3(5)	0,6(2)
224,0(5)	2,0(4)	(728,7(5))	0,30(9)
237,9(3)	1,5(3)	738,3(4)	0,50(15)
245,4(3)	1,6(3)	809,9(10)	1,0(3)
259,1(2)	4,6(9)	865,0(8)	1,0(3)
288,48(10)	5,5(9)	918,7(3)	0,43(9)
330,3(3)	2,4(5)	1023,6(5)	0,5(1)
375,6(2)	0,9(4)	1141,5(3)	1,7(3)
450,9(6)	0,6(2)	1159,8(3)	2,1(4)
455,3(5)	1,8(4)	1173,6(4)	1,1(2)
530,3(5)	0,19(4)	1259,4(2)	1,1(2)
541,4(8)	0,22(5)	1279,8(8)	0,6(2)
545,1(4)	1,6(3)	1382,5(2)	1,9(4)
623,3(4)	0,42(8)	1413,2(5)	0,8(2)
638,9(4)	0,58(9)	1670,2(5)	0,43(13)
704,8(10)	2,7(4)	1864,6(10)	0,26(9)

Как мы уже указывали, в ^{181}Ta система уровней относительно полностью известна только до энергии 0,7 МэВ. Для проведения расчетов мы искусственно вводили уровни при более высоких энергиях так, чтобы их плотность удовлетворяла указанному выше закону $\rho(E^*)$. Расчеты проводились с оптическим потенциалом при следующих параметрах: радиусы действительной и мнимой части потенциала принимались равными соответственно $R_0 = 1,27$ и $R_{op} = 1,24$ при значениях диффузности действительной и мнимой части потенциала $a_0 = 0,66$ и $a_{op} = 0,48$. Глубина потенциальной ямы принималась равной 47 МэВ. Из проведенных расчетов заселяемости уровня 136 кэВ определялась энергия нейтронов \tilde{E}_n .

при этом величина Δ для ^{181}Ta получилась равной 0,6 МэВ. Теоретические зависимости P_s от $E_{ур}$ для определенных J^π представлены в полулогарифмическом масштабе на рис. 4 сплошными линиями. Эти зависимости получены с учетом только известных уровней ^{181}Ta . На том же рисунке приведены экспериментальные значения заселяемости уровней P_s . Для сопоставления экспериментальных значений заселяемости P_s уровней ^{181}Ta с расчетными они приравнялись для

уровня 301,4 кэВ с $J^\pi K = 11/2^+ 7/2$. Значения P_s и P_m приведены для ряда уровней ^{181}Ta в таблице 3.

В работах [9, 10] обнаружено заметное отклонение абсолютных значений экспериментальных сечений от предсказаний статистической модели в области $A \sim 70-80$ (Ge, Se). Более резкие отклонения получены для ^{152}Sm [11].

В связи с этим представляется интересным не только сравнить относительные значения P_s и P_m для различных уровней, но и установить абсолютную величину заселенности уровней ^{181}Ta или эквивалентную ей

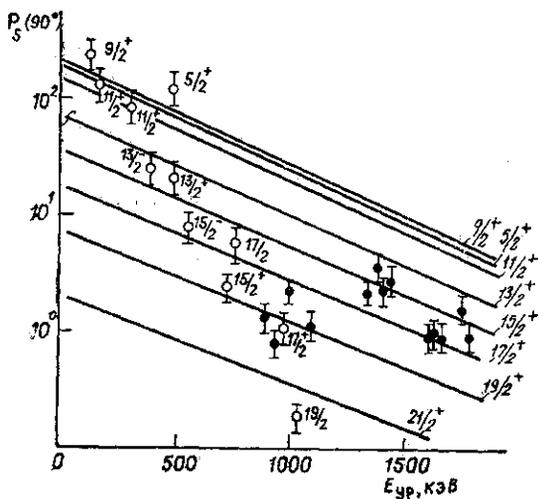


Рис. 4. Относительные заселенности уровней P_s ^{181}Ta в реакции $(n, n'\gamma)$. У сплошных кривых указаны моменты уровней, для которых проведен расчет P_m . Моменты уровней указаны у экспериментальных точек P_s . Черные точки — момент неопределен

