

A-954

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



6 - 4471

А.И.Ахмаджанов, Р.Брода, В.Валюс, И.Звольски,
Й.Молнар, Я.Стычень, В.И.Фоминых, А.Хрынкевич,
В.М.Цупко-Ситников

О СХЕМЕ РАСПАДА ^{182}Os

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

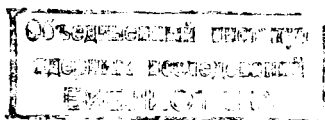
1969

6 - 4471

7856/2 нр.
А.И.Ахмаджанов, Р.Брода, В.Валюс, И.Звольски,
Й.Молнар, Я.Стычень, В.И.Фоминых, А.Хрынкевич,
В.М.Цупко-Ситников

О СХЕМЕ РАСПАДА ^{182}Os

Направлено в Известия АН СССР



Изотоп ^{182}Os ($T_{1/2} = 22$ час) открыл Стовер ^{/1/}. Первое подробное изучение распада ^{182}Os было выполнено Ньютоном ^{/2/}. В этой работе дана информация о конверсионных электронах и приведены данные о гамма-лучах наиболее интенсивных переходов. В последнее время, после окончания наших экспериментов, была опубликована работа Харматца и Хандлея ^{/3/}, посвященная изучению конверсионных электронов, и сообщение Барсона ^{/4/} об исследовании гамма-лучей ^{182}Os . Различные варианты схемы распада ^{182}Os были предложены в работах ^{/3-8/}.

В настоящей работе представлены результаты изучения спектров конверсионных электронов, гамма-лучей, гамма-гамма-совпадений и обсуждается схема распада ^{182}Os . О наших исследованиях времен жизни возбужденных состояний ^{182}Re сообщалось в ^{/7/}. Аналогичные данные о временах жизни были получены также в ^{/8/}.

Условия эксперимента

а) Радиоактивные источники

Для изучения распада ^{182}Os нами были использованы два типа источников:

1. Осмиевая фракция, выделенная из золота, облученного протонами с энергией 660 Мэв на синхроциклотроне ОИЯИ.

2. Фракция осмиевых изотопов, возникших в процессе распада первоначально образовавшихся изотопов иридия, выделенная из мишени гольмия, облученного ионами ^{20}Ne с энергией 100 Мэв на циклотроне У-300 ОИЯИ.

После растворения облученных мишеней осмий перегонялся и поглощался четыреххлористым углеродом. Органическая фаза промывалась 1N раствором NaHCO_3 и после ее перегонки осмий реекстрагировался 1M раствором NH_3 . Для изготовления бета-источников к полученному раствору добавлялось $\approx 0,1$ мл 2M раствора фтористого аммония, раствор упаривался до объема 0,1 мл и проводилось электроосаждение осмия на никелевую или хромоникелиевую фольгу или проволоку.

В использованных источниках кроме ^{182}Os присутствовали и другие изотопы осмия. Содержание изотопов можно определить следующим образом. Фракция из золота содержала спустя трое суток после конца облучения активности ^{182}Os , ^{183}Os и ^{185}Os в отношении $100: \approx 20: \approx 3$, а в источниках, выделенных из гольмия, присутствовали спустя одни сутки после облучения активности ^{182}Os и ^{183}Os в отношении $100: \approx 2$. Сразу после выделения в источниках была заметна и активность ^{181}Os ($T_{1/2} = 105$ мин).

б) Аппаратура

Для изучения конверсионных электронов мы использовали бета-спектрографы с однородным магнитным полем ^{19/}. Регистрация электронов производилась на фотопластинках НИКФИ Р-50 μ . Для более точного определения интенсивностей электронов мы использовали бета-спектрометр с фокусировкой пучка на угол $\pi\sqrt{2}$. Его приборное разрешение $R = 0,15\%$.

Гамма-лучи исследовались с помощью Ge(Li)-детекторов с чувствительным объемом 5 и 13 см³, имеющих на линиях ⁶⁰Co разрешение 4,5 и 3,6 кэв, соответственно .

Для изучения совпадений между гамма-квантами был использован спектрометр совпадений с разрешающим временем 100 нсек ^{/10/}. В качестве детекторов были применены: в анализирующем тракте кристалл Ge(Li) (13 см³) и в тракте, где выбирались "окна" - кристалл Ge(Li) (5 см³) или NaI(Tl) (40 мм x 40 мм).

Экспериментальные результаты

Полученные данные об энергиях и относительных интенсивностях конверсионных электронов и гамма-лучей ¹⁸²Os приведены в табл. 1. Спектр гамма-лучей показан на рис. 1.

Энергии переходов основаны на данных, полученных с помощью бета-спектрографов, и их погрешности не превышают 0,05%. Для определения энергий конверсионных электронов в качестве калибровочных линий были использованы линии дочернего ^{182m}Re, энергия которых известна с высокой точностью ^{/11/}. С целью повышения точности определения интенсивностей конверсионных электронов в разных областях энергий были измерены интенсивности линий K180,2; K216,9; K263,2; K498,8; K509,9 и K554,2 с помощью бета-спектрометра типа $\pi\sqrt{2}$. Эти данные послужили для корректировки интенсивностей конверсионных электронов, полученных при помощи бета-спектрографов. Погрешности в определении интенсивностей после корректировки не превышают 20% в области энергий электронов выше 100 кэв; в более низкой области энергий и в случаях, отмеченных в таблице 1, ошибки могут достигать 40%.

Погрешности относительных интенсивностей гамма-излучения приводятся в таблице 1. Кривая зависимости эффективности регистрации

Таблица I

Данные о β -излучении и конверсионных электронах, возникающих при распаде ^{182}Os

E _β (КэВ)	I _β	I _K наст. раб.	α _K эксп.	I _K /3/	I _{пол.}	Теор. значения α _K				Принятая мульти- полность
						E1	E2	M1	M2	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
27,6				I _K =168	700 ^{а)}					
55,5	180±50 ^{а)}	I _{K1} =500	α _{K1} =2,8(0)	I _{K1} =233	830	α _{K1} =1,4(-I)	α _{K1} =3,9(-I)	α _{K1} =3,9(0)	α _{K1} =1,2(+2)	MI+(E2)
110,6	6±1	~ I9	3,2(0)	9,8	34	2,5(-I)	6,9(-I)	3,3(0)	2,3(+I)	MI
115,9	16±3	~ 4I	2,6(0)	24,5	66	2,2(-I)	6,2(-I)	2,8(0)	1,8(+I)	MI
130,8	65±6	~ 9	1,4(-I)	7,8	76	1,6(-I)	4,8(-I)	2,0(0)	1,2(+I)	EI
136,9	~ 2	сл.				1,4(-I)	4,4(-I)	1,75(0)	1,05(+I)	
143,5	0,75±0,15	сл.		1,7	~ 2	1,25(-I)	3,9(-I)	1,55(0)	8,8(0)	
172,4	7±1 ^{а)}	~ 8	1,1(0)		~ 16	7,8(-2)	2,5(-I)	9,3(-I)	4,7(0)	MI
174,9	15±4	~ 6	8,5(-I)	~ 3,1	~ 14	7,5(-2)	2,4(-I)	9,0(-I)	4,5(0)	MI
180,2	680±60	44	6,5(-2)	22,2	735	7,0(-2)	2,2(-2)	8,1(-I)	4,0(0)	EI
190	~ 2				~ 2	6,2(-2)	1,95(-I)	7,0(-I)	3,4(0)	
202,4	1,4±0,3	0,75	5,4(-I)	0,29	2,3	5,4(-2)	1,7(-I)	6,0(-I)	2,8(0)	MI
208	~ 0,8				~ 1	5,0(-2)	1,55(-I)	5,5(-I)	2,5(0)	
216,9	15 ± 2	4,7	3,1(-I)	6,25	21	4,5(-2)	1,4(-I)	4,9(-I)	2,2(0)	MI(E2)
223,0	~ 2	сл.			~ 2	4,2(-2)	1,3(-I)	4,6(-I)	2,0(0)	
235,7	14±2	~ 0,5	3,6(-2)	1,1	15	3,6(-2)	1,1(-I)	3,8(-I)	1,65(0)	EI
241,4	19±2	~ 0,6	3,2(-2)	1,78	20	3,4(-2)	1,05(-I)	3,6(-I)	1,55(0)	EI
246,6	11±1	0,4	3,6(-2)	0,89	11,5	3,3(-2)	9,8(-2)	3,3(-I)	1,4(0)	EI
263,2	135±13	3,7	2,75(-2)	4,6	140	2,75(-2)	8,3(-2)	2,85(-I)	1,15(0)	EI
274,3	34±3	0,75	2,2(-2)	1,34	35	2,5(-2)	7,5(-2)	2,55(-I)	1,0(0)	EI
286,3	1,2±0,2	0,2	1,7(-I)	0,47	1,4	2,25(-2)	6,8(-2)	2,3(-I)	8,8(-I)	MI+E2

