

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С341.26  
В-46

*28/11-74*  
P15 - 10233

*748/2-74*

З.Вильгельми, Е.Пиотровски, Г.Шефлинска,  
З.Шефлински

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА  $^{89}\text{Y}$   
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ  
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

**1976**

P15 - 10233

З.Вильгельми,\* Е.Пиотровски, Г.Шефлинска,  
З.Шефлински

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА  $^{89}\text{Y}$   
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ  
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

---

\* Институт экспериментальной физики Варшавского  
университета, ПНР.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Исследование структуры ядра  $^{80}\text{Y}$  методом спектроскопии усредненных резонансов

Изучались спектры  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$ , вызываемой протонами с энергией от 2,8 до 3,8 МэВ. Измеренные спектры усреднялись соответствующим образом в указанном интервале энергии протонов. Получены усредненные интенсивности первичных  $\gamma$ -переходов на определенные низколежащие уровни  $^{89}\text{Y}$ . На основе этих данных были определены спины и четности уровней в области энергии возбуждения вплоть до 4173 кэВ. Для уровней, квантовые характеристики которых не были до сих пор известны, определены следующие значения  $J^\pi$  (энергии в кэВ): 2687 ( $9/2^+$ ), 3139 ( $5/2^+$ ,  $7/2^-$ ), 3248 ( $3/2^+$ ), 3410 ( $7/2^+$ ), 3450 ( $7/2^-$ ), 3552 ( $7/2^-$ ), 3846 ( $7/2^-$ ), 3863 ( $5/2^+$ ), 3993 ( $3/2^-$ ), 4175 ( $3/2^-$ ). Уровень с энергией 2687 кэВ, ранее неизвестный, наблюдался впервые.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1976

Wilhelmi Z. et al.

P15 - 10233

Study of the  $^{80}\text{Y}$  Nucleus Structure by the Method of the Averaged Resonance Spectroscopy

The  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$  reaction was studied for the proton energy range of 2.8 - 3.8 MeV using the Ge(Li) detector. The measurements allowed us to obtain a spectrum of gamma rays directly populating the low-excited levels of final nucleus averaged in the range of 1.0 MeV. The results point to the existence of a correlation between the intensity of high-energy gamma transition and the spin and parity of the final states populated in these transitions. From these averaged intensities the values of spin and parity of a number of levels in  $^{89}\text{Y}$  were determined.

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1976

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Боллингер и Томас<sup>/1-3/</sup> показали, что для определения спинов и четностей низколежащих состояний конечного ядра в реакциях  $(n,\gamma)$  спектроскопия усредненных резонансов является полезным инструментом. Если интенсивности, соответствующие  $\gamma$ -переходам с высоковозбужденных на низколежащие состояния конечного ядра, усреднить по многим резонансам составного ядра и удалить их энергетическую зависимость, то такие интенсивности не будут зависеть от эффектов структуры ядра, а только от мультипольности и типа перехода.

Положение не изменится, если вместо нейтронов использовать протоны низких энергий. И в этом случае приведенные интенсивности должны быть функцией мультипольности и типа перехода, а в предположении переходов типа E1 /как наиболее вероятных/ - только спина и четности конечного ядра.

Впервые эта идея была проверена Умбаргером и др.<sup>/4/</sup> на примере реакции  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$  и  $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$  для протонов от 2,3 до 3,0 МэВ. Поскольку авторы названной работы прежде всего интересовались проверкой метода спектроскопии усредненных резонансов, то мы считали целесообразным повторить их измерения, для того чтобы получить более полную спектроскопическую информацию. В ранее опубликованной работе<sup>/5/</sup> исследовалось ядро  $^{90}\text{Zr}$ , в настоящей работе приводятся новые экспериментальные данные о спинах и четностях уровней ядра  $^{89}\text{Y}$ .

В качестве мишени использовался изотоп  $^{88}\text{Sr}$ . Тот факт, что спин и четность его основного состояния  $0^+$ , упрощает обсуждение найденных результатов. Величина Q реакции, в соответствии с работой<sup>/6/</sup> равна 7,067 МэВ.

Поскольку порог реакции (p,n) в этом случае равен  $4,401 \text{ МэВ}^{6/}$ , нейтронный канал для протонов с энергией, используемой в нашей работе, закрыт и можно получить максимальный выход реакции (p, $\gamma$ ), пропорциональный

отношению  $\frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma_p + \Gamma_\gamma}$ , где  $\Gamma_p, \Gamma_\gamma$  - протонная и радиационная ширины, соответственно.

Все известные данные относительно ядра  $^{89}\text{Y}$  приведены в табл. 1. Здесь же, в первой колонке, представлены экспериментальные результаты настоящей работы. В табл. 1 не упоминаются результаты работы Хинрикссена и др. <sup>7/</sup>, поскольку в ней не определялись спины и четности уровней  $^{89}\text{Y}$ . Отметим, кстати, что найденные в этой работе энергии уровней  $^{89}\text{Y}$  в основном совпадают с наблюдаемыми в наших измерениях.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

### 2.1. Мишени

Мишень из изотопа  $^{88}\text{Sr}$ , обогащенного до 99,9%, изготавливалась путем разложения в вакууме  $\text{SrCO}_3$  и испарения полученного таким образом стронция на тонкую /0,1 мм/ танталовую подложку. Перед извлечением из вакуума мишень покрывалась тонким слоем золота /1 кэВ/ для предохранения ее от окисления и улучшения теплоотвода. Толщина мишени определялась по смещению положения резонанса в реакции  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  при энергии протонов 992 кэВ, измеренного сначала для чисто алюминиевой мишени, а затем для идентичной алюминиевой мишени с напыленными слоями  $^{88}\text{Sr}$  и золота. Толщина слоя золота определялась с помощью другой такой же алюминиевой мишени, закрытой во время испарения  $^{88}\text{Sr}$  и открытой во время напыления золота.

