

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 343г1  
В-46

P15 - 11026

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

974/2-78

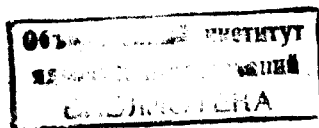
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА  $^{85}\text{Y}$   
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ  
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

**1977**

P15 - 11026

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

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА <sup>85</sup>Y  
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ  
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ



Вильгельми З. и др.

P15 - 11026

Исследование структуры ядра  $^{85}\text{Y}$  методом спектроскопии усредненных резонансов

В реакции  $^{84}\text{Sr}(p, \gamma)^{85}\text{Y}$  исследовались уровни ядра  $^{85}\text{Y}$ . С помощью  $\text{Ge(Li)}$  детектора в области энергии протонов 2,8–3,8 МэВ с шагом 2 кэВ (толщина мишени 15 кэВ) измерены  $\gamma$ -спектры и на их основе получены усредненные интенсивности переходов на низколежащие уровни  $^{85}\text{Y}$ . Процедура усреднения уменьшает относительную флуктуацию в интенсивности перехода до 5%. Экспериментальные результаты указывают на существование корреляции между интенсивностью перехода и значениями  $J^\pi$  уровня, заселяемого в данном переходе.

На основе сравнения экспериментальных результатов с расчётами по статистической модели определены спины и чётности уровней до энергии возбуждения 2023 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Wilhelmi Z. et al.

P15 - 11026

Study of the  $^{85}\text{Y}$  Nucleus Structure by the Method of the Averaged Resonance Spectroscopy

The  $^{84}\text{Sr}(p, \gamma)^{85}\text{Y}$  reaction was studied for the proton energy range of 2.8–3.8 MeV using the  $\text{Ge(Li)}$  detector. The measurements allowed us to obtain a spectrum of gamma rays directly populating the low-excited levels of a 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  $^{85}\text{Y}$  were determined.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Метод спектроскопии усредненных резонансов был разработан Боллингером и Томасом <sup>/1–3/</sup> для исследования радиационного захвата нейтронов. Ими было показано, что если интенсивность  $\gamma$ -переходов между высоковозбужденным состоянием составного ядра и низковозбужденными уровнями конечного ядра усреднить по многим резонансам конечного ядра, то она становится независимой от ядерной структуры, а зависит только от мультипольности и типа указанных  $\gamma$ -переходов, не считая, конечно, очевидной зависимости от их энергии. Предполагая определенный тип  $\gamma$ -перехода /обычно переходы типа  $E1$  / и зная характеристики высоковозбужденного состояния, на основе измерения такой усредненной интенсивности  $\gamma$ -квантов можно определить величины  $J^\pi$  уровней, заселенных в результате распада указанного составного состояния.

Описанная ситуация в общем не изменится, если  $\gamma$ -кванты испускаются в результате поглощения не нейтронов, а низкоэнергетических протонов. В этом случае измеряются интенсивности первичных  $\gamma$ -квантов в функции энергии протонов, и затем эти интенсивности усредняются по области энергии возбуждения составного ядра.

Идея усредненной по резонансам спектроскопии с использованием протонов была впервые проверена в работе Умбаргера и др. <sup>/4/</sup>. В настоящей работе этот метод применен для определения спинов и четностей уровней  $^{85}\text{Y}$ .

Таблица 1

$^{84}\text{Sr}(\bar{p}, \gamma)^{85}\text{Y}$		$^{84}\text{Sr}(^3\text{He}, d)^{85}\text{Y}$	
$E_x$ , * кэВ	$J^\pi$	$E_x$ , ** кэВ	$J^\pi$ **
0,0	$1/2^-$	0,0	$1/2^-$
18	$9/2^+$	20	$(9/2)^+$
272	$5/2^-$	268	$(5/2)^-$
414	$3/2^-$	417	$(1/2, 3/2)^-$
436	$5/2$	436	$(3/2, 5/2)^+$
640	$3/2^-$	639	$(1/2, 3/2)^-$
752	$(1/2, 3/2^+)$		
796	$3/2^+$	803	$(3/2, 5/2)^+$
885	$5/2$	883	$(3/2, 5/2)^+$
936	$3/2$	936	$(1/2, 3/2)^-$
966	$3/2^-$	962	$(1/2, 3/2)^-$
1215	$(1/2, 3/2^+)$	1215	$(1/2, 3/2)^-$
1281	$(1/2, 3/2^+)$	1278	$(3/2, 5/2)^+$
1379	$3/2^-$	1375	$1/2^+$
1402			
1433		1428	$(3/2, 5/2)^+$
1605	$5/2^+$	1607	$(3/2, 5/2)^+$
1676	$(5/2, 7/2^-)$		
1726	$(5/2, 7/2^-)$	1716 1776	$(3/2, 5/2)^+$ $(7/2, 9/2)^+$
1820	$(1/2, 5/2^+)$		
1846	$(5/2)$	1837	$1/2^+$
1950	$5/2$		
2004	$3/2^-$	1992	$(1/2, 3/2)^-$
2023	$(5/2)$		

\* Результаты настоящей работы.