Продолжение таблицы I

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
315,3	~ 0,8	0,15	1,9(-I)	0,18	I	1,8(-2)	5,2(-2)	1,75(-I)	6,5(-I)	MI
373	~ 0,7			0,10	0,7	1,2(-2)	3,3(-2)	1,1(-I)	3,7(-I)	
379,2	$18 \pm 2^{\text{в}}$	0,2	1,1(-2)	0,42	18	1,15(-2)	3,2(-2)	1,0(-I)	3,5(-I)	EI
438	$1,2 \pm 0,3$				1,2	8,2(-3)	2,15(-2)	6,8(-2)	2,15(-I)	
454,5	$6 \pm I$	0,1	1,7(-2)	0,28	6	7,6(-3)	2,0(-2)	6,2(-2)	1,9(-I)	E2
459	~ 0,4				~ 0,4	7,3(-3)	1,9(-2)	6,0(-2)	1,85(-I)	
486	0,9+0,2				I	6,5(-3)	1,7(-2)	5,3(-2)	1,6(-I)	
494	$4 \pm I$			0,44	4	6,3(-3)	1,65(-2)	5,2(-2)	1,5(-I)	
498,8	9 ± 3	0,3	3,3(-2)	0,48	9	6,2(-3)	1,65(-2)	5,0(-2)	1,5(-I)	MI+E2
509,9	1000	58	5,8(-2)	58	1070	5,9(-3)	1,55(-2)	4,9(-2)	1,4(-I)	MI
554,2	$6 \pm I$	0,25	4,2(-2)	0,42	6,3	5,0(-3)	1,3(-2)	3,9(-2)	1,05(-I)	MI
560	$2,5 \pm 0,5$			0,12	2,5	4,9(-3)	1,3(-2)	3,8(-2)	1,05(-I)	
632	~ 0,3				0,3	3,8(-3)	1,0(-2)	2,8(-2)	7,4(-2)	
55,5	$l_{II} : l_{II} : l_{III} : M_I : M_{II} : M_{III} = 10,4 : I : 0,26 : I,5 : 0,15 : 0,05$									$\frac{E2}{M1} = 0,0038$
130,8	$K : l_I : l_{II} : l_{III} = 7,5 : I : 0,23 : 0,3$									E1
216,9	$K : l_I : l_{II} : \sum M_i = I : 0,2I : 0,0II : 0,02I$									M1
263,2	$K : l_I = 9$									
509,9	$K : (l_I + l_{II}) : \sum M_i : \sum N_i = 6,6 : I : 0,22 : 0,04$									

а) Значение получено на основе данных о совпадениях;

б) Значения I_K приводятся в единицах, где отношение $I_K / I_{\text{н}} = \alpha_K$ для перехода 263,2 кэВ равно теоретическому значению КВК для перехода типа E1 (принято $\alpha_K = 2,75 (-2)$).

в) Значения $I_K / 3$ / нормированы к значению I_K 509,9 = 58.

гамма-излучения от энергии была получена с помощью изотопов ^{169}Yb и ^{226}Ra .

В таблице 1 приведены также значения КВК, вычисленные по нашим данным об интенсивностях конверсионных электронов и гамма-лучей в предположении, что переход γ 263,2 кэв типа E1. Это не противоречит результату эксперимента Барсона и др. /4/, которыми для γ 263,2 получено значение КВК $\alpha_k = 2,2 \cdot 10^{-2}$. Значение $\alpha_k = 6,0 \cdot 10^{-2}$, полученное в /4/ для перехода 509,9 кэв, также согласуется с нашими данными ($\alpha_k = 5,8 \cdot 10^{-2}$).

При изучении спектров γ - γ -совпадений "отбирающим" трактом выделялись линии $K\alpha$, γ 130,8, γ 180,2, γ 263,2, γ 274,3 и γ 509,9. При исследовании совпадений с $K\alpha$ -лучами, квантами γ 274,3 и γ 180,2, кроме обычного способа, использовался также режим с задержкой 100 и 370 нсек в одном из каналов схемы совпадений. В первых двух случаях задержка вводилась в канал, отбирающий линию, в последнем случае - в канал, регистрирующий спектр. Для учета совпадений с комптоновским фоном под линией одновременно снимался спектр совпадений с окном дискриминатора за соответствующим отобранном фотопиком. Спектры совпадений иллюстрируются на рис. 2-6. В таблице 2 приводятся относительные интенсивности совпадений, полученные после вычета случайных совпадений, совпадений с комптоновским фоном и с учетом эффективностей кристаллов. В таблице 2 даны также интенсивности совпадений, соответствующие схеме распада, изображенной на рис. 7.

Обсуждение результатов измерений

На рис. 7 представлена схема распада ^{182}Os , удовлетворяющая всей совокупности полученных нами экспериментальных данных.

Таблица 2

Относительные интенсивности f - f совпадений при распаде ^{182}Os

№	F (кэВ)	Совп.с КХ ⁰)		Совп.с f-180,2 ^в)		Совп.с f-263,2		Совп.с f (498,8+509,9)	
		эксп.	схема	эксп.	схема	эксп.	схема	эксп.	схема
1	55,5	27							
2	110,6	29	38	16	15				
3	115,9	93	102	38	40	50	40		
4	130,8			144	135	100 ^а)	100 ^а)		
5	143,5	4	4	2	2				
6	172,4							29	33
7	174,9			18	17	14	13		
8	180,2		495						
9	202,4	10	9	4	4			100 ^а)	100 ^а)
10	216,9			6	4				
11	223,0			4	5				
12	235,7	2	2						
13	241,4			42	47	36	35		
14	246,6			32	27	22	21		
15	263,2	100 ^а)	100 ^а)	100 ^а)	100 ^а)				
16	274,3								
17	379,2		110						

а) Интенсивность совпадений принята за 100 единиц.

б) В канал, регистрирующий КХ, введена задержка 370 нсек.

в) В канал, регистрирующий спектр f - лучей, введена задержка 370 нсек.

а) Энергия распада

В работах, посвященных вычислению масс атомных ядер по полу-эмпирическим формулам, приводятся для энергии бета-распада ^{182}Os в ^{182}Re значения 1500 кэВ ^{/12/}, 741 кэВ ^{/13/}, 359 кэВ ^{/14/}, 458 кэВ ^{/15/}.

Мы попытались определить энергию распада экспериментально. В спектре совпадений гамма-квантов с Кх -лучами было замечено существенное занижение интенсивности совпадений с квантами $\gamma_{216,9}$. Такой эффект может быть обусловлен или большим временем жизни уровня

726,8 кэВ (в предложенной нами схеме распада предполагается, что

216,9 совершается между состояниями 726,8 и 509,9 кэВ), или резким изменением отношения вероятностей К и L -захвата вследствие малой энергии бета-распада на это состояние.

В опытах по задержанным совпадениям с Кх -лучами первая из возможных причин оказалась необоснованной.

После вычета совпадений с Кх -лучами, сопровождающими К-конверсию переходов, находящихся в каскадах с рассматриваемыми переходами γ_1 , можно определить величины $A_1 = \frac{N_{\text{совп}}}{N_1}$ ($N_{\text{совп}}$ - интенсивность совпадений (γ_1)(Кх), N_1 - интенсивность γ_1 -лучей).

