

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ, ИСПУСКАЕМЫХ ЯДРАМИ КАЛЬЦИЯ, НИКЕЛЯ И КАЛИЯ ПРИ ЗАХВАТЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Б. И. Адьясевич, Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко

Магнитным спектрометром, анализирующим комптон-электроны, измерены энергии и интенсивности γ -лучей, испускаемых ядрами кальция, никеля и калия при захвате ими тепловых нейтронов. Спектры γ -лучей изучены в интервале энергий $0,25 \div 12$ Мэв. Интенсивности γ -линий даны в числах γ -квантов на 100 захватов нейтронов. Составлены возможные схемы γ -переходов в ядрах Ca^{41} , Ni^{59} , Ni^{61} и K^{40} .

Данная работа является продолжением исследования γ -лучей, испускаемых ядрами при захвате тепловых нейтронов, проводимого на реакторе РФТ АН СССР. Условия опыта, методика измерений и спектрометр описаны ранее [1]. Ниже приводятся результаты исследования γ -лучей для ядер кальция, никеля и калия.

Кальций

При измерении γ -лучей, испускаемых при захвате нейтронов кальцием с естественным изотопным составом, использовался образец CaF_2 весом 1,7 кг. Кроме того, исследовался γ -спектр образца, обогащенного изотопом Ca^{40} . В этом случае применялась соль CaSO_3 в количестве 360 г. Образцы перед измерением специально очищались от малых примесей хлора, которые, как показали первоначальные измерения, могли вносить заметный вклад в спектр из-за большого сечения поглощения нейтронов хлором.

В табл. 1 приведены изотопные составы для исследованных образцов, а также известные из литературных данных сече-

ния захвата тепловых нейтронов различными изотопами кальция и энергии связи нейтрона [2], [4].

Таблица 1

Изотоп	Состав естественной смеси в %	Состав обогащенного образца в %	σ изотопич. в барнах	σ атомар. в барнах	Энергия связи нейтрона в ядре-продукте в Мэв
Ca^{40}	96,82	99,9	0,22	0,21	$8,367 \pm 0,01$
Ca^{42}	0,64	$< 0,03$	39,7	0,25	$7,93 \pm 0,02$
Ca^{43}	0,129	$< 0,005$	—	—	—
Ca^{44}	2,13	$< 0,05$	0,63*)	0,013	$11,3 \pm 0,07$
Ca^{46}	0,0032	$< 0,005$	0,25*)	0,0008	—
Ca^{48}	0,178	$< 0,03$	1,1*)	0,002	—

*) Сечение активации.

Сечение захвата тепловых нейтронов Ca^{43} неизвестно. На основании приведенных в таблице данных можно ожидать, что спектр γ -лучей, испускаемых при захвате нейтронов естественной смесью изотопов кальция, будет состоять в основном из γ -лучей Ca^{41} и Ca^{43} , поскольку сечение захвата для естественной смеси равно $0,43 \pm 0,02$ барна.

Спектр γ -лучей Са изучался в области энергий $0,25 \div 8,5$ Мэв. Интенсивность γ -лучей с энергией $> 6,6$ Мэв не превышает 0,5 γ -кванта на 100 захватов нейтронов.

На рис. 1 и 2 показаны аппаратные спектры γ -лучей для образцов CaF_2 и $\text{Ca}^{40}\text{CO}_3$. По оси абсцисс отложены внизу значения H_p в э.с.м., а сверху — энергия γ -лучей в Мэв. По оси ординат отложены числа совпадений за 10 минут. Они получены после вычитания фона, определяемого числом совпадений в отсутствии образца, и введения поправки на

нижный интервал энергии γ -лучей (1 Мэв). Использование величины $\nu(E) \cdot H_p$ удобно тем, что в этом случае в широком интервале энергий (1,8 ÷ 10 Мэв) высота пика примерно пропорциональна интенсивности γ -линии, поскольку величина $\frac{\delta}{H_p}$, где δ — полуширина пика, остается постоянной.