Толщина мишени, определенная вышеописанным методом, составляла  $15 \pm 2$  кэВ для энергии протонов

$E_p = 3 \text{ МэВ}$  и выбиралась с таким расчетом, чтобы можно было использовать высокое энергетическое разрешение детектора и одновременно обеспечить регист-

Таблица I

$^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$ $E_x(\text{кэВ})$	$J^\pi$	$^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}/4/$ $E_x(\text{кэВ})$	$J^\pi$	$^{89}\text{Y}(p,p)^{89}\text{Y}/20/$ $E_x(\text{кэВ})$	$J^\pi$	$^{89}\text{Y}(n,n')^{89}\text{Y}/21/$ $E_x(\text{кэВ})$	$J^\pi$	$^{88}\text{Sr}(^3\text{He,d})^{89}\text{Y}/22/$ $E_x(\text{кэВ})$	$J^\pi$
0	1/2 <sup>-</sup>	0	1/2 <sup>-</sup>			0		0	1/2 <sup>-</sup>
909	(9/2 <sup>+</sup> )	909	9/2 <sup>+</sup>			908	9/2 <sup>+</sup>	910	9/2 <sup>+</sup>
1508	3/2 <sup>-</sup>	1507	3/2 <sup>-</sup>			1510	(3/2 <sup>-</sup> )	1500	(3/2 <sup>-</sup> )
1745	5/2 <sup>-</sup>	1745	5/2 <sup>-</sup>			1750	(5/2 <sup>-</sup> )	1740	5/2 <sup>-</sup>
2225	5/2 <sup>+</sup>	2221	5/2 <sup>+</sup>			2220	5/2 <sup>+</sup> , 7/2 <sup>+</sup>	2220	
2531	7/2 <sup>+</sup>	2530	7/2 <sup>+</sup>			2530	9/2 <sup>+</sup> , 7/2 <sup>+</sup>		
		2566	11/2 <sup>(+)</sup>	2566	11/2 <sup>+</sup>				
2628	(9/2 <sup>+</sup> )	2622	(9/2 <sup>+</sup> )	2622	9/2 <sup>+</sup>	2610		2610	(9/2 <sup>+</sup> )
2687	(9/2 <sup>+</sup> )								
2880	3/2 <sup>-</sup>	2871, 2882	(7/2 <sup>+</sup> ), 3/2 <sup>-</sup>	2893	(13/2 <sup>+</sup> )	2860	3/2 <sup>-</sup>	2880	
3067	3/2 <sup>-</sup>	3068	3/2 <sup>-</sup>	3065	3/2 <sup>-</sup>				
3105	5/2 <sup>+</sup>	3106	5/2 <sup>-</sup>			3090	(3/2 <sup>-</sup> )		
3139	(5/2 <sup>+</sup> , 7/2 <sup>-</sup> )	3138	5/2 <sup>-</sup>						
3248	3/2 <sup>+</sup>								
3410	7/2 <sup>+</sup>								
3450	7/2 <sup>-</sup>								
3502	(1/2, 3/2)								
3552	7/2 <sup>-</sup>					3490	(5/2 <sup>-</sup> )	3610	(3/2 <sup>-</sup> , 11/2 <sup>-</sup> )
				3629	(9/2 <sup>+</sup> , 11/2 <sup>+</sup> )				
3715	5/2 <sup>+</sup>	3717	5/2 <sup>+</sup>	3717	5/2 <sup>+</sup>			3720	(5/2 <sup>+</sup> )
3846	7/2 <sup>-</sup>	3717	5/2 <sup>+</sup>	3717	5/2 <sup>+</sup>			3720	(5/2 <sup>+</sup> )
3863	5/2 <sup>+</sup>	3863	(3/2, 5/2 <sup>-</sup> )	3863	(3/2, 5/2 <sup>-</sup> )				
3993	3/2 <sup>-</sup>	3990	(3/2, 5/2 <sup>-</sup> )	3990	(3/2, 5/2 <sup>-</sup> )			4000	1/2 <sup>+</sup>
4021	-	4020	(3/2, 5/2 <sup>-</sup> )	4020	(3/2, 5/2 <sup>-</sup> )				
4173	3/2 <sup>-</sup>	4188	(5/2 <sup>+</sup> )	4188	(5/2 <sup>+</sup> )			4180	

рацию разумного числа событий в спектре  $\gamma$ -лучей.

## 2.2. Эксперимент

Измерения  $\gamma$ -квантов, получаемых из реакции  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ , были выполнены с помощью Ge(Li)-детектора объемом  $37 \text{ см}^3$  и энергетическим разрешением  $3,1 \text{ кэВ}$  для фотонов с энергией  $1330 \text{ кэВ}$ . Германиевый детектор располагался под углом  $90^\circ$  по отношению к пучку протонов. Для уменьшения интенсивности низкоэнергетических  $\gamma$ -квантов перед детектором устанавливался слой свинца толщиной  $5,1 \text{ г/см}^2$ .

Зависимость эффективности Ge(Li)-детектора от энергии  $\gamma$ -квантов определялась с помощью реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  при энергии  $E_p = 992 \text{ кэВ}$ . Спектр импульсов от детектора регистрировался 4096-канальным анализатором и записывался на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4.

