

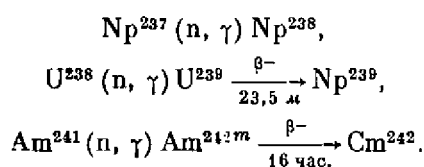
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ ЯДЕР Pu^{238} и Pu^{239}

С. А. Баранов, К. Н. Шлягин

I. Аппаратура и приготовление радиоактивных источников

При изучении распада Np^{238} , Np^{239} и Sm^{242} применялись: магнитный β -спектрометр с двойной фокусировкой [1], [2], спинтилляционный γ -спектрометр и пропорциональный счетчик для исследования мягкого γ -излучения и другая аппаратура. Основным прибором служил β -спектрометр с фокусировкой электронов на угол $\pi/\sqrt{2}$. Разрешающая способность спектрометра составляла $\sim 0,3\%$ при светосиле $\sim 0,45\%$ от 4π .

Образцы Np^{238} , Np^{239} и Sm^{242} были получены путем облучения тепловыми нейтронами в реакторе РФТ [3] изотопов Np^{237} , U^{238} и Am^{241} согласно следующим схемам:



После тщательной химической очистки образцов нептуния и кюрия от продуктов деления и других примесей были приготовлены радиоактивные источники для β - и γ -спектрометрических исследований. Процедура приготовления источников описана в статье [1]. Толщина активного слоя приготовленных источников для исследования на β -спектрометре составляла несколько микрограмм на квадратный сантиметр. При γ -спектрометрических измерениях использовались источники меньшей толщины.

II. Изучение распада Np^{238}

Изучению распада Np^{238} посвящено несколько далеко незавершенных работ [4]—[9]. Первое сообщение о некоторых характеристиках распада этого изотопа было сделано в 1949 г. Сиборгом и др. [4], которые нашли, что период полураспада Np^{238} равен примерно 2 дням, а также благодаря использованию метода поглощения определили энергию β - и γ -излучений. Фридман, Вагнер и Джаффей [6] при помощи двухлинзового β -спектрометра с разрешающей способностью 3% сняли электронный спектр Np^{238} и указали на существование двух β -спектров с граничными энергиями $E_{01} = 0,258$ и $E_{02} = 1,272 \text{ Мэв}$ и нескольких γ -переходов.

Измерения на β -спектрометре. Полученный нами электронный спектр Np^{238} приведен на рис. 1 и 2. Как видно из рисунков, на β -спектр накладывается очень много конверсионных линий и линий оже-электронов. Было обнаружено 38 конверсионных линий.

На графике Кюри, построенном по экспериментальным данным, четко выделяются три парциальных β -спектра с граничными энергиями $E_{01} = (1236 \pm 5) \text{ кэв}$, $E_{02} = (280 \pm 10) \text{ кэв}$, $E_{03} = (250 \pm 10) \text{ кэв}$. Возможно существование четвертого парциального β -спектра с граничной энергией $\sim 200 \text{ кэв}$ (рис. 3).

Как будет показано ниже, измерения числа совпадений между β -частицами с энергией $> 500 \text{ кэв}$ и конверсионными электронами (e_k) от переходов с энергией 44

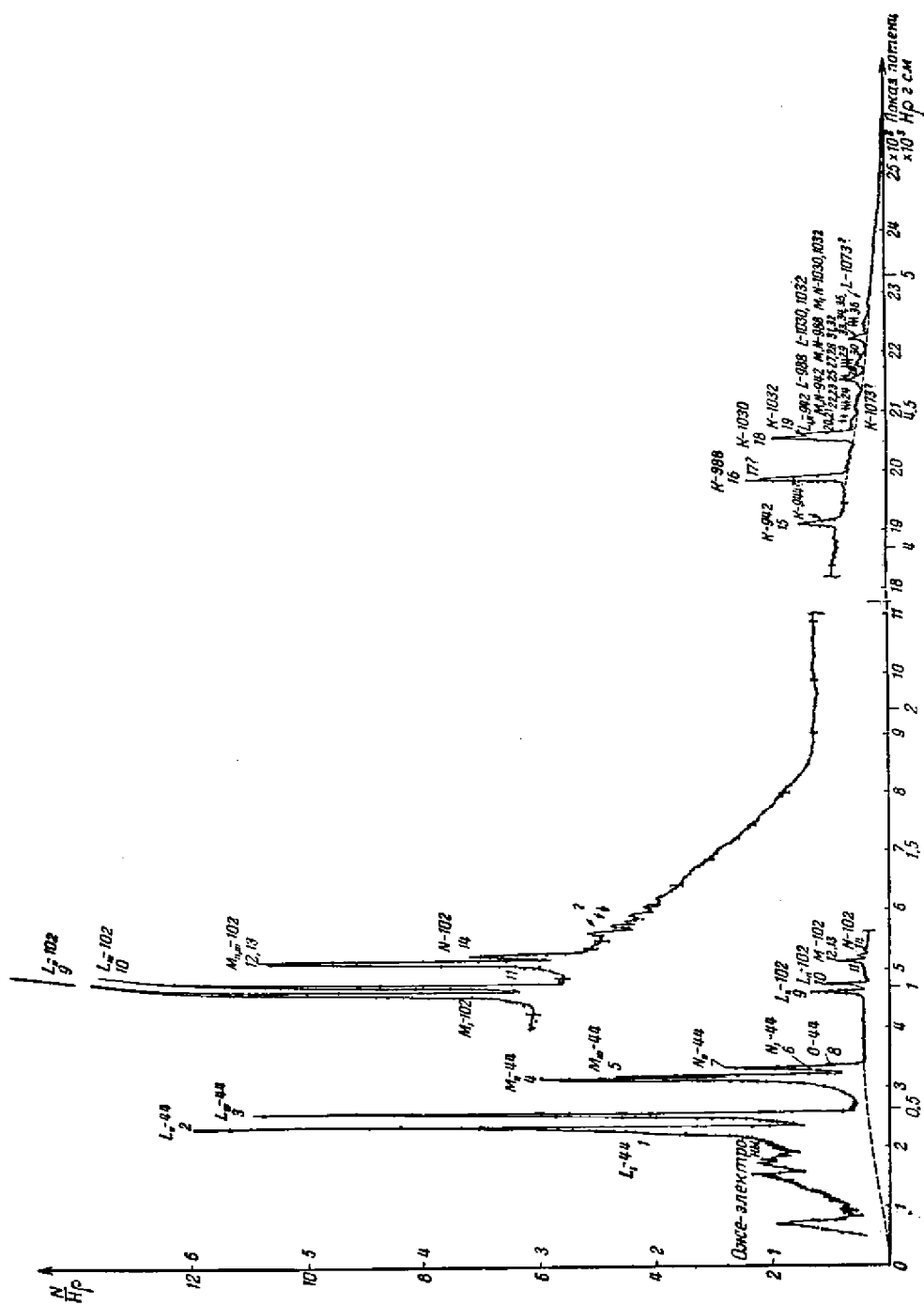


Рис. 1. Электронный спектр № 330.