Для интенсивных переходов нашего спектра - γ_{646} (^{185}Os , энергия распада $\Delta E \approx 400$ кэВ), γ_{382} (^{183}Os , $\Delta E \approx 2000$ кэВ), 509,9 (^{182}Os , $\Delta E \geq 300$ кэВ), $\gamma_{263,2}$ (^{182}Os , $\Delta E \geq 500$ кэВ) и для $\gamma_{216,9}$ величины A_1 находятся в отношении: $A_{\gamma_{646}} : A_{\gamma_{382}} : A_{\gamma_{509,9}} : A_{\gamma_{263,2}} ;$

$A_{\gamma_{216,9}} = (1,03 \pm 0,10) : (1,05 \pm 0,10) : (0,97 \pm 0,10) : (0,97 \pm 0,10) : (0,61 \pm 0,06)$.

Величины A_1 пропорциональны отношению вероятностей захвата орбитальных электронов $A_1 = k \left(\frac{\omega_K}{\omega_K + \omega_L + \dots} \right)$. Это отношение вероятностей, зависящее от энергии бета-распада, можно для разрешенных и однократно запрещенных бета-переходов вычислить, используя константы, табулированные в ^{/16,17/}. Наш результат по определению A_1 соответствует бета-переходу на уровень 726,8 кэВ с энергией $\Delta E = (120 \pm 30) \text{ кэВ}$.

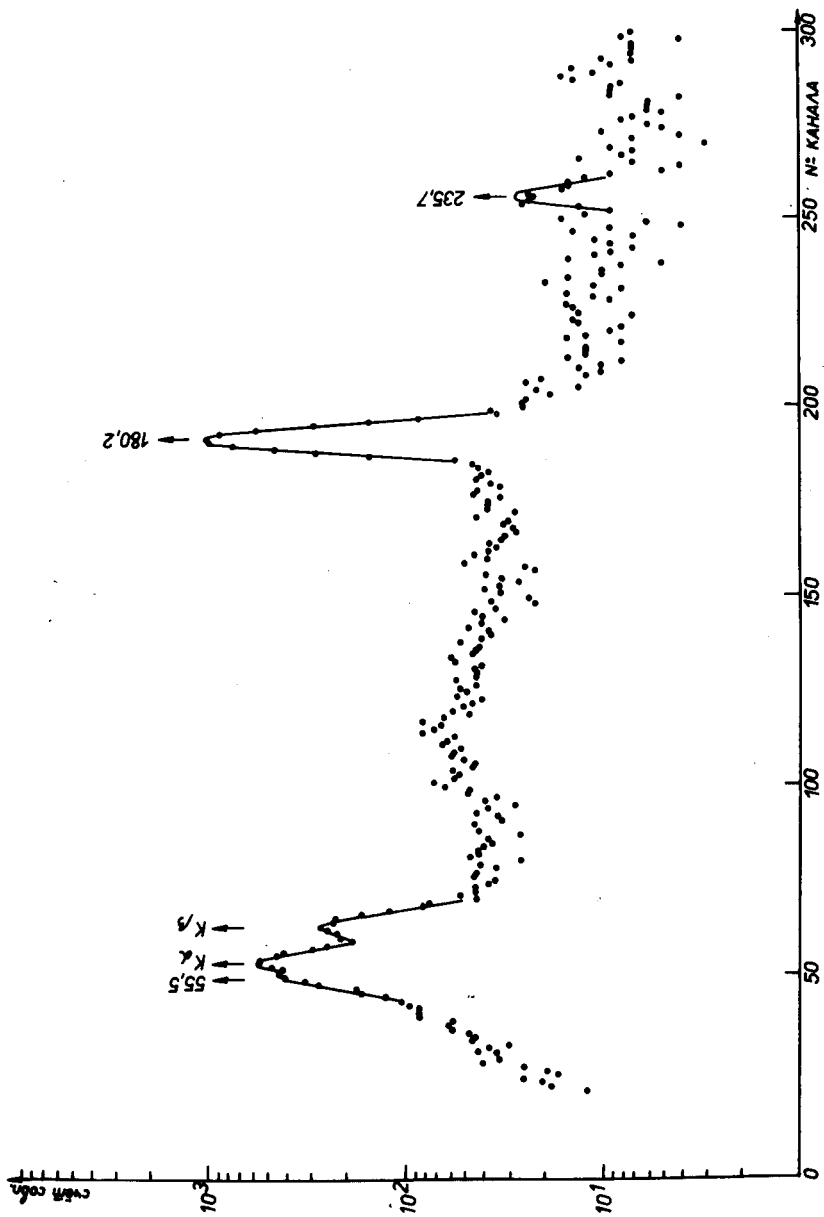


Рис.2. Спектр задержанных совпадений с Кх -лучами. Задержка 370 нсек введена в канал, регистрирующий Кх-лучи.

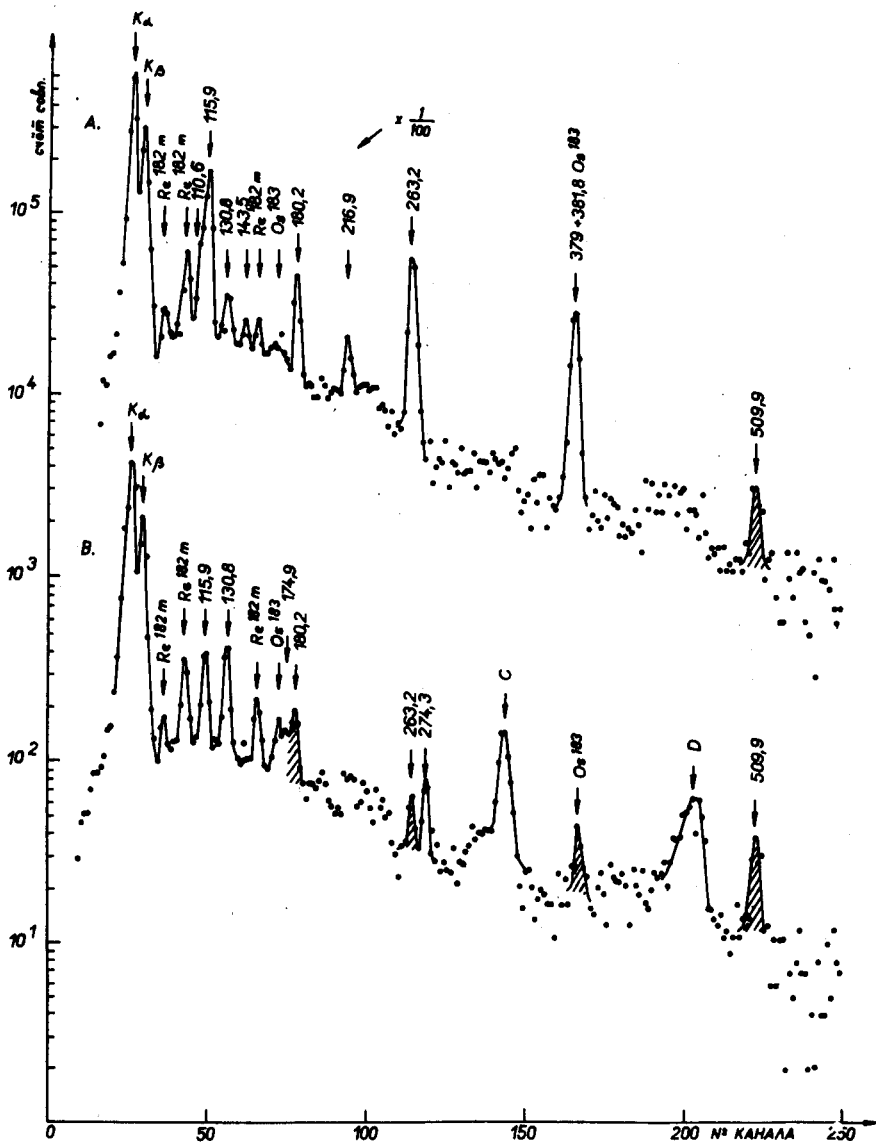


Рис.3. Спектры совпадений с γ 130,8 (А) и с γ 180,2 (В). С - совпадения с пиком обратного рассеяния от γ 509,9; Д - совпадения с пиком обратного рассеяния от γ 646 ^{182}Os . Пики, обозначенные $^{182\text{m}}\text{Re}$ и ^{183}Os , принадлежат полностью или частично к совпадениям между γ -квантами, возникающими при распаде этих ядер. Заштрихованные линии вызваны полностью случайными совпадениями.

