

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ1,28
В-46

P15 - 11640

4464/2-78

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

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА 87Y
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1978

Вильгельми З. и др.

P15 - 11640

Исследование структуры ядра ^{87}Y методом спектроскопии усредненных резонансов

Для определения спина и четности уровней ядер ^{87}Y Ge(Li) детектором измерены гамма-спектры из реакции $^{86}\text{Sr}(p,\gamma)^{87}\text{Y}$ с использованием протонов 2,8 - 3,8 МэВ. Спектры были усреднены, чтобы разделить первичные и вторичные гамма-переходы. Эта измеренная заселенность энергетических уровней конечного ядра ^{87}Y сопоставлена с соответствующими численными расчетами, выполненными в терминах статистической модели. Результаты указывают на существование корреляции между интенсивностями гамма-переходов и спином и четностью конечных состояний, заселяемых в этих переходах.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Wilhelmi Z. et al.

P15 - 11640

Averaged Resonance Spectroscopy Study of the ^{87}Y Nucleus

In order to determine spin and parity of ^{87}Y nucleus energy levels, gamma spectra in the $^{86}\text{Sr}(p,\gamma)^{87}\text{Y}$ reaction have been measured using 2,8-3,8 MeV protons and a Ge(Li) detector. The spectra have been averaged to separate primary and secondary gamma-transitions. Thus measured energy level population of the final ^{87}Y nucleus are compared with corresponding computer calculations performed in terms of the statistical model. The results point to the existence of a correlation between the intensity of gamma transitions and the spin and parity of final states populated in these transitions.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

I. ВВЕДЕНИЕ

Как показали Болингер и Томас /1-3/ на примере реакции (\bar{n}, γ) , а авторы работ /4-6/ на примере реакции (\bar{p}, γ) , спектроскопия усредненных резонансов позволяет определить величины спинов и четностей низколежащих уровней конечного ядра. Если интенсивности, соответствующие γ -переходам с высоковозбужденных уровней составного ядра на низколежащие состояния конечного ядра, усреднить по многим резонансам составного ядра, то такие интенсивности не будут зависеть от квантовых характеристик начальных состояний, а только зависят от спинов и четностей конечных уровней и, очевидно, от энергий перехода.

В качестве мишени использовался четно-четный изотоп ^{86}Sr . Величина Q для реакции (p, γ) в соответствии с работой /7/ равна 5,764 МэВ, а для реакции (p, n) - 6,089 МэВ, благодаря чему нейтронный канал оказывается закрытым.

В таблице I собрана известная спектроскопическая информация, относящаяся к ядру ^{87}Y . Эта таблица содержит результаты исследования реакции $^{86}\text{Sr}(^3\text{He}, d)^{87}\text{Y}$ /8/, $^{85}\text{Y}(p, t)^{87}\text{Y}$ /9/ и реакции $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ /10/. Здесь же в первой колонке представлены результаты настоящей работы, которые будут обсуждены дальше.

Таблица I.

