

УДК 539.1.42

С. С. ВАСИЛЬЕВ, Н. Н. КОЛЕСНИКОВ, Л. Я. ШАВТВАЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗЕРКАЛЬНЫХ ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $1f_{7/2}$

Проведено исследование β^+ -спектра и периода полураспада ^{43}Ti . Верхняя граница β^+ -спектра оказалась равной: $E_{\beta^+} = 5,8 \pm 0,04$ Мэв, период полураспада $T_{1/2} = 0,54 \pm 0,01$ сек. Кроме того, в статье представлены результаты систематики разности кулоновских энергий аналоговых состояний соседних изобарных ядер.

В последние годы было установлено, что изоспиново-подобные состояния с большой вероятностью могут возбуждаться в некоторых, например (p, n) реакциях [1], применение которых [2—12] существенно расширило бы возможности исследования аналоговых состояний ядер, производившегося ранее главным образом путем изучения β^+ -распада зеркальных ядер [13]. Оба метода применимы в различных областях ядер (один — к β^+ -активным ядрам с $Z > N$, другой — к ядрам стабильным или близким к стабильным), кроме того, они дают различные характеристики ядер (связанные либо с их распадом, либо с возбуждением). Сопоставление данных, полученных различными методами, лучше всего может быть произведено в области заполнения оболочки $1f_{7/2}$. Особый же интерес к исследованию аналоговых состояний ядер оболочки $1f_{7/2}$ связан с возможностью изучения аномалий в структуре ядер этой области. (Как показывают недавние эксперименты по рассеянию электронов [14], а также измерение спектров мезоатомов [15], здесь не наблюдается обычного роста размеров ядер, обсуждается также вопрос о деформации ядер этой области [16].)

Экспериментальная часть настоящей работы заключалась в измерении спектра и периода β^+ -распада зеркального ядра Ti^{43} . Отметим, что зеркальные переходы в области заполняющейся оболочки $1f_{7/2}$ известны лишь у весьма небольшого числа ядер; к тому же данные недостаточно точны, а подчас и противоречивы (сравни, например, работы [17] и [19] для ^{43}Ti).

Позитронный β^+ -спектр ^{43}Ti исследовался нами на β -спектрометре с тонкой магнитной линзой, в вакуумную камеру которого вводился пучок α -частиц, ускоренных на циклотроне НИИЯФ МГУ. Изотоп ^{43}Ti получался по реакции $^{40}\text{Ca}(\alpha, n)^{43}\text{Ti}$, в качестве мишени использовался CaCO_3 . На рис. 1 представлен E_{β^+} -спектр ^{43}Ti . Измерение верхней границы спектра привело к значению $E_{\beta^+} = 5,8 \pm 0,04$ Мэв. Период полураспада $T_{1/2}$, измеренный с помощью временного анализатора, оказался равным $0,54 \pm 0,01$ сек.

Найденное значение верхней границы β^+ -спектра ^{43}Ti хорошо согласуется со значением $5,83 \pm 0,02 \text{ Мэв}$, вычисленным на основании измерения порога реакции (α, n) [19], а периода полураспада — с результатами работ [17].

Эти экспериментальные значения находятся также в согласии с результатами проводившейся нами систематики кулоновских энергий аналоговых состояний и периодов полураспада зеркальных ядер.

