

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4216/83

15/8-83

P6-83-316

Ю.П.Попов, А.М.Сухой,
В.А.Хитров, Ю.С.Язвицкий

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-РАСПАДА ^{165}Dy
С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ (n, 2γ)

Направлено в журнал
"Известия АН СССР, серия физическая".

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В свое время исследования спектров γ -лучей радиационного захвата нейтронов существенно расширили возможности классической ядерной спектроскопии в построении схем возбужденных состояний атомных ядер как с точки зрения расширения круга исследованных ядер, так и повышения диапазона энергии возбуждения. Однако с ростом энергии возбуждения происходит увеличение плотности возбужденных состояний и усложнение спектров γ -распада, что часто ограничивает возможности используемых методов, приводя к неоднозначности результатов анализа каскадов γ -квантов радиационного захвата нейтронов.

В ядерной спектроскопии в дополнение к прямому измерению γ -спектров для анализа γ -каскадов с успехом используются методы γ - γ -совпадений, ставшие особенно эффективными с развитием техники полупроводниковых γ -спектрометров, существенно превосходящих сцинтилляционные по энергетическому разрешению, а магнитные и кристаллические - по эффективности регистрации γ -квантов. Однако при изучении спектров γ -лучей радиационного захвата нейтронов средними и тяжелыми ядрами методика γ - γ -совпадений наталкивается на ряд трудностей, отчасти из-за сложной формы аппаратной линии и ограниченной эффективности полупроводниковых детекторов /ППД/ по отношению к жестким γ -квантам.

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ на основе двух Ge(Li) детекторов в сочетании со светосильным нейтронным спектрометром - импульсным реактором ИБР-30 создан γ -спектрометр, реализующий метод суммирования амплитуд совпадающих импульсов /метод САСИ/, характеристики которого описаны в работе /1/. Уже первые измерения с таким спектрометром на основе стандартных Ge(Li) ППД показали перспективность использования метода САСИ для анализа двухквантовых γ -каскадов в реакции $(n, 2\gamma)$ на тяжелых ядрах, включая редкоземельные элементы.

Ниже представлены результаты исследования гамма-распада ядра ^{165}Dy с помощью реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)$ на тепловых нейтронах, описан метод их анализа с целью получения схемы возбужденных состояний ^{165}Dy .

2. МЕТОД СУММИРОВАНИЯ АМПЛИТУД СОВПАДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

Использованный нами метод САСИ является одной из модификаций метода γ - γ -совпадений. Особенность ее состоит в том, что ре-

гистрируются те совпадения, для которых сумма амплитуд совпадающих импульсов фиксирована и соответствует заданному значению E_{Σ} энергии, поглощенной γ -детекторами при акте регистрации. Если установить значение E_{Σ} равным максимально возможной энергии каскада /применительно к процессу (n, γ) на медленных нейтронах - выбрать энергию E_{Σ} равной энергии связи B_n нейтрона/, то методом САСИ будут регистрироваться двухквантовые каскады с суммарной энергией $E_{\Sigma} = B_n$, идущие только на основное состояние ядра, регистрируемая форма спектра одного детектора для фиксированного каскада будет представлять собой два изолированных пика, соответствующих полному поглощению квантов E_1 и E_2 . Эти пики расположены симметрично относительно точки $1/2 E_{\Sigma}$ и имеют равные площади.

Если имеется несколько двухквантовых переходов на заданный уровень, то регистрируемый дифференциальный спектр /ДС/, снимаемый с детектора, будет состоять из соответствующего числа пар пиков. Отношение их площадей равно отношению интенсивностей каскадов /с учетом поправок на эффективность детекторов/. "Перекачка" энергии с детектора на детектор за счет вторичных γ -квантов, возникающих при детектировании, приводит к образованию непрерывной подложки во всей области энергий от 0 до E_{Σ} , но постановка фильтров между детекторами может сделать эту подложку пренебрежимо малой.

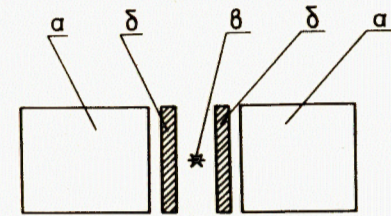
При выборе $E_{\Sigma} = B_n - E_g / E_g$ - энергия возбужденного состояния исследуемого ядра/ в спектре ДС, помимо линий от двухквантовых каскадов на уровень E_g , будет иметься вклад от регистрации каскадов на нижележащие состояния. Однако это не препятствует изучению переходов на уровень E_g . Метод исключения влияния переходов на более низкие уровни и других эффектов, не связанных с каскадами на уровень E_g , был предложен в работе /1/.