$^{86}\text{Sr}(\rho, \gamma)^{87}\text{Y}$		$^{86}\text{Sr}(\rho, \gamma)^{87}\text{Y}$		^{10}B		β^+		$^{11}\text{B}(\text{p}, \alpha)^{87}\text{Y}$		$^{87}\text{Y}(\rho, \text{p})^{86}\text{Sr}$	
E^* [кэВ]	J^{π}	E^* [кэВ]	J^{π}	E^* [кэВ]	J^{π}	E^* [кэВ]	J^{π}	E^* [кэВ]	J^{π}	E^* [кэВ]	L
0	$1/2^+$	0	$1/2^+$	0	$1/2^+$	0	$1/2^+$	0	$1/2^+$	0	0
380	$7/2^+$	381	$9/2^+$	381	$9/2^+$	380	$9/2^+$	380	$9/2^+$	793	2
793	$5/2^-$	794	$5/2^-$	580	$3/2^-$	793	$5/2^-$	793	$5/2^-$	980	2
963	$(3/2^-, 1/2^-)$	963	$(5/2^-)$	973	$(3/2^-, 5/2^-)$	982	$3/2^-$	982	$3/2^-$	1177	2
1152	$5/2^+$	1152	$(3/2^-, 5/2^-)$	1160	$(3/2^-, 5/2^-)$	1155	$(5/2^+)$	1155	$(5/2^+)$	1205	2
1164	$(1/2^-, 3/2^-)$	1182	$(3/2^-, 5/2^-)$	1177	$(3/2^-, 5/2^-)$	1177	$(5/2^+)$	1177	$(5/2^+)$	1205	2
1407	$(7/2^-, 9/2^+)$	1405	$(3/2^-, 5/2^-)$	1583	$(3/2^-, 5/2^-)$	1583	$(7/2^+)$	1583	$(7/2^+)$	1609	2
1628	$(3/2^-, 1/2^-)$	1591	$(11/2^+)$	1591	$(11/2^+)$	1609	$(9/2^+)$	1609	$(9/2^+)$	1641	0
1709	$(3/2^-, 1/2^+)$	1608	$(9/2^+)$	1608	$(9/2^+)$	1625/1629	$(9/2^+)$	1625/1629	$(9/2^+)$	1719	0
1756	$(7/2^-, 5/2^+)$	1704	$(5/2^-)$	1704	$(5/2^-)$	1704	$(5/2^-)$	1704	$(5/2^-)$	1814	2
1803	$5/2^+$	1756	$(1/2^-, 3/2^+)$	1801	$(1/2^-, 3/2^+)$	1801	$(1/2^-, 3/2^+)$	1848	$3/2^-(1/2^-)$	1857	0
1848	$(1/2^-, 3/2^+)$	1847	$(1/2^-, 3/2^+)$	1847	$(1/2^-, 3/2^+)$	1847	$(1/2^-, 3/2^+)$	1848	$3/2^-(1/2^-)$	1991	4
1981	$7/2^-$	1979	$(1/2^-, 3/2^+)$	1979	$(1/2^-, 3/2^+)$	1979	$(1/2^-, 3/2^+)$	2021	$3/2^-(1/2^-)$	2021	4
2082*	$(4/2^-)$	2073/2083	$(4/2^-)$	2073/2083	$(4/2^-)$	2085	$3/2^-(1/2^-)$	2085	$3/2^-(1/2^-)$	2095	(4)
2214	$3/2^+$	2111	$(4/2^-)$	2111	$(4/2^-)$	2203	$9/2^+$	2203	$9/2^+$	2216	4
2292	$1/2^+$	2159	$(4/2^-)$	2159	$(4/2^-)$	2278	$5/2^-$	2278	$5/2^-$	2287	3
		2185	$(4/2^-)$	2185	$(4/2^-)$	2314		2314		2374	(3)
		2210	$(4/2^-)$	2210	$(4/2^-)$	2407		2407		2413	8
		2245	$(4/2^-)$	2245	$(4/2^-)$	2407		2407		2451	(3)
		2279	$(4/2^-)$	2279	$(4/2^-)$	2407		2407		2486	(3)
		2293	$(4/2^-)$	2293	$(4/2^-)$	2407		2407		2544	3
		2353	$(4/2^-)$	2353	$(4/2^-)$	2407		2407		2563	3
		2376	$(4/2^-)$	2376	$(4/2^-)$	2407		2407		2601	3
2403	$(3/2^-, 1/2^-)$	2408	$(3/2^-, 1/2^-)$	2408	$(3/2^-, 1/2^-)$	2408		2408		2601	3
2500	$(5/2^-, 7/2^-)$										
2576											
2618	$3/2^-$										

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Мишени.

Мишень из изотопа ^{86}Sr , обогащенного до 95,8%, изготовлялась путем разложения в вакууме SrCO_3 и испарения полученного таким образом стронция на тонкую (0,1 мн) танталовую подложку. Перед извлечением из вакуума мишень покрывалась тонким слоем золота (~1 кэВ) для предохранения ее от окисления и для улучшения теплоотода. Толщина мишени определялась по смещению положения резонанса в реакции $^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$ при энергии протонов 992 кэВ для чистой алюминиевой мишени, а затем для алюминиевой мишени с напыленными слоями ^{86}Sr и золота.