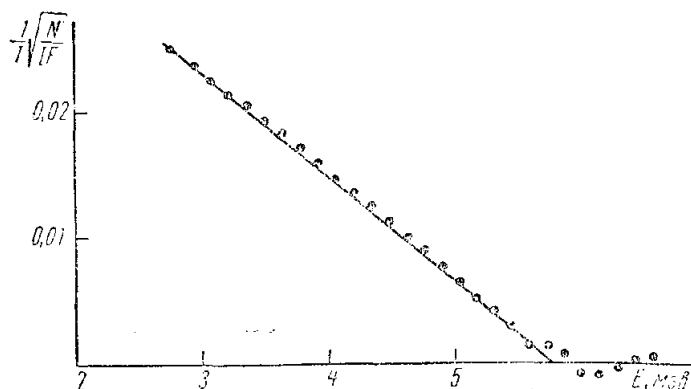


Рис. 1. β^+ -спектр ^{43}Ti

Отметим, что результаты систематики в различных работах довольно сильно расходятся (так для $E_{\beta^+}^{43}\text{Ti}$ приводятся значения от $5,5 \text{ Мэв}$ [20] до $5,9 \text{ Мэв}$ [21]), что связано отчасти с использованием устаревших данных, отчасти с неучетом эффекта четности Z , а также оболочек и подоболочек.

В приложении собраны все новейшие данные о разностях кулоновских энергий аналоговых состояний ΔE_c , а также о периодах полураспада зеркальных ядер¹. На рис. 2 построена зависимость ΔE_c от массового числа A для элементов, с $Z >$ от 21 до 26. Как видно из рис. 2,

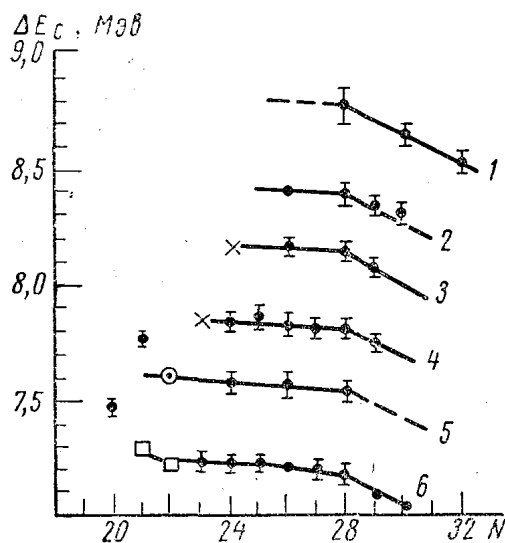


Рис. 2. Зависимость ΔE_c от N для ядер оболочки $1 f_{7/2}$. 1 — $Z > = 26$, 2 — $Z > = 25$, 3 — $Z > = 24$, 4 — $Z > = 23$, 5 — $Z > = 22$, 6 — $Z > = 21$; • — данные ядерных реакций, □ — данные спектроскопии, ⊙ — результаты данной работы, х — значения, найденные путем экстраполяции кривых рис. 3

¹ Разность кулоновских энергий ΔE_c аналоговых состояний соседних изобарных ядер (т. е. ядер с $Z \equiv Z >$ и ядер с $Z - 1 = Z <$) меньше разности масс на величину разности масс нейтрона и атома водорода.

² Действительно, если принять зарядовую независимость ядерных сил и исключить малые поправки, связанные с собственной электромагнитной структурой нуклонов с магнитным взаимодействием (для ядер с не нулевыми спинами), то ΔE_c есть разность кулоновского взаимодействия точечных протонов в ядре $(A, Z \equiv Z >)$ и в ядре

$$\Delta E_c^*(A, Z) = \frac{1,33Z <}{(A + 4)^{1/3}} \text{ Мэв.} \quad (1)$$

Однако, как видно из рис. 3 (где в целях удобства откладывались не сами величины ΔE_c , а разности $\Delta E_c - \Delta E_c^*$), зависимость ΔE_c реальных ядер от Z не является гладкой, ΔE_c испытывает скачки при переходе от одной протонной оболочки либо подоболочки к другой, а также при переходе от Z четных к Z нечетным. Общий характер зависимости ΔE_c от Z для зеркальных ядер первого порядка (изоспин $T=1/2$) соот-