величину — сечение возбуждения уровней при $\tilde{E}_n = E_{ур} + \Delta$ (при средней эффективной энергии нейтронов, возбуждающих уровень). Абсолютные величины можно найти путем сравнения с сечением возбуждения уровня 847 кэВ ($J^\pi = 2^+$) изотопа ^{56}Fe , для которого заселенность определена с хорошей точностью и совпадает с расчетной [12]. Для этого был измерен γ -спектр неупругого рассеяния нейтронов от образца, содержащего смесь 9,74 г тантала и 3,22 г железа. В измеренном γ -спектре определено отношение интенсивности $I_\gamma(\text{Fe})$ (в процентах) γ -линии энергии $E_\gamma = 482$ кэВ ^{181}Ta к γ -линии $E_\gamma = 847$ кэВ ^{56}Fe при равном содержании числа ядер элементов тантала и железа в образце. Для ^{181}Ta $I_\gamma(\text{Fe})$ равно 160(50). Это позволило определить величину абсолютного сечения возбуждения уровней ^{181}Ta , прокалиброванного по известному сечению возбуждения уровня 847(2^+) ^{56}Fe .

В табл. 3 приведены отношения полученных таким образом абсолютных величин заселенностей уровней ^{181}Ta к рассчитанным по статистической модели — $P_s^{\text{экс}}/P_m$. (Заселенность P_s со значком «звездочка» указывает, что учтены конверсия или обнаруженные в других реакциях γ -переходы.) Как видно из таблицы, эти отношения для уровней ^{181}Ta значительно больше единицы. Для уровней 136 и 158 кэВ абсолютные экспериментальные заселенности в 6 раз превышают расчетные. Для исключения возможных ошибок, связанных с неточным знанием зависимости потока Φ от энергии нейтронов в области энергий < 1 МэВ, были сделаны контрольные опыты. С этой целью были измерены отношения заселенностей уровней сферических ядер ^{47}Ti (159,5 $7/2^-$; 1252,2 $9/2^-$) и ^{48}Ti (983,5 2^+), а также определена заселе-

Таблица 3

Экспериментальные (P_s) и расчетные (P_M) значения заселяемости уровней ^{181}Ta в реакции ($n, n'\gamma$)

$E_{ур}$, кэВ	J^π	K	P_s , отн.	P_M , отн.	P_s^{abc}/P_M
136,25 (10)	9/2+	7/2	234*(70)	161	6,7
158,48 (10)	(11/2-)	9/2	130*(40)	98	6,1
301,39 (10)	11/2+	7/2	80*(20)	80	4,6
337,7 (2)	(13/2-)	9/2	25*(6)	34	3,3
482,09 (10)	5/2+	5/2	124*(30)	78	7,3
495,2 (3)	13/2+	7/2	21*(5)	29	3,3
542,9 (3)	15/2-	9/2	8*(2)	12	3,0
619	(3/2+)	1/2	—	38	—
716,5 (4)	15/2+	7/2	2,4*(7)	9,4	1,2
773,3 (4)	17/2-	9/2	6*(2)	4,0	—
926,0 (2)?			0,8 (2)		
964,3 (3)	17/2+	7/2	1,1*(3)	3,1	1,6

$P_s/P_M = 1$ для ^{56}Fe

$E_{ур} = 847(2+)$ кэВ

мость этих уровней относительно сечения возбуждения уровня 847 кэВ ^{56}Fe . Энергия уровня ^{47}Tl близка к энергии уровня 136 кэВ ^{181}Ta .

Отношение экспериментального сечения возбуждения для указанных уровней ^{47}Tl и ^{48}Tl к расчетному оказалось порядка единицы. Отношение экспериментальных заселяемостей уровней 159,5 кэВ ^{47}Tl и 983,5 кэВ ^{48}Tl равно 1,84, а расчетное равно 1,61. Следовательно, неточности в определении потока при $E < 1$ МэВ существенной роли не должны играть. В проведенном контрольном опыте осталось неучтенным различие в величине Δ для изотопов титана и тантала. Однако это отличие невелико, так как для $^{47}, ^{48}\text{Tl}$ $\Delta = 0,9$ МэВ.

Влияние многократного рассеяния нейтронов в мишени на измеряемый γ -спектр в реакции ($n, n'\gamma$) проверялось путем сравнения интенсивности γ -линии 136 кэВ ^{181}Ta в зависимости от веса мишени. При измерениях интенсивности этой γ -линии с мишенями весом 9,74 и 4,626 г она изменилась пропорционально отношению весов.