Указанные выше особенности метода САСИ /регистрация только двухквантовых каскадов с фиксированной суммарной энергией, простая форма аппаратного спектра/ позволяют надеяться на перспективность применения этого метода к изучению процессов γ -распада высоковозбужденных компаунд-ядер. Можно отметить еще одно дополнительное достоинство метода САСИ. Как было показано в /2/, обработку ДС можно провести так, чтобы разрешение по всему спектру сделать одинаковым и несколько даже лучшим, чем разрешение для линий малых энергий гамма-переходов.

В данной работе приводятся некоторые результаты применения метода САСИ к исследованию реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$ на тепловых нейтронах. Эксперименты выполнены на пучках реактора ИБР-30 при работе его в режиме бустера-размножителя с ускорителем ЛУЭ-40. Осуществленный нами вариант спектрометра, сочетающий спектрометр γ - γ -совпадений САСИ с методикой времени пролета для спектрометра нейтронов, подробно описан в работе /1/.

Регистрирующая часть спектрометра представляет собой два Ge(Li) -детектора, имеющих эффективность около 5% относительно

Рис.1. Геометрия эксперимента: а/ детекторы, б/ фильтр из свинца толщиной 3 г/см, в/ источник или образец.



эффективности кристалла NaI(Tl) с размерами 3x3 дюйма для γ -линии ^{60}Co с энергетическим разрешением $\sim 3,5$ кэВ для того же источника/при длине спектрометрического кабеля 1000 м/. Геометрия расположения кристаллов изображена на рис.1. Свинцовые фильтры между детекторами служат для подавления рассеяния с детектора на детектор и обеспечивают такие условия, при которых вклад эффектов рассеяния в спектр для одного каскада не превышает 1% /см. /1/. Эффективность регистрации каскада ^{60}Co /линии 1332 и 1173 кэВ/ равна $2 \cdot 10^{-5}$ импульса на распад.

Ход энергетической зависимости эффективности детекторов определен с помощью постоянных источников γ -излучения ^{22}Na , ^{24}Na и γ -линий реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ /3/. Калибровка энергетической шкалы спектрометра при обработке кодов совпадений велась по аннигиляционной γ -линии $E_{\gamma} = 511$ кэВ и однофотонному пику, соответствующему γ -линии $E_{\gamma} = 5556,4$ кэВ прямого перехода на уровень с энергией 158,6 кэВ, которые возбуждаются в реакции $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)^{165}\text{Dy}$.

Электроника спектрометра для каждого акта совпадений вырабатывала коды амплитуд импульсов с обоих детекторов /коды A_1 , A_2 и код времени регистрации совпадения относительно стартового импульса ИБР-30 /код В/. Информация накапливалась на магнитной ленте в течение всего цикла измерений и обрабатывалась по окончании цикла. На первой ступени обработки получался спектр суммы амплитуд $A_1 + A_2$ импульсов γ -лучей, обусловленных захватом тепловых нейтронов /отбор по кодам В/. На рис.2 показана часть спектра, полученного в реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$ с образцом из окиси диспрозия Dy_2O_3 , обогащенной до 97% изотопом ^{164}Dy . Чистое время измерений составляет 240 ч.

В спектре на рис.2 хорошо выделено несколько пиков. Для дальнейшей обработки взяты 5 пиков с суммарной энергией 5607, 5556, 5534, 5176 и 5142 кэВ. Они идентифицируются как пики полного поглощения двухквантовых переходов из компаунд-состояния с $I^{\pi} = 1/2^+$ на известные возбужденные уровни ^{165}Dy , характеристики которых приведены в табл.1. Отметим, что в спектре сумм амплитуд /рис.2/ слабо проявились переходы на основной уровень ^{165}Dy /спин $7/2^+$ / и совсем не проявились переходы на несколько уровней, лежащих между уровнями, указанными в табл.1. Все "непроявившиеся" уровни имеют высокие значения спинов /7/2, 9/2, 11/2/, т.е. по крайней мере один из двух γ -квантов каскада должен иметь мультипольность E2 или более высокую.