Таблица 1

Интерпретация конверсионных линий, возникающих при распаде Np^{238}

№ электрон- ной линии	Наблюдаемая энергия электронов кэв	Оболочка конверсии	Энергия перехода кэв	Интенсивность конверсионных линий (произ- вольные едини- цы)	Примечание
1	20,11	L_I	43,22		
2	21,69	L_{II}	43,94	2499	
3	25,79	L_{III}	43,85	2280	
4	38,54	M_{II}	44,10	1251	
5	39,43	M_{III}	43,99	618	
6	42,55	N_I	44,11	401	
7	42,72	N_{II}	44,10		
8	43,94	O	44,20		
			среднее 44,03	$\Sigma=7050$	
9	79,69	L_{II}	101,94	131	
10	83,87	L_{III}	101,93	69	
11	96,01	M_I	101,94	—	
12	96,66	M_{II}	102,22	43,2	
13	97,15	M_{III}	107,72	38,5	
14	100,90	$N_{II, III}$	102,15	—	
			среднее 101,98	$\Sigma=290,7$	
15	819,92	K	941,67	9,7	
20	919,84	L_{II}	942,09		
21	923,12	L_{III}	941,18		
22	936,39	M_{II}	941,94		
23	937,7	M_{IV}	941,68		
24	947,05	N_I	941,61		
			среднее 941,8*)		
16	865,99	K	987,83	21,6	
25	966,16	L_{II}	988,41	6,7	
26	968,97	L_{III}	987,03		
27	981,35	M_I	987,28		
28	982,48	M_{III}	987,04		
29	983,6	$M_{IV, V}$	987,48		
30	986,2	N_I	987,7		
			среднее 987,7*)	$\Sigma=28,3$	

*) Среднее из двух серий измерений.

Продолжение табл. 1

№ электрон- ной линии	Наблюдаемая энергия электронов <i>кэв</i>	Оболочка конверсии	Энергия перехода <i>кэв</i>	Интенсивность конверсионных линий (произ- вольные едини- цы)	Примечание
31	907,83	<i>K</i>	1030,0	~16,8**)	} $\Sigma_K=25,3$ $\Sigma_L=6,2$
33	1008,1	<i>L</i> _{II}	1030,35	~3,4**)	
34	1011,2	<i>L</i> _{III}	1029,26		
36	1024,0	<i>M</i> _I	1029,93		
	1029,0	<i>N</i> _I	1030,56		
			среднее 1030,0*)		
19	910,0	<i>K</i>	1032,65	~8,5**)	
32	1010,0	<i>L</i> _{II}	1032,35	~2,8**)	
35	1028,8	<i>M</i>	1032		
			среднее 1032,4*)		
Общая интенсивность β -спектров—9537 Интенсивность парциального β -спектра $E_{01}=1235$ и 1133 <i>кэв</i> —3911 Интенсивность парциального β -спектра $E_{02}=280$ <i>кэв</i> —1908 Интенсивность парциального β -спектра $E_{03}=250$ <i>кэв</i> —2957 Интенсивность парциального β -спектра $E_{04}\sim 200$ <i>кэв</i> —762					

*) Среднее из двух серий измерений.
**) Из-за плохого разделения конверсионных линий точно могут быть определены только суммар-
ные интенсивности *K*- и *L*-пиков для $E_\gamma=1030$ и 1032 *кэв*.

и 102 кэв дают возможность предположить существование β -спектра с граничной энергией $E_{05} = 1139$ кэв.

Интенсивности парциальных спектров распределены следующим образом:

Граничная энер- гия β -спектра кэв	Интенсивность %	Значение $\lg f\tau$
$E_{01}=1236$	38	8,6
$E_{02}=280$	20	6,6
$E_{03}=250$	31	6,2
$E_{04}\approx 200$	8	—
$E_{05}\approx 1133$	2,8	9,0

В табл. 1 дана интерпретация конверсионных линий, принадлежащих γ -переходам ядра Pu^{238} , а также приведены интенсивности этих линий и парциальных спектров в произвольных единицах.

Данные табл. 1 позволили установить следующие γ -переходы для ядра Pu^{238} : 44, 102, 942, 988, 1030 и 1032 кэв. Переход

с энергией $E_\gamma = 927$ кэв, обнаруженный в опытах Рассмусена и др. [10], в наших экспериментах четко не проявился.

Измерения на сцинтилляционном спектрометре и пропорциональном счетчике. При измерениях γ -спектра на сцинтилляционном спектрометре использовался кристалл NaJ(Tl) . Калибровка прибора по энергии в интервале 0,5—1,5 Мэв производилась по γ -лучам Cs^{137} и Co^{60} . На γ -спектре Np^{238} отчетливо выделяются три максимума, соответствующие γ -лучам с энергиями, равными приблизительно 940, 980 и 1030 кэв. Эти значения энергии хорошо согласуются с данными, полученными на β -спектрометре. Интенсивность этих γ -лучей спадала с периодом полураспада Np^{238} .

В опытах с пропорциональным счетчиком, наполненным смесью тяжелых газов, максимумы, обусловленные γ -лучами с энергией 44 и 102 кэв, четко не проявлялись, что указывает на большой коэффициент конверсии этих лучей. При помощи фотоумножителя с кристаллом NaJ(Tl) и торцевого

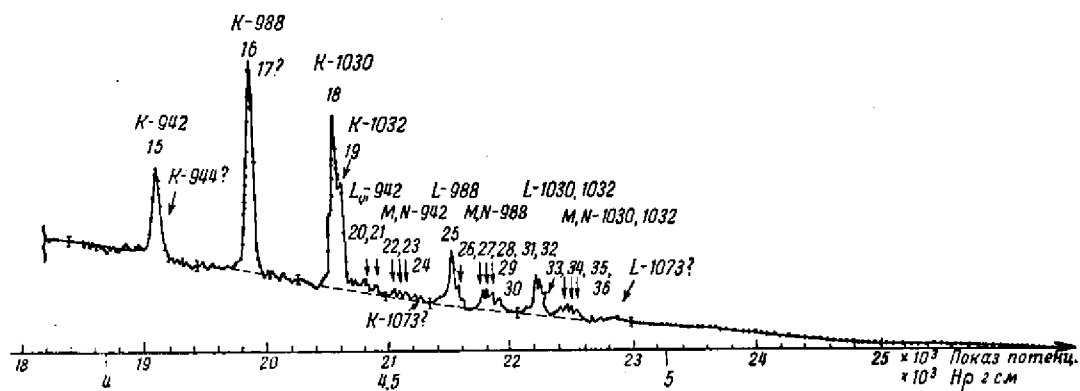


Рис. 2. Электронный спектр Np^{238} .

