

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУЗБ

П-327

1402/2-76

19/IV-76

P15 - 9455

Е.Пиотровски, Г.Шефлинска, З.Шефлински

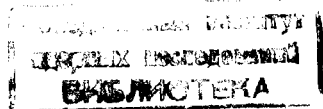
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА ^{90}Zr
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1976

P15 - 9455

Е.Пиотровски, Г.Шефлинска, З.Шефлински

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА ^{90}Zr
МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ
УСРЕДНЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ



I. ВВЕДЕНИЕ

Боллингер и Томас /1-3/ показали, что знание интенсивности высокоэнергетических гамма-квантов, испускаемых ядрами при поглощении низкоэнергетических нейтронов, является полезным инструментом ядерной спектроскопии. Предполагая определенный тип гамма-перехода (обычно переход типа Е1, так как он самый интенсивный) и зная характеристики высоковозбужденного состояния, на основе измерения интенсивности гамма-квантов можно определить величины J^{π} уровней, заселенных в результате распада указанного составного состояния.

Однако, вследствие того, что ширина радиационного перехода из состояния составного ядра изменяется случайно, согласно распределению Портера-Томаса, интенсивность гамма-переходов из одиночного резонанса компаунд-ядра обычно не дает полной информации о механизме излучения. В упомянутых работах (/1-3/) эти трудности были преодолены путем непосредственного измерения усредненных интенсивностей гамма-излучения, испускаемого ядрами при поглощении нейтронов со сравнительно широким энергетическим распределением. В случае поглощения этих нейтронов возбуждается не один, а много резонансов компаунд-ядра, заселяющих в результате распада определенные уровни конечного ядра. Поэтому объектом измерений становятся интенсивности гамма-переходов, усредненные по многим резонансам компаунд-ядра. Вследствие суммирования этих переходов уменьшаются флуктуации в их интенсивностях, вызванные статистическими эффектами.

Описанная ситуация в общем не изменится, если гамма-кванты испускаются в результате поглощения не нейтронов, а низкоэнергетических протонов. Этот метод можно тогда применять только для ядер с сравнительно большой и отрицательной величиной Q для реакций типа (p, n) так, чтобы в условиях рассматриваемого здесь эксперимента реакция (p, n) практически не происходила. Это жесткое условие следует из того, что выход реакции (p, γ) пропорционален $\frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma_T}$, и если полная ширина Γ_T содержит, кроме Γ_γ и Γ_p (ширины испускания гамма-кванта и поглощения протона, соответственно), также и другие парциальные ширины, то уменьшается выход изучаемой реакции. Если нейтронный канал является энергетически возможным, то он обладает нейтронной шириной Γ_n , обычно много большей, чем Γ_γ или Γ_p , что, конечно, вызывает существенное уменьшение сечения реакции (p, γ) .

Реакцию $(\bar{p}, \gamma)^*$ можно применять для определения значений уровней ядер, лежащих в области массовых чисел $A=80+100$. Для таких ядер обычные методы классической спектроскопии трудно применимы. Плотность уровней для ядер с $A \sim 80 + 100$ при энергии возбуждения порядка 10 МэВ составляет $\sim 10^3 + 10^4$ МэВ⁻¹ /5/. Чтобы получить достаточное усреднение интенсивности гамма переходов, надо измерить эти переходы, изменяя энергию возбуждения составного ядра в диапазоне ~ 1 МэВ. Из-за того, что объектом измерения являются гамма-кванты, непосредственно испускаемые из компаунд-ядра, энергетический разброс протонного пучка не должен превышать нескольких килоэлектронвольт. Это условие связано с расстоянием между уровнями

ж) Для реакции радиационного захвата протонов нами используется обозначение реакции (\bar{p}, γ) , как это сделано Боллингером /3/, чтобы отметить факт усреднения выхода γ -квантов по энергии протонов.

конечного ядра и с получением оптимального соотношения эффект-фон. Следовательно, чтобы получить усреднение вышеуказанных гамма-переходов, надо произвести много измерений гамма-спектров для разных энергий протонов, а полученные в отдельных измерениях интенсивности гамма-переходов, заселяющих определенные уровни конечного ядра, необходимо просуммировать.

Идея усредненной по резонансам спектроскопии с использованием протонов была впервые проверена в работе Умбаргера и других /6/ на примере реакции $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ и $^{89}\text{Y}(p, \gamma)^{90}\text{Zr}$. Этот метод был также применен в работе /7/ для исследования структуры уровней изотопов технеция.

В нашей работе этот метод применен для определения спинов и четностей уровней ^{90}Zr . Необходимо отметить, что реакция $^{89}\text{Y}(\bar{p}, \gamma)^{90}\text{Zr}$ изучалась в работе /6/, но авторы этой работы больше интересовались проверкой пригодности самого метода спектроскопии усредненных резонансов, чем получением новой информации о структуре ядра ^{90}Zr . В указанной работе Умбаргера /6/ наблюдались только гамма-переходы, энергия которых выше, чем энергия γ -квантов из реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$, являвшейся самой существенной компонентой фона. Ограничение области энергий измеряемых гамма-переходов послужило причиной того, что в работе /6/ идентифицировано только несколько нижних уровней ^{90}Zr , энергия, спины и четности которых были уже ранее известны.