\*\* Медскер и другие<sup>/5/</sup>.

О спектроскопии ядра  $^{85}\text{Y}$  имеется лишь небольшая информация. Недавно опубликована экспериментальная работа Медскера и др.<sup>/5/</sup>, в которой уровни этого изотопа возбуждались с помощью реакции  $^{84}\text{Sr}(\text{He}, d)^{85}\text{Y}$ . Результаты<sup>/5/</sup> приведены в табл. 1. В первой колонке таблицы представлены экспериментальные результаты настоящей работы.

Можно еще отметить работу Дорона и Блена<sup>/6/</sup>, в которой изучался распад  $\beta^+$  изотопа  $^{85}\text{Y}$ . Ее авторы наблюдали два распада  $\beta^+$ , заселяющие основное и изомерное состояния в  $^{85}\text{Y}$ . Наблюдались также три  $\gamma$ -перехода в ядре  $^{85}\text{Y}$ , но этого было, конечно, слишком мало для построения схемы уровней изотопа  $^{85}\text{Y}$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Мишень из изотопа  $^{84}\text{Sr}$ , обогащенного до 68,7%, изготовлялась методом испарения стронция на тонкую /0,1 мм/ танталовую подложку. Толщина мишени, использованной в измерениях, составляла  $/15 \pm 2/$  кэВ для энергии протонов  $E_p \sim 3$  МэВ.

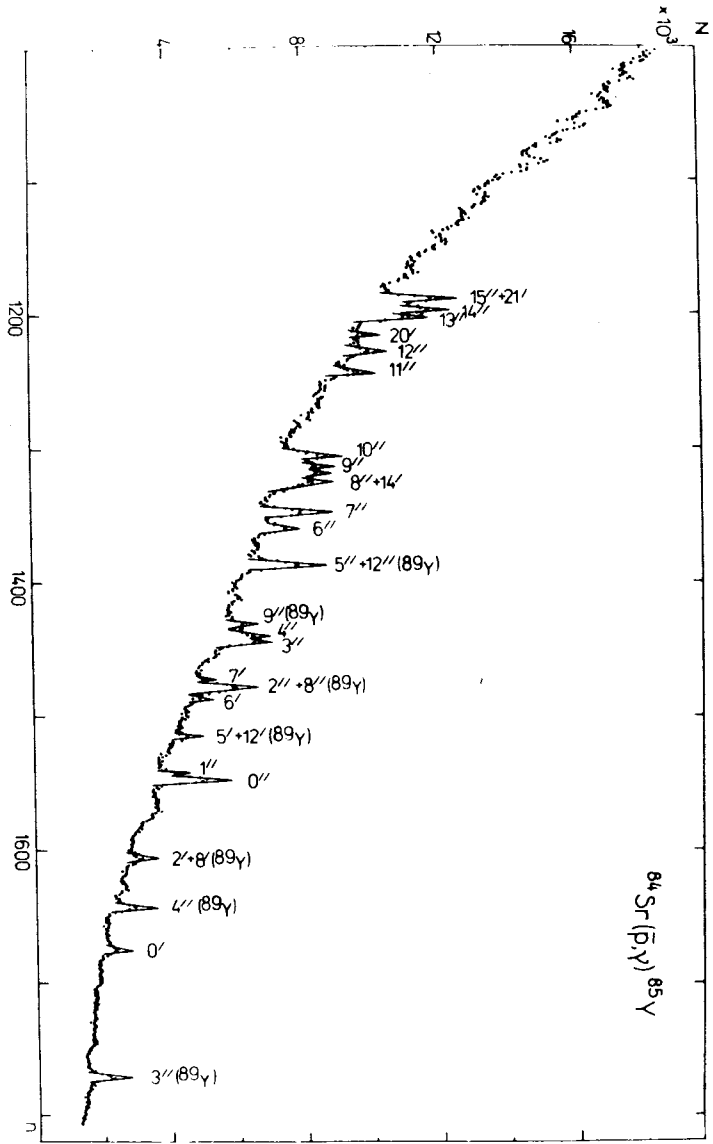
Стронциевая мишень облучалась пучком протонов, ускоренных в электростатическом генераторе ЭГ-5. Энергия протонов изменялась в пределах  $2,8 \div 3,8$  МэВ с шагом 20 кэВ.