Толщина мишени, определенная описанным выше методом, составляла (12 ± 1) кэВ для энергий протонов $E_p = 3$ МэВ.

2.2 Эксперимент.

Измерения γ -квантов, получаемых из реакции $^{86}\text{Sr}(\text{p}, \gamma)^{87}\text{Y}$, были выполнены с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ детектора разрешением 3,1 кэВ для γ -квантов 1330 кэВ. Германиевый детектор располагался под углом 90° по отношению к пучку протонов. Для уменьшения интенсивности низкоэнергетических γ -квантов перед детектором устанавливался слой свинца толщиной $5,12 \text{ г/см}^2$. Спектр импульсов от детектора регистрировался 4096-канальным анализатором и записывался на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4. Энергия протонов изменялась в пределах от 2,8 до 3,8 МэВ с шагом в 20 кэВ. Таким образом было получено 50 отдельных γ -спектров. Измерение каждого из них продолжалось около 1,5 часа, а

полученный заряд на мишени за одну экспозицию соответствовал примерно 30 мкл. Для устранения систематических ошибок производились две независимые серии измерений. Одна во время повышения энергий протонов, вторая - во время ее понижения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При измерении γ -спектра в реакции $^{86}\text{Sr}(\rho, \gamma)^{87}\text{Y}$ детектор регистрировал как спектр первичных γ -квантов, испускаемых при переходе с высокоэнергетических состояний составного ядра на низкоэнергетические уровни ^{87}Y , так и спектр вторичных γ -переходов, возникающих в результате разрядки низковозбужденных уровней ^{87}Y . Разделение обоих спектров происходило в самом процессе усреднения.

Усреднение измеренных спектров γ -квантов заключалось в суммировании, которое производилось двумя способами, дающими спектр первичных и вторичных γ -квантов соответственно.

Все операции по обработке спектров производились на ЭМ БЭСМ-4. Полученные усредненные спектры γ -квантов, соответствующие первичным и вторичным переходам, обрабатывались при помощи стандартной программы, определяющей положения, ширины и площади пиков. Более подробное описание процедуры обработки можно найти в нашей предыдущей работе /5/.

На рис.1 представлен спектр первичных γ -квантов, испускаемых в реакции $^{86}\text{Sr}(\rho, \gamma)^{87}\text{Y}$. Здесь пики, со-