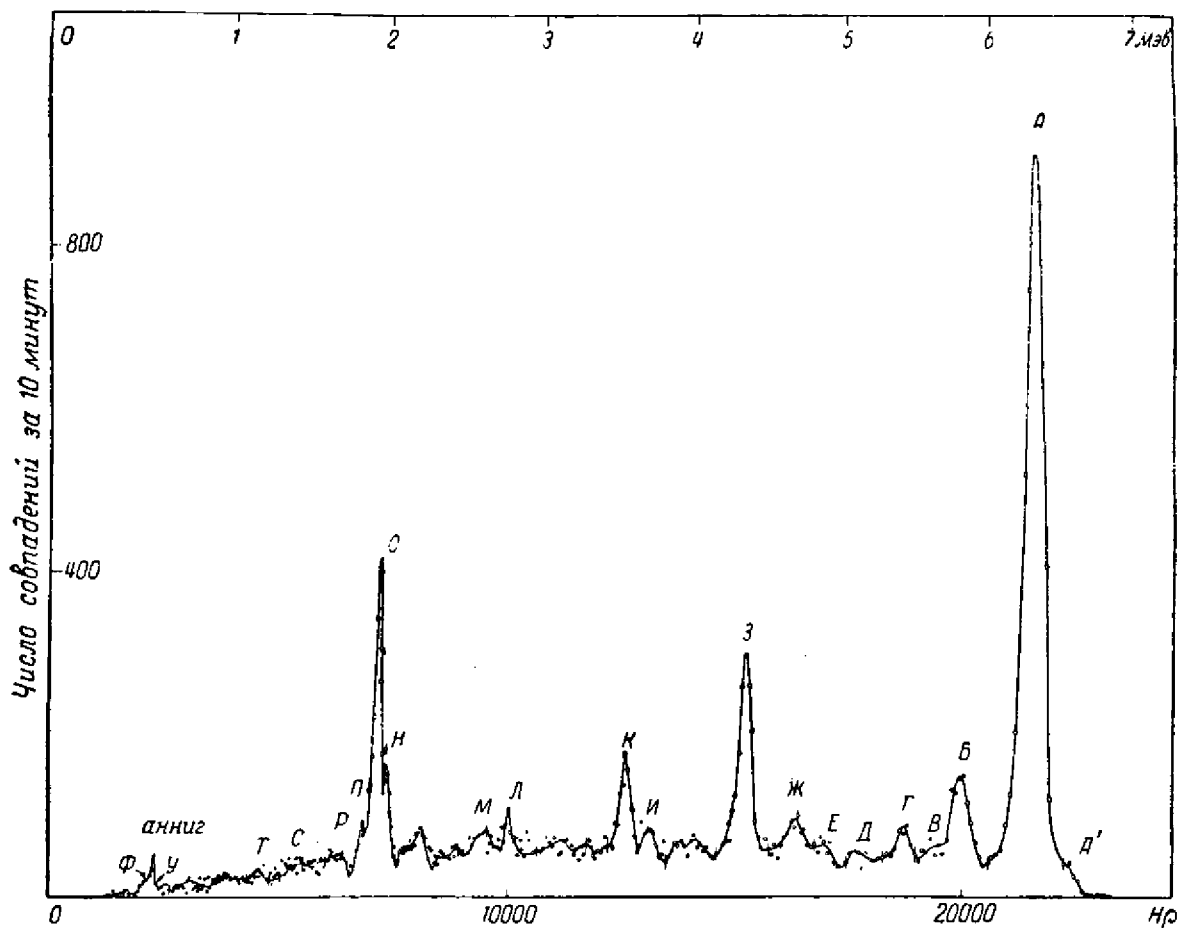


Рис. 1. Аппаратурный спектр γ -лучей CaF_2 .

наличие электронов от пар, образуемых γ -лучами в радиаторе наряду с комптон-электронами.

На рис. 3 (стр. 32) приведен исправленный спектр γ -лучей для CaF_2 . По оси абсцисс отложены энергии γ -лучей в Мэв; по оси ординат — значения $\nu(E) \cdot H_p$ (в отличие от работы [1], где по оси ординат откладывалось значение $\nu(E)$). Величина $\nu(E)$ дает число γ -квантов на один захват нейтрона и на еди-

В табл. 2 приведены значения энергии и интенсивности γ -лучей для образцов CaF_2 и $\text{Ca}^{40}\text{CO}_3$, полученные в настоящей работе, а также данные других авторов. Интенсивности γ -лучей кальция выражены в числах γ -квантов на 100 захватов нейтронов. На долю γ -линий, приведенных в табл. 2, приходится около 5% от полной энергии, излучаемой ядрами кальция при захвате ими тепловых нейтронов.

Определение числа квантов на захват нейтрона для кальция производилось как путем нормировки излучаемой энергии к энергии связи нейтрона, так и путем сравнения в спектре смеси никеля и фтористого кальция интенсивностей γ -линий 6,4 Мэв для

3) из сравнения γ -лучей Ni и Ca — 25. Эти значения совпадают между собой в пределах экспериментальных ошибок, равных 10—15%.

