

ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЯДРАХ ЦИНКА – 64 И ОЛОВА – 124

*А.А.Немашкало, Н.Г.Афанасьев, Ю.В.Владимиров,
В.П.Лихачев, Г.А.Савицкий, В.М.Хвастунов*

В данной работе приведены результаты исследования гигантских мультипольных резонансов в ядрах ^{64}Zn и ^{124}Sn с помощью неупругого рассеяния электронов, выполненные в Харькове на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-300.

Для извлечения сведений об области гигантского резонанса первоначальный спектр исправлялся вначале на радиационные эффекты упруго-

го рассеяния, а затем на радиационные и ионизационные потери в каждой точке оставшегося спектра. Для ядра ^{64}Zn был также вычтен вклад дискретных уровней с энергией возбуждения от 0,99 до 10,6 Мэв, определенных в работах [1, 2] для ядра ^{124}Sn такого вычитания не производилось. Вклад сечения квазиупругого рассеяния был оценен нами, исходя из предположения, что сечение квазиупругого рассеяния описывается в рамках одночастичной оболочечной модели с учетом искажения волн электрона и протона [3]. Расчетная кривая нормировалась к точкам спектра в районе энергии возбуждения $E_x \sim 35$ Мэв.

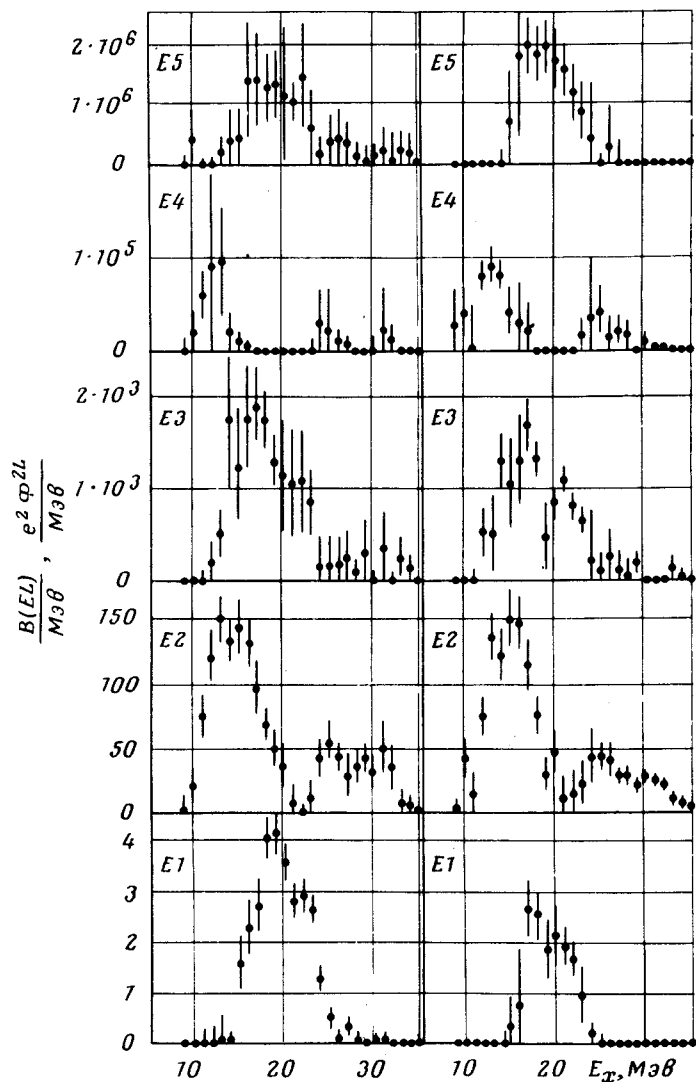
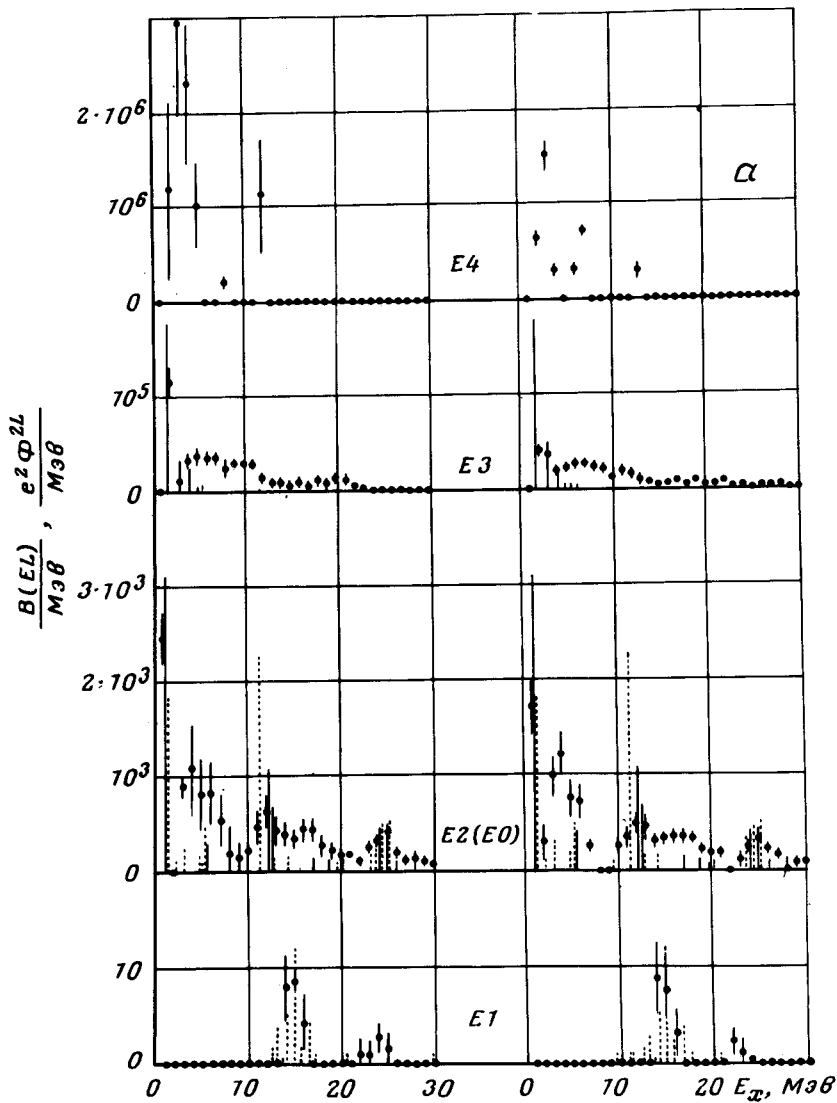