Чтобы при последовательных измерениях не возбуждались одни и те же резонансы составного ядра, энергия падающих протонов изменялась в пределах  $2,8 - 3,8 \text{ МэВ}$  с шагом  $20 \text{ кэВ}$  при толщине мишени от  $13$  до  $16 \text{ кэВ}$ . Таким способом было получено  $50$  отдельных спектров. Измерение каждого из них продолжалось около  $1,5$  часа, а полный заряд на мишени за одну экспозицию соответствовал примерно  $30 \text{ мКл}$ .

Для устранения систематических ошибок производились две независимые серии измерений: одна во время повышения энергии протонов, а другая во время ее понижения.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При измерении спектра  $\gamma$  в реакции  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$  детектор регистрировал энергии фотонов от  $0$  до  $11 \text{ МэВ}$ . Таким образом, одновременно измерялся как спектр первичных гамма-квантов, испускаемых при переходе с высокоэнергетических состояний составного ядра на низкоэнергетические уровни  $^{89}\text{Y}$ , так и спектр вторич-

ных гамма-переходов, возникающих в результате рядки низковозбужденных уровней  $^{89}\text{Y}$ .

Усреднение измеренных спектров  $\gamma$ -квантов производилось двумя способами.

Первый из них основан на прямом суммировании всех этих спектров. Так как энергия первичных переходов изменяется вместе с изменением энергии падающих протонов, то в суммарном спектре они не выступают как отдельные линии, а являются только частью общего фона. Иначе обстоит дело со вторичными переходами: их энергия не зависит от энергии протонов, и они усиливаются при прямом суммировании.

Второй способ заключается в суммировании последовательных спектров со сдвигом, компенсирующим зависимость энергии первичных переходов от энергии возбуждения составного ядра. Таким образом, усилению подвергаются первичные переходы, в то время как вторичные сглаживаются, являясь только частью фона.

Более подробное описание процедуры обработки экспериментальных результатов можно найти в нашей предыдущей работе <sup>/5/</sup>.

Все упомянутые операции по обработке спектров проводились на ЭВМ БЭСМ-4. Полученные усредненные спектры гамма-квантов, соответствующие первичным и вторичным переходам, обрабатывались при помощи стандартной программы, определяющей положения, ширины и площади пиков.

На рис. 1 представлен усредненный по энергии возбуждения спектр первичных гамма-переходов из реакции  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ ; для усреднения использовались  $50$  измеренных гамма-спектров. На рисунке пики, соответствующие последовательным гамма-переходам, пронумерованы в соответствии с порядком расположения уровней, заселенных этими переходами. Символы ( ) обозначают пики, соответствующие регистрации фотопика, а ( )' и ( )'' - регистрации с вылетом, соответственно, одного или двух аннигиляционных  $\gamma$ -квантов. Как видно, для применяемого нами объема детектора наиболее интенсивные линии соответствуют регистрации  $\gamma$ -лучей

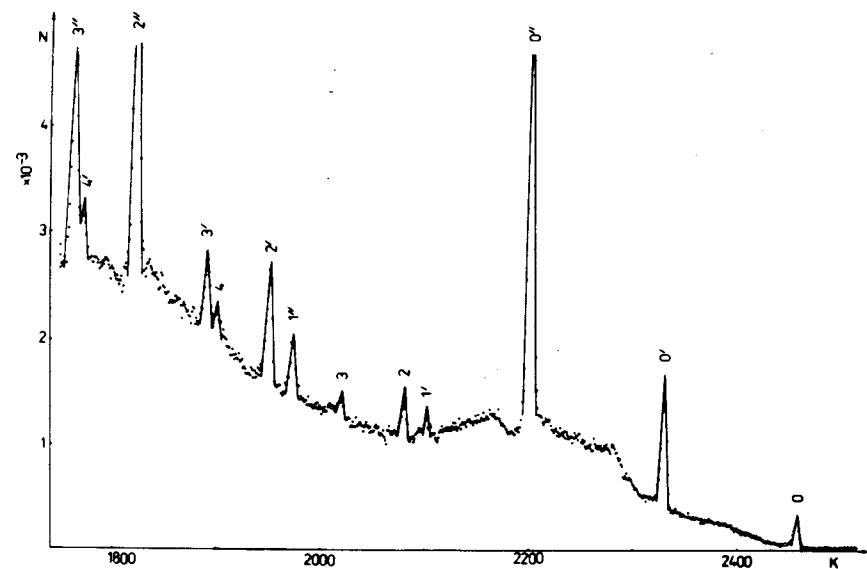
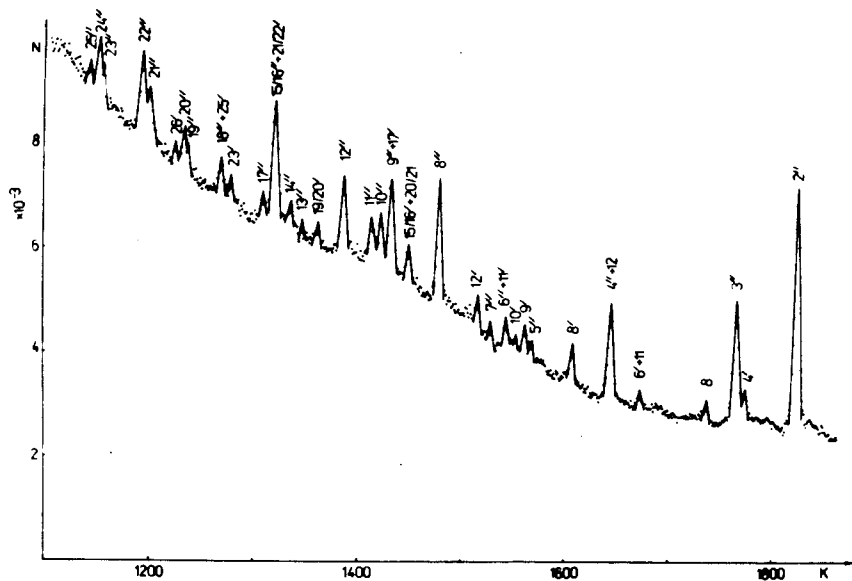


Рис. 1. Усредненный спектр первичных гамма-квантов, испускаемых в реакции  $^{88}\text{Sr}(p,\gamma)^{89}\text{Y}$ . Энергетическая калибровка 4 кэВ/канал,  $k$  - номер канала.