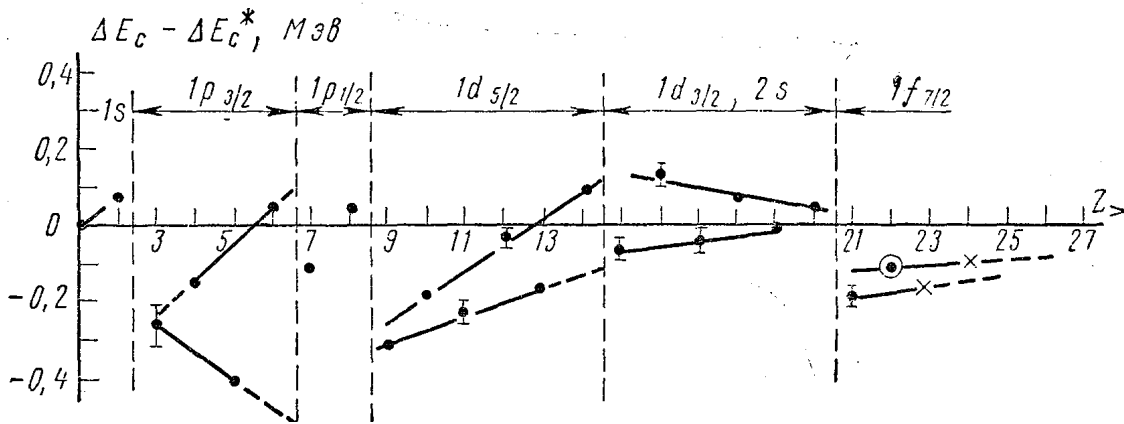


Рис. 3. Зависимость $\Delta E_c - \Delta E_c^*$ от $Z_>$ для зеркальных ядер 1-го порядка ($A=2Z_>-1$); \bullet — экспериментальные значения (см. приложение, \odot — результаты данной работы, \times — значения, найденные путем экстраполяции кривых на рис. 2

ветствует теоретическим выводам Талми и Карлсона [22], хотя, как видно из рис. 3, поправка на четность в кулоновской энергии не постоянна, а линейно меняется в пределах одной и той же подоболочки. Формула для разности кулоновских энергий аналоговых состояний реальных ядер может быть представлена в виде

$$\Delta E_c = \frac{a_i Z_{<} + b_i}{f(A)}, \quad (2)$$

где параметры a_i и b_i равны.

Область	A_i		b_i	
	$Z_{\text{чет}}$	$Z_{\text{нечет}}$	$Z_{\text{чет}}$	$Z_{\text{нечет}}$
$Z \leq 2$		0,763		-0,763
$6 \geq Z > 2$	0,560	0,415	-0,596	-0,222
$8 \geq Z > 6$		0,539		-0,331
$14 \geq Z > 8$	0,392	0,376	0,115	0,161
$20 \geq Z > 14$	0,265	0,298	1,99	1,57
$28 \geq Z > 20$	0,25	0,28	2,14	1,40

При этом в формуле (2) $f(A)$ равно

$$fA = \begin{cases} (A+4)^{1/3} & \text{при } N < 20 \text{ и } N > 28, \\ 47^{1/3} & \text{при } 28 > N > 20. \end{cases} \quad (3)$$

($A, Z-1 \equiv Z_{<}$). С точки зрения простейшей модели ядра в виде сферы радиуса R с равномерно распределенными в ней протонами ΔE_c должно равняться $\frac{6}{5} \frac{Z_{<}}{R}$. Отсюда, если ΔE_c одинаково при фиксированном $Z_{<}$ для изобарных пар с различными A , то R должно быть независимым от A .

Соответствие этой формулы с ΔE_c для состояний с изоспинами $T > 1/2$ иллюстрируется рис. 4. Как видно из рис. 4, зависимость ΔE_c от A с точностью до 10—20 Кэв передается формулой (3), и ΔE_c не зависит в отдельности от величины изоспина T (исключение составляют лишь некоторые состояния с $T \geq 1$ в области заполнения оболочки $1 p_{3/2}$).