Эти обстоятельства стимулировали проведение нами исследований реакции $^{89}\text{Y}(\bar{p}, \gamma)^{90}\text{Zr}$.

Реакция $^{89}\text{Y}(p, \gamma)^{90}\text{Zr}$ особенно удобна для измерений методом спектроскопии усредненных резонансов. Сравнительно большая

ТАБЛИЦА I.

величина Q для этой реакции (определенное нами значение Q , равное 8333 ± 2 кэВ, согласуется с величиной, найденной другими авторами в работе /17/) приводит к тому, что много переходов обладают энергией более высокой, чем энергия γ -квантов из реакции $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha)^{16}\text{O}$, имеющей место на фтористых загрязнениях мишени. Высокий порог реакции $^{89}\text{Y}(\text{p}, \gamma)^{90}\text{Zr}$ /30/ допускает использование протонов с повышенной энергией, из-за чего получается увеличение выхода исследуемой реакции без опасений открытия нейтронного канала.

В табл. I приведены сведения об энергиях, спинах и четностях уровней ^{90}Zr . Собранные данные получены из исследований: β^- -распада изотопа ^{90}Nb /8-10/, неупругого рассеяния протонов /11-12/ и α -частиц /13-15/ на ядрах ^{90}Zr , реакций радиационного захвата протонов ядрами ^{89}Y /6, 17, 18/. В первой колонке таблицы помещены результаты настоящей работы, которые обсуждаются дальше.

2. Описание эксперимента

2.1. Мишени

Мишень из ^{89}Y изготавливалась разложением в вакууме спектроскопически чистого Y_2O_3 и испарением полученного таким образом металлического иттрия на тонкую (0,1 мм) танталовую подложку. Перед извлечением из вакуума иттриевые мишени покрывались тонким слоем золота (~ 1 кэВ). Этот слой, с одной стороны, предохранял мишень от окисления, с другой - обеспечивал улучшение теплоотвода с мишени.

Во время испарения иттрия на танталовую подложку в такой же геометрии производилось напыление слоя иттрия на тонкую алюминиевую мишень. Затем определялось положение резонанса в реакции $^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$ для $E_p = 998$ кэВ для чистой алюминиевой мишени и такой же

$^{89}\text{Y}(\text{p}, \gamma)^{90}\text{Zr}$	$^{90}\text{Zr}(\text{p}, \text{p}')^{\cdot}$	$^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha')^{\cdot}$	$^{90}\text{Nb} \beta^-$	$^{89}\text{Y}(\text{p}, \gamma)^{90}\text{Zr}$	
$E_x(\text{МэВ})$	J^{π}	$E_x(\text{МэВ})$	J^{π}	$E_x(\text{МэВ})$	J^{π}
I	2	3	4	5	
0,0	0 ⁺			0,0	0 ⁺
1,762±0,002	0 ⁺	1,75	0 ⁺	-	1,7607
2,187±0,002	2 ⁺	2,18	2 ⁺	2,18	2 ⁺
2,318±0,002	5 ⁻	2,32	5 ⁻	2,31	5 ⁻
2,748±0,002	3 ⁻	2,74	3 ⁻	2,75	3 ⁻
3,081±0,002	4 ⁺	3,09	4 ⁺	3,07	4 ⁺
3,308±0,002	2 ⁺	3,31	2 ⁺	3,31	2 ⁺
-		3,45	6 ⁺	3,45	3,4477
-		-		-	3,5892
3,842±0,002	2 ⁺	3,85	2 ⁺	3,84	2 ⁺
-		3,97	5 ⁻	3,96	5 ⁻
-		4,07	3 ⁻	-	-
4,126±0,002	0 ⁺	4,12	0 ⁺	-	-
-		4,23	5 ⁻	-	4,232
4,233±0,002	(0 ⁺)	-	-	4,24	2 ⁺
-		4,33	4 ⁺	4,35	-
4,424±0,002	0 ⁺	-	-	4,41	-
-		4,47	-	-	-
-		4,54	-	4,53	4,542
4,581±0,002	I ⁺ , 2 ⁺	-	-	-	7 ⁻ , 6 ⁻ , 6 ⁺
4,681±0,002	2 ⁺	4,68	2 ⁺	4,69	-
-		4,82	-	-	-

I		2	3	4	5
4.992±0,002	0 ⁺	4,99	2 ⁺	-	-
-	-	-	-	5,060	8,7 ⁺
5.095±0,007	I ⁺	5,08	-	-	-
5.108±0,002	I ⁺ , 2 ⁺	-	-	-	-
-	-	-	5,12	3 ⁻	5,164
5.187±0,002	I ⁺	-	-	-	-
-	-	5,20	-	-	-
-	-	-	5,23	-	-
-	-	5,29	-	5,288	9 [±] ,8 ⁻
5.308±0,002	(I ⁺ ,2 ⁺)	-	-	-	-
-	-	-	-	5,330	7,8 ⁻
-	-	5,36	5,38	4 ⁺	5,377
-	-	5,42	-	-	8,7 [±]
-	-	-	-	5,465	9 [±] ,8 ⁻
-	-	-	-	5,474	9 [±] ,8 ⁻
-	-	5,49	5,48	4 ⁺	-
-	-	5,60	-	-	-
-	-	-	5,65	3 ⁻	-
-	-	5,73	-	-	-
-	-	-	5,78	3 ⁻	-
-	-	-	5,93	-	-
-	-	-	5,98	-	-
-	-	-	6,32	-	-
-	-	-	6,42	-	-
-	-	-	6,61	-	-
-	-	-	6,68	-	-