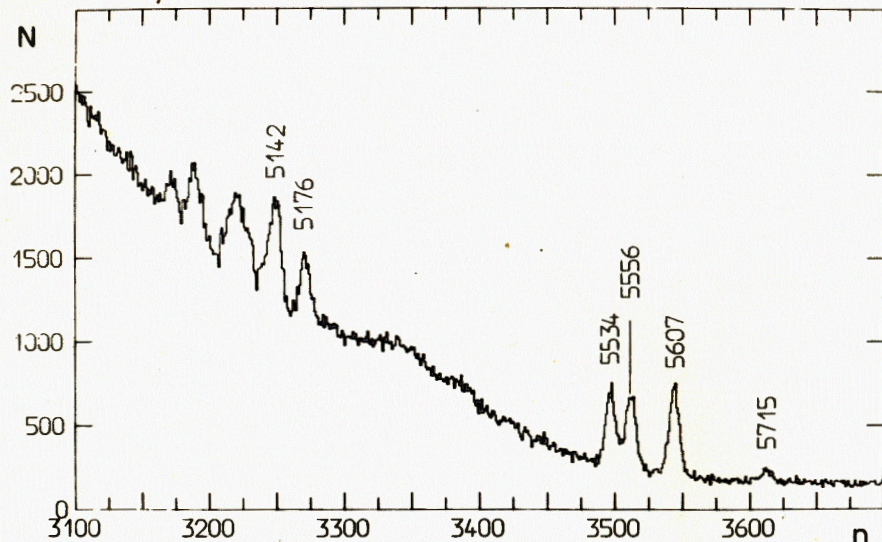


Рис.2. Спектр сумм амплитуд совпадающих импульсов, измеренный в реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$. Энергии пиков - в кэВ.

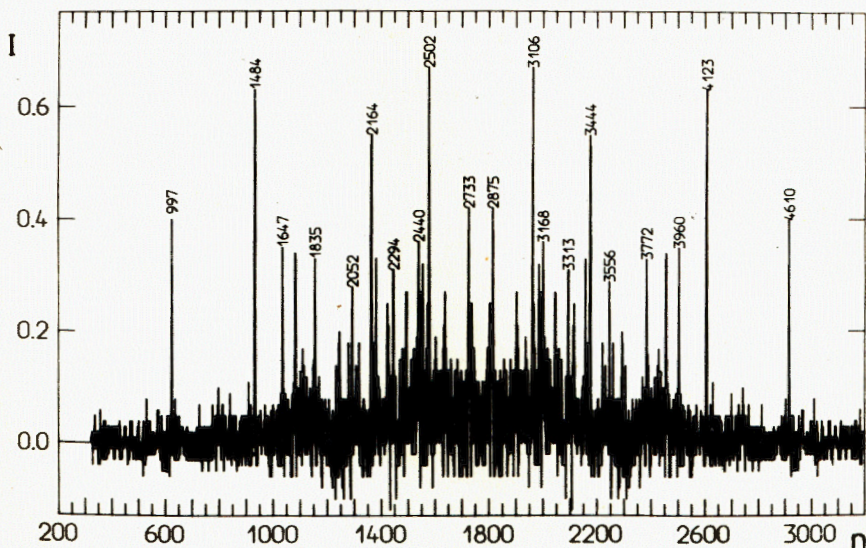


Рис.3. Дифференциальный спектр для пика с энергией 5607 кэВ.

Таблица 1

Идентификация пиков в спектре суммы амплитуд /рис.2/

Энергия пика двухквантового γ -перехода /кэВ/	Энергия конечного уровня ^{165}Dy /кэВ/* и соответствующие значения I^π **	Наимизшая мультипольность γ -квантов в каскаде
5607	$108,2 \frac{1}{2}^- /$	E1 и M1
5556	$158,6 \frac{3}{2}^- /$	E1 и M1
5534 ***	$180,9 \frac{5}{2}^- / + 184,3 \frac{5}{2}^- /$	E1 и M1
5176 ***	$533,5 \frac{5}{2}^- / + 538,6 \frac{3}{2}^+ /$	E1 и M1 E1 и E1 M1 и M1
5142 ***	$570,3 \frac{1}{2}^- / + 573,6 \frac{3}{2}^- /$	E1 и M1

*Данные о параметрах уровней взяты из^{1/4/}.

**Указано в скобках после значения энергии.

*** Дублет низколежащих уровней. Пики, соответствующие разным суммарным энергиям каскадов, в эксперименте не разрешены. В дальнейшем дублет заменен "эффективным" уровнем, энергия которого определяется энергией результирующего суммарного пика.

Пики спектра на рис.2 с энергией 5018; 5044 и 5091 кэВ принадлежат, по-видимому, актам регистрации с вылетом одного аннигиляционного кванта из указанных выше каскадов с суммарной энергией 5534; 5556 и 5607 кэВ соответственно. Не исключено, что в этих пиках присутствуют и каскады с меньшей энергией. Из-за невозможности однозначной интерпретации этих пиков здесь они не рассматриваются.

На следующей стадии обработки для каждого из перечисленных в табл.1 пиков спектра САСИ были получены соответствующие дифференциальные спектры. При этом методом, описанным в^{1/1/}, исключалась часть ДС, связанная с непрерывной подложкой в области пика спектра САСИ. Примеры полученных ДС приведены на рис.3-5. Спектры нормированы на полную площадь, равную 100. Для части пиков приведены значения из энергий /кэВ/, полученные по указанным выше калибровочным пикам.