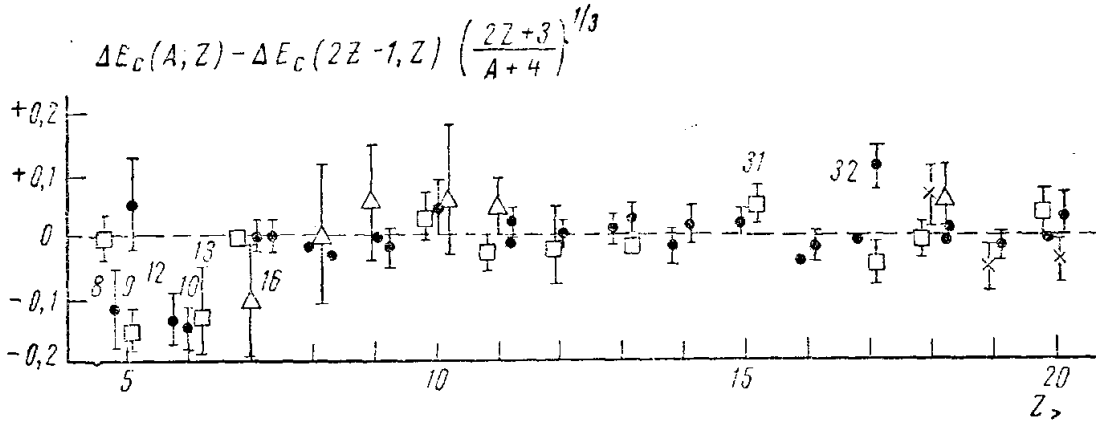


Рис. 4. Зависимость ΔE_c ядер с $T > 1/2$ от Z ; \bullet — $T=1$, \square — $T=3/2$, \triangle — $T=2$, \times — $T > 2$. Цифрами указаны значения A для аналоговых пар с отклонением ΔE_c от формулы (2) более чем на 20 Кэв

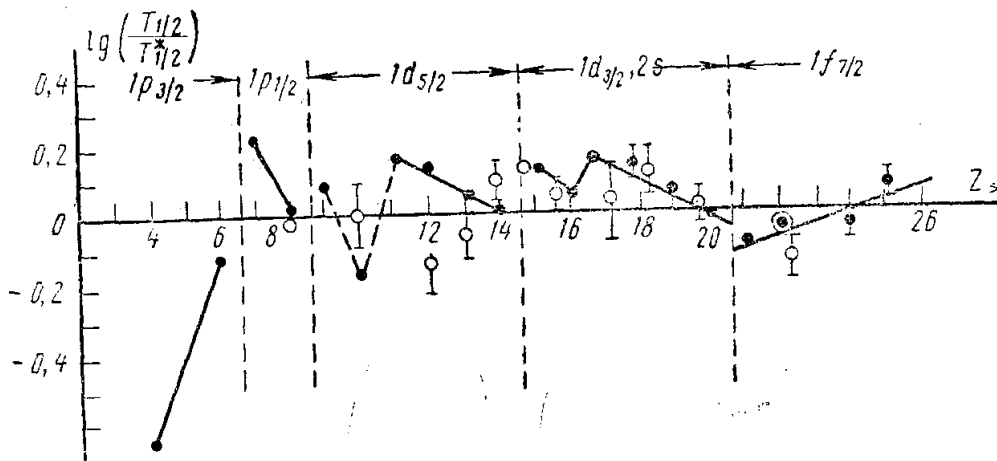


Рис. 5. Зависимость $\lg(T_{1/2}/T_{1/2}^*)$ от Z ; \bullet — переходы между состояниями с $T=1/2$, \circ — переходы между состояниями с $T=1$, \odot — результаты данной работы