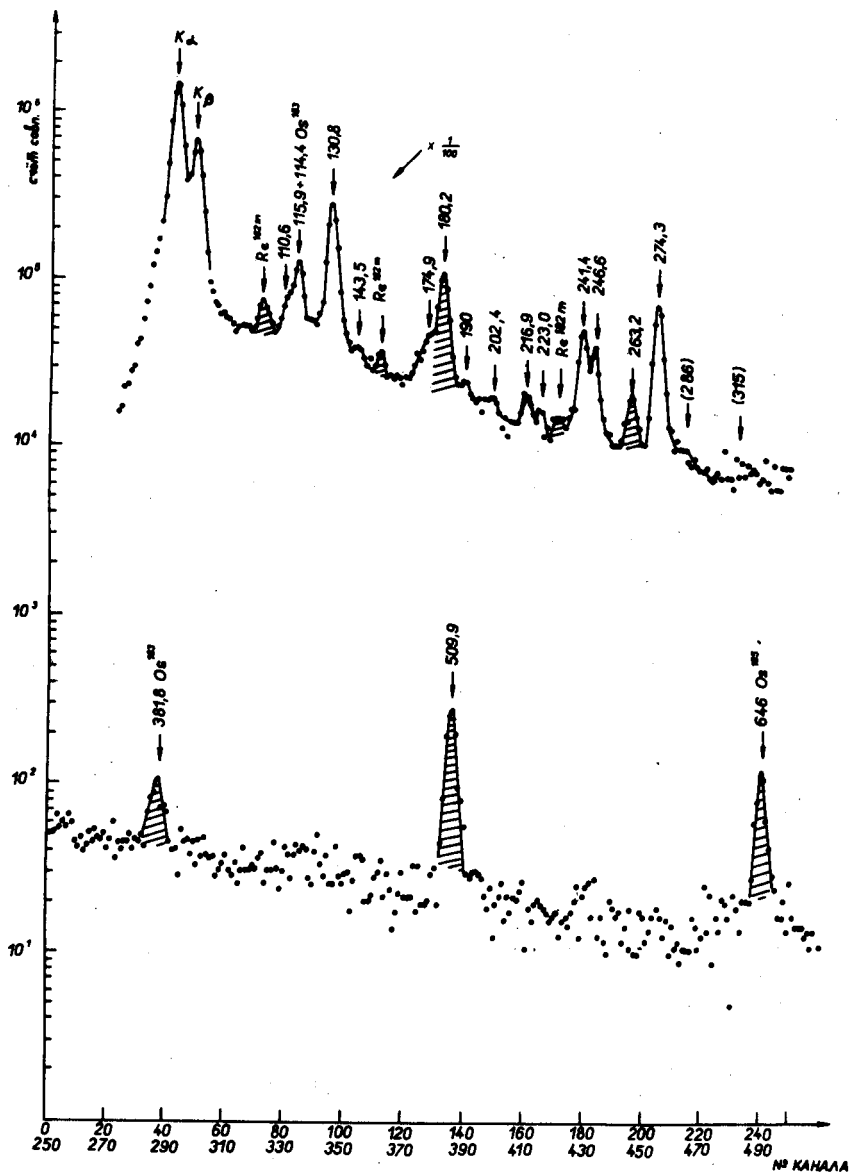


Рис.4. Спектр задержанных совпадений с $180,2$. Задержка 370 нсек введена в канал, регистрирующий спектр γ -лучей. Обозначения те же, что γ на рис. 3.

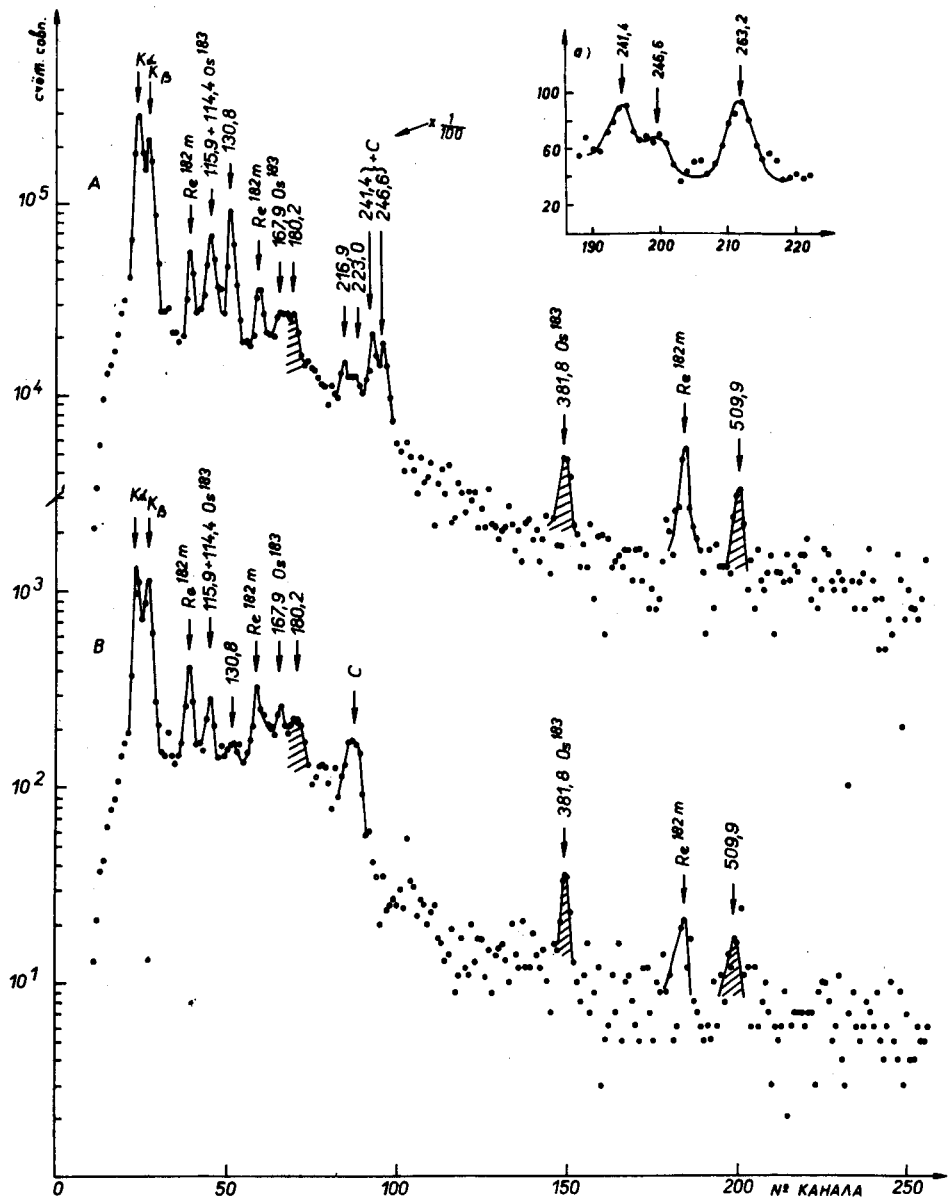


Рис.5. Спектры совпадений с γ 263,2 (А) и с комptonовским фоном (В). С - совпадения с пиком обратного рассеяния от γ 509,9. а) Участок спектра совпадений с γ -квантами энергий 230–290 кэВ. Окно выбиралось на тракте с детектором $\text{NaJ}(\text{Tl})$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