мишени, но с напыленным иттрием. Смещение положения резонансов служило для определения толщины мишени ^{89}Y . Толщина слоя золота определялась с помощью другой алюминиевой мишени, которая была прикрыта во время испарения иттрия и открывалась для испарения золота.

Описанный метод позволял производить определение толщины мишени с точностью I-2 кэВ.

2.2. Измерение

Иттриевые мишени облучались пучком протонов с энергией 2,2 + 3,4 МэВ. Применение охлаждающей системы мишени позволяло вести работу с мишенями при токах 10-15 μA без видимых следов повреждений.

Энергия протонов изменялась в пределах 2,2 - 3,4 МэВ с шагом 20 кэВ. Толщина мишеней составляла 12-16 кэВ для данного интервала энергии протонов. Благодаря этому в последовательных измерениях обеспечивались условия, когда одни и те же резонансы сложного ядра не перекрывались. Для исключения возможных систематических ошибок всегда проводились две независимые серии измерений: одна - при увеличении энергий протонов, другая - при ее уменьшении.

Гамма-спектры из реакции $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$ измерялись с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ - детектора объемом 37 см³. Энергетическое разрешение детектора составляло 3,1 кэВ для фотонов с энергией 1330 кэВ. Детектор защищался слоем свинца толщиной 5,1 г/см² с целью уменьшения интенсивности гамма-квантов низких энергий.

Энергетическая калибровка $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора осуществлялась по измерениям гамма-спектров из реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ /19-21/ при энергии $E_p = 998$ кэВ. Зависимость эффективности регистрации

гамма-лучей детектором как функция регистрируемых энергий для области высоких энергий измерялась с помощью реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$.

В области низких энергий зависимость эффективности получалась на основе измерения гамма-спектра от ^{226}Ra -источника 221 .

Спектр импульсов от Ge(Li) -детектора анализировался в 4000-канальном амплитудном анализаторе с выводом данных на магнитную ленту электронно-вычислительной машины БЭСМ-4. Время измерения одного спектра для каждой энергии протонов составляло около 2 часов. За это время на иттриевую мишень падал пучок протонов с общим зарядом порядка 30 мС.

2.3. Обработка экспериментальных данных

Во время измерений гамма-спектров из реакции $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$ детектор из Ge(Li) регистрировал фотоны с энергией 0-12 МэВ. Благодаря этому измерялся как спектр первичных гамма-квантов, испускаемых с высоковозбужденных состояний составного ядра на нижележащие уровни ^{90}Zr , так и спектр вторичных гамма-переходов, возникших в процессе разрядки заселенных низковозбужденных уровней ^{90}Zr . Оба спектра частично перекрывались во время самой процедуры обработки.

Обработка экспериментальных данных начиналась с суммирования всех измеренных γ -спектров. Такое суммирование выполнялось двумя способами. Первый заключался в параллельном суммировании всех гамма-спектров. В результате этой операции увеличивалась интенсивность постоянных пиков в спектре, то-есть пиков, соответствующих гамма-квантам, энергии которых не зависели от энергии возбуждения ядра. В результате такой операции был получен спектр вторичных гамма-квантов, измеренный с очень хорошей статистикой. При таком сум-

мировании спектров первичные гамма-кванты, энергия которых зависела от энергии возбуждения сложного ядра, усреднялись, давая только вклад в фон.

Второй способ заключался в суммировании последовательных гамма-спектров с одновременным изменением каналов в отдельных гамма-спектрах. Это изменение выполнялось таким способом, чтобы в каналы с одинаковыми номерами попадали гамма-линии, соответствующие переходам на тот же самый уровень ^{90}Zr . Просуммированный спектр содержал только первичные переходы, пики, соответствующие вторичным переходам, при усреднении давали только вклад в фон.

Сходным способом был получен спектр первичных гамма-квантов, не зависящий от энергии перехода. Исключение такой зависимости в нашем случае осуществлялось делением спектра на фактор $E_\gamma^{5.3}$ (E_γ - обозначает энергию определенного γ -перехода). Происхождение этого фактора рассматривается ниже. Операция деления спектров на $E_\gamma^{5.3}$ производилась перед их суммированием.

Все вышеописанные операции были выполнены на вычислительной машине БЭСМ-4 с помощью специальной программы. О правильности описанной операции суммирования свидетельствовал тот факт, что энергетическое разрешение в суммарном спектре не ухудшалось по сравнению с разрешением, с которым были измерены отдельные спектры. Полученные усредненные спектры гамма-квантов, соответствующие первичным и вторичным переходам, обрабатывались стандартным методом, заключающемся в определении положений, ширины и площадей пиков.