Спектры  $\gamma$ -квантов реакции  $^{84}\text{Sr}(\bar{p}, \gamma)^{85}\text{Y}$  измерялись с помощью Ge(Li) детектора, регистрирующего энергии фотонов от 100 кэВ до 11 МэВ. Таким образом, одновременно измерялся как спектр первичных  $\gamma$ -квантов, испускаемых при переходе с высокоэнергетических состояний составного ядра на низкоэнергетические уровни  $^{85}\text{Y}$ , так и спектр вторичных гамма-переходов, возникших в результате разрядки низковозбужденных уровней  $^{85}\text{Y}$ .

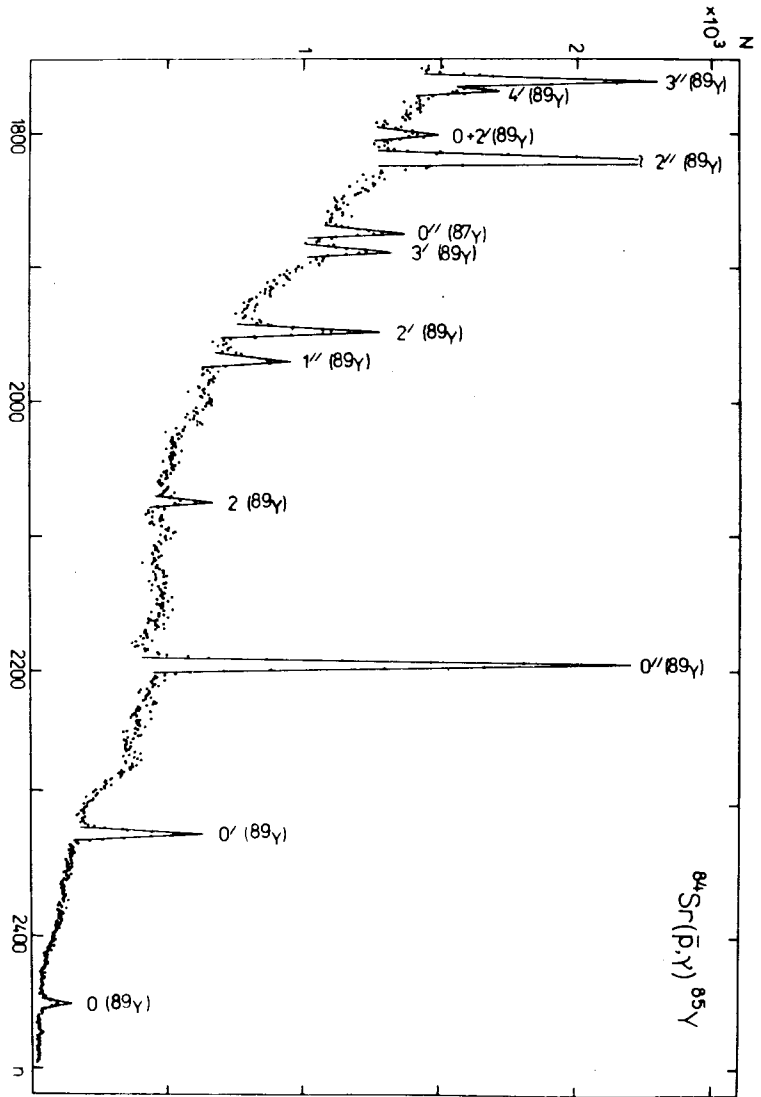
Усреднение полученных спектров  $\gamma$ -квантов проводилось двумя методами.

Первый из них заключался в прямом суммировании всех зарегистрированных спектров  $\gamma$ -квантов. Второй способ состоял в суммировании последовательных гам-