Уже простое сравнение спектров рис. 1 и 2 показывает, что все линии, выделяемые

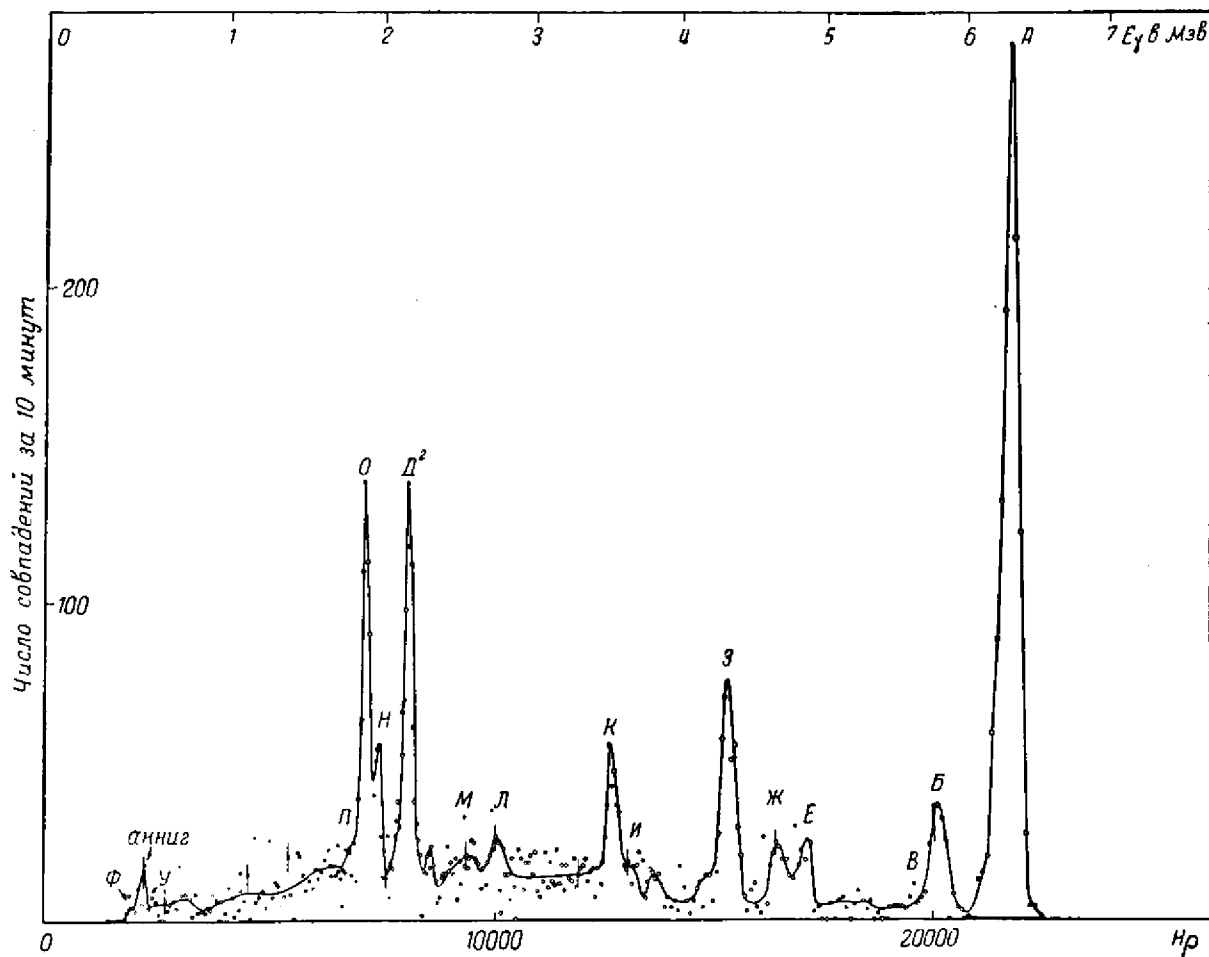


Рис. 2. Аппаратурный спектр γ -лучей $\text{Ca}^{40}\text{CO}_3$.

естественной смеси изотопов кальция и 8,99 Мэв никеля (см. работу [1]). Во втором способе интенсивность γ -лучей никеля с энергией 8,99 Мэв принималась равной 28 γ -квантам на 100 захватов (см. ниже), $\sigma_{\text{Ca}} = 0,43$ барна, $\sigma_{\text{Ni}} = 4,5$ барна. Указанными методами для γ -лучей кальция с энергией 6,4 Мэв были получены следующие значения интенсивности (число квантов на 100 захватов):

- 1) спектр CaF_2 — 22;
- 2) спектр $\text{Ca}^{40}\text{CO}_3$ — 25;

в спектре CaF_2 , имеются также в спектре $\text{Ca}^{40}\text{CO}_3$, и наоборот (линия с энергией 2,23 Мэв на рис. 2 соответствует захвату нейтронов водородом, содержавшимся в контейнере для обогащенного образца). Исключения составляют только две малоинтенсивные линии в спектре CaF_2 с энергиями 5,5 и 5,15 Мэв, которые, повидимому, испускаются другими изотопами кальция. Их наличие нельзя объяснить присутствием фтора, поскольку они имеются также в

спектре СаО, который ранее измерялся как нами, так и Кинси и др. [3]. Сравнение спектров естественной смеси изотопов кальция и образца, обогащенного Са⁴⁰, показывает, что наиболее интенсивные линии с энергиями 6,4; 5,90; 4,42; 3,60; 2,00 и 1,95 Мэв следует приписать изотопу Са⁴¹. Из исправленных спектров можно оценить,

находится в явном противоречии с указанными в табл. 1 данными Померанца [4]. Причина такого расхождения остается для нас неясной.

Приведенные в табл. 2 интенсивности γ -линий, полученные Кинси и др. [3], значительно отличаются от найденных нами. В связи с этим следует отметить, что дан-

Таблица 2

Результаты данной работы				Излучающее ядро	Результаты Кинси и др. [3]		Люминесцентные спектрометры
обозначение линий	энергия γ -лучей в Мэв	интенсивность на 100 захватов в квантах			энергия γ -лучей в Мэв	интенсивность в квантах на 100 захватов	
		в Са	в Са ⁴⁰				
					7,83±0,05 7,43±0,05	1 1,4	8,2 [8]
A'	6,6±0,015	0,7	—	F ²⁰			
A	6,406±0,015	22	25	Са ⁴¹	6,42±0,03	83	6,8 [8]
B	5,904±0,030	3,8	4,4	Са ⁴¹	5,89±0,03	11	
B	5,696±0,030	1,2	1,4	Са ⁴¹	5,66±0,06	3	
Г	5,50±0,035	1,2	—	(Са ⁴³)	5,49±0,05	4	
Д	5,15±0,035	0,9	—	(Са ⁴³)			
Е	4,944±0,030	2,3	3,0	Са ⁴¹	4,95±0,03	8	
Ж	4,764±0,030	2,5	2,9	Са ⁴¹	4,76±0,03	6	
З	4,418±0,015	12,3	14,2	Са ⁴¹	4,45±0,05	30	
И	3,762±0,020	1,8	2	Са ⁴¹			
К	3,60±0,010	6,4	7,4	Са ⁴¹	3,62±0,05	16	
Л	2,810±0,035	≥3,6	≥4,2	Са ⁴¹			
М	2,660±0,050	≥2,0	≥2,3	Са ⁴¹			
	2,230±0,010			D ²			
Н	2,004±0,010	12,7	14,7	Са ⁴¹			
О	1,944±0,008	39	45	Са ⁴¹			1,93 [9]
П	1,844±0,015	6,4	7,4	Са ⁴¹			
Р	1,790±0,015	≥3,6	≥4,2				
С	~1,48	≥3,2	≥3,7				
Т	~1,2	≥4,8	≥5,5				
У	0,532±0,010	≥5	≥6	Са ⁴¹			
	0,511±0,005			анниг.			
Ф	0,463±0,010	≥9	≥10	Са ⁴¹			

какая часть интеграла $\int \nu(E)E dE$, взятого по всему спектру, приходится на приведенные выше γ -линии. Сравнение полученных таким образом величин для двух исследованных образцов кальция дает возможность определить ту часть энергии, которая в спектре естественной смеси изотопов не принадлежит Са⁴¹; это позволяет оценить верхнюю границу величины сечения радиационного захвата тепловых нейтронов для Са⁴². Вычисленное таким образом изотопическое сечение радиационного захвата оказывается не больше $6,6 \cdot 10^{-28}$ барна, что

ные Кинси и др. получены со старой кривой эффективности прибора, которая впоследствии была ими рассчитана заново. В более поздней работе [5] этих авторов для интенсивности γ -линии с энергией 6,4 Мэв приводится значение, более близкое нашим результатам, — 40 γ -квантов на 100 захватов нейтронов в естественной смеси изотопов кальция.