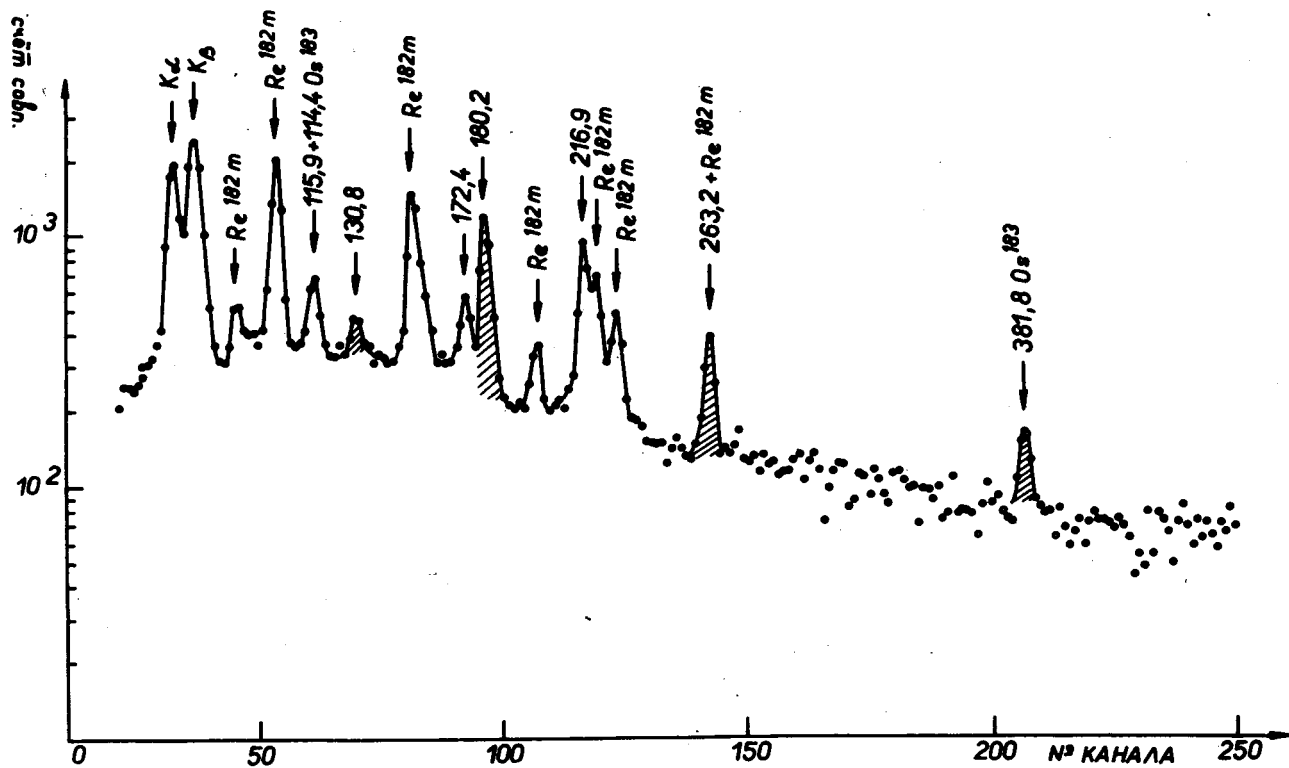


Рис.6. Спектр совпадений с γ -квантами энергий 460–560 кэв. Окно выбиралось на тракте с детектором $NaJ(Tl)$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

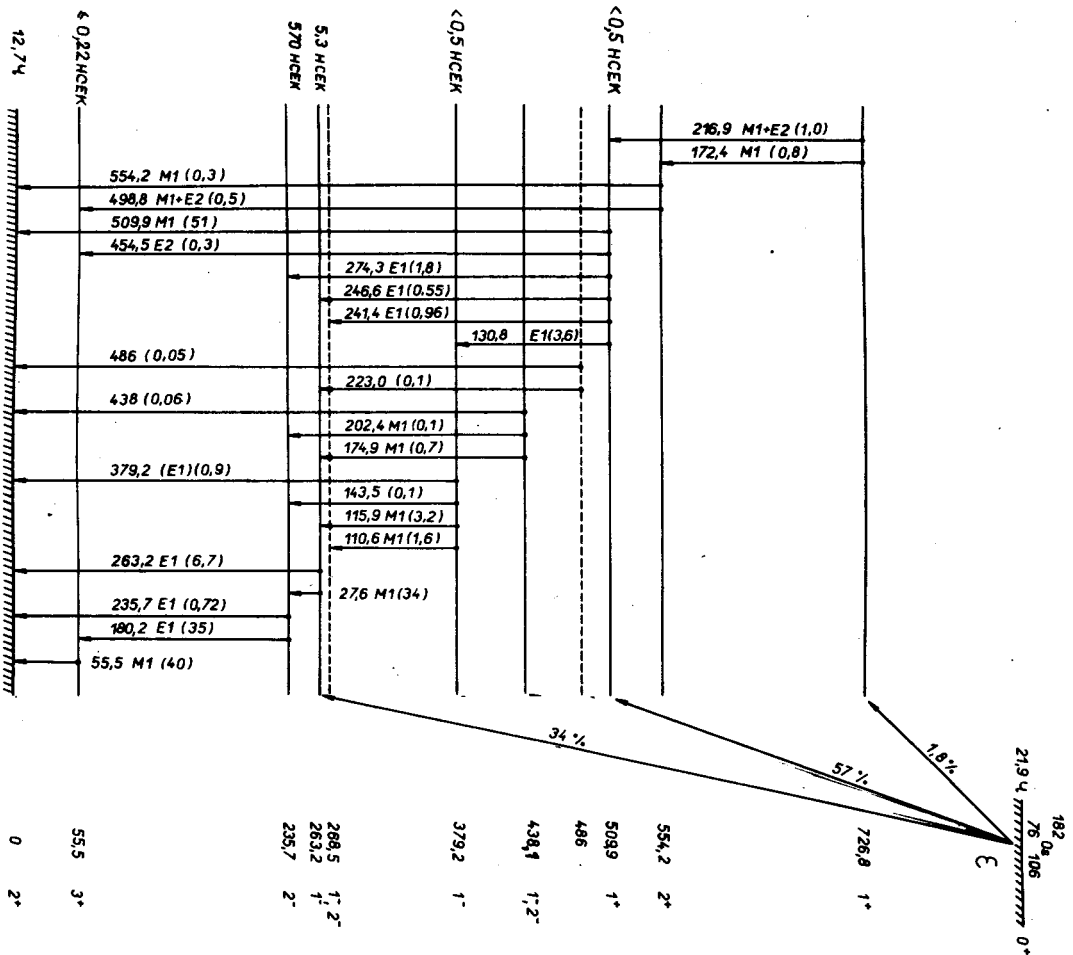


Рис.7. Схема нагрузки 182 0 кН

б) Баланс интенсивностей. Значения $\log ft$

Баланс интенсивностей переходов по отдельным уровням схемы распада ^{182}Os (рис. 7) представлен в таблице 3. Сумма интенсивностей гамма-переходов в основное состояние принята за 100%, так как сумма интенсивностей переходов, не размещенных в схему распада, включая и переходы, наблюдавшиеся в работах ^{/3,4/}, не превышает 2% и полное количество распадов ядер, рассчитанное из интенсивности K_{α} -лучей и выраженное в тех же единицах, равно 110 ± 20 ^{x)}. В таблице 3 приводятся также значения $\log ft$, рассчитанные для энергии бета-распада, определенной в предыдущем параграфе.

в) Состояния $^{182}_{75}\text{Re}_{107}$

Вследствие небольшой разности масс ^{182}Os и ^{182m}Re можно ожидать, что в состояниях, возникающих при бета-распаде ^{182}Os , нечетные нуклоны будут находиться на орбиталях, отвечающих низкоэнергетическим уровням в соседних нечетных ядрах. Эти уровни показаны для ядер с $Z = 75$ и ядер с $N = 107$ на рис. 8. Учитывая эти данные, а также данные о конфигурациях, реализующихся в соседних нечетно-нечетных ядрах (табл. 5), можно ожидать возбуждения следующих состояний с низким спином: с положительной четностью $2^+ / p402\uparrow - n624\uparrow /$, $1^+ / p514\uparrow - n514\uparrow /$, $1^+ / p404\uparrow - n624\uparrow /$, с отрицательной четностью $2^- / p402\uparrow - n510\uparrow /$, $1^- / p402\uparrow - n514\uparrow /$, $1^- / p402\uparrow - n512\uparrow /$.