Зависимость периода полураспада зеркальных ядер от Z проявляет в общем те же особенности, что и ΔE_c . В среднем для $Z > 4$ логарифмы периодов парциальных β^+ -переходов между нижними состояниями с изоспином $T=1/2$ описываются (с точностью $\pm 0,2$) формулой

$$\lg T_{1/2}^* = 3,22 - 4,4 \lg(\Delta E_c^* - 1,68), \quad (4)$$

где ΔE_c^* выражается формулой (1). Характер отклонений $\lg T_{1/2}$ реальных ядер от (4) показан на рис. 5, где также обнаруживаются эффекты подоболочек, однако в отличие от рис. 2 эффект четности Z незаметен (такой же характер имеет и зависимость $\lg(jT)$ от Z). Значение $\lg T_{1/2}$ для зеркальных ядер второго порядка на 0,2, а третьего — на 0,6 меньше, чем для соответствующих ядер первого порядка, что может быть учтено введением в [4] поправочного члена $\Delta = 0,092 \times (T(T+1))^{3/2}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

$Z >$	A	T (изоспин)	ΔE_c , Мэв	$T_{1/2}$ общ.; % распада между аналоговыми состояниями	$\lg T_{1/2}$ парциальное	$\lg (fT_{1/2})$	Литературные данные
1	1	1/2	0	11,7 (3) м., 100%	2,844 (12)	3,07 (1)	
2	3	1/2	0,763 (1)	12,262 (4) л.; 100% (K -захват)	8,5880 (3)	3,06 (1)	[12]
3	4	1	1,0 (6)				[12]
	5	1/2	1,01 (5)				[12]
	6	1	0,833 (6)				[12]
4	6	1	1,50 (2)	53,0 (4) д.; 87,68 (16) %	6,708 (2)	3,25 (1)	[12] [12] [23]
	7	1,2	1,644 (2)				
		3/2	1,28 (9)				
	8	1	1,400 (15)				
	9	3/2	1,55 (2)				
5	8	1	2,13 (5)	0,774 (5) с, 7,5 (3)%	1,013 (?)	2,9 (?)	[12] [23] [12]
	9	1,2	1,853 (3)				
		3,2	2,13 (6)				
	10	1	1,965 (15)				
	11	3/2	1,83 (?)				
6	10	1	2,65 (2)	19,48 (5) с; 1,6 (?)% 20,74 (10) м; 99,80(3) %	3,086 (?) 3,095 (2)	3,40 (?) 3,60 (1)	[12] [12] [12]
	11	1/2	2,763 (2)				
	12	1	2,552 (10)				
	13	3/2	2,453 (20)				
7	12	1	3,04 (2)	0,011 (1) с. 9,665 (5) м.; 100%	$> -1,96$ 2,776 (0,3)	3,67 (1)	[24] [12] [25] [12] [26]
	13	1/2	3,003 (1)				
		3/2	3,00 (6)				
	14	1	2,940 (5)				
	16	2	2,7 (1)				
8	13	3/2	3,47 (12)	0,087 (4) с. 71,3 (1) с; 99,35 (5)% 123,6 (5) с; 100%	$> -2,06$ (2) 1,856 (2) 2,088 (2)	3,50 (1) 3,65 (1)	[25] [12] [26]
	14	1	3,615 (3)				
	15	1/2	3,542 (2)				
	16	1	3,358 (15)				
		2	3,4 (2)				
9	16	1	3,624 (18)	66,0 (2) с; 100%	1,820 (2)	3,37 (1)	[12] [12] [26]
	17	1/2	3,545 (5)				
	18	1	3,49 (1)				
	20	2	3,4 (1)				
10	17	1	[4,27]	0,107 (7) с 1,47 (10) с; 9 (3)% 16,72 (5) с; 100%	1,2 (2) 1,224 (2)	3,3 (2) 3,25 (1)	[12] [12]
	18	1	4,168 (15)				
	19	1/2	4,020 (2)				
	20	1	4,025 (15)				
		2	4,1 (2)				

¹ Там, где нет ссылок, данные о периодах β -распада и о проценте распада в аналоговое состояние дочернего ядра брались из таблиц [19], а вычисление ΔE_c производилось на основании масс ядер [18] и таблиц уровней ядер [20]. Данные для ^{43}Tl (E_{β^+} , $T_{1/2}$, $\lg (fT_{1/2})$) взяты из измерений настоящей работы.

В скобках во всех случаях указаны ошибки измерений. В квадратных скобках помещены данные, полученные путем оценок.