Puc. 16



Puc. 1a



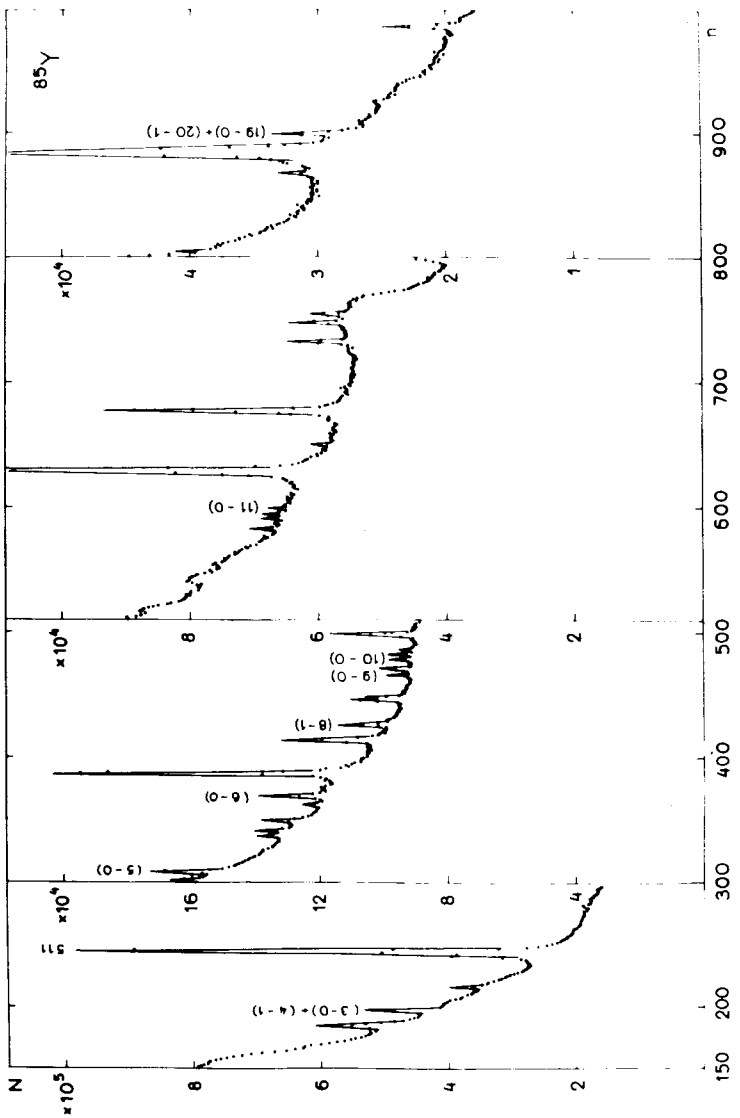


Рис. 2

ма-спектров со сдвигом, компенсирующим зависимость энергии первичных гамма-переходов от энергии возбуждения составного ядра. В результате такого усреднения разделялись спектры первичных и вторичных  $\gamma$ -квантов.

Более подробное описание эксперимента и процедуры обработки экспериментальных данных приводится в нашей предыдущей работе<sup>/7/</sup>.

На рис. 1 представлен усредненный по энергии возбуждения спектр первичных  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакции  $^{84}\text{Sr}(\bar{p}, \gamma)^{85}\text{Y}$ . На рисунке пики, соответствующие последовательным гамма-переходам, пронумерованы согласно порядку расположения уровней, заселяемых этими переходами. Символ ( ) обозначает пики, соответствующие регистрации фотопика, а ( )' и ( )'' - регистрации фотона с вылетом соответственно одного или двух аннигиляционных  $\gamma$ -квантов.

На рис. 2 показан спектр вторичных  $\gamma$ -квантов, испускаемых в результате разрядки возбужденных состояний  $^{85}\text{Y}$ .

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ

Полученные величины усредненных сечений заселения уровней  $^{85}\text{Y}$  анализировались с помощью формулы Хаузера-Фешбаха.

Выражение для сечения  $\sigma(p, \gamma_i)$  заселения определенного уровня в конечном ядре в результате испускания  $\gamma$ -кванта из компаунд-ядра дается следующей формулой<sup>/7/</sup>:

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

$$\times \frac{\sum_{j_p=|1-1/2|}^{I+1/2} \sum_{\ell_p=|J-j_p|}^{J+j_p} \omega_{\ell} T_{\ell p j_p} \omega_{\gamma} T_{\gamma i}^{(L)}}{\sum_{j_p=|1-1/2|}^{I+1/2} \sum_{\ell_p=|J-j_p|}^{J+j_p} \omega_{\ell} T_{\ell p j_p} + \sum_{k=1}^{N'} \omega_{\gamma} T_{\gamma k}^{(L)} + \sum_{\gamma} f \omega_{\gamma}^{(L)} T_{\gamma}^{(E)} T_{\gamma}^{(E)} dE}$$

/1/

где  $\lambda$  - длина волны падающего протона, деленная на  $2\pi$ ;  $I$  - спин ядра мишени;  $J$  - спин составного ядра;  $j_p, l_p$  - спин и орбитальный момент во входном канале;  $j_p', l_p'$  - спин и орбитальный момент в конкурирующем канале, связанном с испусканием протонов;  $T_{\gamma k}$  - эффективный коэффициент проницаемости для  $\gamma$ -квантов, заселяющих  $k$ -е состояние в конечном ядре ( $k=0,1,2,\dots,1\dots N'$ );  $T_{\ell, j, i}, T_{\ell', j', i'}$  - коэффициенты проницаемости для протонов во входном и выходном каналах;  $\omega_{\ell} = 1/2(1+(-1)^{\ell} \pi_i \pi_p \pi_f)$  - выражение, принимающее значение 1 или 0 и обеспечивающее сохранение четности;  $\pi_i, \pi_p, \pi_f$  - обозначают четности ядра мишени, составного и конечного ядра соответственно и принимают значения  $1/2(1+(-1)^{L_i})$  для электрических и  $1/2(1+(-1)^{L_i+1})$  для магнитных переходов.