3. Результаты измерений

Рис. I представляет усредненный по энергии возбуждения спектр первичных гамма-квантов из реакции $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$. Этот

спектр получен в соответствии с вышеописанной процедурой, используя 60 измеренных гамма-спектров. На приведенном рисунке пики, соответствующие последовательным гамма-переходам, пронумерованы в соответствии с порядком расположения уровней, заселенных этими переходами. На рисунке символами (P-2), (P-1) и (P-0) обозначены пики, соответствующие двукратному, однократному вылету аннигиляционных γ -квантов и полному поглощению γ -кванта, соответственно.

Как видно из рисунка, для объема нашего детектора самые интенсивные линии - это линии двукратного вылета, и они явились предметом дальнейшей обработки.

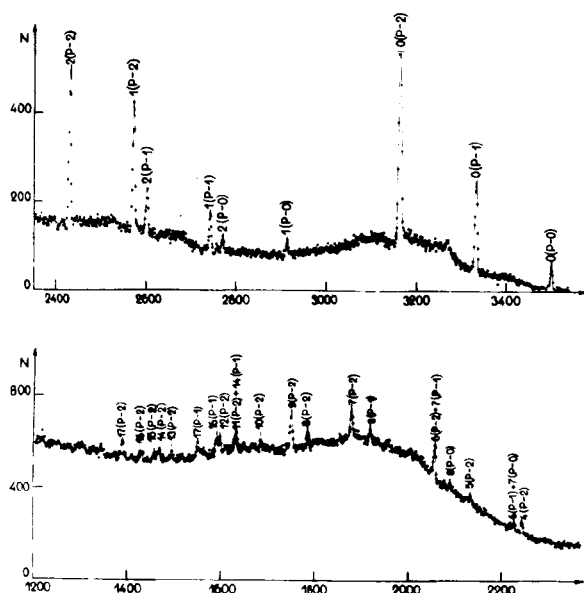


Рис. 1. Усредненный спектр первичных гамма-квантов, испускаемых в реакции $^{89}\text{Y}(p, \gamma)^{90}\text{Zr}$. Энергетическая калибровка 3 кэВ/канал, n - номер канала.

Рис. 2 представляет спектр вторичных гамма-квантов, испускаемых в результате разрядки возбужденных состояний ^{90}Zr . В этом спектре обозначены самые четкие пики, соответствующие разрядке последовательных состояний ^{90}Zr на основное состояние. Пики, соответствующие определенному механизму регистрации, обозначены аналогично рис. 1.

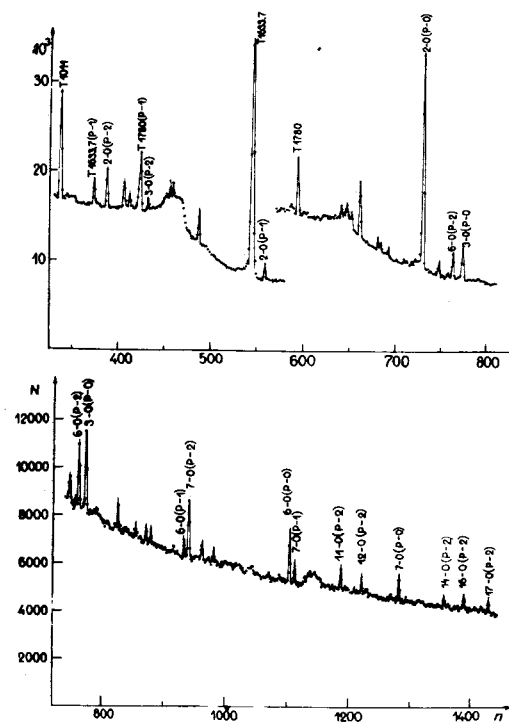


Рис. 2. Спектр вторичных гамма-квантов, испускаемых в процессе разрядки возбужденных состояний ^{90}Zr . Кривая калибровки (см. выше).

Рис.3 представляет схему уровней ^{90}Zr , наблюдаемых в нашем эксперименте. Нумерация уровней соответствует нумерации переходов, изображенных на рис.1 и 2. Энергии уровней определены в результате согласования соответствующих переходов в спектре первичных и вторичных гамма-переходов. Некоторые из уровней (II, I5, I6, I7), помещенных на этом рисунке, впервые наблюдались в нашем эксперименте.

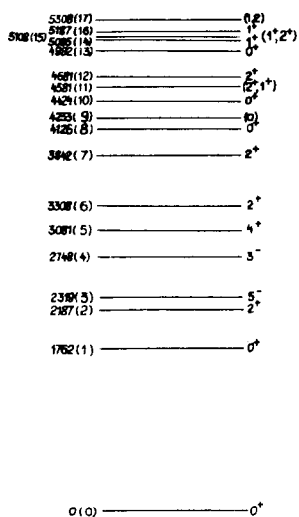


Рис. 3. Схема уровней ^{90}Zr .