с вылетом двух квантов. Они и явились предметом дальнейшей обработки.

Рис. 2 представляет спектр вторичных гамма-квантов, испускаемых в результате разрядки возбужденных

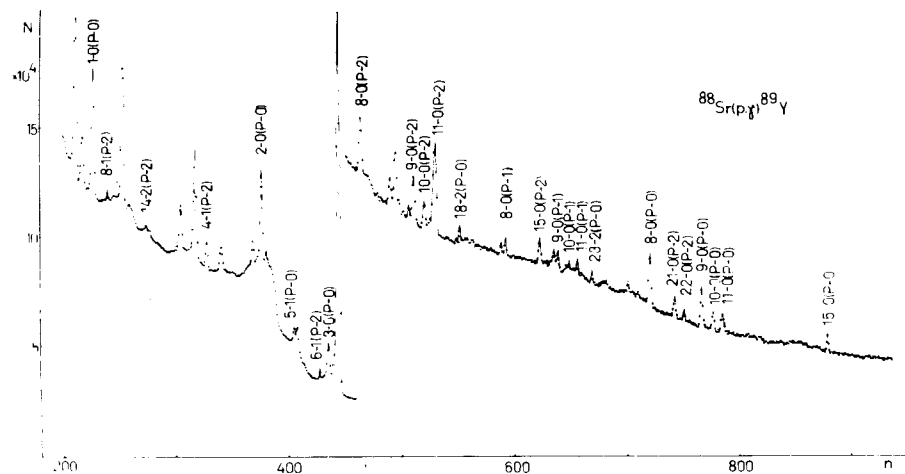


Рис. 2. Спектр вторичных гамма-квантов, испускаемых в процессе разрядки возбужденных состояний  $^{89}\text{Y}$ . Кривая калибровки 4 кэВ/канал,  $k$  - номер канала.

состояний  $^{89}\text{Y}$ . В этом спектре обозначены наиболее интенсивные линии, соответствующие разрядке последовательных состояний  $^{89}\text{Y}$  на основное состояние. Обозначения пиков приняты аналогичными обозначениям рис. 1.

На рис. 3 приведена схема уровней  $^{89}\text{Y}$ , наблюдаемых в настоящей работе. Энергии уровней получены в результате согласования соответствующих переходов в спектре первичных и вторичных гамма-квантов.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Теоретические величины усредненных сечений заселения уровней  $^{89}\text{Y}$  получались с помощью формулы

Таблица II

$E_x$ (кэВ)	$J^\pi$	Эксперимент	Теоретические расчеты												
			$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$7/2^+$	$9/2^+$	$11/2^+$	$1/2^-$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$9/2^-$	$11/2^-$	
0	$1/2^-$	$1,000 \pm 0,018$								1,0000					
909	$9/2^+$	$0,124 \pm 0,007$	0,6467	0,6887	0,4981	0,1094	0,0677	0,0004	0,6258	0,9471	0,6079	0,3253	0,0040	0,0022	
1508	$3/2^-$	$0,826 \pm 0,018$	0,4659	0,4962	0,3584	0,0786	0,0485	0,0003	0,4526	0,6849	0,4396	0,2351	0,0029	0,0016	
1745	$5/2^-$	$0,384 \pm 0,012$	0,4065	0,4329	0,3127	0,0685	0,0423	0,0003	0,3939	0,5965	0,3833	0,2050	0,0025	0,0014	
2225	$5/2^+$	$0,254 \pm 0,012$	0,3057	0,3256	0,2354	0,0516	0,0318	0,0002	0,2952	0,4468	0,2868	0,1534	0,0019	0,0010	
2531	$7/2^+$	$0,056 \pm 0,017$	0,2511	0,2676	0,1933	0,0424	0,0262	0,0002	0,2429	0,3676	0,2359	0,1262	0,0015	0,0009	
2628	$9/2^+$	$0,025 \pm 0,009$	0,2366	0,2520	0,1820	0,0399	0,0247	0,0002	0,2289	0,3463	0,2223	0,1189	0,0015	0,0008	
2687	$(9/2^+)$	$0,019 \pm 0,009$	0,2256	0,2402	0,1735	0,0381	0,0235	0,0002	0,2182	0,3302	0,2119	0,1134	0,0014	0,0008	
2880	$3/2^-$	$0,308 \pm 0,313$	0,1997	0,2127	0,1535	0,0336	0,0207	0,0001	0,1927	0,2917	0,1872	0,1002	0,0012	0,0007	
3067	$3/2^-$	$0,247 \pm 0,019$	0,1759	0,1874	0,1352	0,0296	0,0183	0,0001	0,1699	0,2570	0,1650	0,0883	0,0011	0,0006	
3105	$5/2^+$	$0,128 \pm 0,012$	0,1711	0,1822	0,1316	0,0289	0,0178	0,0001	0,1653	0,2502	0,1606	0,0859	0,0010	0,0006	
3139	$(5/2^+ \quad 7/2^-)$	$0,104 \pm 0,015$	0,1672	0,1780	0,1286	0,0282	0,0174	0,0001	0,1616	0,2445	0,1569	0,0839	0,0010	0,0006	
3248	$3/2^+$	$0,179 \pm 0,012$	0,1548	0,1649	0,1190	0,0261	0,0161	0,0001	0,1495	0,2262	0,1452	0,0777	0,0009	0,0005	
3410	$7/2^+$	$0,023 \pm 0,009$	0,1374	0,1463	0,1057	0,0232	0,0143	0,0001	0,1329	0,2011	0,1291	0,0690	0,0008	0,0005	
3450	$7/2^-$	$0,075 \pm 0,008$	0,1335	0,1422	0,1027	0,0225	0,0139	0,0001	0,1229	0,1956	0,1256	0,0672	0,0008	0,0005	
3502	$(1/2, 3/2)$	$0,299 \pm 0,040$	0,1286	0,1370	0,0989	0,0217	0,0134	0,0001	0,1245	0,1885	0,1210	0,0647	0,0008	0,0004	
3511			0,1278	0,1361	0,0983	0,0215	0,0133	0,0001	0,1237	0,1872	0,1202	0,0643	0,0008	0,0004	
3552	$7/2^-$	$0,060 \pm 0,008$	0,1234	0,1314	0,0949	0,0208	0,0128	0,0001	0,1193	0,1805	0,1158	0,0620	0,0008	0,0004	
3715	$5/2^+$	$0,086 \pm 0,015$	0,1097	0,1168	0,0843	0,0185	0,0114	0,0001	0,1060	0,1604	0,1029	0,0551	0,0007	0,0004	
3846	$7/2^-$	$0,049 \pm 0,009$	0,0987	0,1051	0,0759	0,0167	0,0103	0,0001	0,0955	0,1444	0,0927	0,0496	0,0006	0,0003	
3863	$5/2^+$	$0,075 \pm 0,011$	0,0978	0,1041	0,0752	0,0165	0,0102	0,0001	0,0946	0,1432	0,0919	0,0492	0,0006	0,0003	
3993	$3/2^-$	$0,119 \pm 0,017$	0,0884	0,0942	0,0680	0,0149	0,0092	0,0001	0,0854	0,1293	0,0830	0,0444	0,0005	0,0003	
4018	-	$0,165 \pm 0,030$	0,0864	0,0920	0,0664	0,0146	0,0090	0,0001	0,0836	0,1265	0,0812	0,0434	0,0005	0,0003	
4173	$3/2^-$	$0,095 \pm 0,010$	0,0757	0,0806	0,0582	0,0128	0,0079	0,0001	0,0732	0,1108	0,0711	0,0380	0,0005	0,0003	