Для ядра Са⁴¹ энергетические уровни неоднократно изучались в реакции (d, p). С использованием магнитного анализа протонов они были изучены Браамсом [6] до энергии, равной 4 Мэв. В работе Хольта

и Маршама [7] были обнаружены еще два уровня, расположенные при более высоких энергиях. Все эти уровни показаны на рис. 4. Там же по нашим данным изображена схема γ -переходов ядра Ca^{41} при распаде исходного состояния, образованного

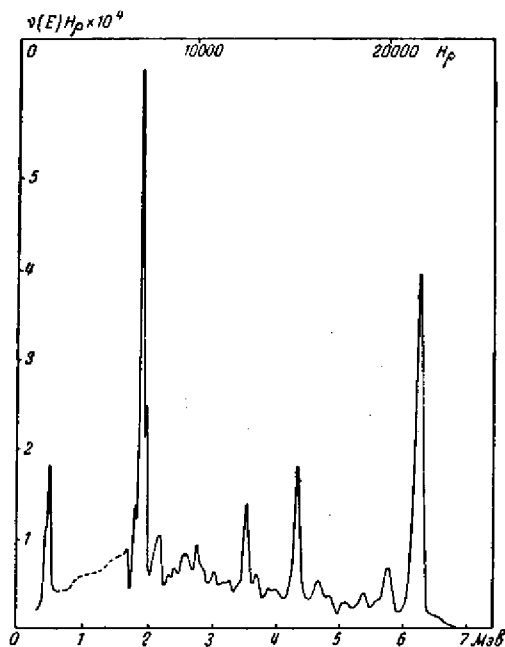


Рис. 3. Исправленный спектр γ -лучей CaF_2 .

при захвате теплового нейтрона. Цифры у стрелок, изображающих γ -переходы, обозначают их интенсивности в числах γ -квантов на 100 захватов нейтронов в Ca^{40} . Под схемой даны буквенные обозначения γ -линий. С правой стороны схемы приведены значения орбитального момента нейтрона — l_n , с которым он захватывается на данный уровень в реакции (d, p), значение углового момента и четности — I^π данного состояния, а также характеристика его по модели оболочек. Все эти сведения взяты из работы Хольта и Маршама [7].

В отношении предлагаемой схемы γ -переходов ядра Ca^{41} нужно отметить следующее:

1. Наличие в неразрешенной части спектра большого количества γ -линий с энергией меньше 4 Мэв указывает на то, что в ядре Ca^{41} , повидимому, имеется большое число переходов на уровни с энергией больше 4 Мэв.

2. Относительно большие интенсивности γ -переходов, на уровни с энергиями возбуждения 3,95; 4,76 и 5,72 Мэв не согласуются со значением орбитального момента $l_n=2$, полученного из анализа углового распределения протонов в реакции (d, p) Хольтом и Маршамом. Возможно, это связано с неправильным определением l_n или неоднозначностью составленной нами схемы γ -переходов.

3. Для уровней с энергией 1,95; 2,47 Мэв в работе [7] получено значение $l_n=1$. Сравнивая интенсивности переходов с уровня 2,47 Мэв, можно определить для него величину полного момента количества движения. Несмотря на то, что переход в основное состояние не может быть выделен из неразрешенной части спектра, можно утверждать, что его интенсивность по крайней мере в шесть раз меньше, чем у перехода на уровень 1,95 Мэв. Отсюда следует, что уровень 2,47 Мэв имеет характеристику $1/2$, а не $3/2$, так как в последнем случае

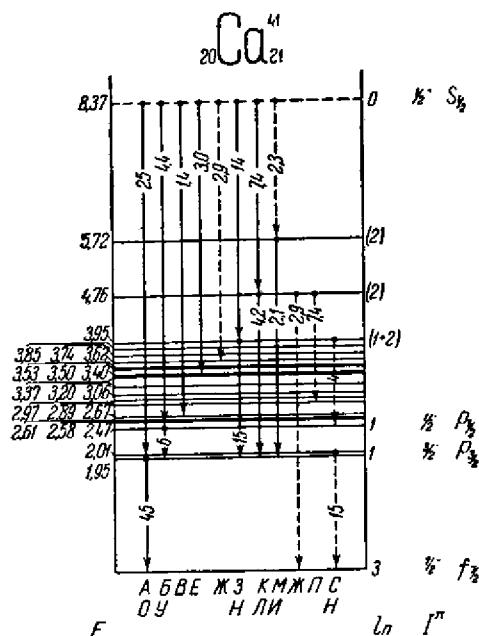


Рис. 4. Схема γ -переходов ядра Ca^{41} .

согласно оценке по формуле Вайскопфа [10] отношение интенсивностей переходов равнялось бы 13 вместо верхнего предела $1/6$, вытекающего из наших данных.

4. Интенсивность перехода из исходного состояния в основное не превышает

0,02 кванта на 100 захватов нейтронов, что объясняется большой разницей моментов этих состояний.

Никель

Измерения производились с образцом металлического никеля весом 2 кг.

В табл. 3 приведены некоторые данные об изотопах никеля.

Таблица 3

Изотоп	Состав естественной смеси в %	Вклад в сечение захвата тепловых нейтронов в %	Энергия связи нейтрона в ядре-продукте в Мэв
Ni ⁵⁸	67,9	69	8,997 ± 0,005 [11]
Ni ⁶⁰	26,2	16	8,996 ± 0,02 [12] 8,31 ± 0,34 *); 8,466 ± 0,03 [14]
Ni ⁶¹	1,2	0,5	
Ni ⁶²	3,7	13	6,66 ± 0,1 **); 6,02 ± 0,14 ***)
Ni ⁶⁴	1,0	0,4	

*) Выведена из данных [15].
**) Рассчитана из $\text{Cu}^{63}(\gamma n)\text{Cu}^{62}$ при $Q = 10,65 \pm 0,05$ Мэв [16];
рассчитана из $\text{Ni}^{63} \xrightarrow{\beta^-} \text{Cu}^{63}$ при $Q = 0,063$ Мэв [17];
рассчитана из $\text{Cu}^{62} \xrightarrow{\beta^+} \text{Ni}^{62}$ при $Q = 3,93$ Мэв [17].
***) Рассчитана по массе Ni⁶² и Cu⁶³ [15] и распаду $\text{Ni}^{63} \xrightarrow{\beta^-} \text{Cu}^{63}$.