4. Обсуждение результатов

4.1. Общая часть

Полученные величины усредненных сечений заселения уровней ^{90}Zr анализировались с помощью формулы Хаузера-Фешбаха. В качестве исходной была использована формула Брайта-Вигнера, описывающая сечение радиационного захвата нуклона вблизи изолированного резонанса η со спином J .

$$\sigma_{\eta} = \frac{2J+1}{2(2I+1)} \pi \lambda^2 \frac{\sum_j \Gamma_{\eta J}^{(n,j)} \Gamma_{\eta J}(\delta)}{(E_{\eta} - E)^2 + (\Gamma_{\eta J}/2)^2}, \quad (1)$$

где:

- λ - длина волны падающего нуклона деленная на 2π ;
- E_{η} - энергия резонанса;
- I - спин ядра мишени;
- $\Gamma_{\eta J}(\delta)$ - радиационная ширина резонанса;
- $\Gamma_{\eta J}^{(n,j)}$ - протонная ширина во входном канале реакции со спином j ($j = I \pm 1/2$);
- $\Gamma_{\eta J}$ - полная ширина резонанса, равная сумме парциальных ширин.

Выражение для сечения $\sigma(p, \delta_i)$ заселения определенного i -го уровня в конечном ядре в результате испускания гамма-кванта из компаунд-ядра дается формулой, аналогичной формуле Хаузера-Фешбаха,

$$\sigma(p, \delta_i) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_{\Pi} \sum_J (2J+1) \times \frac{\sum_{j_p=|I-1/2|}^{I+1/2} \sum_{l_p=|J-j_p|}^{J+j_p} \omega_l T_{l j_p} \omega_{\gamma} T_{\gamma i}}{\sum_{j_p=|I-1/2|}^{I+1/2} \sum_{l_p=|J-j_p|}^{J+j_p} \omega_l T_{l p' j_p'} + \sum_{c=1}^N \omega_{\gamma}^{(ML)} T_{\gamma c}}, \quad (2)$$

где:

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 частиц,

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

$T_{\gamma_i} \equiv \left\langle \frac{\Gamma_{\gamma_i}}{D} \right\rangle$ - эффективный коэффициент проницаемости для гамма-квантов, заселяющих i -тое состояние в конечном ядре.

Здесь Γ_{γ_i} обозначает радиационную ширину вышеуказанного перехода, а D - расстояние между уровнями в исходном состоянии.

$\omega_L = 1/2(1+(-1)^{\dots})$ - выражение, принимающее значение 1 или 0 и обеспечивающее сохранение четностей; π_i, π, π_f обозначают четность ядра мишени, составного ядра и конечного ядра, соответственно;

$\omega_L^{(ML)}$ - выражение, принимающее значение 1 или 0 и обеспечивающее сохранение правил отбора для испускания гамма-переходов определенного типа и определенной мультипольности.

В вышеуказанной формуле учтен тот факт, что основным каналом реакции, связанным с испусканием частиц, является упругое рассеяние протонов, сечение неупругого рассеяния пренебрежимо мало из-за кулоновского барьера, а нейтронный канал закрыт по энергетическим условиям. Суммирование по J и π ведется по всем возможным спинам и четностям составного ядра, а суммирование по S является суммированием по всем возможным радиационным каналам.

Эта формула была записана нами на основе работ Лейна и Лина /25/ и Фешбаха /26/ путем усреднения выражения (1) по многим резонансам в предположении случайности фаз. Коэффициенты проницаемости взяты в форме, данной Вайскопфом /24/.

Расчеты сечений по формуле (2) осуществлены с помощью программы CINDY /27/ на ЭВМ СДС-6200. Коэффициенты проницаемости для протонов вычислялись с помощью программы SCAT /28/, работающей совместно с программой CINDY. При расчетах коэффициентов проницаемости использовались параметры оптической модели, приведенные Бастием и Гринлисом /29/. Рассчитанные коэффициенты проницаемости указывают, что самый большой вклад в сечение образования составного ядра вносят протоны S -волны; коэффициенты проницаемости для протонов P -волны меньше почти в 5 раз, а коэффициенты проницаемости для D -волны почти в 10 раз меньше по сравнению с такими же коэффициентами, вычисленными для S -волны.

Определенные таким образом коэффициенты проницаемости согласуются с предсказаниями Мельднера и Линднера /30/, а также с изотропным распределением гамма-квантов, испускаемых в этой реакции /17/.

Из-за того, что программа CINDY была главным образом разработана для расчетов сечений реакции, идущей с испусканием частиц, стало необходимым ввести в радиационный канал ряд существенных уточнений и модификаций, благодаря которым эту программу можно было использовать для наших расчетов.

Чаще всего для расчетов радиационной ширины используется формула Вайскопфа, полученная из одночастичной модели /31/. Эта формула предсказывает, что ширина E1-переходов пропорциональна E_γ^3 и $A^{2/3}$. Альтернативным способом объяснения свойств переходов типа E1 является предположение, что эти переходы возникают в результате тех же самых процессов, которые приводят к гигантскому дипольному

уровней для высоких и низких энергий возбуждения, а также величины всех необходимых для расчетов параметров взяты из работы Гильберта и Камерона ^{/5/}. Вышеописанная схема расчетов, относящаяся к вычислениям радиационного канала изучаемой реакции, являлась дополнением к стандартной программе CINDY.