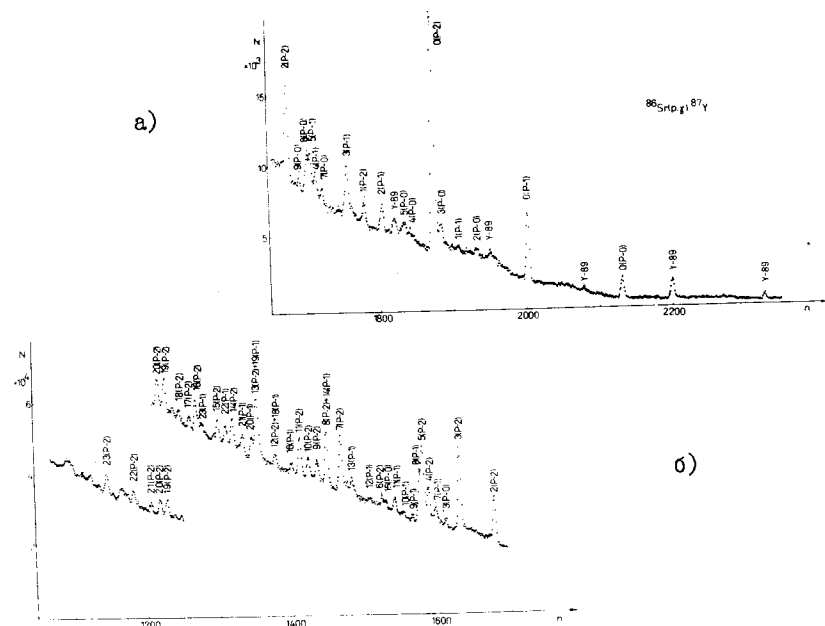


Рис. 1

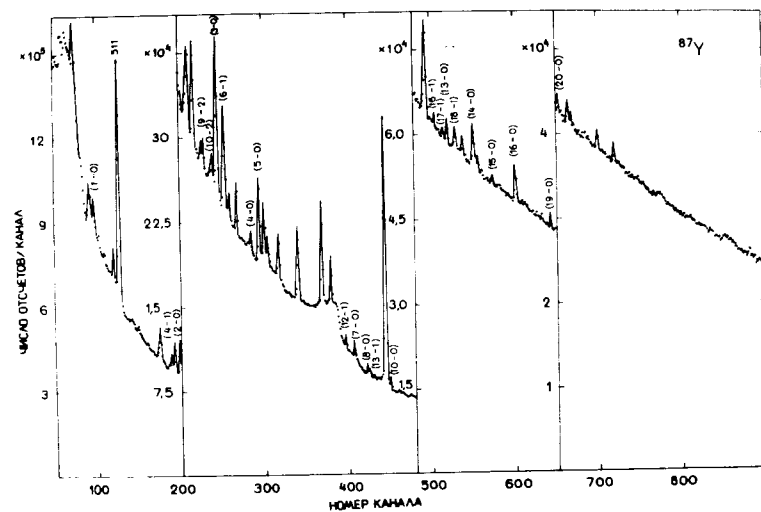


Рис. 2

ответствующие последовательным γ -переходам, пронумерованы в соответствии с порядком расположения уровней, заселенных этими переходами. Символы (), ()', ()'' обозначают пики, соответствующие регистрации фотопика, регистрации с вылетом одного и двух аннигиляционных γ -квантов соответственно. Для применяемого нами объема детектора наиболее интенсивные γ -линии соответствуют регистрации γ -лучей с вылетом двух квантов 511 кэВ, и они подвергались дальнейшей обработке.

Рис.2 представляет спектр вторичных γ -квантов, испускаемых в результате разрядки возбужденных состояний ^{87}Y .

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ

Используя формулу Хаузера-Фешбаха, можно написать выражение для сечения $\sigma(p, \gamma_i)$ заселения i -го уровня в конечном ядре в результате испускания гамма-кванта из составного ядра:

$$\sigma(p, \gamma_i) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_{J=|I-1/2|}^{I+1/2} \sum_{J'} (2J+1) \times \frac{\omega_i T_{LpJp} \omega_{\gamma}^{(L)} T_{\gamma_i}}{\sum_{J=|I-1/2|}^{I+1/2} \sum_{J'=|J-1/2|}^{J+1/2} \omega_i T_{LpJp} + \sum_{k=1}^K \omega_{\gamma}^{(E)} T_{\gamma_k} + \sum_{J'} \int \omega_{\gamma}^{(E)} \rho_{J'}(E) T_{\gamma}(E) dE} \quad (I)$$

- где λ - длина волны падающего нуклона, деленная на 2π ;
 I - спин ядра мишени;
 J - спин составного ядра;

Таблица 2.