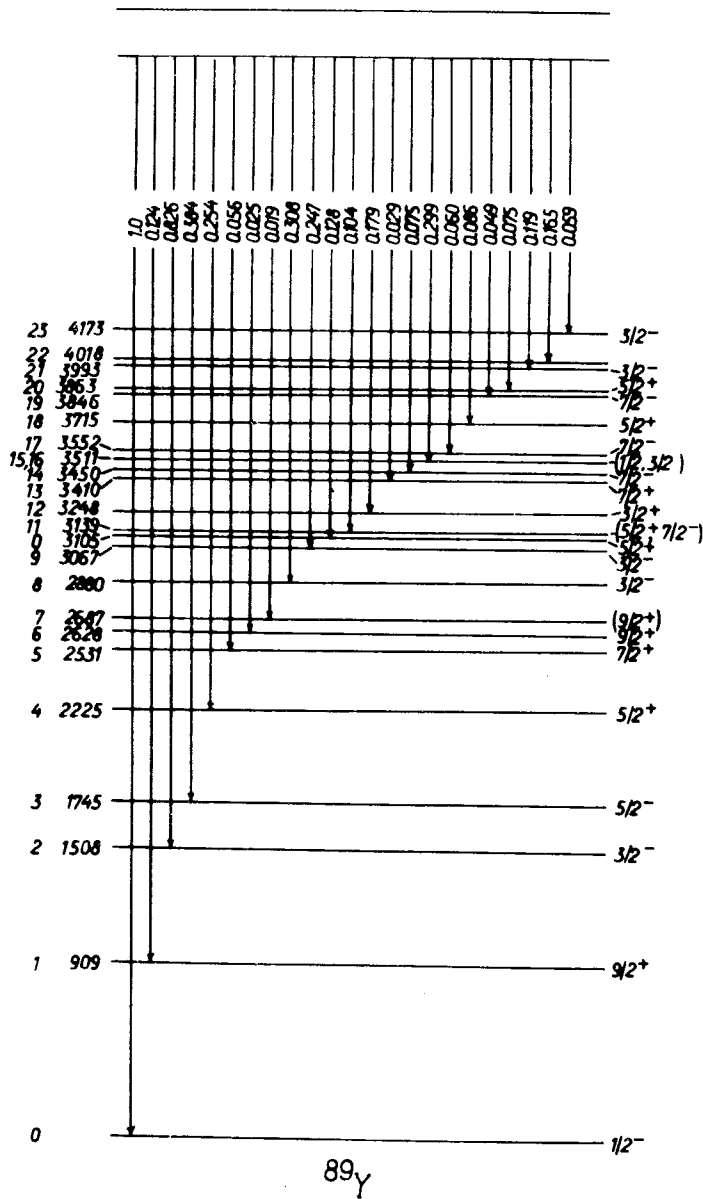


Рис. 3. Схема уровней  $^{89}\text{Y}$ .