4.2. Сравнение вычисленных и измеренных интенсивностей гамма-переходов

В табл. П. дается сравнение измеренных и рассчитанных интенсивностей заселения уровней ^{90}Zr . Приведенные в таблице экспериментальные интенсивности поделены на измеренную интенсивность перехода на основное состояние. Сходным способом представлены теоретические значения интенсивностей этих переходов, поделенные на рассчитанную интенсивность заселения основного состояния ^{90}Zr . Все результаты, помещенные в этой таблице, умножены на 1000.

Во всех расчетах по вышеописанному методу величины коэффициентов проницаемости для протонов, подсчитанные на основе параметров оптического потенциала Бечетти-Гринлеса, использовались как исходные, в дальнейших расчетах эти коэффициенты варьировались. Коэффициент проницаемости для протонов S -волны изменялся в таких пределах, чтобы получить согласие измеренного и рассчитанного сечений реакции $^{89}\text{Y}(p, \delta_0)^{90}\text{Zr}$. Коэффициент проницаемости для протонов p -волны выбирался из условия наилучшего согласия экспериментальной и теоретической интенсивностей заселения состояния 3^- с энергией 2748 кэВ. Относительная интенсивность перехода на состояние 2^+ с энергией 2187 кэВ использовалась для подгонки коэффициента проницаемости для протонов d -волны. Сходные изменения коэффициента проницаемости были сделаны в работе Клоза ^{/7/} при проведении расчетов для реакции захвата протонов ядрами изотопов молибдена.

ТАБЛИЦА П.

E_x (кэВ)	J^π : Эксперимент :		Теоретические расчеты											
	0^+	0^-	0^+	0^-	1^-	1^+	2^-	2^+	3^-	3^+	4^-	4^+		
0			1000		601	867	498	710	225	303	37	130		
1762±2	0^+	290	405											
2187±2	2^+				282	398	234	324	105	141	17	61		
2748±2	3^-				242	342	199	278	90	121	15	52		
3081±2	4^+	136	183	157	168	237	139	192	63	84	10	36		
3308±2	2^+				137	192	113	156	51	68	8	29		
3804±2	2^+				126	178	104	144	47	63	7,7	27		
4126±2	0^+				109	153	90	124	40	54	6,7	23		
4233±2	(0^+)				96	136	80	110	36	48	5,9	21		
4424±2	0^+				89	125	73	102	33	45	5,4	19		
4581±2	$2^+, 1^+$				69	97	57	79	25	34	4,2	15		
4681±2	2^+				63	89	52	72	23	32	3,9	13,5		
4992±2	0^+				63	88	52	71	23	31	3,8	13		
5095±7	1^+				58	82	48	66	22	29	3,3	12		
5108±2	$2^+, 1^+$				52	76	43	59	20	27	3,0	12,5		
5187±2	1^+													
5306±2	$(1^+, 2^+)$													

Необходимость введения описанных изменений в коэффициенты проницаемости не должна вызывать сомнений, так как параметры оптического потенциала для протонов с такой низкой энергией определены с большими ошибками.

Расчеты, результаты которых помещены в табл. II, содержат только интенсивности переходов типа EI.

Значения коэффициентов проницаемости, полученные нами, показывают, что ядро образуется главным образом в процессе поглощения протонов

S -волны, поэтому в большинстве случаев оно остается в состояниях 0^- и 1^- . Почти все уровни ^{90}Zr , наблюдаемые в нашем эксперименте, имеют спин и четность 0^+ , 1^+ или 2^+ , эти уровни непосредственно заселяются переходами типа EI с вышеуказанных состояний составного ядра. Переходы других типов и мультипольностей (M1, E2) на уровне 0^+ , 1^+ и 2^+ осуществляются из состояний составного ядра со спином и четностью 0^+ , 1^+ и 2^+ . Эти состояния, образующиеся в результате поглощения протонов p -волны, должны быть по интенсивности в несколько раз меньше, чем состояния с отрицательными значениями четности. Данные о силовой функции для магнитных переходов весьма отрывочны и трудно дать точную формулу, описывающую зависимость этой функции от энергии испускаемых гамма-квантов. Трудно также определить точную интенсивность переходов типа M1 относительно интенсивности соответствующих переходов типа EI, хотя, как это следует из работы /39/, нет сомнений, что переходы типа M1 во много раз интенсивнее, чем предсказывается одночастичной моделью. Из работ Боллингера и Томаса /3/, Басса и Смизера /40/ следует, что значения радиационной силовой функции для переходов типа M1 в рассматриваемой области энергии переходов в 10 раз меньше соответствующих значений этой функции для переходов типа EI. Авторы этих работ, а также работы /41/ отмечают, что интенсивность переходов типа E2 также в 10 раз меньше интенсивности переходов типа M1.