E _x кэВ	γ	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 ⁻
0,0	1/2 ⁻	0,505	0,535	0,341	0,073	0,045	0,002	1,000	0,979	0,333	0,238	0,020	0,013
380	7/2 ⁺	0,418	0,443	0,272	0,055	0,031	0,001	0,761	0,814	0,306	0,220	0,019	0,011
793	5/2 ⁻	0,381	0,403	0,246	0,049	0,028	0,001	0,560	0,740	0,271	0,195	0,015	0,010
983	(3/2, 1/2) ⁻	0,374	0,397	0,255	0,051	0,028	0,001	0,486	0,631	0,220	0,159	0,014	0,010
1152	5/2 ⁺	0,344	0,363	0,220	0,044	0,025	0,001	0,494	0,652	0,238	0,172	0,014	0,010
1184	(1/2, 3/2, 5/2) ⁻	0,305	0,324	0,198	0,043	0,024	0,001	0,414	0,539	0,189	0,137	0,013	0,010
1407*	(7/2, 9/2) ⁺	0,269	0,284	0,169	0,034	0,019	0,001	0,368	0,477	0,169	0,120	0,011	0,008
1628	1/2 ⁻	0,296	0,312	0,174	0,034	0,018	0,001	0,340	0,443	0,157	0,114	0,011	0,007
1708	(3/2, 1/2) ⁺	0,249	0,263	0,156	0,031	0,018	0,001	0,329	0,437	0,161	0,121	0,013	0,009
1756	(7/2 ⁻ , 5/2 ⁺)	0,242	0,255	0,152	0,030	0,017	0,001	0,319	0,423	0,156	0,117	0,013	0,009
1903	5/2	0,217	0,229	0,137	0,029	0,016	0,001	0,309	0,404	0,144	0,105	0,010	0,007
1948	(1/2, 3/2) ⁺	0,203	0,214	0,126	0,025	0,014	0,001	0,288	0,364	0,130	0,095	0,009	0,006
1981	7/2	0,186	0,197	0,115	0,023	0,013	0,001	0,243	0,317	0,114	0,082	0,008	0,006
2082*	(3/2, 5/2, 1/2, 1/2) ⁻	0,177	0,187	0,109	0,022	0,012	0,001	0,227	0,301	0,111	0,081	0,008	0,005
2214	3/2 ⁺	0,164	0,173	0,101	0,020	0,011	0,001	0,211	0,276	0,099	0,072	0,007	0,005
2292	1/2 ⁺	0,157	0,166	0,099	0,019	0,011	0,001	0,202	0,264	0,095	0,069	0,007	0,005
2403	(3/2, 1/2) ⁻	0,145	0,154	0,091	0,018	0,010	0,001	0,193	0,253	0,091	0,067	0,007	0,005
2444	(5/2, 7/2) ⁻	0,141	0,148	0,086	0,017	0,010	0,001	0,185	0,244	0,090	0,066	0,006	0,005
2500	(5/2, 7/2) ⁺	0,141	0,148	0,086	0,017	0,010	0,001	0,179	0,236	0,087	0,063	0,006	0,004
2576*	3/2 ⁻	0,141	0,148	0,086	0,017	0,010	0,001	0,179	0,236	0,087	0,063	0,006	0,004

* Дублеты, неразрешенные в наших измерениях.

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;

$T_{l_p, j_p}, T_{l_{p'}, j_{p'}}$ - коэффициенты проницаемости для протонов во входном и выходном каналах;

T_{jk} - эффективный коэффициент проницаемости для гамма-квантов, заселяющих k -е состояние в конечном ядре ($k=0, 1, 2, \dots, i, \dots, N$);

$\omega_{\nu} = 1/2(1+(-1)^{\nu} \Pi_i \Pi_f \Pi_f)$ - выражение, принимающее значение 1 или 0 и обеспечивающее сохранение четностей, Π_i, Π, Π_f - обозначают четности ядра мишени, составного ядра и конечного ядра соответственно;

$\omega_{\gamma}^{(L)}$ - выражение, принимающее значение 1 или 0, обеспечивающее выполнение правил отбора при испускании гамма-квантов определенного типа и определенной мультипольности;

$\rho_{\gamma}(E)$ - плотность ядерных уровней со спином J' и энергией возбуждения E . Величина ρ вычислялась при помощи так называемой беспараметровой модели плотности ядерных уровней /12/, основанной на сверхпроводящей модели атомного ядра /13/. Суммирование по J и Π ведется по всем возможным спинам и четностям составного ядра, а суммирование по k является суммированием по всем возможным радиационным каналам. В формуле (1) учтено, что переходы могут заселять не только область дискретных уровней, но и область сплошного спектра, поэтому конкурирующие радиационные каналы представлены как сумма двух членов, первый содержит суммирование переходов, заселяющих известные уровни 87γ , а второй - интегрирование