Суммирование по  $J$  и  $\pi$  ведется по всем возможным спином и четностям составного ядра. Учтен также тот факт, что гамма-переходы заселяют не только область дискретных уровней, но и неизвестные уровни. В связи с этим член в знаменателе формулы /1/ разбит на две части. Первая обозначает суммирование по всем дискретным уровням конечного ядра вплоть до уровня  $N'$ , а вторая часть - интегрирование по области неизвестных уровней в пределах от уровня  $N'$  /высшего известного дискретного уровня/ до энергии возбуждения составного ядра,  $\rho_{j, i}(E)$  - обозначает плотность ядерных уровней со спином  $J$  и энергией возбуждения  $E$ .

Плотность ядерных уровней вычислялась при помощи так называемой "беспараметровой модели плотности ядерных уровней"<sup>/8/</sup>, основанной на сверхпроводящей модели атомного ядра<sup>/9/</sup>. Вычисления выполнялись на основе программы BCS<sup>/10/</sup>.

Вычисление коэффициентов проницаемости для протонов проводилось по программе SCAT<sup>/11/</sup> с параметрами оптического потенциала, приведенными Бекетти и Гринлисом<sup>/12/</sup>.

При вычислении эффективных коэффициентов проницаемости для  $\gamma$ -квантов использовалось предположение Акселя<sup>/13/</sup>, что эти переходы возникают в результате тех же самых процессов, которые приводят к гигантскому

дипольному резонансу. В таком случае эффективный коэффициент для гамма-квантов с энергией порядка нескольких МэВ согласно работе Карпентера<sup>/14/</sup> описывается следующей формулой:

$$T_{\gamma} = a \times 10^{-14} A^{8/3} E_{\gamma}^5 \quad /2/$$

Все вышеописанные вычисления значений  $\sigma(p, \gamma_i)$  проводились с помощью модифицированной для условий нашего эксперимента<sup>/7/</sup> программы CINDY<sup>/15/</sup> на ЭВМ CDC-6500.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 2 дается сравнение измеренных и вычисленных интенсивностей заселения уровней  $^{85}\text{Y}$ . Приведенные здесь экспериментальные интенсивности  $I_{\gamma_i}$  поделены на измеренную интенсивность перехода на основное состояние. Сходным способом представлены теоретические значения  $I_{\gamma_i}$ , полученные при использовании уравнения /1/, так как они пропорциональны  $\sigma(p, \gamma_i)$ , и отнесенные к вычисленной интенсивности перехода на основное состояние  $^{85}\text{Y}$ .

Использованный в расчетах оптический потенциал Бекетти-Гринлиса основан на подгонке угловых распределений и поляризационных данных, полученных для ядер с массовым числом  $A \geq 40$  и энергии падающих частиц  $E \leq 50$  МэВ. Экстраполируя параметры этого потенциала до энергии протонов, используемых в нашем эксперименте / $E_p \sim 3 \div 4$  МэВ/, т.е. до области энергии, в которой процесс поглощения протона является процессом глубоководбарьерным, необходимо принять во внимание, что при этой процедуре могут возникать большие ошибки. Тем более, что неизвестно, изменяются ли монотонно параметры оптического потенциала для таких низких энергий протонов. Поэтому полученные с помощью программы SCAT коэффициенты проницаемости рассматривались как исходные и затем подвергались соответствующим коррекциям.