Основному состоянию ^{182m}Re ($T_{1/2} = 12,7$ ч) однозначно принадлежат квантовые характеристики $I^{\pi} = 2^+$. Хотя на основе имеющейся информации о распаде ^{182}Os допустимо, в принципе, и значение спина $I = 1$, эта возможность исключается анализом данных о бета-распаде ^{182m}Re ^{/18/}. Наиболее вероятной конфигурацией, объясняющей кванто-

x) $(I_{Kx})_{\text{экс}} = 1900 \pm 350$ в единицах таблицы 1.

ТАБЛИЦА 3

Баланс интенсивностей переходов по уровням ^{182m}Re
и значения $\log ft$

Энергия уровня (кэВ)	Интенсивность переходов		Электронный захват в %	$\log ft$ ^{в)}
	приходящих	уходящих		
726,8		37 ± 6	$1,8 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,3$
554,2	16 ± 4	17 ± 4	$\leq 0,35$	$\geq 7,4$
509,9	21 ± 3	1220 ± 100	57 ± 5	$5,3 \pm 0,1$
486		3 ± 1	$\leq 0,19$ б)	$\geq 7,9$
438,1		18 ± 5	$\leq 1,1$ б)	$\geq 7,3$
379,2	76 ± 8	120 ± 30	$3,8 \pm$	$6,9 \pm 0,3$
263,2	148 ± 100	850 ± 100	54 ± 4	$6,1 \pm 0,2$
235,7	750 ± 100	750 ± 70	≤ 8	$\geq 6,8$
55,5	750 ± 70	830 ± 250	≤ 15	$\geq 6,8$
0	2080 а)			

а) Значение принято за 100 %

б) Знаком \leq учтена возможность заселения уровня. неразмещенными пока гамма-переходами, суммарная интенсивность которых составляет $\leq 2\%$ на распад.

в) Значения получены для разности масс ^{182}Os и ^{182m}Re

$$\Delta E = (850 \begin{smallmatrix} +30 \\ -10 \end{smallmatrix}) \text{ кэВ.}$$

вые характеристики $I^\pi = 2^+$, является конфигурация $/p402\uparrow - n624\uparrow/$. Второй член дублета $7^+ /p402\uparrow + n624\uparrow/$ с параллельными спинами реализуется, по-видимому, как основное состояние ^{182}Re ($T_{1/2} = 64$ ч).

Уровень с энергией 55,5 кэВ с возможными экспериментальными значениями квантовых характеристик $I^\pi = (1,2,3)^+$ можно рассматривать как ротационный ($I^\pi = 3^+$) к основному состоянию ^{182m}Re . В пользу такого предположения свидетельствуют следующие факты:

1) Разрядка уровня 509,9 кэВ (1^+) происходит в основное состояние (2^+) посредством интенсивного M1-перехода, а на уровень 55,5 кэВ - слабым переходом, КВК которого близок к теоретическому для перехода типа E2.

2) Состояние 55,5 кэВ имеет сравнительно небольшой период полураспада ($T_{1/2} < 0,22$ нсек).

3) Энергия вращательного уровня $3^+ 2/p402\uparrow - n624\uparrow/$, согласно оценке момента инерции ^{182m}Re

$$J_{(182m\text{Re})} = J_{(180W)} \left[1 + \frac{\delta J_p(^{181}\text{Re}) + \delta J_n(^{181}\text{W})}{J_{(180W)}} \right] = 1,68 J_{(180W)},$$

равна 61 кэВ и близка к энергии 55,5 кэВ.

4) Если переход 55,5 кэВ совершается между состояниями одной ротационной полосы, то можно из отношения $\delta^2 = \frac{E2}{M1}$ определить величину $/(g_K - g_R)/Q_0/$. По нашим данным об интенсивностях линий L_I , L_{II} и L_{III} 55,5 получаем $\delta^2 = 0,0038 \pm 0,0005$ и отсюда, пользуясь уравнениями теории Бора и Моттельсона, находим $(g_K - g_R)/Q_0 = \pm 0,30$ я.м./барн. Предполагая, что значения Q_0 и g_R для ^{182}Re находятся в пределах, наблюдавшихся для соседних ядер ($Q_0 = 7 \pm 1$ барн, $g_R = 0,3 \pm 0,1$ я.м.), мы получаем для гиромангнитного отношения внутреннего движения значение $g_K = +2,4 \pm 0,5$ или $g_K = -1,8 \pm 0,5$ я.м. Пользуясь экспериментальными данными о g_K основных состояний

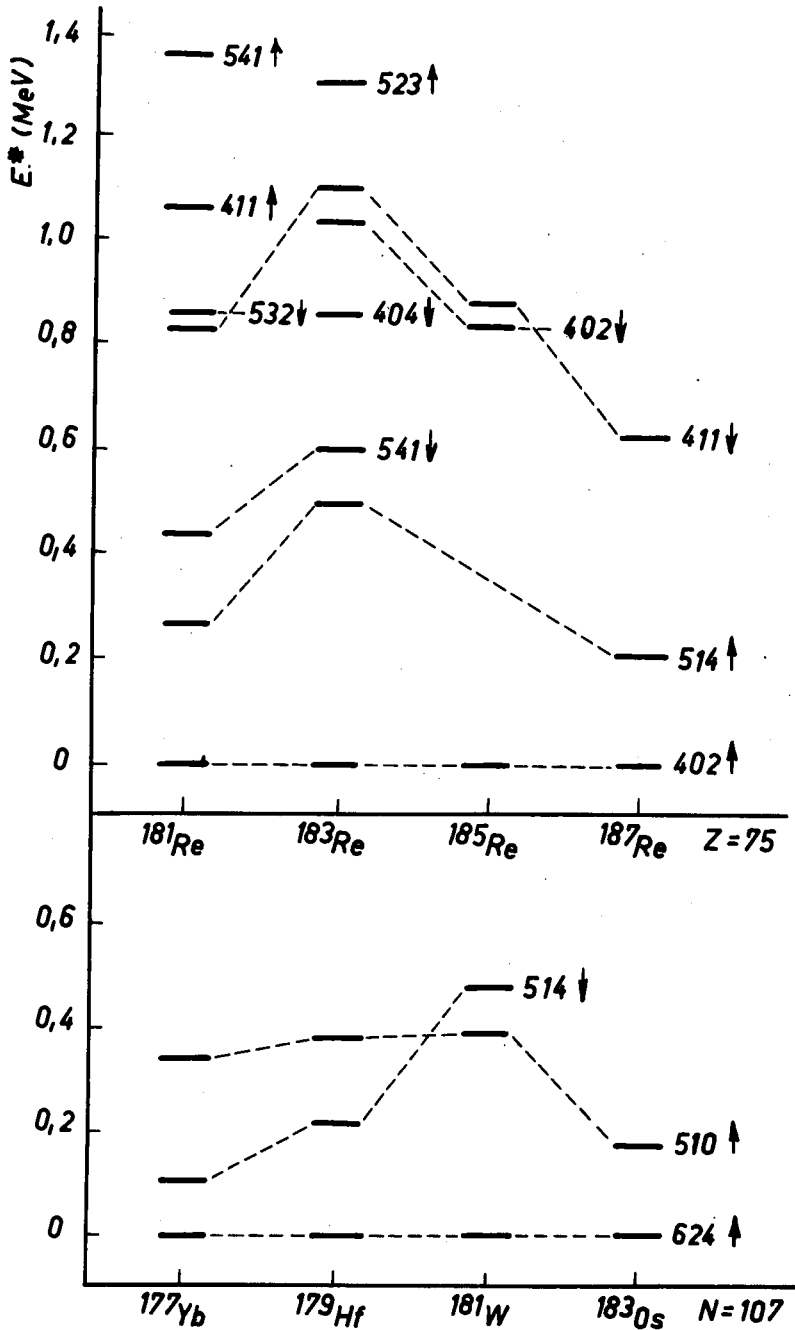


Рис.8. Состояния нечетных ядер с $z = 75$ и с $N = 107$.