Таким образом, самым интенсивным каналом реакции является канал $l = 0$ и переходами типа EI. Поэтому ограничение расчетов в исследованной нами реакции для переходов типа EI вполне обоснованно.

Из табл. II видно хорошее согласие вычисленных интенсивностей переходов для уровней с известными значениями спина и четности. Определенные нами значения J^{π} для остальных уровней ^{90}Zr выбраны на основе сравнения усредненных γ -интенсивностей с результатами теоретических расчетов и анализе вторичных γ -переходов.

Для нескольких высоковозбужденных уровней, указанных в таблице, имеющиеся результаты не позволяют сделать однозначный выбор значений J^{π} между 1^+ и 2^+ . Измеренные интенсивности гамма-переходов на эти уровни превышают рассчитанные интенсивности. Это может свидетельствовать о том, что для переходов низкой энергии зависимость радиационной силовой функции отличается от $E_{\gamma}^{5.3}$, определенной нами для переходов на низкие уровни ^{90}Zr , т.е. для переходов с более высокими энергиями.

I.3. Приведенные интенсивности гамма-переходов

Сильная зависимость измеренных гамма-переходов от спина конечного состояния видна также из табл. III, в которой даны интенсивности заселения уровней (деленные на интенсивность перехода на основное состояние ^{90}Zr) с исключенной зависимостью от энергии перехода.

Все приведенные интенсивности гамма-переходов на уровни 0^+ в ^{90}Zr приблизительно равны и почти в два раза меньше, чем соответствующие интенсивности переходов на состояния $J^{\pi} = 2^+$. Это понятно из того, что уровни с величиной J^{π} , равной 2^+ , заселяются пере-

дами типа EI, возникающими из состояний 1^- , 2^- , 3^- , в то время как переходы на уровни 0^+ идут лишь из состояний 1^- .

ТАБЛИЦА III

E_x (кэВ)	J^π	$\bar{I}_y/E_y^{5.3}$
0,0	0^+	100 ± 2
1762 ± 2	0^+	95 ± 3
2187 ± 2	2^+	178 ± 2
2748 ± 2	3^-	59 ± 5
3081 ± 2	4^+	28 ± 5
3308 ± 2	2^+	176 ± 11
3842 ± 2	2^+	171 ± 14
4126 ± 2	0^+	105 ± 15
4233 ± 2	(0)	318 ± 18
4424 ± 2	0^+	74 ± 18
1581 ± 2	$2^+; 1^+$	218 ± 17
4681 ± 2	2^+	164 ± 23
4992 ± 2	0^+	71 ± 24
5095 ± 7	1^+	258 ± 28
5108 ± 2	$2^+; 1^+$	209 ± 52
5187 ± 2	1^+	280 ± 31
5308 ± 2	(1,2)	345 ± 38

Интенсивность перехода на высший из наблюдаемых нами уровней значительно отличается от остальных приведенных интенсивностей. Это, вероятно, свидетельствует о том, что около энергии 5308 кэВ в ^{90}Zr расположены два уровня с малой величиной спина (1 или 2), и в результате измерений получается суммарная интенсивность заселения этих двух уровней.

В заключение следует ещё напомнить, что в двух случаях имеется несогласие в определении значений спина в настоящей работе с результатами, полученными другими авторами. Первый случай — это уровень с энергией 4233 кэВ, для которого в работе /35/ приводится значение спина, равное 2. Интенсивность перехода на этот уровень превышает рассчитанные интенсивности в

предположении различных значений спина этого уровня. Приведенная интенсивность перехода на этот уровень также не совпадает с интенсивностью переходов на уровни с J^π , равным 2^+ (см. табл. III). Однако глав-

ным аргументом, который исключает число 2 как возможное значение спина этого уровня, является то обстоятельство, что в спектре вторичных гамма-квантов не наблюдается его распад на основное состояние ^{90}Zr , в то время как распад всех остальных уровней 2^+ сопровождается таким излучением. Возможно, что при энергии 4233 кэВ расположены два близких уровня со спином 0. Такое предположение может объяснять найденную величину приведенной интенсивности перехода на этот уровень. Эта интенсивность будет определяться суммой интенсивностей переходов на два уровня со спином 0. В то же время эти уровни со спином 0 не могут из-за правил отбора распадаться на основное состояние ^{90}Zr , имеющее также нулевой спин. Аналогичная ситуация имеет место и в случае уровня с энергией 4942 кэВ. В работе /12/ приведено значение спина этого уровня, равное 2, из наших измерений эта величина равна 0. Такое значение получено как из приведенных интенсивностей, так и из сравнения измеренных и теоретически рассчитанных интенсивностей перехода на этот уровень. Как и в предыдущем случае, отсутствие в спектре вторичных гамма-квантов распада этого уровня на основное состояние ^{90}Zr исключает значение спина, равное 2.

Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что метод спектроскопии усредненных резонансов может найти широкое применение в исследованиях структуры ядра в области массовых чисел $A \sim 90$.

В нашем случае применение метода спектроскопии усредненных резонансов к реакции $^{89}\text{Y}(p,d)^{90}\text{Zr}$ позволило получить новую информацию о структуре уровней ^{90}Zr . Наблюдались 18 уровней этого ядра и были определены значения спина и четности этих уровней. В ряде случаев эти величины были получены впервые; в других случаях величины J^π , определенные нами, подтверждают результаты других авторов.