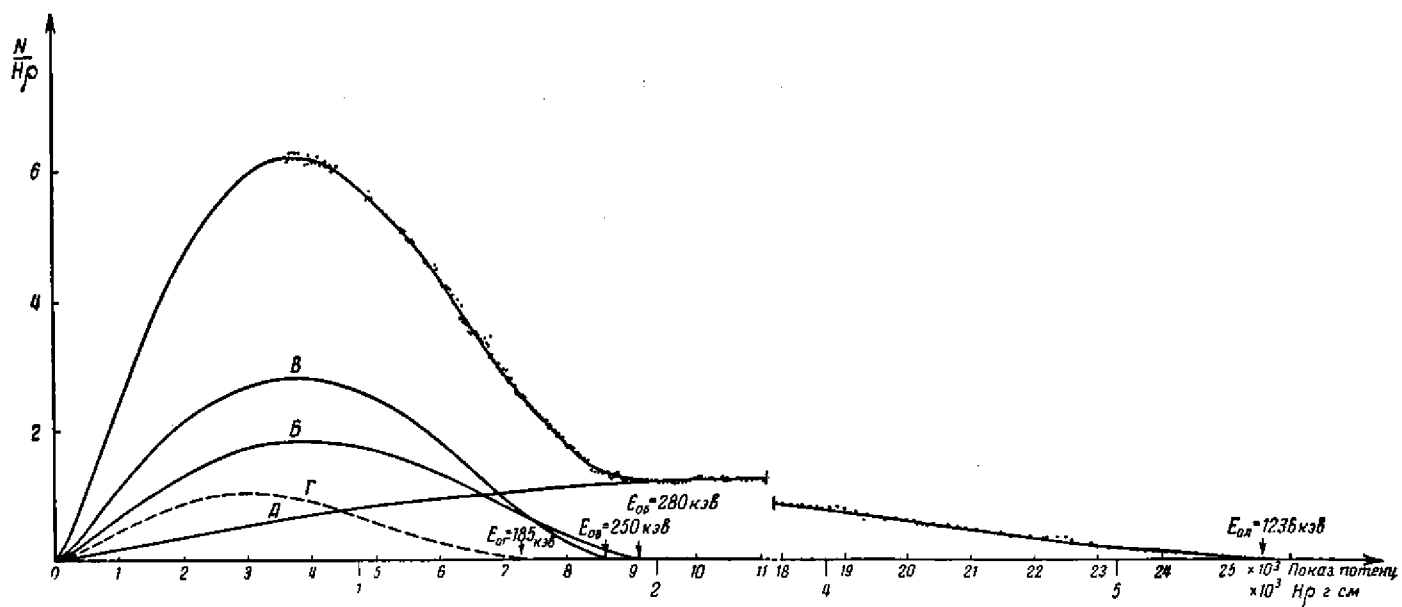


Рис. 3. Бета-спектр Np^{238} .
1—экспериментальная кривая; А, Б, В, Г—парциальные β -спектры.

счетчика, включенных в схему совпадений (разрешающая способность $\tau = 2 \cdot 10^{-7}$ сек), и многоканального дифференциального амплитудного анализатора импульсов измерялось число совпадений между β -частицами с энергией $E_\beta > 500$ кэв и конверсионными электронами от переходов 44 и 102 кэв (e_{44}^- , e_{102}^-).

На рис. 4 показан спектр электронов конверсии, полученный в результате этих измерений. Анализ этого спектра дал возможность установить, что на долю (β , e_{44}^-)-совпадений приходится около 33% общего числа распадов, а доля (β , e_{102}^-)-совпадений не превышает 2,8%. Таким образом, можно утверждать, что парциальный спектр А, приведенный на рис. 3, состоит из двух β -спектров, граничные энергии которых равны 1133 и 1236 кэв.

III. Изучение распада Cm^{242}

Период полураспада α -активного изотопа Cm^{242} равен 162,5 дня. Согласно работе Азаро и др. [11] α -спектр содержит, повидимому, четыре моноэнергетические группы α -частиц. Никаких сведений об электронном спектре Cm^{242} в печати нет.

Таблица 2

Интерпретация электронных линий, возникающих при α -распаде Cm^{242}

№ электронной линии	Наблюдаемая энергия электронов кэв	Оболочка конверсии	Энергия перехода кэв	Интенсивность конверсионных линий (произвольные единицы)
1	21,06	L_I	44,16	
2	21,73	L_{II}	43,98	49,5
3	26,03	L_{III}	44,09	42,0
4	37,18	M_I	44,11	
5	38,60	M_{II}	44,16	32,5
6	39,49	M_{III}	44,05	17,0
7	42,78	N_{II}	44,16	8,0
			среднее 44,10*	$\Sigma=149$

* Среднее из двух серий измерений.

На рис. 5 приведен электронный спектр Cm^{242} . Анализ этого спектра показал, что наблюдаемые электронные линии соответствуют γ -лучам с энергией 44 кэв. В табл. 2 дана интерпретация конверсионных линий, а также приведены их интенсивности.

Если сравнить между собой группы оже-электронов, обнаруженные в электронных спектрах Np^{238} и Cm^{242} (см. рис. 1 и 5), то можно видеть, что в интервале $0 \div 500$ гаусс см указанные группы существенно отличаются друг от друга. Интенсивную группу электронов Cm^{242} с энергией $1,5 \div 3,5$ кэв, повидимому, можно объяснить ионизацией атомов α -частицами кюрия. Это явление наблюдалось нами ранее при изучении α -распада Am^{241} [1, рис. 1].

IV. Схема уровней ядра Pu^{238}

При построении схемы уровней ядра Pu^{238} мы исходили из следующих экспериментальных данных:

1. При β -распаде Np^{238} , повидимому, отсутствует β -переход на основной уровень ядра Pu^{238} .