^{185}Re и ^{179}Hf , находим для конфигурации $/p\ 402\uparrow - n\ 624\uparrow/$: $g_k = [(K g_k)_p - (K g_k)_n] / (K_p - K_n) = -2,4$ я.м. К такому же значению для этой конфигурации приводит и расчёт по волновым функциям Нильссона (использовались коэффициенты $a_l \Omega_{\pm 1/2}$, соответствующие $\delta = 0,23$), если g_s заменить на $g_{s\text{эфф}} = 0,65 g_s$.

Уровень с энергией 235,7 кэВ с периодом полураспада 570 нсек разряжается E1-переходом на основное (2^+) и первое возбужденное ($(3)^+$) состояния. Четность этого уровня отрицательна, наиболее вероятное значение его спина $-i=2$. Самая низкая по энергии конфигурация с квантовыми характеристиками 2^- ожидается $/p\ 402\uparrow - n\ 510\uparrow/$. Следует отметить, что аналогичная конфигурация с параллельными спинами $/p\ 402\uparrow + n\ 510\uparrow/$ реализуется, по-видимому, в основном состоянии ^{184}Re . Интерпретируя таким образом уровень 235,7 кэВ, можно объяснить большую заторможенность переходов $\gamma\ 235,7$ и $\gamma\ 180,2$ по сравнению с одночастичной оценкой (см. таблицу 4), т.к. E1-переходы, между этой конфигурацией и состоянием $/p\ 402\uparrow - n\ 624\uparrow/$ запрещены по квантовому числу Ω на 3 единицы. Отметим, что в этом случае будут и гамма-переходы типа M2 запрещены по Ω на две единицы. Это может быть причиной того, что не наблюдается заметной примеси M2-компонент в этих переходах (см. a_k в табл. 1). Если уровень 55,5кэВ образует с основным состоянием ротационную полосу, то отношение приведенных вероятностей, разряжающих состояние 235,7 кэВ, отличается в 220 раз от значения, ожидаемого по обобщенной модели.

Квантовые характеристики уровня 263,2 кэВ $1^\pi = 1^-$ определяются однозначно мультипольностями переходов $\gamma\ 27,6$ (M1), $\gamma\ 263,2$ (E1), $\gamma\ 274,3$ (E1) и значением $\log ft = 6,1 \pm 0,2$. Среди конфигураций с квантовыми характеристиками 1^- , которые будут реализовываться при небольших энергиях возбуждения, в первую очередь, можно ожидать состояния $/p\ 402\uparrow - n\ 512\uparrow/$ и $/p\ 402\uparrow - n\ 514\uparrow/$. На основе эксперименталь-

ТАБЛИЦА 4

Парциальные периоды полураспада и факторы задержки для переходов в ^{182}Re

E_{γ} кэВ	Мультипольность перехода	$T_{I/2}^{\downarrow}$ экс. сек	$F_w = \frac{T_{I/2}^{\downarrow \text{ экс}}}{T_{I/2}^{\downarrow \text{ Вайскопф}}}$	$F_N = \frac{T_{I/2}^{\downarrow \text{ экс}}}{T_{I/2}^{\downarrow \text{ Нильссон}}}$
27,6	MI	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^2$	0,64 а)
115,9	MI	$\leq 3,8 \cdot 10^{-9}$	$\leq 2,7 \cdot 10^2$	
130,8	EI	$\leq 9,1 \cdot 10^{-9}$	$\leq 1,0 \cdot 10^5$	≤ 85 б)
143,5	MI	$\leq 8 \cdot 10^{-8}$	$\leq 1,0 \cdot 10^4$	
180,2	EI	$6,3 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^7$	
235,7	EI	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^9$	
246,6	EI	$\leq 5,4 \cdot 10^{-8}$	$\leq 4,0 \cdot 10^6$	
263,2	EI	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$3,0 \cdot 10^6$	
274,3	EI	$\leq 1,7 \cdot 10^{-8}$	$\leq 1,7 \cdot 10^6$	
379,2	EI	$\leq 3,3 \cdot 10^{-9}$	$\leq 1,0 \cdot 10^6$	
454,5	E2	$\leq 1,0 \cdot 10^{-7}$	$\leq 2,5 \cdot 10^2$	
509,9	MI	$\leq 6,0 \cdot 10^{-10}$	$\leq 3,3 \cdot 10^3$	

а) Значение $T_{I/2}^{\downarrow N}$ рассчитано для перехода $n 5I2 \downarrow \xrightarrow{MI} n 5I0 \uparrow$

б) Значение $T_{I/2}^{\downarrow N}$ рассчитано для перехода $n 5I4 \downarrow \xrightarrow{EI} n 624 \uparrow$

ных данных о периоде полураспада ($T_{1/2}$ (263,2 кэв) = 5,3 нсек) и $\log ft$ надо отдать предпочтение конфигурации $/p 402\uparrow - n 512\downarrow /$: бета-переход $n 3/2^- / 512 / \rightleftharpoons p 5/2^+ / 402 /$ является незадержанным переходом первого запрещения. Такой переход осуществляется, например, между основными состояниями ^{185}W и ^{185}Re с $\log ft = 6,5$. Переход γ 263,2 между состояниями $/p 402\uparrow - n 512\downarrow /$ и $/p 402\uparrow - n 624\downarrow /$ запрещен по квантовому числу Ω на две единицы. Фактор задержки по сравнению с одностичной оценкой (табл. 4) соответствует заторможению $1,7 \cdot 10^3$ на единицу запрета по Ω , что близко к значению $1,3 \cdot 10^3$, наблюдавшемуся для перехода γ 235,7. Экспериментальное значение вероятности перехода γ 27,6 близко к значению, рассчитанному по Нильссону для перехода $512\downarrow \xrightarrow{M1} 510\uparrow$ (таблица 4).

Конфигурация $1^- / p 402\uparrow - n 514\downarrow /$, возможно, осуществляется при энергии 379,2 кэв. Определение нижней границы вероятности перехода 379,2 кэв не противоречит такой интерпретации (таблица 4). Переходы γ 143,5 и γ 115,9 на уровне 235,7 и 263,2 кэв в этом случае должны быть сильно заторможены из-за запрета по квантовому числу Ω , что противоречит опыту (см. табл. 4). Это может быть следствием смешивания конфигураций. Одной из причин смешивания бывает взаимодействие Кориолиса. Так, например, присутствие примеси $/p 402\uparrow - n 512\downarrow /$ в состоянии 379,2 кэв и примеси $/p 402\uparrow - n 512\downarrow /$ в состоянии 235,7 кэв могло, хотя бы частично, объяснить наблюдавшиеся вероятности переходов γ 115,9 и γ 143,5. Конфигурация $/p 402\uparrow + n 512\downarrow /$ осуществляется, по-видимому, в основном состоянии ^{178}Re $^{75}_{10}$.

Уровень с энергией 509,9 кэв с квантовыми характеристиками $1^\pi = 1^+$ и периодом полураспада $T_{1/2} \leq 0,5$ нсек отличается малым значением $\log ft = 5,3 \pm 0,1$. Это может свидетельствовать о наличии конфигурации $/p 514\uparrow - n 514\downarrow /$. Эта конфигурация реализуется и в соседних нечетно-нечетных ядрах (таблица 5).