Рис. 1. ^{64}Zn . Зависимость от энергии возбуждения приведенных вероятностей переходов мультипольности $L = 1 - 5$. Слева — модель Хелма, справа — ВЭП

После вычитания сечения квазиупругого рассеяния проводился мульти-
 польный анализ оставшейся части спектров. Для этого спектры были
 разбиты на полосы шириной 1 Мэв и получены формфакторы каждой из
 полос. Затем формфактор каждой полосы представлялся в виде суммы
 из пяти мультипольных формфакторов для ^{64}Zn и семи формфакторов
 для ^{124}Sn .

$$F^2 = \sum_{L=1}^N \beta_L F_{EL}^2, \text{ где } \beta_L - \text{подгоночные параметры, а мультипольные}$$

формфакторы взяты из модели Хелма и высокоэнергетического прибли-
 жения (ВЭП).



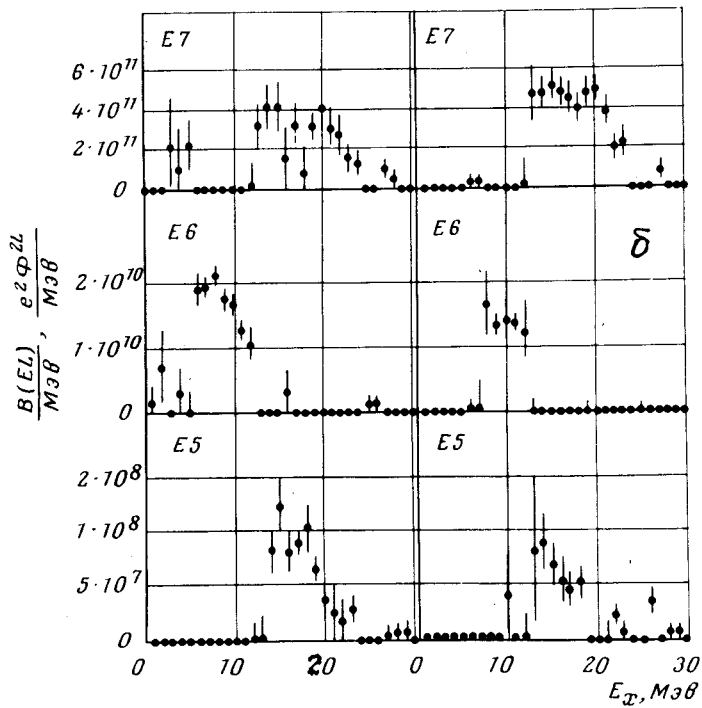


Рис. 2 а, б. ^{124}Sn . Зависимость от энергии возбуждения приведенных вероятностей переходов мультипольностей: а – $L = 1 - 4$, б – $L = 5 - 7$. Слева – модель Хелма, справа – ВЭП

Параметры распределения заряда в основном состоянии, используемые в вычислениях, представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Ядро	R, ϕ	G, ϕ	c, ϕ	v, ϕ
^{64}Zn	4,5 [4]	0,921 [4]	4,183 [6]	0,603 [6]
^{124}Sn	5,78 [5]	1,264 [5]	5,490 [6]	0,534 [6]

Такая подгонка позволила разделить возбуждения с различными мультипольностями L , а знание зависимости величин β_L от E_x позволило построить зависимость от E_x приведенных вероятностей переходов $B(EL)$.

На рис. 1 показана зависимость приведенных вероятностей переходов от энергии возбуждения E_x для ядра ^{64}Zn . Такая же зависимость показана для ядра ^{124}Sn на рис. 2, а, б.

^{64}Zn

EL	$E_x, \text{МэВ}$	$\Gamma_x, \text{МэВ}$	$\Sigma(E_L), \text{с}^2 \cdot 10^{21}$	ΔT	ИСЧЕРПЫВАНИЕ ЭВПС, %		$E_x \cdot A^{2/3}, \text{МэВ}$	
					ОБЩЕГО	$\Delta T = \text{с}, 1$	НАИМ. ДАН.	ДР. РАБОТЫ
E1	$17,7 \pm 0,6$	$4,3 \pm 0,8$	$9,5 \pm 2,1$	1	-	63 ± 16	71 ± 3	78-82
	$21,4 \pm 0,6$	$3,5 \pm 0,8$	$4,5 \pm 1,2$		-	40 ± 11	86 ± 3	
E2	0-11	-	1380 ± 90	0	$4,7 \pm 0,5$	-	-	
	$15,0 \pm 0,2$	$6,0 \pm 0,4$	600 ± 70	0	-	49 ± 6	60 ± 1	58-65
				-	23 ± 3	-		
	$25,1 \pm 0,7$	$3,7 \pm 1,6$	90 ± 50	1	-	11 ± 6	100 ± 4	
				-	6 ± 3	-		
$30,4 \pm 0,8$	$5,0 \pm 1,7$	110 ± 50	1	-	16 ± 7	121 ± 3	111-140	
-	-	-	-	9 ± 4	-			
E3	0-11	-	44100 ± 1200	0	-	18 ± 2	-	
	$16,6 \pm 0,4$	$4,2 \pm 1,4$	8500 ± 1800	-	$8,6 \pm 0,8$	-	66 ± 2	70-82
				-	$5,5 \pm 1,2$	-		
$21,4 \pm 2,6$	$6,5 \pm 3,1$	6500 ± 2200	-	$5,4 \pm 2,0$	-	86 ± 10	105-158	
E4	0-11	-	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^6$	-	$4,0 \pm 0,2$	-	-	
	$12,9 \pm 0,5$	$3,2 \pm 1,1$	$(2,8 \pm 1,2) \cdot 10^5$	-	$2,0 \pm 1,2$	-	52 ± 2	
	$25,4 \pm 0,8$	$2,5 \pm 1,4$	$(4,4 \pm 2,5) \cdot 10^4$	-	$0,7 \pm 0,3$	-	102 ± 4	
E5	0-35	-	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^9$	-	$2,0 \pm 1,0$	-	-	