Полное сечение захвата тепловых нейтронов никелем принималось равным 4,5 барна. Спектр γ -лучей никеля исследовался в области энергий 0,25–10 Мэв. На рис. 5 показан аппаратный, а на рис. 6 исправленный спектр γ -лучей никеля. Слева на рис. 5 дана часть спектра в области энергий ниже 0,5 Мэв, измеренная дополнительно с более тонким радиатором, толщиной 25 μ вместо 100 μ .

В табл. 4 на стр. 35 приведены энергии и интенсивности γ -лучей никеля, полученные в настоящей работе и в работе Кинси и др. [11]. Определение числа γ -квантов на один захват нейтрона производилось нормировкой излучаемой энергии к энергиям связи по-

следнего нейтрона изотопов никеля с учетом процентного вклада отдельных изотопов в сечение поглощения естественной смеси.

Из табл. 4 видно, что полученные нами значения энергий и интенсивностей линий совпадают в пределах ошибок с данными Кинси и др.; приведенные в табл. 4 γ -лучи уносят 65% энергии, излучаемой изотопами никеля в реакции ($n\gamma$) на тепловых нейтронах.

При облучении нейтронами в никеле образуются радиоактивные изотопы Ni⁶⁰ и Ni⁶⁵. Сопровождающие их распад γ -лучи не должны обнаруживаться в спектре, поскольку первый изотоп имеет очень большой период полураспада ($T_{1/2} = 5 \cdot 10^4$ лет), а второй дает малый процентный вклад в общее сечение захвата нейтронов никелем.

Наличие трех изотопов никеля (Ni⁵⁸, Ni⁶⁰ и Ni⁶²), сильно захватывающих нейтроны, а также сложность их γ -спектров значительно затрудняет идентификацию линий спектра. Удастся идентифицировать только некоторые наиболее интенсивные линии.

Для составления схемы γ -переходов в изотопе Ni⁵⁹ (рис. 7) нами были использованы схемы энергетических уровней, найденных в реакциях (d, p) на Ni⁵⁸ [12], [18] и (p, n) на Co⁵⁹ [19], а также при изучении β^+ -распада Cu⁵⁹ [20], приведенных на этом же рисунке. Интенсивности γ -лучей указаны в расчете на 100 захватов в данном изотопе. Там же справа приведены характеристики некоторых уровней, установленные Праттом [18] при изучении углового распределения протонов в реакции (d, p). Значения энергий уровней, указанных справа, получены из энергий соответствующих γ -лучей.

Об энергетических уровнях ядра Ni⁶¹ имеется очень мало сведений. При изучении реакции (d, p) были обнаружены возбужденные уровни $0,61 \pm 0,04$ Мэв [21] и $0,75 \pm 0,1$ Мэв [18]. В работах Оуэна и др. [22] и Смита и др. [23] изучался β^+ -распад Cu⁶¹ и β^- -распад Co⁶¹. На рис. 8 представлены полученные в этих работах схемы распада. Поскольку все β -переходы, изображенные на рис. 8 сплошными линиями, являются разрешенными, то из этих схем следует, что основное состояние Ni⁶¹ имеет характеристику $5/2^-$, а возбужденное состояние с энергией 0,655 Мэв — $1/2^-$ или $3/2^-$. Заметим,