Таблица 2

E <sub>x</sub> [кэВ]	J <sup>π</sup>	Эксперимент	Теоретические				расчёты									
			1/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>+</sup>	5/2 <sup>+</sup>	7/2 <sup>+</sup>	9/2 <sup>+</sup>	11/2 <sup>+</sup>	1/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>-</sup>	7/2 <sup>-</sup>	9/2 <sup>-</sup>	11/2 <sup>-</sup>		
0,0	1/2 <sup>-</sup>	1,000±0,040							1,000	0						
18	(9/2 <sup>+</sup> )	0,093±0,035	0,858	0,902	0,677	0,138			0,956	1,298	0,519	0,389	0,047	0,035		
272	5/2 <sup>-</sup>	0,487±0,045	0,740	0,779	0,568	0,104	0,096	0,003	0,823	1,143	0,487	0,368	0,048	0,033		
414	3/2 <sup>-</sup>	0,870±0,076	0,679	0,715	0,521	0,096	0,066	0,002	0,759	1,049	0,438	0,333	0,043	0,032		
436	5/2	0,429±0,061	0,712	0,755	0,575	0,113	0,061	0,002	0,729	0,994	0,402	0,307	0,042	0,032		
640	3/2 <sup>-</sup>	0,782±0,042	0,589	0,620	0,452	0,084	0,074	0,002	0,648	0,896	0,375	0,288	0,040	0,031		
752	(1/2, 3/2 <sup>+</sup> )	0,593±0,042	0,547	0,577	0,421	0,078	0,054	0,002	0,599	0,814	0,333	0,254	0,039	0,030		
796	3/2 <sup>+</sup>	0,632±0,031	0,578	0,611	0,439	0,081	0,050	0,002	0,568	0,777	0,317	0,247	0,038	0,020		
885	5/2	0,367±0,050	0,501	0,528	0,385	0,072	0,049	0,002	0,538	0,746	0,316	0,247	0,039	0,029		
936	3/2	0,618±0,049	0,484	0,510	0,372	0,070	0,046	0,002	0,523	0,724	0,303	0,237	0,037	0,029		
966	3/2 <sup>-</sup>	0,705±0,053	0,474	0,499	0,364	0,068	0,044	0,002	0,512	0,708	0,296	0,232	0,036	0,029		
1215	(1/2, 3/2 <sup>+</sup> )	0,443±0,036	0,423	0,447	0,322	0,060	0,044	0,002	0,418	0,573	0,236	0,189	0,033	0,027		
1281	1/2, 3/2 <sup>+</sup>	0,436±0,045	0,402	0,425	0,307	0,057	0,037	0,001	0,397	0,545	0,225	0,180	0,032	0,026		
1379	3/2 <sup>-</sup>	0,467±0,055	0,352	0,372	0,271	0,052	0,035	0,001	0,373	0,516	0,216	0,174	0,031	0,026		
1392 <sup>+</sup> )	( 3/2)	0,654±0,060	0,346	0,365	0,266	0,051	0,038	0,001	0,367	0,507	0,212	0,171	0,031	0,035		
1433	3/2 <sup>-</sup>	0,461±0,065	0,338	0,357	0,260	0,050	0,032	0,001	0,358	0,494	0,207	0,167	0,031	0,025		
1605	5/2 <sup>+</sup>	0,226±0,046	0,305	0,322	0,239	0,047	0,032	0,001	0,308	0,423	0,175	0,144	0,029	0,024		
1676	(5/2, 7/2 <sup>-</sup> )	0,178±0,051	0,280	0,296	0,216	0,041	0,030	0,001	0,292	0,404	0,171	0,140	0,028	0,023		
1726	(5/2, 7/2 <sup>-</sup> )	0,163±0,051	0,269	0,284	0,207	0,040	0,026	0,001	0,280	0,388	0,164	0,135	0,028	0,023		
1820	(1/2, 5/2 <sup>-</sup> )	0,226±0,034	0,259	0,273	0,198	0,037	0,025	0,001	0,258	0,355	0,147	0,123	0,026	0,022		
1846	( 5/2)	0,240±0,123	0,254	0,267	0,193	0,036	0,024	0,001	0,252	0,347	0,144	0,120	0,026	0,021		
1959	(1/2, 5/2)	0,175±0,046	0,232	0,244	0,177	0,033	0,023	0,001	0,231	0,318	0,132	0,111	0,024	0,020		
2003	3/2 <sup>-</sup>	0,331±0,052	0,214	0,226	0,165	0,032	0,021	0,001	0,222	0,307	0,129	0,108	0,024	0,020		
2023	( 5/2)	0,175±0,046	0,211	0,220	0,161	0,032	0,020	0,001	0,217	0,298	0,124	0,105	0,023	0,020		

<sup>+</sup>) Дублиеты, не разрешенные в нашем эксперименте.

Постоянная  $a$  в формуле /2/ и коэффициенты проницаемости для протонов  $s$ - и  $d$ -волн подбирались таким образом, чтобы достигнуть согласия между измеренной и вычисленной абсолютной величиной сечения реакции  $^{84}\text{Sr}(p, \gamma_0)^{85}\text{Y}$  при одновременном согласии относительных интенсивностей заселения уровней с энергией

возбуждения 272 кэВ /5/2<sup>-</sup>/ и 640 кэВ /3/2<sup>-</sup>/ . Затем вносились поправки в коэффициенты проницаемости для протонов  $p$ - и  $f$ -волн, критерием для такой коррекции было получение согласия между измеренными и вычисленными значениями относительной интенсивности заселения уровня с энергией возбуждения 796 кэВ /3/2<sup>+</sup>/ .



Эти поправки в общем приводили к уменьшению коэффициента проницаемости для протонов  $s$ -волны и увеличению отношения коэффициента проницаемости для протонов  $s$ -волны к коэффициентам проницаемости для протонов с  $\ell > 0$ .

Похожую модификацию коэффициентов проницаемости проводили Клоуз и Бирс<sup>/16/</sup> для изотопов молибдена.