2. Существует по крайней мере пять β -переходов на возбужденные уровни Pu^{238} ; энергии этих переходов соответственно равны:

$$E_{01} = (1236 \pm 5) \text{ кэв}, \quad E_{05} \approx (1133 \pm 10) \text{ кэв}, \\ E_{02} = (280 \pm 10) \text{ кэв}, \quad E_{03} = (250 \pm 10) \text{ кэв} \\ \text{и } E_{04} \approx 200 \text{ кэв.}$$

3. Имеются совпадения между жесткими β -частицами ($E_\beta > 500$ кэв) и конверсионными электронами переходов с энергией 44 и 102 кэв.

4. Наблюдается семь γ -переходов в ядре Pu^{238} с энергиями: 44; 102; 942; 988; 1030 и 1032 кэв.

Предлагаемая схема уровней ядра Pu^{238} представлена на рис. 6. Схема не претендует на свою законченность. Уровень, соответствующий энергии возбуждения 305 кэв, заимствован из работы Азаро и др. [11].

Как видно из рисунка, у ядра Pu^{238} обнаружено семь возбужденных уровней. Четыре нижних уровня, в соответствии с теорией О. Бора [12]–[15], принадлежат к основной ротационной полосе указанного ядра. Спины и четности этих уровней ($E_{ур} = 0; 44; 146$ и 305 кэв) равны: $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$.

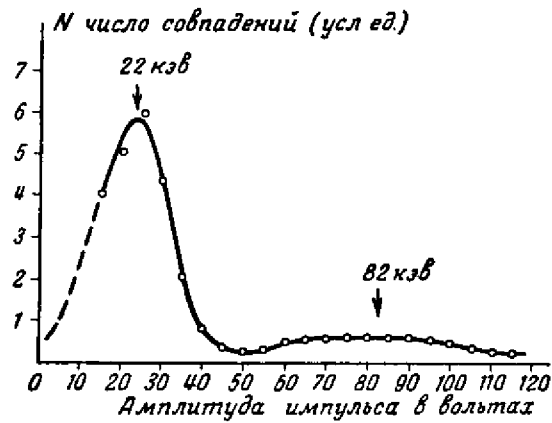


Рис. 4. Спектр электронов конверсии, идущих в совпадении с высокоэнергетическими β -частицами.

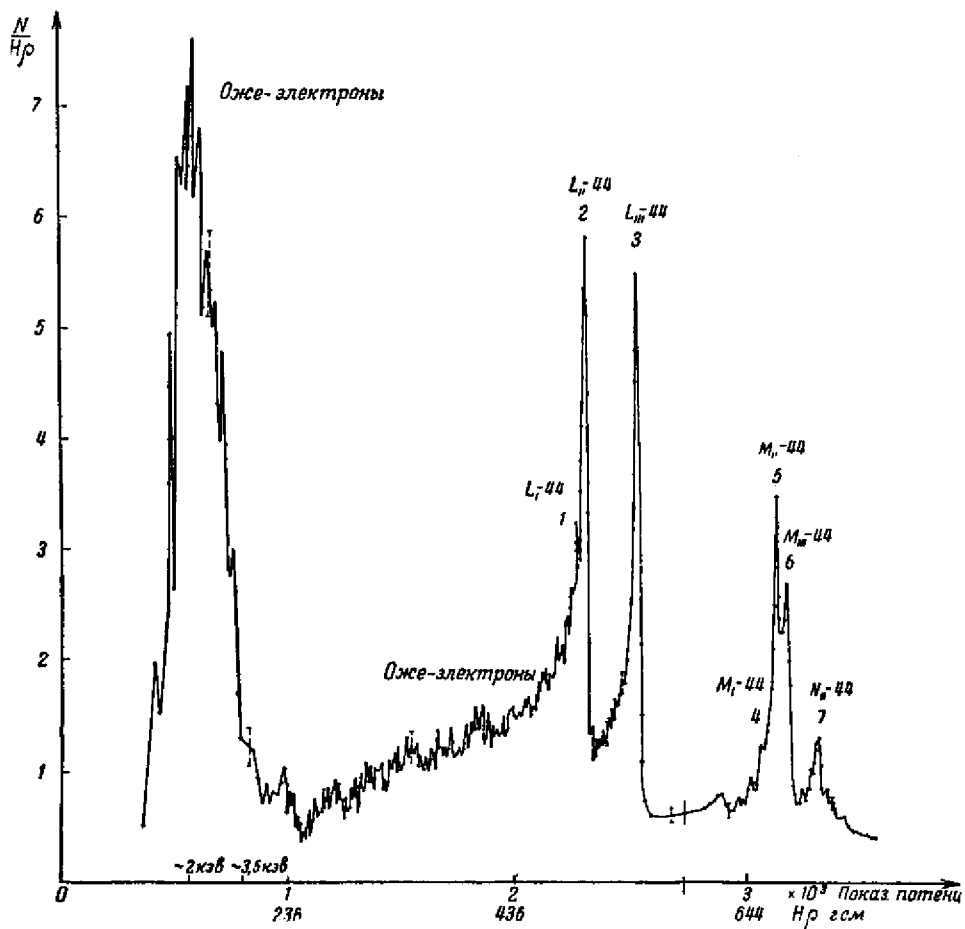


Рис. 5. Электронный спектр Sm^{213} .

Таблица 3

Мультипольность E_γ/m_0c^2	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$	E_γ кэв
1,84	0,0036	0,0112	0,0235	0,091	0,137	0,189	942
1,93	0,0032	0,0105	0,0225	0,080	0,108	0,162	988
2,00	0,0030	0,0100	0,0203	0,072	0,070	0,137	1030

Для выяснения характера мультипольности высокоэнергетических γ -переходов ($E_\gamma = 942; 988; 1030$ и 1032 кэв) путем экстраполяции табличных данных Роуса [15] мы получили теоретические значения абсолютных коэффициентов конверсии Ω_K для K -оболочки атома плутония с учетом эффекта экранировки. Точность значений — 15 — 20%. Полученные величины Ω_K приведены в табл. 3.

На основании данных табл. 1 и схемы распада (рис. 6) были найдены следующие экспериментальные значения Ω_K для K -оболочки атома плутония:

$$\begin{aligned}\Omega_K^{942} &= 0,0102, & \Omega_K^{988} &= 0,0090, \\ \Omega_K^{988} &= 0,0087, & \Omega_K^{1030} &= 0,0100\end{aligned}$$

и

$$\Omega_K^{1032} = 0,0112,$$

где Ω_K^{988} и Ω_K^{988} — коэффициенты конверсии на K -оболочке с одинаковой энергией 988 кэв, но идущих соответственно на основной и на первый возбужденный уровень ядра Pu^{238} .