Хаузера-Фешбаха. Усредняя формулу Брейта-Вигнера, описывающую сечение реакции вблизи изолированного резонанса, по многим резонансам составного ядра в предположении случайности фаз и вводя соответствующие коэффициенты проницаемости, в согласии с работами Лейна и Лина <sup>/8/</sup> и Фешбаха <sup>/9/</sup>, можно написать выражение для сечения  $\sigma(p, \gamma_i)$  на заселение  $i$ -го уровня в конечном ядре в результате испускания гамма-кванта из составного ядра:

$$\sigma(p, \gamma_i) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_J \sum_{J'} (2J+1) \times$$

$$\times \frac{\sum_{j_p=|I-1/2|}^{I+1/2} \sum_{\ell_p=|J-j_p|}^{J+j_p} \omega_{\ell_p} T_{\ell_p j_p} \omega_{\gamma_i}^{(L)} T_{\gamma_i}}{\sum_{j_{p'}=|I-1/2|}^{I+1/2} \sum_{\ell_{p'}=|J-j_{p'}|}^{J+j_{p'}} \omega_{\ell_{p'}} T_{\ell_{p'} j_{p'}} + \sum_{k=1}^N \omega_{\gamma_k}^{(L)} T_{\gamma_k}} \quad /1/$$

где  $\lambda$  - длина волны падающего нуклона, деленная на  $2\pi$ ;  $I$  - спин ядра мишени;  $J$  - спин составного ядра;  $j_p, \ell_p$  - спин и орбитальный момент во входном канале;  $j_{p'}, \ell_{p'}$  - спин и орбитальный момент в конкурирующем канале, связанном с испусканием протонов;  $T_{\ell_p j_p}, T_{\ell_{p'} j_{p'}}$  - коэффициенты проницаемости для протонов во входном и выходном каналах;  $T_{\gamma_k}$  - эффективный

коэффициент проницаемости для гамма-квантов, заселяющих  $k$ -е состояние в конечном ядре ( $k=0, 1, 2, \dots, i, \dots, N$ );  $\omega_{\ell} = 1/2(1 + (-1)^{\ell} \pi_i \pi \pi_f)$  - выражение, принимающее значение 1 или 0 и обеспечивающее сохранение четностей;  $\pi_i \pi \pi_f$  - обозначают четности ядра мишени, составного ядра и конечного ядра, соответственно;  $\omega_{\gamma_i}^{(L)}$  - выражение, принимающее значение 1 или 0, обеспечивающее выполнение правил отбора при испускании гамма-



ма-квантов определенного типа и определенной мультипольности.

Суммирование по  $J$  и  $\pi$  ведется по всем возможным спином и четностям составного ядра, а суммирование по  $k$  является суммированием по всем возможным радиационным каналам. Чтобы учесть тот факт, что переходы могут заселять не только область дискретных уровней, но и область сплошного спектра, один из членов в знаменателе формулы Хаузера-Фешбаха /1/ приведен в форме, аналогичной той, которую дают Тоуле и Овенс /10/:

$$\sum_{k=1}^{N'} \omega_{\gamma}^{(L)} T_{\gamma} = \sum_{k=1}^{N'} \omega_{\gamma}^{(L)} T_{\gamma} + \sum_{J'} \int \omega_{\gamma}^{(L)} \rho_{J'}(E) T_{\gamma}(E) dE. \quad /2/$$

Первая часть обозначает суммирование по всем дискретным уровням конечного ядра вплоть до уровня  $N'$ , а вторая - интегрирование по области сплошного спектра в пределах от уровня  $N'$  /высшего известного дискретного уровня/ до энергии возбуждения составного ядра.  $\rho_{J'}(E)$  обозначает плотность ядерных уровней со спином  $J'$  и энергией возбуждения  $E$ . Выражение для плотности уровней, как и все необходимые для ее расчета параметры, взяты из работы Гильберта и Кэмерона /11/. Вычисление коэффициентов проницаемости для протонов с параметрами оптического потенциала Бекетти-Гринлиса /12/ проводилось по программе SCAT /13/. Для вычисления коэффициента проницаемости для  $\gamma$ -кванта использовалось предположение Аксела /14/ о том, что переходы с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт возникают в результате тех же процессов, которые приводят к гигантскому дипольному резонансу. В таком случае имеет место следующая формула для

$$T_{\gamma} = \alpha \cdot 10^{-14} \times A^{8/3} \times E_{\gamma}^5. \quad /3/$$

Вышеупомянутое выражение было использовано многими авторами /3-5,15-17/ для расчетов интенсивности  $\gamma$ -переходов. В этих работах приводятся разные величины для постоянной  $\alpha$ . В нашей работе наилучшее согласие измеренных и вычисленных интенсивностей

$\gamma$ -переходов для хорошо известных уровней  $^{89}\text{Y}$  получено для константы  $\alpha$ , равной 1.

Все вычисления проведены с помощью модифицированной для реакции радиационного захвата протонов программы CINDY /18/ на ЭВМ CDC-6400.

## 5. СРАВНЕНИЕ ВЫЧИСЛЕННЫХ И ИЗМЕРЕННЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ

Измеренные усредненные интенсивности гамма-квантов, испускаемых в реакции  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ , сравнивались с результатами теоретических расчетов /см. табл. 2/. При этом экспериментальные результаты нормированы на измеренную интенсивность заселения основного состояния  $^{89}\text{Y}$ . Теоретические величины  $I_{\gamma}$ , поскольку они пропорциональны  $\sigma(p, \gamma_i)$ , были получены с помощью уравнения /1/ и отнесены к вычисленной интенсивности перехода на основное состояние.