Расчеты, результаты которых помещены в *табл. 2*, содержат только интенсивности переходов типа  $E1$ . На основе работ Боллингера и Томаса<sup>/1-3/</sup> и Басса и Смизера<sup>/17/</sup>, в которых оценивались интенсивности гамма-переходов типа  $E1$ ,  $M1$  и  $E2$ , можно полагать, что вычисленную интенсивность переходов типа  $E1$  можно сравнивать с измеренной интенсивностью  $\gamma$ -квантов.

Интенсивности заселения уровней  $^{85}\text{Y}$  вычислены для различных возможных значений  $J^\pi$ . Величины спинов и четностей, приписанные уровням  $^{85}\text{Y}$ , выбирались из условия наилучшего согласия измеренных и вычисленных значений относительных интенсивностей гамма-переходов.

Как уже отмечено выше, единственная работа, в которой систематически изучались уровни  $^{85}\text{Y}$ , выполнена Медскером и др.<sup>/5/</sup>. В этой работе уровням  $^{85}\text{Y}$  приписываются две возможные величины спина, равные  $\ell_p \pm 1/2$ ; в то же время четность этих уровней определяется однозначно.

Основное состояние  $^{85}\text{Y}$  - это состояние с низким значением спина  $/1/2/$ . Этот факт, отмеченный в работе<sup>/5/</sup>, подтверждается также в наших измерениях, в которых это состояние заселяется с довольно высокой интенсивностью. Но первое возбужденное состояние  $^{85}\text{Y}$  с энергией  $\sim 20$  кэВ обладает высокой величиной спина  $/9/2/$ , что также видно из нашего эксперимента. Эти результаты не совпадают с данными, полученными Дорном и Бленом<sup>/16/</sup>. Эти авторы приписывают основному состоянию  $^{85}\text{Y}$  значение  $J^\pi = 9/2^+$ , а первому возбужденному состоянию -  $1/2^-$ .

В общем, надо подчеркнуть, что результаты настоящей работы довольно хорошо совпадают с данными, полученными Медскером и др.<sup>/5/</sup>. Это согласие осо-

бенно хорошее для низковозбужденных уровней. Итак, уровни с энергией 272, 414, 436, 640, 796, 885, 936, 966, 1215 кэВ наблюдались в наших измерениях, как и в работе Медскера; при этом энергии возбуждения этих состояний, определенные нами, хорошо согласуются с результатами, полученными Медскером и др.<sup>/5/</sup>. Величины спинов и четностей, полученные с помощью *табл. 2*, не противоречат данным работы<sup>/5/</sup>. Статистические ошибки интенсивности заселения некоторых из указанных уровней не позволяют определить их четности, но если в таких случаях использовать значение  $\pi$ , найденное Медскером и др.<sup>/5/</sup>, то вышеуказанным уровням можно приписать следующие величины  $J^\pi$ :  $5/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^+$ ,  $3/2^-$ ,  $3/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $5/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $1/2$ ,  $3/2^+$ .

Имеется также некоторое несовпадение между результатами нашей работы и статьей Медскера и др.<sup>/5/</sup>: самым серьезным является факт ненаблюдения в работе<sup>/5/</sup> уровня вблизи энергии 1392 кэВ, в то время как переход на этот уровень в наших измерениях четко виден. Форма и интенсивность пика, соответствующего этому переходу, указывают, что около энергии 1392 кэВ существует дублет, не разрешенный в наших измерениях. Правда,  $^{84}\text{Sr}$  составлял только  $\sim 67\%$  нашей мишени, но как  $^{86}\text{Sr}$ , так и  $^{88}\text{Sr}$  изучались в тех же самых условиях и в спектрах, зарегистрированных для этих изотопов, нет переходов на уровни с похожей энергией возбуждения, так что нет сомнения, что наблюдаемый нами дублет - это уровни  $^{85}\text{Y}$ . Высокая интенсивность перехода для этого дублета указывает на низкие значения  $/\leq 3/2/$  спинов его компонент. Несогласие между нашими результатами и данными работы<sup>/5/</sup> имеется также для самых высоких из наблюдаемых нами уровней. Но в этом диапазоне энергии возбуждения гамма-линии лежат на большом фоне от переходов с более высокой энергией, а также гамма-линий, соответствующих регистрации  $\gamma$ -квантов с вылетом одного и двух аннигиляционных квантов. Данный факт, конечно, затрудняет интерпретацию полученных спектров. Здесь необходимо также отметить, что спектры дейтронов, зарегистрированные в работе<sup>/5/</sup>, имеют плохое энергетиче-