$Z >$	A	T (изос- пин)	ΔE_c , Мэв	$T_{1/2}$ общ.; % распада меж- ду аналоговыми состояниями	$\lg T_{1/2}$ пар- циальное	$\lg (fT_{1/2})$	Литера- турные данные
11	20	1	4,38 (1)	0,39 (5) с; $\sim 1\%$ (?) 23,0 (2) с; 97,70 (2)%	$\sim 1,59$ (?) 1,372 (4)	$\sim 3,9$ (?) 3,61 (1)	[12] [12] [27] [26]
	21	1/2	4,325 (10)				
	22	1	4,285 (15)				
	23	3/2	4,19 (4)				
	24	2	4,2 (4)				
12	20	2	[5,04]	0,62 (6) с 0,118 (?) с; 3,94 (10) с; 100 (?)% 12,1 (1) с; 90,9 (1)%	$> -0,208$ $> 0,3$ 0,591 (11) 1,124 (5)	$> 2,8$ 2,9 (3) 3,4 (1) 3,71 (1)	[31] [12] [26]
	21	3/2	[4,98]				
	22	1	5,16 (9)				
	23	1/2	4,85 (15)				
	24	1	4,779 (11)				
	24	2	4,78 (12)				
13	23	3/2	5,15 (2) 5,05 (1) 5,014 (5) 4,932 (9)	0,13 (?) с 2,10 (4) с; 62 (3) % 7,24 (3) с; 100,0 (3) %	0,531 (?) 0,860 (3)	3,30 (?) 3,56 (1)	[12] [12] [28]
	24	1					
	25	1/2					
	26	1					
	27	3/2					
14	25	3/2	[5,72]	0,225 (?) с 2,1 (1) с; 66 (10) % 4,33 (2) с; 99,9 (?) %	0,505 (27) 0,637 (?)	3,0 (3) 3,53 (5) 3,65 (?)	[31] [12] [12]
	26	1	5,631 (16)				
	27	1/2	5,592 (2)				
	28	1	5,455 (15)				
15	28	1	5,70 (2)	0,28 (10) с; 4,19 (2) с; 98,5 (?) %	$> -0,523$ 0,630 (?)	3,4 (?) 3,69 (?)	[26] [12] [30]
	29	1/2	5,74 (2)				
	30	1	5,708 (13)				
	31	3/2	5,68 (2)				
16	30	1	6,21 (4)	1,4 (1) с; 80 (?) % 2,61 (5) с; 98,9 (1) %	0,255 (?) 0,422 (9)	3,54 (?) 3,71 (1)	[12]
	31	1/2	6,225 (15)				
	32	1	6,074 (10)				
17	32	1	6,53 (3)	0,306 (4) с; 25 (7) % 2,53 (2) с; 99,7 (?) %	0,08 (25) 0,404 (?)	3,5 (3) 3,74 (?)	[9] [9] [9] [9]
	33	1/2	6,351 (12)				
	34	1	6,264 (5)				
	35	3/2	6,17 (3)				
	37	5/2	6,26 (10)				
18	33	3/2	[6,87]	0,182 (5) с; 98 (?) % 1,2 (3) с; 100%? 1,79 (1) с; 93 (3) %	$-0,732$ (?) 0,079 (?) 0,285 (18)	3,6 (3) 3,62 (?) 3,78 (2)	[31] [9] [9] [9] [9] [9]
	34	1	6,839 (15)				
	35	1/2	6,746 (16)				
	36	1	6,682 (5)				
	37	3/2	6,607 (30)				
	38	2	6,492 (12)				
19	37	1/2	6,933 (4)	1,25 (4) с; 98,0 (4) %	0,106 (16)	3,67 (2)	[9] [9] [4] [9]
	37	3/2	6,958 (40)				
	38	1	6,840 (10)				
	40	2	6,55 (20)				
41	5/2	6,590 (40)					