 ^{124}Sn

E1	$14,8 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,5$	$20,8 \pm 8,0$	1	-	69 ± 26	74 ± 2	78-82
	$23,8 \pm 0,9$	$2,5 \pm 1,1$	$4,6 \pm 3,4$		-	25 ± 18	119 ± 5	
E2	0-8	-	6800 ± 870	0	-	54 ± 5	-	
	$11,7 \pm 0,5$	$3,0 \pm 1,0$	1580 ± 880	0	-	50 ± 28	58 ± 3	58-65
				-	22 ± 2	-		
	$24,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,5$	1500 ± 260	-	20 ± 11	-	124 ± 1	111-140
				1	-	36 ± 7		
$16,5 \pm 1,0$	$6,4 \pm 1,8$	2400 ± 1100	-	44 ± 12	-	82 ± 5	58-82	
-	-	1490 ± 700	0	-	54 ± 25			
E3	0-8	-	$(22,0 \pm 2,1) \cdot 10^4$	0	17 ± 9	-	-	
	$10,8 \pm 0,3$	$4,0 \pm 0,6$	$(6,7 \pm 1,3) \cdot 10^4$	0	-	42 ± 7	54 ± 2	70-82
				-	8 ± 2	-		
$18,9 \pm 0,5$	$6,3 \pm 1,2$	$(5,2 \pm 1,2) \cdot 10^4$	-	13 ± 3	-	94 ± 3	105-158	
E4	0-30	-	$(6,3 \pm 1,2) \cdot 10^6$	-	5 ± 1	-	-	
E5	0-30	-	$(6,0 \pm 1,8) \cdot 10^8$	-	19 ± 6	-	-	
E6	0-30	-	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{11}$	-	21 ± 5	-	-	
E7	0-30	-	$(4,3 \pm 0,8) \cdot 10^{18}$	-	18 ± 4	-	-	

На рис. 2, а также приведены теоретические вычисления для E1 и E2 возбуждений в рамках теории конечных ферми-систем (точечные прямые) [7] и для E2 и E3 возбуждений по методу приближения хаотических фаз [8] (сплошные прямые). Вычисления E1 возбуждения выполнены для ядра ^{124}Sn , а E2 и E3 возбуждения — для ядра ^{120}Sn , так как подобные вычисления для ядра ^{124}Sn в литературе отсутствуют. Нет также теоретических вычислений величин EL возбуждений для ядра ^{64}Zn . Вычисления E3 возбуждения проведены для $E_x = 0 - 10 \text{ МэВ}$.

Наличие резонансов выше порога вылета частицы позволило разделить выделенные возбуждения на отдельные участки. Для E_1 , E_2 , E_3 и E_4 возбуждений сечение в этой области было представлено в виде комбинации двух или трех гауссианов, с параметрами E_x , Γ_x и $B(EL)$, подогнанных по методу наименьших квадратов к экспериментальным точкам. Такая подгонка позволила с неплохой точностью определить энергетическое положение, полуширины, приведенные вероятности переходов и исчерпывания энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС) для гигантских мультипольных резонансов. Усредненное значение подгонки по двум моделям показано в табл. 2. Значения $\langle r^2 \rangle$ и $\langle r^{2L-2} \rangle$ взяты из упругого рассеяния [6].

Исследуя $E_1 - E_3$ резонансы, можно заметить, что положения резонансов хорошо совпадают с результатами вычислений по динамической коллективной модели [9], по методу приближения хаотических фаз [8, 10], по методу конечных ферми-систем [7] и с вычислениями, основанными на правилах сумм [9]. Результаты этих вычислений приведены в последней колонке таблицы.

Поступила в редакцию
25 августа 1977г.

Литература

- [1] А.А.Немашкало, В.П.Лихачев и др. Кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 1 (17), Харьков, ФТИ АН УССР, 38, 1976.
- [2] А.А.Немашкало, В.П.Лихачев и др. кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра. Вып. 2 (19), Харьков, ФТИ АН УССР, 62, 1977.
- [3] S.Klawansky, H.W.Kendall, A.K.Kerman, D.B.Isabelle. Phys. Rev., C7, 795, 1973.
- [4] В.Д.Афанасьев, Н.Г. Афанасьев и др. ЯФ., 12, 885, 1970.
- [5] P.Barrean, J.V.Bellicard. Phys. Lett., 25B, 470, 1967.
- [6] А.С.Литвиненко и др. Я.Ф., 14, 479, 1971.
- [7] И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. Препринт ФЭИ-580, Обнинск, 1975.
- [8] V. G. Soloviw, Ch. Stoyanov, A.J. Vdovin. Preprint, E4-10397, Dubna, 1977.
- [9] R.Bergere. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды III семинара. М., изд. Наука, 3, 1976.
- [10] С.Ф.Семенко, Препринт ФИ АН СССР №72, Москва, 1976.