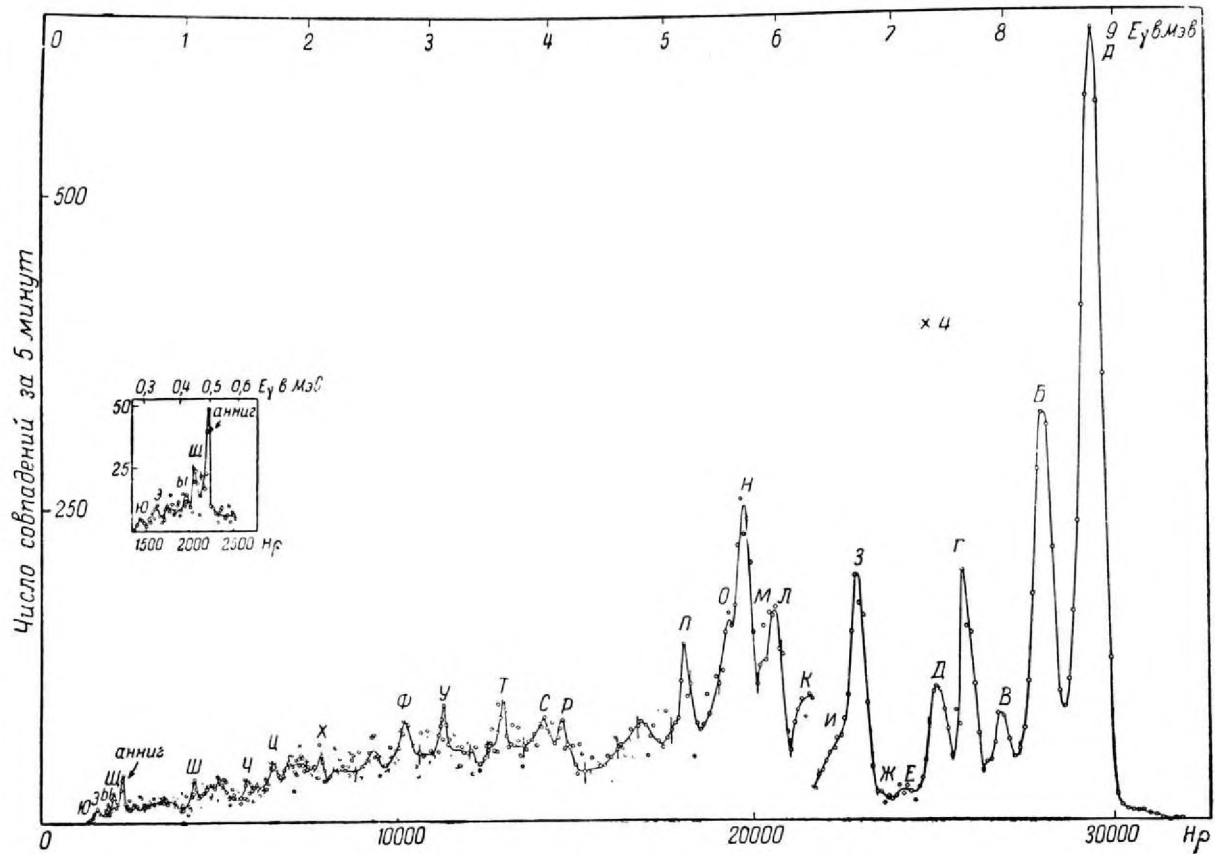


Рис. 5. Аппаратурный спектр γ -лучей никеля.

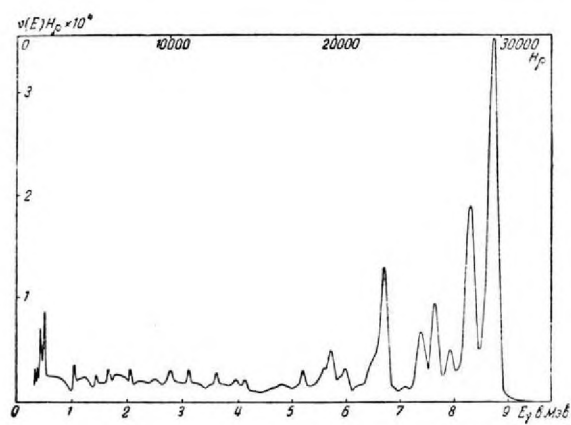


Рис. 6. Исправленный спектр γ -лучей никеля.

также, что значение $5/2$ для углового момента и четности основного состояния Ni^{61} следует из модели оболочек.

В работах Кинси и др. [11] и Пратта [18] интенсивную линию B интерпретировали как переход из исходного состояния

на в Ni^{59} . Это дает нам основание отнести γ -переход B к ядру Ni^{59} . Линия G может соответствовать переходу из исходного состояния Ni^{61} на уровень с энергией $0,655$ Мэв. Сравнительно большая интенсивность линии G (~ 38 квантов на 100 захватов в Ni^{60})

Таблица 4

Результаты данной работы			Излучающее ядро	Результаты работы Кинси [11]	
обозначение линий	энергия γ -лучей в Мэв	I^*		энергия γ -лучей в Мэв	I^*
A	$8,596 \pm 0,010$	28	Ni^{59}	$8,997 \pm 0,005$	35
B	$8,505 \pm 0,025$	12,3	Ni^{59}	$8,532 \pm 0,008$	14
B	$8,695 \pm 0,030$	2,5	Ni^{59}	$8,119 \pm 0,010$	2,8
G	$7,825 \pm 0,020$	6	Ni^{61}	$7,817 \pm 0,008$	6,5
D	$7,575 \pm 0,030$	5,1		$7,528 \pm 0,011$	4
E	$7,19 \pm 0,050$	0,7		$7,22 \pm 0,020$	0,5
$Ж$	$7,015 \pm 0,050$	0,6		$7,05 \pm 0,020$	0,5
$З$	$6,842 \pm 0,020$	10,8	Ni^{59}	$6,839 \pm 0,010$	9
$И$	$6,639 \pm 0,030$	2,8		$6,58 \pm 0,020$	2
K	$6,315 \pm 0,030$	1,0		$6,34 \pm 0,020$	0,6
$Л$	$6,135 \pm 0,025$	1,6		$6,10 \pm 0,020$	1,0
M	$6,030 \pm 0,030$	1,3		$5,99 \pm 0,020$	0,3
H	$5,842 \pm 0,025$	2,6		$5,82 \pm 0,020$	3
O	$5,725 \pm 0,030$	$\geq 1,3$		$5,70 \pm 0,020$	0,4
P	$5,312 \pm 0,030$	$\geq 1,6$		$5,31 \pm 0,020$	1
P	$(4,20 \pm 0,04)^{**}$	$\geq 0,7$			
C	$(4,05 \pm 0,04)$	≥ 1			
T	$(3,67 \pm 0,03)$	≥ 1			
$У$	$(3,17 \pm 0,06)$	≥ 1			
Φ	$(3,03 \pm 0,04)$	≥ 1			
X	$(2,15 \pm 0,03)$	≥ 2			
Π	$(1,74 \pm 0,03)$	≥ 1			
Ψ	$(1,53 \pm 0,03)$	≥ 1			
Π	$(1,10 \pm 0,03)$	≥ 2			
Ψ	$0,467 \pm 0,008$	≥ 6	Ni^{59}		
$Ы$	$0,436 \pm 0,015$	≥ 3	Ni^{59}		
Θ	$0,330 \pm 0,015$	≥ 7			
Ю	$0,280 \pm 0,015$	$\geq 3,5$			

*) Интенсивность в квантах на 100 захватов нейтронов в естественной смеси изотопов.

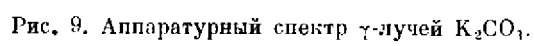
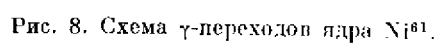
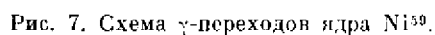
**) В скобках указаны энергии γ -лучей, существование которых установлено недостаточно надежно.

в основное состояние ядра Ni^{61} , угловой момент которого предполагался равным $3/2^-$. Так как значение $5/2^-$ более вероятно, то указанный переход соответствует изменению углового момента на две единицы и поэтому должен быть очень слабым. В нашем случае имеется γ -переход Ψ с энергией $0,467$ Мэв. При этом каскад из переходов $B + \Psi$ имеет энергию $8,972 \pm 0,033$ Мэв, близкую к энергии связи последнего нейтро-

хорошо согласуется со значением $1/2^-$ или $3/2^-$ углового момента и четности уровня $0,655$ Мэв. Относительно возбужденных состояний ядра Ni^{63} никаких сведений нет.