$Z >$	A	T (изос- пин)	$\Delta E_c, \text{ Мэв}$	$T_{1/2}$ общ., % распада меж- ду аналоговыми состояниями	$\lg T_{1/2}$ пар- циальное	$\lg (fT_{1/2})$	Литера- турные данные
20	37	3/2	7,310 (60)	0,173 (4) с; 45 (?) %	-0,415 (?)	3,3 (3)	[9],[31]
	38	1	7,394 (60)	0,66 (5) с; 100 (1) %	-0,180 (33)	3,56 (4)	[9]
	39	1/2	7,285 (25)	0,875 (8) с; 100%	0,060 (4)	3,64 (2)	[9]
	40	1	7,126 (7)				[9]
	41	3/2	7,035 (60)				[9]
	43	5/2	6,928 (75)				[9]
21	40	1	7,449 (10)	0,179 (2) с	$>0,746$	$\sim 3,5$	[9]
	41	1/2	7,302 (10)	0,596 (6) с, 100%	-0,225 (?)	3,46 (?)	[9]
	42	1	7,214 (2)				[9]
	43	3/2	7,242 (12)				[9]
	44	2	7,230 (10)				[9]
	45	5/2	7,226 (15)				[9]
21	46	3	7,208 (10)				[9]
	47	7/2	7,194 (15)				[8]
	48	4	7,175 (15)				[8]
	49	9/2	7,090 (6)				[9]
	50	5	7,012 (5)				[9]
22	41	3/2	[7,88]	0,090 (2) с; 50 (?) %	-0,746 (?)	3,3(?)	
	42	1	7,769 (15)	0,25 (4) с; 100 (?) %	-0,602 (?)	3,25(?)	
	43	1/2	7,600 (20)	0,54 (1) с; $\sim 100\%$	-0,310 (?)	3,53(?)	
	45	3/2	7,580 (30)				[9]
	47	5/2	7,560 (30)				[9]
	49	7/2	7,520 (30)				[9]
23	46	1	7,835 (5)				[9]
	47	3/2	7,860 (30)				[9]
	48	2	7,815 (20)				[9]
	49	5/2	7,796 (30)				[9]
	50	3	7,805 (30)				[9]
	51	7/2	7,754 (30)				[9]
24	47			0,4 (?) с	-0,398 (?)	[3,6] (?)	
	49	3/2	8,170 (?)				[9]
	51	5/2	8,159 (31)				[10]
	52	3	8,061 (30)				[9]
25	49			0,43 (?) с	-0,366 (?)	3,7	
	50	1	8,412 (5)				[9]
	52	2	8,393 (18)				[10]
	53	5/2	8,360 (15)				[10]
	54	3	8,309 (40)				[9]
26	53	3/2	8,800 (70)				[9]
	55	5/2	8,660 (50)				[9]
	57	7/2	8,53 (20)				[4]
27	54	1	9,033 (5)				[9]
	55	3/2	9,000 (30)				[9]
	56	2	8,909 (40)				[9]
	57	5/2	8,890 (30)				[9]
	58	3	8,818 (20)				[9]
28	57	3/2	9,240 (50)				[9]
	59	5/2	9,140 (50)				[9]
	60	3	9,10 (15)				[2]
	61	7/2	9,050 (70)				[9]

Из результатов эмпирического анализа разности кулоновских энергий аналоговых состояний легких ядер можно сделать следующие заключения. Эффективные электромагнитные размеры ядер оболочки $1f^{7/2}$ практически не возрастают, а более легких ядер — растут в среднем в соответствии с законом $R=R_0+r_0A^{1/3}$, где r_0 и R_0 — константы. Обменная кулоновская энергия в области заполнения оболочки $1f^{7/2}$ (как об этом свидетельствует уменьшением эффекта четности Z на рис. 2) становится малой по сравнению с более легкими ядрами, что должно означать более слабую корреляцию в движении пары $1f^{7/2}$ нуклонов. Обменная кулоновская энергия легких ядер (до Ca) оказывается большей по сравнению с расчетами по модели оболочек (см. [22]) и, возможно, свидетельствует о более значительной роли $L-S$ связи.