Сравнивая экспериментальные и теоретические значения Ω_K , заключаем, что всем высокоэнергетическим γ -переходам ядра Pu^{238} можно приписать мультипольность $E2$. Это заключение не противоречит выводу, сделанному в работах [9], [10]*) относительно мультипольностей γ -переходов с энергией $E_\gamma = 986$ и 1029 кэв. Так как все высокоэнергетические γ -переходы

*) Результаты цитированных статей стали нам известны уже после завершения настоящей работы.

принадлежат к классу $E2$, то обнаруженным уровням 988, 1030 и 1076 кэв можно приписать следующие спины и четности:

$$I_{988} = 2+, \quad I_{1030} = 2+, \quad I_{1076} = 3+.$$

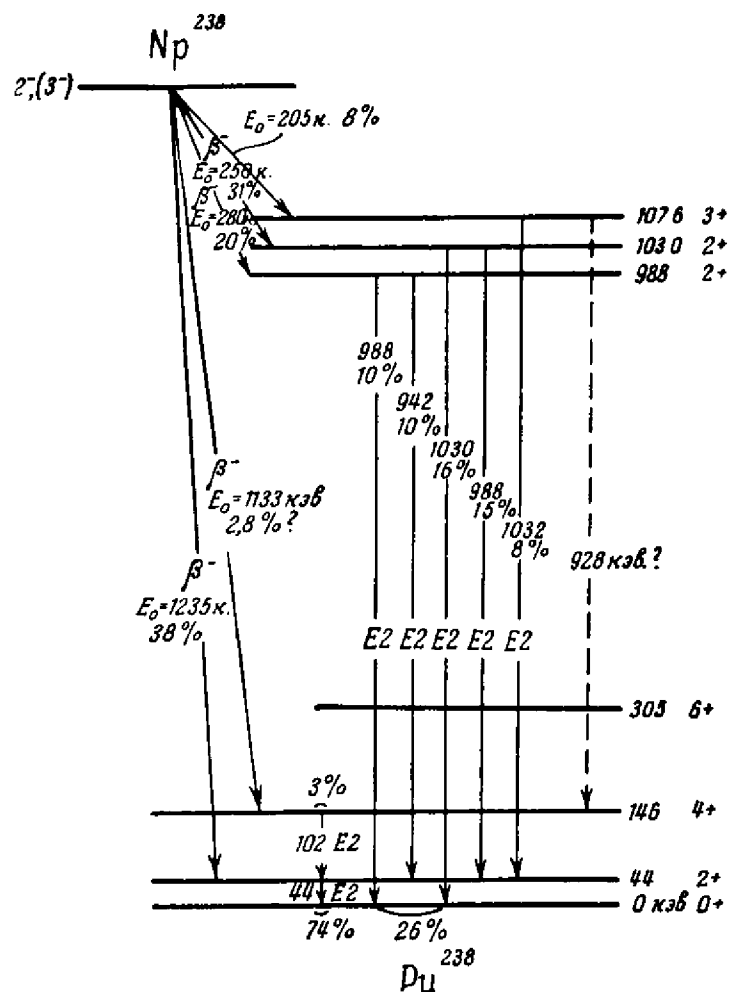


Рис. 6. Уровни ядра Pu^{238} .

Из значений спинов и четностей уровней ядра Pu^{238} , а также величины $\ln f\tau$ для β -спектров можно получить два возможных значения спина основного состояния Np^{238} : $I_0 = 3 - (2 -)$.

V. Распад Np^{239}

Изучению распада β -активного изотопа Np^{239} ($T_{1/2} = 2,3$ дня) посвящен ряд исследований [16] – [20]. Однако до настоящего времени остаются неясными многие элементы схемы уровней ядра Pu^{239} , возникающего в результате β -распада Np^{239} и α -распада Cm^{243} . Так, например, не определены спины энергетических уровней Pu^{239} , нет указаний на существование вращательных уровней у этого четно-нечетного ядра и т. д.

Электронный спектр Np^{239} , снятый в интервале энергий 1–750 кэв на магнитном β -спектрометре [2], показан на рис. 7. Интерпретация электронных линий дана в табл. 4.

Как видно из рис. 7, на мягкую часть β -спектра Np^{239} накладывается очень много линий оже-электронов. Некоторые из них по энергии могли бы быть отнесены к конверсионным линиям. Например, линии 1, 2, 3, 4 можно приписать конверсионным пикам M_{I} , M_{II} , M_{III} , M_{IV} -12, соответствующим γ -переходам с энергией 12 кэв. Аналогично можно принять за конверсионные и другие линии оже-электронов. Однако сопоставление мягкой части данного спектра (1–20 кэв) с той же частью спектра Np^{238} показывает, что они подобны друг другу. Это, по видимому, позволяет сделать заключение о несостоятельности вывода авторов работы [18] относительно существования γ -переходов с энергией 13 и 19 кэв. Электронная линия 30 (энергия электронов 75–77 кэв) отнесена нами также к оже-электронам ($K - 2L \approx 75$ кэв). В работах [18], [20] она, вероятно, принята соответственно за конверсионные пики N -77 ($E_\gamma = 77$ кэв) и L -98 ($E_\gamma = 98$).

Как следует из табл. 4, в данной работе определены следующие значения энергий γ -квантов: 44,4; 49,3; 57,2; 61,4; 67,9; 106,2; 210,3; 228,4; 278,1 и 334 кэв. Существование γ -лучей, $E_\gamma = 334$ кэв, установлено измерением спектра фотоэлектронов, выбиваемых из свинцовой мишени. Приведенные значения энергии для γ -лучей находятся в со-

гласии с опубликованными данными других исследователей. Гамма-переходы с энергией 98,3; 103,3; 125,3; 181,8; 254,6; 273,1; 285,6; 316,1, указанные в краткой заметке [20]*), нами не были обнаружены. Если эти γ -линии и существуют, то их интенсивность мала.