При рассмотрении заселяемости самых нижних уровней необходимо учитывать их каскадную заселяемость. Каскадная заселяемость их складывается из трех частей. Первая часть определяется каскадными переходами из составленной схемы γ -переходов. Во вторую часть могут входить обнаруженные, но неразмещенные нами γ -переходы (см. табл. 2). Суммарная интенсивность этих переходов составляет 44. Если предположить, что все они идут на нижние два уровня, величина P_s их существенно не уменьшится. Третья часть каскадной заселяемости обусловлена малоинтенсивными, не выделенными нами из спектра γ -переходами, идущими с очень большого числа неизвестных пока высоколежащих уровней. Величину суммарной интенсивности для обнаруженных γ -переходов можно определить через суммарную заселяемость уровней с энергией выше 1,0 МэВ. Имеем

$$\Sigma P_s = \int_{1,0}^{\infty} \rho(E_i) \bar{P}_s(E_i) dE_i,$$

где $\bar{P}_s(E_i)$ — средняя заселяемость уровня энергии E_i , определяемая интегралом $\int \sigma \Phi dE_n$, а $\rho(E_i)$ — плотность уровней. Принимая $P_s(E_{ур}) =$

$=0,8 \text{ МэВ}) = 2,5$, находим суммарную заселяемость $\Sigma P_s = 34$. Очевидно, в эту величину входит часть обнаруженных, но не размещенных γ -переходов.

Из полученных оценок можно сделать вывод, что γ -переходы с уровня энергии $>1,0 \text{ МэВ}$ существенно не изменяют заселяемость уровня 136 кэВ .

На основании результатов настоящей работы можно предположить, что, по-видимому, для самых нижних уровней деформированных ядер, к которым относится ^{181}Ta , не применима статистическая модель с параметрами, используемыми при расчетах заселяемости уровней сферических ядер. По нашим данным, наблюдаемые расхождения больше для нижних уровней. Исключение составляет уровень $482,1 \text{ кэВ}$ ($5/2^+ \rightarrow 5/2$), для которого найдено максимальное расхождение абсолютных расчетных и экспериментальных значений заселяемостей. Для окончательного вывода о наличии превышения экспериментальных значений заселяемостей в $(n, n'\gamma)$ -реакции над расчетными по статистической теории необходимы дальнейшие исследования, так как этот эффект не обнаружен при исследовании на ускорителях [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Говор Л. И., Демидов А. М. Нейтронная физика, ч. 5, 1976, с. 3.
2. Ellis Y. A. „Nucl. Data Sheets“, 1973, **9**, 319.
3. Ahmed M. R., Shakarchi Kh. I. et al. „Nucl. Instr. Meth.“, 1974, **117**, 533.
4. Mann L. G., Lanier R. G., Larsen J. T., Richards W. J. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy Proceedings Second International Symposium, 1974, p. 578.
5. Ахмед М. Р., аль Амили М. А., Баскова К. А., Вовк А. Б., Говор Л. И., Демидов А. М. Тезисы докладов XXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., 1977, с. 14.
6. Hauser W., Feshbach H. „Phys. Rev.“, 1954, **96**, 448.
7. Moldauer P. A. „Phys. Rev.“, 1961, **123**, 968.
8. Sheldon E., Rogers V. C. „Comp. Phys. Comm.“, 1973, **6**, 99.
9. Конобиевский Е. С., Мусаелян Р. М., Попов В. И., Суркова И. В. «Ядерная физика», 1971, **14**, 14.
10. Конобиевский Е. С., Мусаелян Р. М., Попов В. И., Суркова И. В. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, **38**, № 1, 149.
11. Coore D. F., Schell M. C., Tripathi S. N., Mc Ellistrem M. T. „Phys. Rev. Lett“., 1976, **37**, 1126.
12. Tucker A. G., Wells J. T., Meyerhof W. E. „Phys. Rev.“, 1965, **137B**, 1181.
13. Rogers V. C., Beghian L. E., Clikeman F. M., Mohoney F. S. „Nucl. Phys.“, 1970, **A144**, 81.

Институт ядерных исследований. Ирак
Институт атомной энергии им.
И. В. Курчатова
НИИЯФ

Поступила в редакцию
27.12.77