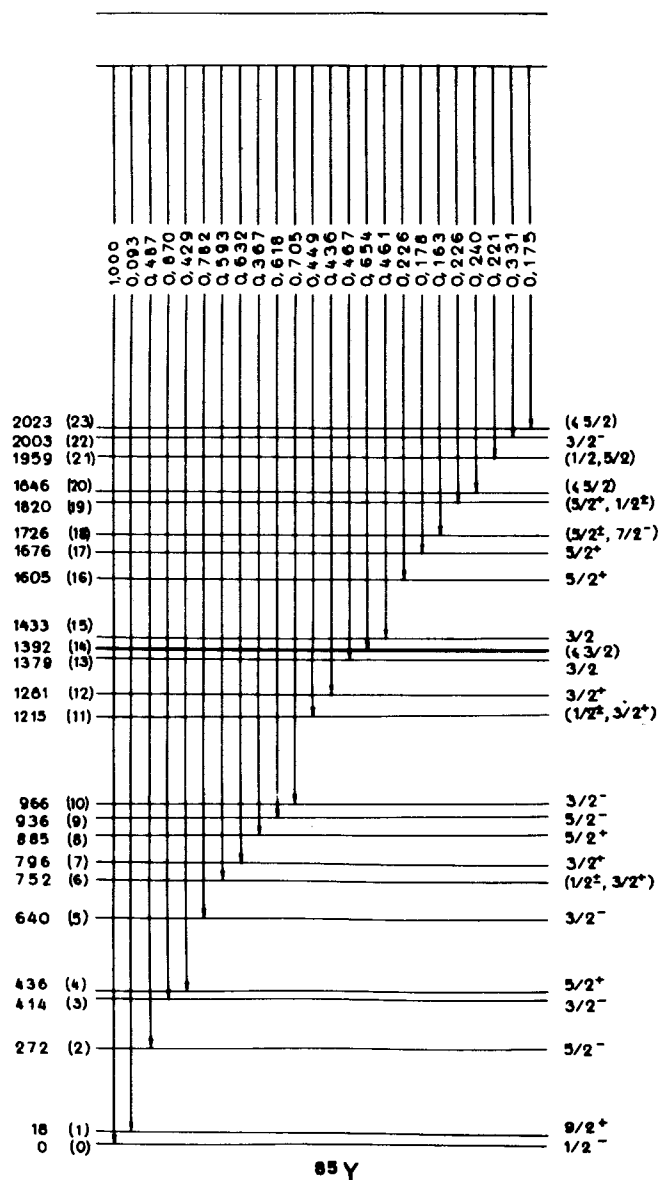


Рис. 3

ческое разрешение. Все это может приводить к расхождению результатов, наблюдаемому в табл. 1.

На рис. 5 приведена схема уровней  $^{85}\text{Y}$ , в настоящей работе, экспериментально подтвержденная.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение метода спектроскопии усредненных резонансов к изучению реакции  $^{84}\text{Sr}(p, \gamma)^{85}\text{Y}$  позволило получить новую информацию об энергиях, спинах и четностях уровней этого ядра.

В работе наблюдается 23 уровня  $^{85}\text{Y}$  и определены величины  $J^\pi$ . В большинстве случаев однозначные значения спинов не были раньше известны.

Все результаты настоящей работы хорошо согласуются с предположением о зависимости силовой функции от  $E_\gamma^5$ , что подтверждает гипотезу Акселя <sup>15/</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bollinger L.M., Thomas G.E. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 18, 1143.
2. Bollinger L.M., Thomas G.E. *Phys.Rev.Lett.*, 1968, 21, 233.
3. Bollinger L.M., Thomas G.E. *Phys.Rev.*, 1970, C2, 1951.
4. Umbarger C.J. e.a. *Phys.Rev.*, 1971, C3, 199.
5. Medsker L.R. e.a. *Phys.Rev.*, 1975, C12, 1452.
6. Doron T.A., Blann M. *Nucl.Phys.*, 1971, A161, 12.
7. Piotrowski J., Szefflinska G., Szefflinski Z. *JINR*, P15-9455, Dubna, 1976.
8. Decowski P. e.a. *Nucl.Phys.*, 1968, A110, 129.
9. Sano M., Yamasaki S. *Prog.Theor.Phys.*, 1963, 29, 397.
10. Grochulski W., Marcinkowski A. *INR Report* 1460/I/PL/A (1973).
11. Smith W.R. *Computer Phys.Commun.*, 1969, 1, 106.
12. Becchetti F.D., jr., Greenlees G.W. *Phys.Rev.*, 1969, 182, 1190.
13. Axel P. *Phys.Rev.*, 1962, 126, 671.
14. Carpenter R.T. *ANL Report* 6589 (1962).
15. Sheldon E., Rogers V.C. *Computer Phys.Commun.*, 1973, 6, 99.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 октября 1977 года.