Для γ -переходов с энергией 44; 49; 57; 68; 210; 228 и 278 кэв были найдены экспериментальные значения относительных коэффициентов конверсии на атомных под оболочках плутония, которые оказались равными:

$$\begin{aligned} \left(\frac{L_{\text{I}}}{L_{\text{II}}}\right)_{44} &= \left(\frac{L_{\text{I}}}{L_{\text{III}}}\right)_{44} \approx 1,5; \\ \left(\frac{L_{\text{II}}}{L_{\text{III}}}\right)_{49} &\approx 1,0; \quad \left(\frac{L_{\text{II}}}{L_{\text{III}}}\right)_{57} \approx 1,0; \\ \left(\frac{L_{\text{II}}}{L_{\text{III}}}\right)_{68} &\approx 1,0; \\ \left(\frac{K}{L}\right)_{210} &\approx 6; \quad \left(\frac{K}{L}\right)_{228} \approx 4,8; \\ \left(\frac{K}{L}\right)_{278} &\approx 4,7. \end{aligned}$$

Сравнением экспериментальных и теоретических значений относительных коэффициентов конверсии определены следующие мультипольности:

$$\begin{aligned} (M1)_{44}^{**}; \quad (0,2 M1 + 0,8 E2)_{49}; \\ (E2)_{57}; \quad (E2)_{68}; \\ (M1)_{210}; \quad (M1)_{228}; \quad (M1)_{278}. \end{aligned}$$

Следует рассмотреть отдельно γ -переходы с энергией 61 и 106 кэв. Из рис. 7 видно, что линии

$$L_{\text{I, II}}-61, \quad L_{\text{III}}-61 \quad \text{и} \quad M-61$$

совпадают соответственно с линиями

$$L_{\text{III}}-57, \quad M-49 \quad \text{и} \quad N_{\text{I O}}-57.$$

Поэтому судить о существовании γ -перехода с энергией 61 кэв можно только по наличию линий $N_{\text{I, II, ...}}-61$, не замаскированных другими конверсионными пиками. Это обстоятельство заставляет с осторожностью относиться к приведенной в работе [19] величине коэффициента конверсии для γ -лучей с энергией 61 кэв на L -оболочке атома

*) Результаты работы [20] нам стали известны после окончания данного исследования.

**) Не исключена возможность наличия $E 2$.

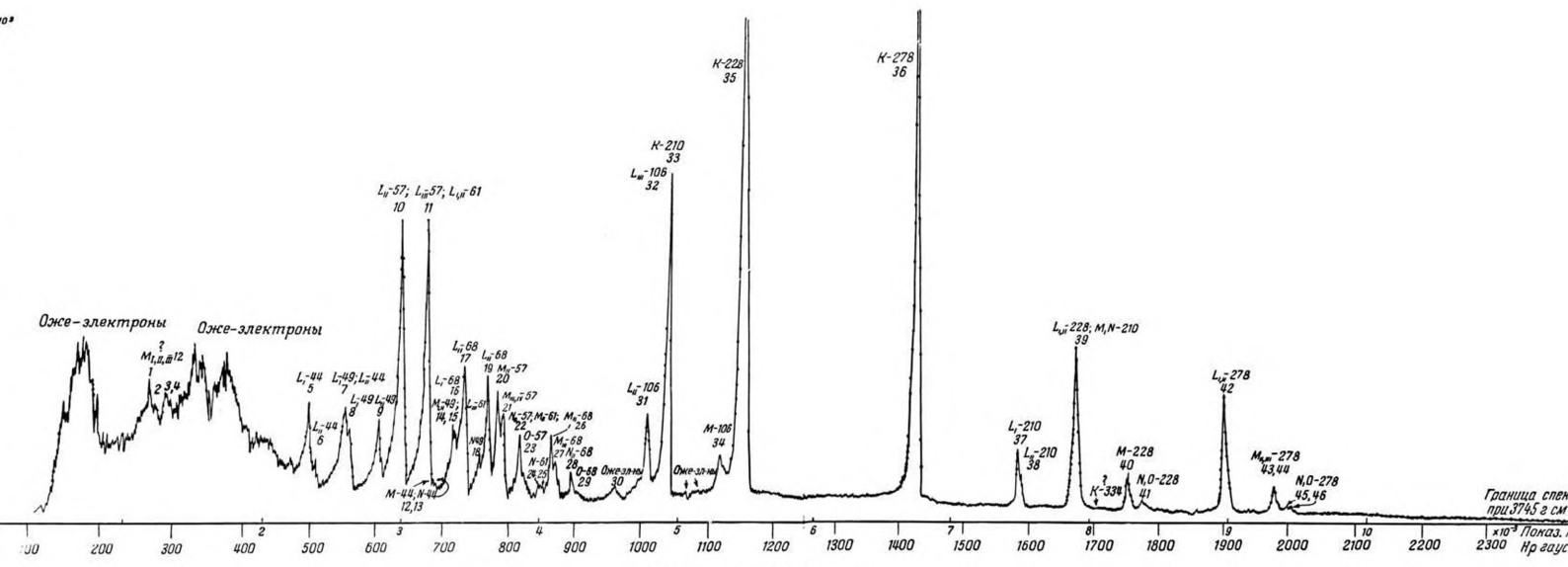


Рис. 7. Электронный спектр Np^{239} .

Интерпретация электронных линий, возникающих при β -распаде Np^{239} Таблица 4

№ электрон- ной линии	Наблюда- емая энер- гия элект- ронов <i>кэв</i>	Оболочка конверсии	Энергия перехода <i>кэв</i>	Интенсив- ность линий (произволь- ные единицы)	Мультиполь- ность пере- хода	Примечание
1	2	3	4	5	6	7
1	6,38	M_I	12,31			
2	6,77	M_{II}	12,33			
3	7,52	M_{III}	12,08			
4	8,1	L_I	12,1			
			среднее 12,2?			
5	21,44	L_I	44,54	42		
6	22,2	L_{II}	44,45	8,3		
7	26,17	L_{III}	44,23	50		совп. с L_I -49
12	40,04	M_{III}	44,56	3,6		
13	40,5	M_{IV}	44,48			
			среднее 44,45		$M1+E2$	
7	26,17	L_I	49,27	50		совп. с L_{III} -44
8	27,05	L_{II}	49,3	33,5		
9	31,28	L_{III}	49,34	34,4		
14	43,36	M_I	49,34	58		совп. с L_{III} -61
15	43,94	M_{II}	49,5			
16	44,76	M_{III}	49,32			
18	48,3	$N_{III, IV}$	49,43			
			среднее 49,34		$0,2M1+0,8E2$	
10	34,98	L_{II}	57,23	170,3		совп. с L_{II} -61
11	39,15	L_{III}	57,21	164,6		
20	51,7	M_{II}	57,26	69,5		
21	52,9	$M_{III, IV}$	57,46			
22	55,9	N_{II}	57,28	34,1		совп. с M -61
23	56,9	O	57,35			
			среднее 57,26		$E2$	
11	39,15	L_{II}	61,4	164,6		совп. с L_{III} -57
14	43,36	L_{III}	61,42	48		совп. с M -49
22	55,9	M_{II}	61,46	34		совп. с N -57
24	60,09	N_{II}	61,47			
25	60,63	N_{IV}	61,39	6,8		
			среднее 61,43		$(E1)?$	
17	45,71	L_{II}	67,96	57		
19	49,83	L_{III}	67,89	51		
26	62,29	M_{II}	67,85			
27	63,25	M_{III}	67,81	34,2		
28	66,5	N_{II}	67,88			
29	67,82	O	68	12,4		
			среднее 67,88		$E2$	