по области неизвестных уровней. Интегрирование производится от уровня n' (высшего известного дискретного уровня) до энергии возбуждения составного ядра. Коэффициенты проницаемости для протонов вычислялись по программе SCAT /14/, с использованием параметров оптического потенциала Бекети-Гринлиса /15/. Экстраполируя эти параметры до энергий протонов, используемых в настоящем эксперименте $E_p = 3-4$ МэВ, то есть 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 /16/ при вычислениях сечений для реакции (p, γ^*) , исследованной для изотопа молибдена. Для коэффициентов проницаемости γ -квантов энергетическая зависимость и зависимость от A приняты в согласии с работами Аксела /17/ и Карпентера /18/

$$T_{\gamma} = c \times 10^{-14} \times A^{2/3} \times E_{\gamma}^5. \quad (2)$$

Постоянная c и коэффициенты проницаемости для протонов s - и d -волн подбирались таким образом, чтобы достигнуть согласия между вычисленной и измеренной величинами сечения реакции (p, γ^*) и относительной интенсивности заселения хорошо известных уровней 793 кэВ ($5/2^-$) и 983 кэВ ($3/2^-$). После вычисления постоянной c и параметров, модифицирующих коэффициенты проницаемости для четных волн, коэффициенты проницаемости для протонов p -волн изменялись до получения

согласия между вычисленной и измеренной интенсивностями заселения уровня II52 кэВ ($5/2^+$). Все вычисления проведены с помощью модифицированной (для реакции радиационного захвата протонов) программы CINDY /19/ на ЭВМ CDC-6500.

5. ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ДИСКУССИЯ

Измеренные и усредненные интенсивности γ -квантов, испускаемых в реакции $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$, сравнивались с результатами теоретических расчетов (табл.2), полученных на основе уравнения (1). В таблице 2 измеренные и вычисленные интенсивности γ -переходов нормированы на измеренную и вычисленную интенсивности заселения основного состояния ^{87}Y соответственно. Интенсивности заселения уровней ^{87}Y вычислены вышеописанной процедурой для различных возможных значений J^π . Во второй половине табл.2 приведены значения спинов и четностей, которые выбирались из условия наилучшего согласия измеренных и вычисленных величин относительных интенсивностей γ -переходов.

Результаты вычислений, которые приведены в табл. 2, учитывают только интенсивности переходов типа $E1$. Из работ Боллингера и Томаса^{/3/} следует, что интенсивности переходов типа $M1$ примерно в 10 раз меньше, чем интенсивность соответствующих переходов типа $E1$. На основе этих работ принято считать, что вычисленную интенсивность переходов типа $E1$ можно сравнить с измеренной интенсивностью γ -квантов.

Принятое предположение, по-видимому, неправильно для уровней с высоким значением спина ($\geq 9/2$). Это видно на примере первого возбужденного состояния ^{87}Y . Как следует из данных, приведенных в табл. 2, для этого уровня надо написать значение спина и четности $7/2^+$, в то время как из других работ (см. табл.1) хорошо известно, что величина спина и четности для этого уровня равна $9/2^+$. Это несогласие можно объяснить следующим образом: переходы типа $E1$, заселяющие уровень с $J^\pi = 9/2^+$, могут происходить из состояний составного ядра $7/2^-$, $9/2^-$ и $11/2^-$. Вероятность появления таких высокоспиновых состояний в составном ядре значительно меньше вероятности появления состояний с низкой величиной спина из-за того, что высокоспиновые состояния возникают вследствие поглощения протонов p - или n -волны (для рассматриваемых в нашем эксперименте энергий возбуждения). Поэтому γ -переходы высших мультипольностей, 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 как возможные. Условия настоящего эксперимента таковы, что в результате γ -переходов заселяются прежде всего уровни с низкой величиной J^π . Поэтому указанные ограничения для большинства уровней не имеют большого значения.

Как видно из табл. I, информация о значениях спинов и четностей уровней ^{87}Y неполная. Большинство работ дает величину J^π только для низколежащих состояний в этом изотопе. Уровни при энергии 793, 983, II52, I848 кэВ были наблю-

дены в большинстве цитированных в табл. I работ. Они также хорошо наблюдались в наших измерениях, энергии этих уровней и величины их спинов и четностей определены в нашей работе, хорошо согласуются с результатами других работ. В некоторых случаях, из сравнения интенсивностей заселения этих уровней (табл. 2), оказалось невозможным определить их четности. На основании наших результатов и данных других работ, табл. I, вышеупомянутым уровням приписаны следующие значения J^{π} : $5/2^{-}$, $3/2^{-}$, $5/2^{+}$, $(1/2, 3/2)$ соответственно.