Калий

Образец весом $1,5$ кг представлял собой соль K_2CO_3 . Спектр γ -лучей исследовался в области энергий $0,25 - 8$ Мэв. Аппаратурный



и исправленный спектры K_2CO_3 даны на рис 9 и 10.

В табл. 5 приведены некоторые данные о стабильных изотопах калия [2]. Полное сечение захвата тепловых нейтронов естественной смесью изотопов калия принималось равным $2,05 \pm 0,1$ барна.

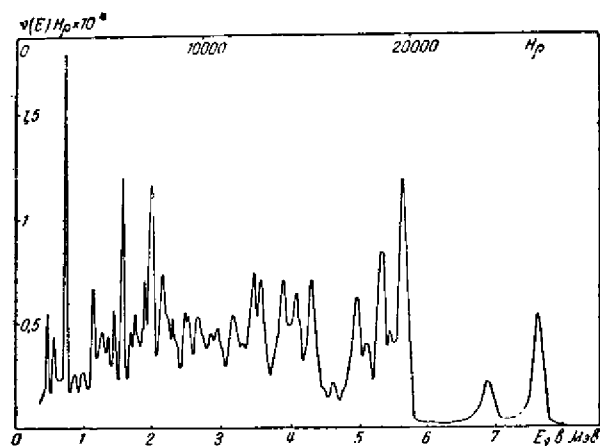


Рис. 10. Исправленный спектр γ -лучей K_2CO_3 .

Полученные значения энергий и интенсивностей γ -лучей представлены в табл. 6 наряду с результатами других работ. Приведение интенсивностей к числам γ -квантов на захват нейтрона производилось путем нормировки излучаемой энергии к энергии связи нейтрона. Гамма-лучи, представленные в табл. 5, уносят 60% энергии, излучаемой изотопами калия при захвате тепловых нейтронов. Из табл. 6 видно, что в пределах экспериментальных ошибок данные настоящей работы согласуются с результатами других авторов.

Таблица 5

Изо- топ	Состав естествен- ной смеси в %	$\sigma_{изот}$	Вклад в сечение захвата тепловых нейтронов в %	Энергия связи нейтрона в ядре-про- дукте в Мэв
K^{39}	93,3	1,87	95,25	$7,80 \pm 0,01$
K^{40}	0,011	66	0,4	~ 10
K^{41}	6,68	1,19	4,35	$7,35 \pm 0,1$

В спектре, кроме γ -лучей от захвата нейтронов, должна также наблюдаться одна

γ -линия с энергией 1,51 Мэв и интенсивностью в 1 γ -квант на 100 захватов нейтронов, испускаемая ядром Ca^{42} после β^- -распада в него ядра K^{42} . Она, повидимому, совпадает с γ -линией с энергией 1,51 Мэв, испускаемой в реакции $(n\gamma)$.

На рис. 9 и 10 пунктиром обозначен участок спектра, где произведено вычитание γ -линии (с энергией 7,38 Мэв), принадлежащей Rb^{208} . Существование линии Б установлено при повторных измерениях, в которых свинцовый блок, защищающий образец от идущих из реактора γ -лучей, заменен висмутовым.

Данные об энергиях уровней изотопа K^{40} были взяты из обзора Энда и Клювера [2]. На рис. 11 эти уровни изображены сплошными горизонтальными линиями. Там же приведена возможная схема γ -переходов ядра K^{40} . Для объяснения наличия многих γ -переходов необходимо было предположить существование нескольких не обнаруженных

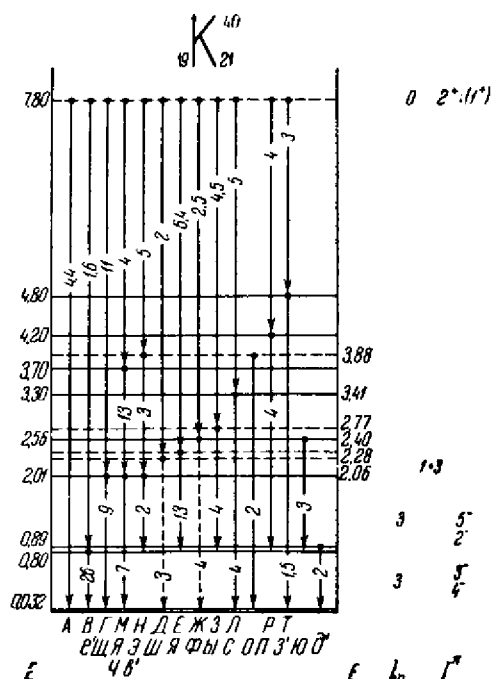


Рис. 11. Схема γ -переходов ядра K^{40} .

ранее уровней в области энергий возбуждения 2–4 Мэв. Они изображены на рис. 11 пунктирными горизонтальными линиями. С правой стороны схемы даны характеристики уровней.