Продолжение табл. 4

№ электрон- ной линии	Наблюда- емая энер- гия электро- нов $k\alpha$	Оболочка конверсии	Энергия перехода $k\alpha$	Интенсив- ность линий (произволь- ные единицы)	Мультиполь- ность пере- хода	Примечание
1	2	3	4	5	6	7
30	75—77	$K-LL$				оже-электроны
31	83,7	$L_{I, II}$	106	49,3		
32	88,1	L_{III}	106,2	15 (вычисл.)		совп. с $K-210$
34	100,7	$M_{II, III}$	106,3	41		
35	≈ 106	N, O	≈ 106		$E1$	совп. с $K-228$
			среднее 106,1			
33	88,4	K	210,1	168		совп. с $L_{III}-106$
37	187,3	L_I	210,4	24,5		
38	188,4	$L_{II} ?$	210,6			
39	≈ 206	M, N	210		$M1$	совп. с $L_{II}-228$
			среднее 210,2			
35	106,7	K	228,5	388		
39	206	$L_{I, II}$	228,2	81		
40	222,8	M_{II}	228,4	14,4		
41	228	N, O	228,5	3,8	$M1$	
			среднее 228,4			
36	156,4	K	278,1	260		
42	255,9	$L_{I, II}$	278,1	55,4		
43	272,9	M_{II}	278,5	12,3		
44	273,3	M_{III}	277,9			
45	277,4	N	278,2			
46	278	O	278,4	3,8	$M1$	
	≈ 246	K	среднее 278,1 ~ 334			K -фотоэлек- троны Pb

($\Omega_L = 0,4 - 0,9$) и определенной в работах [19], [20] мультипольности $E1$ для данного γ -перехода.

В случае γ -перехода с энергией 106 $k\alpha$ конверсионный пик $L_{III}-106$ совпадает с линией $K-210$, и разделить их невозможно. Если предположить, однако, что переход 106 $k\alpha$ является электрическим дипольным, то можно оценить площадь пика $L_{III}-106$ и определить значение полного коэффициента конверсии для этих γ -лучей на L -оболочке. Согласно нашим полуэмпирическим расчетам $\Omega_L = 0,09$. Эта величина совпадает с теоретическим значением $\Omega_L = 0,1$, приведенным в работе [19]. Таким

образом, γ -переход с энергией 106 $k\alpha$, вероятно, является электрическим дипольным ($E1$).

На рис. 8 приведен график Кюри β -спектра Np^{239} . Высокоэнергетическая часть спектра ($E_\beta > 300 k\alpha$) изучалась с источником большой активности, низкоэнергетическая ($E_\beta < 300 k\alpha$) — с более слабыми источниками. Было заметно, что для источников с очень высокой активностью (кривая А рис. 8) наблюдается завышенная интенсивность мягких компонентов спектра. Повидимому, это вызвано влиянием толщины активного слоя. Поэтому проводились измерения с источниками разной толщины. Определенные интенсивности мягких компонентов

спектра производилось на основании измерений с источниками такой толщины, для которых относительная интенсивность парциальных спектров оставалась постоянной. Анализ графиков Кюри позволил выделить шесть парциальных β -спектров с граничными энергиями:

$$\begin{aligned} E_{01} &= 70 \text{ кэв}, & E_{02} &= 327 \text{ кэв}, \\ E_{03} &= 382 \text{ кэв}, & E_{04} &= 439 \text{ кэв}, \\ E_{05} &= (655) \text{ кэв} & \text{и} & E_{06} = 723 \text{ кэв}. \end{aligned}$$

Бета-спектр с граничной энергией 70 кэв обнаружен впервые.

В табл. 5 даны значения относительных интенсивностей парциальных β -спектров с учетом и без учета β -спектра E_{01} .

Незначительный излом графика Кюри при энергии ~ 655 кэв, повидимому, указы-

вает на присутствие слабого по интенсивности ($\sim 2\%$) парциального спектра с граничной энергией $E_{05} \approx 655$ кэв. В данной работе этот спектр не выделялся и его интенсивность учитывалась вместе с наиболее жестким компонентом ($E_{06} = 723$ кэв).

Таблица 5

Парциальные β -спектры Np^{239}

Спектр	Верхняя граница спектра кэв	Интенсивность (произвольные единицы)*	Относительная интенсивность в %	
			с учетом β -спектра E_{01}	без учета β -спектра E_{01}
E_{01}	70 ± 5	525	22	—
E_{02}	327 ± 5	832	35	45
E_{03}	382 ± 5	508	21	27
E_{04}	439 ± 5	383	16	21
E_{05}	655 ± 5	137	6	7
E_{06}	723 ± 5			

*) В тех же единицах, что и интенсивность конверсионных линий.

Измерения на пропорциональном и сцинтилляционном счетчике. Измерения на пропорциональном и сцинтилляционном счетчике показали, что наиболее интенсивными являются γ -лучи с энергией (68), 106, 210, 278 кэв и менее интенсивными 44, 49, 57 и 61 кэв. Подтверждено, что γ -лучи с энергией 106 кэв идут в каскаде с γ -квантами более высокой энергии ($E_\gamma > 200$ кэв).