Уровни с энергией возбуждения 1407, 1708, 1756, 1803 кэВ наблюдались также в работе /10/, а некоторые из них - также в работе /9/, хотя в последней не определены величины J^{π} для этих уровней, а только величины орбитального момента. В работе /10/ дана лишь нижняя оценка величины спина уровня 1407 кэВ, а для остальных уровней величина верхней оценки. Сравнение измеренных и вычисленных интенсивностей переходов на эти уровни позволяет нам определить величины уровней J^{π} $(7/2, 9/2)^{+}$, $(3/2, 1/2)^{+}$, $(7/2^{-}, 5/2^{+})$, $5/2$ соответственно.

Уровни с энергией возбуждения 1981, 2214, 2292, 2403 кэВ наблюдались также в работе /10/, двум дублетам с энергиями 1184, 2082 кэВ можно приписать следующие значения J^{π} : $(1/2, 3/2, 5/2)^{-}$, $(3/2, 5/2, 1/2, 1/2)^{-}$. Подобную процедуру нельзя применить к третьему из наблюдаемых дублетов, поскольку нет никаких данных о его компонентах. Уровни с энергией 2500, 2618 кэВ не наблюдались нигде из цитированных нами работ, но при таких высоких энергиях возбуждения не наблюдается совпадение результатов даже при использовании похожих методов измерения.

Гамма-линии, соответствующие переходам на эти уровни, так хорошо регистрируются в спектре, что нет никаких сомнений в их существовании. Вышеупомянутым уровням приписаны следующие значения J^{π} : $(5/2, 7/2)^{-}$ и $3/2^{-}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение метода спектроскопии усредненных резонансов для исследования структуры ядра ^{87}Y позволило получить новые сведения об энергиях и четностях уровней этого ядра. В работе наблюден 2I уровень ядра ^{87}Y и определены значения их J^{π} . Для некоторых из них значения спинов и четностей определены впервые, в других случаях они хорошо согласуются с величинами, найденными другими авторами.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику И.М.Франку за постоянный интерес к работе. Мы очень признательны также 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.Umbarger, D.A.Close, W.L.Sievers, R.C.Bearse. Phys.Rev. C3, 199 (1971)

5. J.Piotrowski, G.Szeflińska, Z.Szefliński. JINR 15-9455, Dubna, 1976
6. Z.Wilhelmi, J.Piotrowski, G.Szeflińska, Z.Szefliński. JINR P15-10233, Dubna, 1976
7. Nucl.Data Tables, A11, 23 (1972)
8. J.V.Maher, J.R.Comfort, G.C.Morisson. Phys.Rev.C3, 1162 (1971)
9. I.C.Ostrick, K.Krien, R.M.Del Vecchio, R.A.Naumann. Phys.Rev.C14, 563 (1976)
10. H.P.Notttradt, F.Rauch, Institut fur Kernphysik, Frankfurt/M
Jahresbericht 1973 p.17
11. P.Arlt, N.G.Zajcewa, B.Kracik, M.G.Loszczikow, G.Muzial, Czhan Than Minh, H.Sztrusuyj. Izv.AIV SSSR, ser. fiz.XXIV, 56 (1971)
12. P.Decowski, W.Grochulski, A.Marcinkowski, K.Siwiek, Z.Wilhelmi.
Nucl.Phys.A110, 129 (1968)
13. M.Sano, S.Yamasaki. Prog.Theor.Phys.29, 397 (1963)
14. W.R.Smith. Computer Phys. Comm., 1, 106 (1969)
15. F.D.Bocchetti, jr., G.W.Greenlees. Phys.Rev.182, 1190 (1969)
16. D.A.Close, R.C.Bearse. Nucl.Phys.A201, 337 (1973)
17. P.Axel. Phys.Rev.162, 671 (1968)
18. R.T.Carpenter. Argonne National Laboratory, ANL - 6589
19. R.Sheldon, V.C.Rogers. Computer Phys. Comm., 6, 99 (1973)

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1978 года.