Выражаем благодарность за существенную помощь в работе Ю. А. Воробьеву, В. С. Зазулину, Б. М. Макуни и С. Ф. Ниякому.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lane A. M., Soper J. M. Nucl. Phys., **57**, 506, 1962.
2. Anderson J. D., Wong C., McClyre J. M. Phys. Rev., **138**, B615, 1965.
3. Sherr R. et al. Phys. Rev., **139**, B 1272, 1965.
4. Nolen J. A. et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 1140, 1967.
5. Sherr R. Phys. Lett., **248**, 321, 1967.
6. Cookson J. A., Dandy D. Nucl. Phys., **A97**, 232, 1967.
7. Harchol M. et al. Nucl. Phys., **A90**, 459, 1967.
8. Moore C. F. et al. Phys. Rev., **141**, 1166, 1966; Jolly R. K., Moore C. F. Phys. Rev., **155**, 1377, 1967; Vourvopoulos G., Fox J. D. Phys. Rev., **141**, 1180, 1966; Long D. D. et al. Phys. Rev., **149**, 906, 1966; Lenz G. H., Temmer G. M. Phys. Lett., **B 24**, 368, 1967.
9. Van Oostrum K. J., Hofstadter R. et al. Phys. Rev., **137**, B 865, 1963; Theissen H., Engfer R., Van Niftrik C. J. C. Phys. Lett., **22**, 623, 1966.
10. Ehrlich R. D. et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 959, 1967; Bjorkland J. A. et al. Nucl. Phys., **69**, 161, 1965.
11. Ахмед М. Р., Баскова К. А., Васильев С. С., Пекер Л. К., Шавтвалов. «Ядерная физика», **5**, 1141, 1967.
12. Jänecke J. Zs. Naturf. **15 a**, 393, 1960; Jänecke J., Hung H. Zs. Phys., **165**, 94, 1961.
13. Васильев С. С., Шавтвалов Л. Я. ЖЭТФ, **45**, 1385, 1963.
14. Aldridge A. M., Plendl H. S., Aldridge J. P. Nucl. Phys., **A98**, 323, 1967.
15. Базь А. И., Гольданский В. И., Зельдович Я. Б. «Успехи физич. наук», **72**, 211, 1960.
16. Jänecke J. Nucl. Phys., **61**, 326, 1965; **73**, 97, 1965.
17. Carlson B. C., Talmi J. Phys. Rev., **96**, 436, 1954.
18. Mattauch J. H., Thiele W., Warstra A. H. Nucl. Phys., **67**, 1, 1965.
19. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., «Наука», 1966.
20. Endt P. M., Vander Leun C. Nucl. Phys., **34**, I, 1962; Ajens Berg-Selove, Lauritsen T. Nucl. Phys., **11**, 1, 1959.
21. Miller R. G., Kavanagh R. V. Phys. Lett., **22**, 461, 1966.
22. Hardy J. C., Verrall R. I., Bell R. E. Nucl. Phys., **81**, 113, 1966.
23. Cerny J. et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 726, 1964.
24. Bromley D. A., Overley J. C., Parker P. D. Phys. Rev. Lett., **17**, 705, 1966.
25. Cerny J. et al. Phys. Lett., **20**, 35, 1966.
26. Garvey G. T., Cerny J., Pehl R. H. Phys. Rev. Lett., **12**, 726, 1964.
27. Mubarakmand S., Macfield B. E. T. Nucl. Phys., **A98**, 97, 1967.
28. Lawergren B. Phys. Lett., **13**, 61, 1964.
29. Reeder P. L. et al. Phys. Rev., **147**, 781, 1966.
30. Davis W. G. et al. Phys. Lett., **19**, 576, 1965.
31. Hardy J. C., Verrall R. J., Bell R. E. Nucl. Phys., **81**, 113, 1966.
32. Miller R. G., Kavanagh R. W. Phys. Lett., **22**, 461, 1966.