VI. Схема уровней ядра Pu^{239}

Наши экспериментальные данные по β -, γ -переходам находятся в согласии с данными других опубликованных работ. Полученные результаты измерений позволяют проверить правильность предложенной ранее

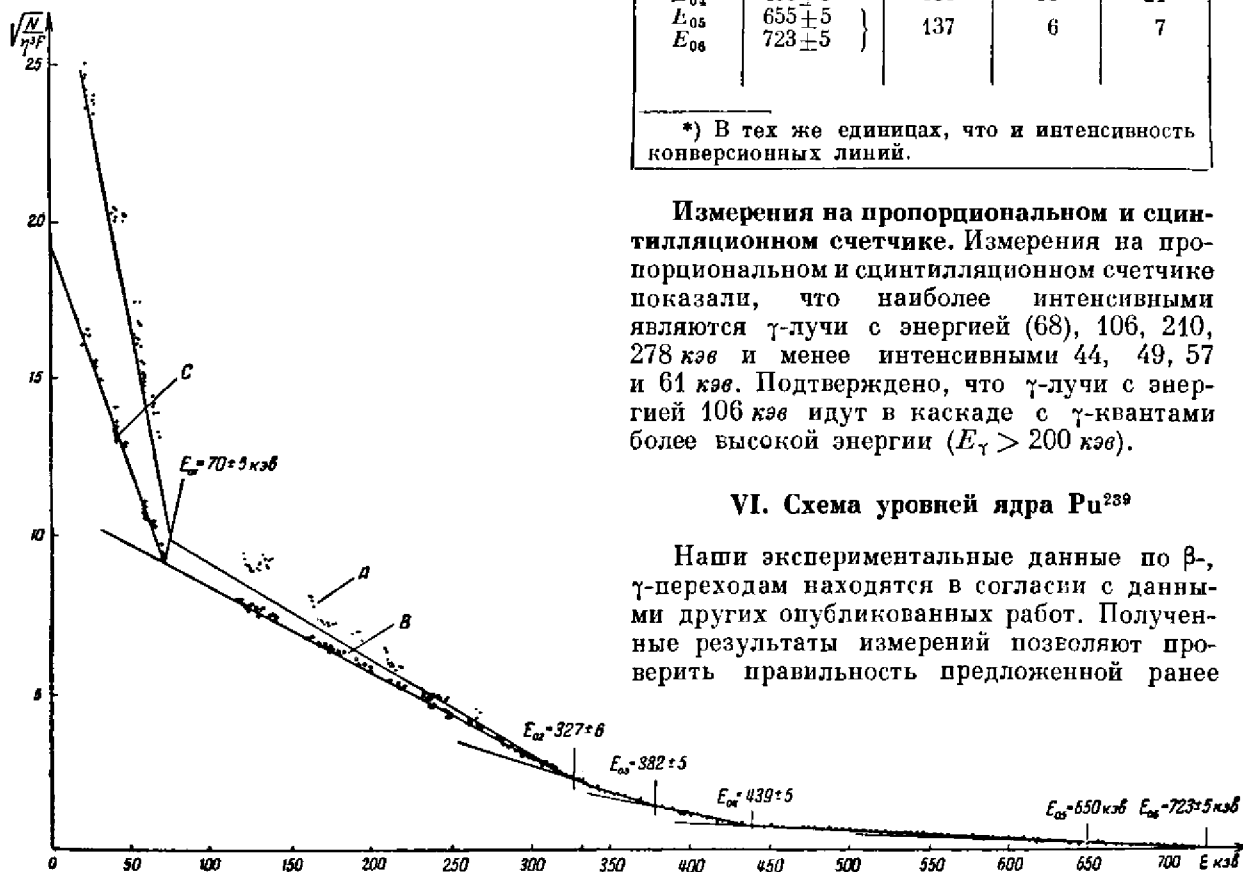


Рис. 8. График Кюри β -спектра Np^{239} .
А, В, С — измерение с источниками равной интенсивности.

с энергией $E_\alpha = 5,67$ кэв и интенсивностью $\leq 1\%$.

Считаем приятным долгом выразить свою благодарность Р. М. Полевому и Ю. Ф. Родионову, проводившим измерение γ -спектров на спинтилляционном спектрометре и пропорциональном счетчике.

Мы благодарим также Г. Н. Яковлева

и В. А. Воробьева за предоставление химически чистых препаратов нептуния и кюрия и П. Э. Немировского, Я. А. Смородинского и Л. А. Слива за участие в обсуждении полученных результатов. Мы рады выразить признательность В. В. Беручко, С. Н. Беленькому и Г. В. Шишкину за помощь, оказанную при измерении электронных спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Баранов, К. Н. Шлягин, Доклад на Сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. (Заседание отделения физико-математических наук), стр. 251.
2. С. А. Баранов, А. Ф. Малов, К. Н. Шлягин. Приборы и экспериментальная техника (в печати).
3. Реакторостроение и теория реакторов (Доклады советской делегации на Международной конференции в Женеве по мирному использованию атомной энергии). Изд. АН СССР, стр. 49, 1955.
4. G. T. Seaborg, A. C. Wahl, J. W. Kennedy, NNES-PPR, 14B, 13 (1944).
5. A. H. Jaffey, L. B. Magnussen, NNES-PPR, 14B, 978 (1949).
6. M. S. Freedman, A. H. Jaffey, F. Wagner, Phys. Rev. 79, 410 (1950).
7. J. W. Mihelich, Phys. Rev. 87, 646 (1952).
8. H. Slätis, J. O. Rasmussen, H. Aterling, Phys. Rev. 93, 646 (1954).
9. H. Slätis, T. O. Passel, J. O. Rasmussen, Phys. Rev. 99, 42 (1955).
10. J. O. Rasmussen, F. S. Stephens, Jr. D. Strominger, B. Aström, Phys. Rev. 99, 47 (1955).
11. F. Asaro, S. G. Thompson, J. Perlman, Phys. Rev. 92, 694 (1953).
12. A. Bohr, R. Mottelson, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).
13. A. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-Fys. Medd. 14, 26 (1952).
14. A. Bohr, R. Mottelson, Phys. Rev. 90, 717 (1953).
15. A. Bohr, B. Mottelson, Beta- and Gamma-spectroscopy, 468 (1955).
16. E. P. Tomlinson, H. W. Fulbright, J. J. Howland, Phys. Rev. 83, 223 (1951).
17. R. L. Graham and R. E. Bell, Phys. Rev. 83, 222 (1951).
18. M. S. Freedman, F. Wagner, Jr. D. W. Engelkemeir, J. R. Huizenga and B. Magnussen—ссылка—G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. 25, 469 (1953).
19. D. Engelkemeir and L. B. Magnussen, Phys. Rev. 99, 135 (1955).
20. J. M. Hollander and W. G. Smith and J. W. Minelich, Bull. Amer. Phys. Soc. 30, 7, 11 (1955).
21. Frank Asaro, S. G. Thompson and J. Perlman—ссылка—J. M. Hollander, J. Perlman and G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. 25, 469 (1953).