ТАБЛИЦА 5

Предполагаемые конфигурации состояний соседних нечетно-нечетных ядер

Ядро	Предполагаемая конфигурация		I π	Энергия состояния (кэВ)
	p	n		
$^{174}_{71}\text{Lu}_{103}$	404 \downarrow - 5I2 \uparrow		I $^-$	0
	404 \uparrow + 5I2 \uparrow		6 $^-$	171
$^{176}_{71}\text{Lu}_{105}$	404 \uparrow + 5I4 \downarrow		7 $^-$	0
	404 \downarrow - 5I4 \downarrow		I $^-$ (K=0)	290
$^{176}_{73}\text{Ta}_{103}$	404 \downarrow - 5I2 \uparrow		I $^-$	0
	404 \downarrow - 633 \uparrow		(0 $^+$)	100
$^{178}_{76}\text{Ta}_{105}$	4D4 \uparrow + 5I4 \downarrow		(7 $^-$)	0
$^{178m}_{73}\text{Ta}_{105}$	5I4 \uparrow - 5I4 \downarrow		I $^+$	0
$^{180}_{73}\text{Ta}_{107}$	404 \downarrow + 624 \uparrow		(8 $^+$)	0
	404 \downarrow - 624 \uparrow		(I $^+$)	212
$^{182}_{73}\text{Ta}_{109}$	404 \downarrow - 5I0 \uparrow		3 $^-$	0
	404 \downarrow + 5I2 \downarrow		5 $^-$	99
	404 \downarrow + 5I0 \uparrow		4 $^-$	174
	402 \downarrow + 5I4 \downarrow		(5 $^-$)	319
	5I4 \uparrow + 503 \uparrow		(8 $^+$)	503
	404 \downarrow + 503 \uparrow		7 $^-$	771
$^{178}_{75}\text{Re}_{103}$	402 \uparrow + 5I2 \uparrow		5 $^-$	0
$^{180}_{75}\text{Re}_{105}$	402 \uparrow - 5I4 \downarrow		I $^-$	0
	5I4 \uparrow - 5I4 \downarrow		I $^+$	20
$^{184}_{75}\text{Re}_{109}$	402 \uparrow + 5I0 \uparrow		(3 $^-$)	0
$^{186}_{75}\text{Re}_{111}$	402 \uparrow - 5I2 \downarrow		I m	0
$^{188}_{75}\text{Re}_{113}$	402 \uparrow - 5I2 \downarrow		I $^-$	0
	402 \uparrow + 5I0 \uparrow		3 $^-$	169
	402 \uparrow + 503 \uparrow		6 $^-$	172

Разрядка уровня 554,2 кэв на полосу основного состояния переходами типа $M1+(E2)$ и заселение переходом 172,4 (M1) с уровня 726,8кэв (1^+) определяют его квантовые характеристики $I^\pi = 2^+$. Этому не противоречит соответствующее значение $\log ft \geq 7,4$. Уровень 554,2 кэв можно интерпретировать как ротационный к состоянию 509,9 кэв (1^+). Энергия первого вращательного возбуждения конфигурации $/p 514^+ - n 514^+ /$, рассчитанная по оценке ее момента инерции из данных о соответствующих ротационных полосах соседних ядер, равна 51 кэв. Если пренебречь возможными E2 примесями переходов, разряжающих уровень 554,2 кэв на ротационную полосу основного состояния ^{182m}Re , то полученное из эксперимента отношение приведенных вероятностей $\frac{B(M1, \gamma 554,2)}{B(M1, \gamma 498,8)} = 0,52 \pm 0,20$ не противоречит теоретическому значению $\frac{B(2 \ 1 \rightarrow 2 \ 2; L=1)}{B(2 \ 1 \rightarrow 2 \ 2; L=1)} = 0,5$.

Уровню с энергиями 726,8 кэв, разряжающемуся на состояния 509,9 кэв (1^+) и 554,3 кэв (2^+) переходами $\gamma 216,9$ и $\gamma 172,4$ типа $M1+(E2)$ и заселяющемуся β -переходом с $\log ft = 5,6 \pm 0,3$, можно однозначно приписать квантовые характеристики $I^\pi = 1^+$. Экспериментальное значение отношения приведенных вероятностей $\frac{B(M1, \gamma 216,9)}{B(M1, \gamma 172,4)} = 1,1 \pm 0,2$ находится в согласии со значением, ожидаемым по правилам Алаги:

$$\frac{B(1 \ 1 \rightarrow 1 \ 1; L = 1)}{B(1 \ 1 \rightarrow 2 \ 1; L = 1)} = 1$$

Что касается уровней с энергиями 268,5; 438,1 и 486 кэв, то они введены в схему распада для объяснения наблюдавшихся совпадений с квантами $\gamma 110,6$, $\gamma 174,9$, $\gamma 202,4$ и $\gamma 223,0$ (см. таблицу 2). Однако их введение основывается на меньшем количестве экспериментальных данных, чем в предыдущих случаях.

Переход $\gamma 174,9$, происходящий по схеме, показанной на рис. 7 между состояниями 438,1 и 263,2 кэв, по энергии может быть размещен

и между уровнями 554,3 и 379,2 кэв. При этом ожидаемые интенсивности совпадений (γ 174,9) (γ 180,2) и (γ 174,9) (γ 263,2) в этом варианте остаются практически без изменений. Однако в этом случае переход γ 174,9 должен быть типа E1, чему противоречит значение КВК, близкое к теоретическому для перехода типа M1. С экспериментальными данными совместим только вариант, при котором интенсивность перехода между уровнями 554,3 и 379,2 кэв не превышает \approx 60% от наблюдавшейся интенсивности суммарного перехода 174,9 кэв.

Уровень 268,5 кэв был введен на основе данных о совпадениях с квантами γ 110,6 и γ 241,4. Однако этим данным не противоречит и предположение, что γ 241,4 совершается на состояние 263,2 кэв или 379,2 кэв. Надо отметить, что интерпретация уровня 268,5 кэв с его предполагаемой разрядкой на состояние 263,2 кэв весьма затруднительна.

В схеме распада, приведенной в работе ^{/3/}, переход 110,6 кэв размещен не так, как указано на рис. 7, а между состояниями 235,7 и 346,3 кэв. В этом случае для того чтобы объяснить наличие совпадений (γ 130,8) (γ 110,6), необходимо предположить существование перехода 32,9 кэв между уровнями 379,2 и 346,3 кэв. Однако переход 32,9 кэв не был пока обнаружен.

Авторы благодарны К.Я. Громову, Ж.Т. Желеву и Г.Н. Флерову за постоянную поддержку и интерес к работе и Н.И. Пятову за полезные обсуждения. Авторы также благодарны М. Флорековой за помощь при обработке спектров.

Л и т е р а т у р а

1. B.Stover. Phys. Rev., 80, 80 (1950).
2. J.O.Newton. Phys. Rev., 117, 1510, 1520 (1960).

3. B.Harmatz and T.H.Handley. Nucl. Phys., A121, 421 (1968).
4. S.B.Burson. Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays. Debrecen, Hungary, 1968, p.475 .
5. Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер, В.О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер, Москва-Ленинград, 1963.
6. Н.А. Воинова, Б.С. Джелепов. Изобарные ядра с массовыми числом $A=182$. Издат. "Наука", Ленинград, 1968.
7. A.J.Akhmadzhanov, R. Broda, A.Z.Hrynkiewicz, J.Molnar, J.Styczen, W.Walus, J.Zvolský. Report E6- 4311, JINR, Dubna, 1969.
8. W.Andrejscheff, W.Meiling, F.Stary, L.Funke. Rossendorf bei Dresden, DDR. Thesen für die Konferenz über Kernspektroskopie and Strukture des Atomkerns in Erewan, 1969.
9. А.А. Абдуразаков, А.И. Ахмаджанов, К.Я. Громов, Т.А. Исламов, Ш.М. Камалходжаев. Препринт ОИЯИ 6-4363, Дубна 1969.
10. Т. Вальчак, Е. Киселевски, Я. Стычень, М. Шавловски, А. Хрынкевич. Препринт ОИЯИ 13-4025, Дубна (1968).
11. U.Gruber, R.Koch, В.Р.Маier and O.W.Schult, Z.Naturforsch. 20a, 929 (1965).
12. P.A.Seeger Nucl. Phys, 25, 1 (1961).
13. J. Riddell. AECL - 339 (1957).
14. Г.Ф. Драницына Материалы IV Совещания по нейтронодефицитным изотопам, Дубна (1961).
15. W.D.Myers and L.J.Swiatecki. UCRL - 11980 (1965).
16. Л.Н. Зырянова. Уникальные бета-переходы. Издат. АН СССР, 1960.

17. A.H. Wapstra, G.J.Nijgh and R. Van Lieshout. Nuclear Spectroscopy Tables, 1959.
18. P.Galan, T.Galanova, Z.Malek, N.Voinova, Z.Preibisz, K.Stryczniewicz. Nucl. Phys. (в печати).

Рукопись поступила в издательский отдел

5 мая 1969 года.