Коэффициенты проницаемости для протонов были вычислены с параметрами оптического потенциала Бекетти-Гринлиса. Эти параметры хорошо описывают процесс взаимодействия протонов со средними и тяжелыми ядрами при энергии падающих частиц  $E_p \geq 10 \text{ МэВ}$ . Экстраполируя эти параметры до энергий протонов, используемых в нашем эксперименте / $E_p \approx 3-4 \text{ МэВ}$ /, т.е. до области энергий, в которой процесс поглощения протона является процессом подбарьерным, необходимо принять во внимание, что при этой процедуре могут возникать большие ошибки. Поэтому полученные таким образом коэффициенты проницаемости рассматривались как исходные и затем подвергались соответствующим коррекциям. Подобную модификацию коэффициентов проницаемости проводили Клоуз и Бирс /15/ для изотопов молибдена.

Постоянная  $\alpha$  в уравнении /3/ и коэффициент проницаемости для протонов  $s$ -волны  $T_{0,1/2}$  подбирались таким образом, чтобы достигнуть согласия между измеренной и вычисленной величинами сечения реакции  $^{88}\text{Sr}(p, \gamma_0)^{89}\text{Y}$ . Такое согласие было полу-

чено для  $a=1$  и для исходной величины коэффициента  $T_{0,1/2}$ .

Коэффициенты проницаемости для протонов d-волны  $T_{2,3/2}$  и  $T_{2,5/2}$  подбирались из условий наилучшего согласия между измеренной и вычисленной величинами относительной интенсивности заселения хорошо известного состояния  $1,744 \text{ МэВ} (5/2^-)$ . Для получения такого согласия коэффициенты  $T_{2,3/2}$  и  $T_{2,5/2}$  необходимо было увеличить в три раза по сравнению с величиной, получаемой из расчетов по оптической модели.

Критерием правильности вычислений коэффициентов проницаемости для протонов p- и f-волн  $T_{1,1/2}$ ,  $T_{1,3/2}$  и  $T_{3,5/2}$ ,  $T_{3,7/2}$  служили интенсивности заселений уровней  $2,221 \text{ МэВ} (5/2^+)$  и  $2,530 \text{ МэВ} (7/2^+)$  соответственно. Для получения этого согласия надо было увеличить коэффициенты  $T_{1,1/2}$  и  $T_{1,3/2}$  в два, а  $T_{3,5/2}$  и  $T_{3,7/2}$  в три раза по сравнению с исходными величинами.

Результаты вычислений, которые приведены в табл. 2, учитывают только интенсивности переходов типа E1. Из работ Боллингера и Томаса<sup>1-3/</sup> следует, что интенсивность переходов типа M1 примерно в 10 раз меньше, чем интенсивность соответствующих переходов типа E1. Так как указанные авторы предполагали поглощение только нейтронов s-волны, то это число нужно рассматривать как нижнюю оценку. Похожий результат получили Бас и Смизер<sup>19/</sup>. По их оценкам, для интенсивностей переходов типа E1, M1 и E2 выполняется соотношение  $E1:M1:E2=1:0,1:0,01$ . В таком случае можно полагать, что вычисленную интенсивность переходов типа E1 можно сравнивать с измеренной интенсивностью гамма-квантов.

Интенсивности заселения уровней  $^{89}\text{Y}$  вычислены для различных возможных значений  $J^\pi$ . Значения спинов и четностей выбирались из условия наилучшего согласия измеренных и вычисленных величин относительных интенсивностей гамма-переходов.

Величины спинов и четностей уровней  $^{89}\text{Y}$  с энергиями  $1,508; 1,745; 2,225; 2,531; 2,628; 2,887; 3,067; 3,715 \text{ МэВ}$  были определены многими авторами<sup>15,21-23/</sup> как  $3/2^-, 5/2^-, 5/2^+, 7/2^+, 9/2^+, 3/2^-, 3/2^-$  и  $5/2^+$ , соответ-

ственно. Сравнение измеренных и вычисленных интенсивностей заселения этих состояний /см. табл. 2/ однозначно определяет их величины  $J^\pi$  именно такими, как указано выше. Этот факт говорит в пользу применения описанного метода для определения спинов и четностей ядерных уровней.

Уровни  $3,248; 3,410; 3,552; 3,863; 3,993$  и  $4,173 \text{ МэВ}$  наблюдались во многих работах, но их спины и четности не были определены до сих пор. В результате выполнения настоящей работы им приписаны следующие величины  $J^\pi$ :  $3/2^+, 7/2^+, 7/2^-, 5/2^+, 3/2^-$  и  $3/2^-$ , соответственно.

Уровень при энергии  $2,695 \text{ МэВ}$  ранее был неизвестен и наблюдается впервые в настоящей работе. Спин и четность этого уровня определены как  $9/2^+$ .

Возникают некоторые трудности при определении величины  $J^\pi$  первого возбужденного состояния  $0,909 \text{ МэВ}$ . Как видно из табл. 2, этому уровню надо приписать спин и четность  $7/2^+$ . Однако, согласно<sup>4,21,22/</sup> величина  $J^\pi$  этого уровня равна  $9/2^+$ . Указанное несогласие можно объяснить следующим образом: переходы типа E1, заселяющие уровень со спином  $9/2^+$ , могут происходить из состояний составного ядра со спинами  $7/2^-, 9/2^-, 11/2^-$ . Вероятность проявления таких высокоспиновых состояний в составном ядре значительно меньше вероятности проявления состояний с низкой величиной спина из-за того, что высокоспиновые состояния возникают вследствие поглощения протонов f- или h-волны /для рассматриваемых в нашем эксперименте энергий возбуждения/. Поэтому гамма-переходы высших мультипольностей, например E2, заселяющие упомянутый уровень  $9/2^+$ , испускаемые из низкоспиновых состояний составного ядра, могут дать сравнительно большой вклад в интенсивность перехода, хотя силовая функция таких переходов значительно меньше, чем переходов типа E1. Поэтому все высокие значения спинов ( $\geq 9/2$ ) нужно рассматривать не как точные, а только как возможные.