Таблица 6

Результаты данной работы			Излучающий изотоп	Результаты работ Кинси и др. [3], [27]		Результат работы Брейда [9] (энергия γ -лучей в Мэв)
обозначение линий	энергия γ -лучей в Мэв	I*)		энергия γ -лучей в Мэв	I*)	
			K ⁴¹	9,39 $\pm$ 0,06	0,02	
			K ⁴¹	8,45 $\pm$ 0,02	0,1	
A	7,763 $\pm$ 0,01	4,4		7,757 $\pm$ 0,008	3,5	
B	7,32 $\pm$ 0,025	0,2	K ²⁴	7,34 $\pm$ 0,02	0,1	
B	7,000 $\pm$ 0,015	1,6		6,994 $\pm$ 0,007	1,3	
				6,31 $\pm$ 0,06	0,3	
Г	(5,725 $\pm$ 0,015)	11		5,740 $\pm$ 0,012	6	
	(5,65 $\pm$ 0,04)	~3		5,66 $\pm$ 0,02	4	
Д	5,515 $\pm$ 0,03	~2		5,50 $\pm$ 0,02	2,5	
Е	5,40 $\pm$ 0,02	6,4		5,38 $\pm$ 0,03	6	
Ж	5,25 $\pm$ 0,05	2,5		5,18 $\pm$ 0,02	2	
З	5,02 $\pm$ 0,03	4,5		5,06 $\pm$ 0,02	3	
З'	4,81 $\pm$ 0,035	1,5				
И	4,70 $\pm$ 0,03	~1				
К	4,50 $\pm$ 0,04	~1				
Л	4,39 $\pm$ 0,02	5		4,39 $\pm$ 0,03		
М	4,11 $\pm$ 0,03	4		4,18 $\pm$ 0,05		
Н	3,97 $\pm$ 0,03	5		3,92 $\pm$ 0,05		
О	3,81 $\pm$ 0,05	2				
П	3,70 $\pm$ 0,03	4		3,67 $\pm$ 0,05		
Р	3,60 $\pm$ 0,03	4				
Р'	3,55 $\pm$ 0,05	~2				
С	3,40 $\pm$ 0,05	~4				
Т	(3,15 $\pm$ 0,05)	~1,5				
Т'	3,05 $\pm$ 0,03	~3				
У	2,75 $\pm$ 0,04	~4				2,80
Ф	(2,60 $\pm$ 0,04)	~4				
Ф'	(2,55 $\pm$ 0,04)	~4				
Х	(2,42 $\pm$ 0,03)	~2				
Х'	(2,37 $\pm$ 0,03)	~3				
Щ	(2,30 $\pm$ 0,03)	~3				
Щ'	2,06 $\pm$ 0,01	9				
Ч	2,02 $\pm$ 0,015	7				2,03
Ы	1,95 $\pm$ 0,02	4				
Э	1,85 $\pm$ 0,02	~3				
Ю	1,75 $\pm$ 0,02	~3				
Я	1,61 $\pm$ 0,008	13				1,61
а'	1,51 $\pm$ 0,01	5				
б'	1,40 $\pm$ 0,02	~2				
в'	1,27 $\pm$ 0,02	~2				
г'	1,18 $\pm$ 0,015	7				1,19
д'	0,90 $\pm$ 0,015	2				
е'	0,77 $\pm$ 0,007	26				0,77
зс'	0,625 $\pm$ 0,01	3				

*) Интенсивность в квантах на 100 захватов нейтронов в естественной смеси изотопов.

Несомненный интерес представляют четыре нижних состояния ядра K^{40} . В работе Теплова [24] для этих уровней получены значения $I_n = 3$. По данным работы Дэвиса и др. [25] основное состояние ядра K^{40} имеет характеристику 4^- . Из относительных интенсивностей протонных групп в реакции (d, p) удается установить характеристики для всех четырех уровней, а именно 4^- , 3^- , 2^- и 5^- , в порядке возрастания их энергии [26]. Полученные значения полных угловых момен-

тов подтверждаются нашими измерениями интенсивностей γ -лучей K^{40} , если предположить, что исходное состояние имеет характеристику 2^+ .

Указанные характеристики для четырех нижних состояний ядра K^{40} , а также общее для них значение $I_n = 3$ дают основание предполагать, что эти состояния образуют ядерный квадруплет, обязанный различным взаимным ориентациям моментов протона, находящегося в состоянии $(d_{3/2})^{-1}$ и $f_{7/2}$ -нейтрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Грошев, Б. П. Аджиевич, А. М. Демидов, Физические исследования. (Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии.) Изд. АН СССР, 1955, стр. 252, а также Доклад на сессии АН СССР, июль 1955 г.
2. P. M. Endt, J. C. Kluyver, Revs. Modern Phys. 26, 95 (1954).
3. B. B. Kinsey, G. A. Bartolomew, W. H. Walker, Phys. Rev. 85, 1012 (1952).
4. H. Pomerance, Phys. Rev. 88, 412 (1952).
5. B. B. Kinsey, G. A. Bartolomew, Phys. Rev. 93, 1260 (1954).
6. C. M. Braams, Bull. Am. Phys. Soc. 29, № 1, 26 (1954).
7. J. R. Holt, T. N. Marsham, Proc. Phys. Soc. A 66, 565 (1953).
8. B. Hammermesh, V. Hummel, Phys. Rev. 88, 916 (1952).
9. T. H. Braid, Phys. Rev. 91, 442A (1953).
10. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 83, 1073 (1951).
11. B. B. Kinsey, G. A. Bartolomew, Phys. Rev. 89, 375 (1953).
12. C. E. McFarland, M. M. Bretsher, F. B. Shull, Phys. Rev. 89, 892 (1953).
13. A. H. Wapstra, Physica 21, 385 (1955).
14. D. C. Hoesterey, Частное сообщение в [13].
15. T. L. Collins, A. O. Nier, W. H. Johnson, Phys. Rev. 86, 408 (1952).
16. D. M. van Patter, W. Whaling, Revs. Modern Phys. 26, 402 (1954).
17. R. W. King, Revs. Modern Phys. 26, 327 (1954).
18. W. W. Pratt, Phys. Rev. 95, 1517 (1954).
19. P. H. Stelson, W. M. Preston, Phys. Rev. 86, 807 (1952).
20. L. Lindner, G. A. Brinker, A. C. Pieterse, Physica 21, 745 (1955).
21. D. C. Hoesterey, Phys. Rev. 87, 216 (1952).
22. G. E. Owen, C. S. Cook, P. H. Owen, Phys. Rev. 78, 686 (1950).
23. L. A. Smith, R. Haslam, J. Taylor, Phys. Rev. 84, 842 (1951).
24. И. Теплов, Диссертация, 1954 г.
25. L. Davis, Jr. Daragh, E. Nagle, J. R. Zacharias, Phys. Rev. 76, 1068 (1949).
26. H. A. Enge, Phys. Rev. 94, 730 (1954).
27. G. A. Bartolomew, B. B. Kinsey, Can. J. Phys. 31, 327 (1953).