Эксперименты этого типа являются весьма селективными относительно спинов конечных состояний; здесь заселяются, главным образом, уровни с величиной спина, близкой спину ядра-мишени.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность профессору З.Вильгельми за выбор темы настоящих исследований, постоянный интерес и внимание; И.В.Сизову за стимулирующие дискуссии; группе эксплуатации ЭГ-5 и группе операторов БЭСМ-4 за обеспечение бесперебойной работы машин на нужды эксперимента.

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, 233 (1968).
3. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. Phys.Rev., C2, 1951 (1970).
4. G.E.Porter, R.C.Thomas. Phys.Rev., 104, 483 (1956).
5. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. Can. J. Phys., 43, 1446 (1965).
6. C.J.Umbarger, D.A.Close, W.L.Sievers, R.C.Bearse. Phys.Rev., C3, 199 (1971).
7. D.A.Close, R.C.Bearse. Nucl.Phys., A201, 337 (1973).
8. S.Björnholm, O.B.Nielson, R.K.Sheline. Phys.Rev., 115, 1613 (1959).
9. R.Aret, B.Kracik, G.Musiol, Tran Thanh Minh. Proc. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei Far from the Region of β -Stability, Leysin, Switzerland, August 31 - September 4 (1960), CERN 70-30, vol. 2, p.1137.
10. A.B.Tucker, S.O.Simmons. Nucl. Phys., A156, 83 (1970).
11. W.S.Gray, R.A.Kenefick, J.J.Kraushaar. Phys.Rev., 142, 735 (1966).
12. J.K.Dickens, E.Eichler, G.R.Satchler. Phys.Rev., 168, 1355 (1968).
13. E.J.Martens, A.M.Bernstein. Nucl.Phys., A117, 241 (1968).
14. H.Ogata, S.Tomita, M.Inone, Y.Okuma, I.Kumade. Phys.Lett., 17, 280 (1965).
15. H.W.Broeck, J.L.Yutema. Phys.Rev., 138, B334 (1965).
16. C.R.Bingham, M.L.Halbert, R.H.Bassel. Phys.Rev., 148, 1174 (1966).

17. J.L.Irigaray, M.Asghar, J.Dalmas, G.Y.Petit, J.Roturier. Nucl. Phys., A136, 631 (1969).
18. E.Obst, F.Rauch, Washweiter, Nucl. Phys., A103, 17 (1967).
19. P.M.Endt, C. van der Leun. Nucl. Phys., A105, 140 (1967).
20. M.A.Meyer, N.S.Wolmarans. Nucl.Phys., A136, 663 (1969).
21. R.E.Azuma, L.E.Carlson, A.M.Charleswort, K.P.Jackson, N.Anyas-Weiss, B.Lalowic. Can. J.Phys., 44, 3075 (1966).
22. J.B.Niday, R.P.Anderson, R.A.Mayer. Lawrence Radiation Lab., Report UCID 1539.
23. V.Hauser, H.Feshbach. Phys.Rev., 87, 366 (1952).
24. V.F.Weisskopf. Helv. Phys.Acta, 23, 187 (1950).
25. A.M.Lane, J.E.Lynn. Proc. Phys. Soc., A70, 557 (1957).
26. H.Feshbach in Nuclear Spectroscopy, part B, ed. F.Ajzenberg-Selove, Academic Press, New York, 1960.
27. E.Sheldon, V.C.Rogers. Computer Phys.Comun., 6,99 (1973).
28. W.R.Smith. Computer Phys. Comun., 1, 106 (1969).
29. F.D.Becchetti jr., G.W.Greenless. Phys.Rev., 182, 1190 (1969).
30. H.Meldner, A.Lindner. Z.Phys., 180, 363 (1964).
31. V.W.Weisskopf. Phys.Rev., 83, 1073 (1951).
32. P.Axel. Phys.Rev., 126, 671 (1962).
33. R.Carpenter, Argonne Laboratory Report ANL-6589.
34. L.M.Bollinger. Proc. of Intern. Symposium on Nuclear Structure, Dubna 1968, IAEA Vienna, Austria (1968).
35. J.B.Ball, Bull. Am. Phys. Soc., 15, 574 (1970):
36. E.Obst, F.Rauch, E.Rossle. Phys.Lett., 21, 50 (1966).
37. A.Lepretre, H.Beil, R.Bergera, P.Carlos, A.Veyssiere, M.Sugawara. Nucl. Phys., A115, 609 (1971).
38. J.H.Towle, R.O.Owens. Nucl. Phys., A100, 257 (1967).
39. G.A.Bartholomew, E.D.Earle, A.J.Fergusson, J.W.Knowles, M.A.Lone. Adv.Nucl.Phys., 7, 229 (1973).
40. D.J.Buss, R.K.Smither. Phys.Rev., 2C, 257 (1967).
41. L.M.Bollinger. Bull.Am.Phys.Soc., 13, 721 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1976 года.