Из-за большой интенсивности заселения уровней  $3,511$  и  $4,021 \text{ МэВ}$  и аномальной полуширины гамма-линий, соответствующих переходам на эти уровни, предпо-

жено, что при этих энергиях существуют дублеты, неразрешенные в нашем эксперименте. Это подтверждают результаты, полученные в работе <sup>/23/</sup>, где около энергии 3,510 МэВ наблюдались два уровня. На основе этой информации и измерений интенсивности заселения данных уровней им приписаны возможные величины спина, а именно 1/2, 3/2. Поскольку нет такой же информации об уровнях при энергии 4,021 МэВ, то определение их величин  $J^\pi$  оказалось невозможным.

Для нескольких уровней имеется несогласие между величинами спина и четности, определенными в нашем эксперименте и найденными другими авторами.

Интенсивность заселения уровня с энергией 3,139 МэВ не позволяет однозначно приписать ему значения  $J^\pi$ . Спин и четность этого уровня определены как 5/2<sup>+</sup> или 7/2<sup>-</sup>. Буханан и др. <sup>/21/</sup> нашли величину  $J^\pi$  для уровня с энергией 3,105 МэВ как 3/2<sup>-</sup>, а Умбаргер и др. <sup>/4/</sup> - как 5/2<sup>-</sup>. Рассчитанная нами интенсивность перехода на уровни со спином 3/2<sup>-</sup> значительно больше, чем интенсивность перехода на уровень 3,105 МэВ; поэтому предположенные в работе <sup>/21/</sup> значения спина и четности, вероятно, неправильны. Что касается работы <sup>/4/</sup>, то в ней измерялась суммарная интенсивность заселения уровней 3,067; 3,105 и 3,139 МэВ без их разрешения, при этом интенсивность измерялась со статистической ошибкой 25%. Вследствие этого предположенные в работе <sup>/4/</sup> значения спина и четности недостаточно обоснованы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение метода спектроскопии усредненных резонансов для исследования структуры ядра <sup>89</sup>У позволило получить новые сведения об энергиях, спинах и четностях уровней этого ядра.

В работе наблюдается 23 уровня ядра <sup>89</sup>У и определены значения их  $J^\pi$ . Для некоторых из них значения спинов и четностей определены впервые, в других случаях они хорошо согласуются с величинами, найденными другими авторами.

Все результаты настоящей работы хорошо согласуются с предположением о зависимости силовой функции от  $E_\gamma^5$ , что подтверждает гипотезу Аксела <sup>/14/</sup>.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику И.М.Франку за постоянный интерес к работе. Мы очень признательны также П.Дэцовскому за оказанную помощь на первом этапе нашей работы, И.В.Сизову за полезные дискуссии, группе эксплуатации ЭГ-5 и группе операторов БЭСМ-4 за обеспечение бесперебойной работы машин.

### Литература

1. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. *Phys. Rev.Lett.*, 18, 1143 /1967/.
2. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. *Phys. Rev. Lett.*, 21, 223 /1968/.
3. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. *Phys.Rev.*, C2, 1951 /1970/.
4. C.J.Umberger, D.A.Close, W.L.Sievers, R.C.Bearse. *Phys. Rev.*, C3, 199 /1971/.
5. J.Piotrowski, G.Szeflinska, Z.Szeflinska. *JINR* 15-9455, Dubna, 1976.
6. *Nucl. Data Tables*, A11, 23 /1972/.
7. P.H.Hinrichsen, S.M.Shafroth, D.M. Van Patter. *Phys. Rev.*, 172, 113 /1968/.
8. A.M.Lane, J.E.Lynn. *Proc. Phys. Soc.*, A172, 557 /1957/.
9. H.Feshbach. *Nucl. Spectroscopy, part B*, ed. F.Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York, 1960.
10. J.H.Towle, R.O.Owens. *Nucl.Phys.*, A100, 257 /1967/.
11. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. *Can.J.Phys.*, 43, 1446 /1965/.
12. F.D.Becchetti, jr., G.W.Greenless. *Phys. Rev.*, 182, 1190 /1969/.
13. W.R.Smith. *Computer Phys. Comm.*, 1, 106 /1969/.
14. P.Axel. *Phys. Rev.*, 162, 671 /1968/.
15. D.A.Close, R.C.Bearse. *Nucl.Phys.*, A201, 337 /1973/.
16. L.M.Bollinger. *Proc. of Int. Symposium on Nucl. Struct.*, Dubna, 1968; IAEA Vienna, Austria, 1968.
17. R.Carpenter. *Argonne National Laboratory*, ANL-6589.

18. R.Sheldon, V.C.Rogers. *Computer Phys. Comm.*, 6, 99 /1973/.
19. D.J.Buss, R.K.Smither. *Phys. Rev.*, 2C, 257 /1967/.
20. L.Hulstman, H.P.Blok, J.Verburg, J.G.Hoograyling, C.B.Negerveen, H.T.Vijlbrief, E.J.Kaptein, S.W.L.Milo, J.Blok. *Nucl.Phys.*, A251, 269 /1975/.
21. P.S.Buchman, S.C.Natcher, B.W.Tucker, I.L.Horgan, B.L.Hundepoth. *Phys. Rev.*, 158, 1041 /1967/.
22. G.Vourvopoulos, S.Shoup, R.A.Brown. *Nucl.Phys.*, A174, 581 /1971/.
23. *Nucl. Data Tables*, A8, 380 /1970/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 ноября 1976 года.