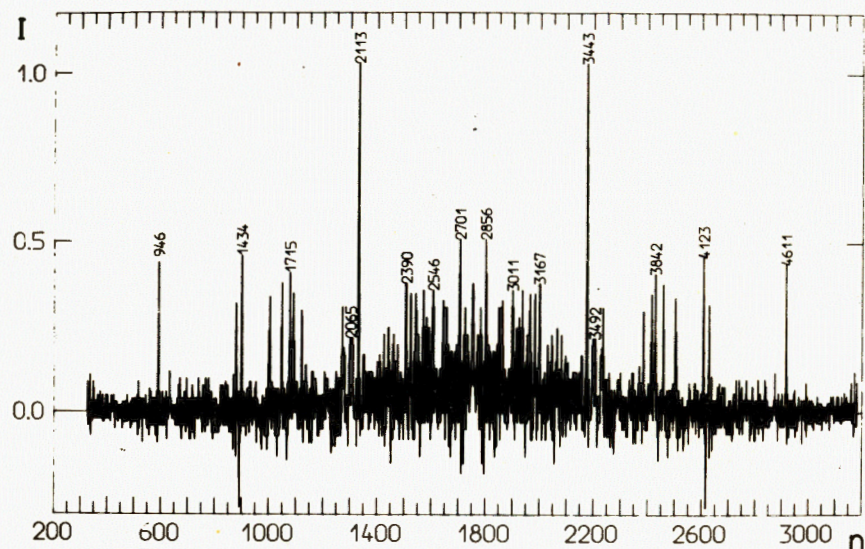


Рис.4. Дифференциальный спектр для пика с энергией 5556 кэВ.

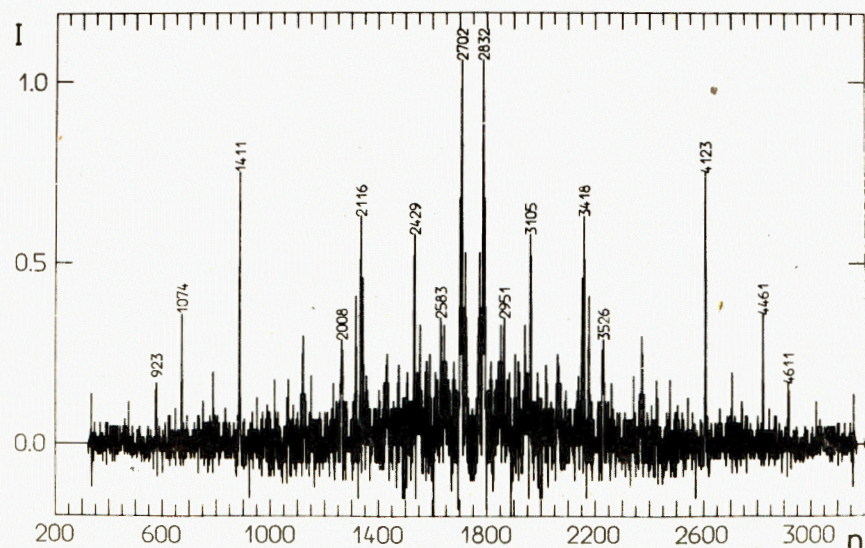


Рис.5. Дифференциальный спектр для пика с энергией 5534 кэВ.

Все спектры ДС имеют четко выраженные пики, обусловленные регистрацией каскадов, разрешенных аппаратурой. Имеется также непрерывная часть, связанная с неразрешенными каскадами. Доля последней не превосходит 50% общей площади спектра.

Анализ положения и площадей разрешенных пиков этих спектров позволил определить энергии обоих квантов, составляющих каскад и относительную интенсивность каскадов. Перечень их приведен в табл.2. Эти значения были определены только для тех каскадов, энергия переходов в которых превышала граничную энергию, равную 520 кэВ. Всего в пяти ДС были найдены значения энергий и интенсивностей для 180 каскадов, данные о которых приведены в первых 5 колонках табл.2. Погрешность определения энергии перечисленных там переходов составляет в зависимости от интенсивности пиков величину, равную 1-3 кэВ. В суммарном пике 5715 кэВ был выделен только один известный каскад 5177+538 кэВ, который не включен в таблицу.

Определение энергии квантов каскада еще недостаточно для размещения его в схеме уровней и определения положения промежуточного уровня, возбуждаемого в данном каскаде. Необходимо установить, какой из двух квантов каскада является первичным. Прямыми измерениями в настоящее время этот вопрос не может быть разрешен, поэтому мы воспользовались следующими соображениями: все каскады начинаются с одного состояния, которое образуется при захвате нейтрона. Поэтому, если в каскадах, приводящих к разным конечным состояниям, присутствуют γ -переходы с одинаковой энергией E_1 , то можно предположить, что эти переходы являются первичными и что заселение рассматриваемых конечных состояний идет через одно и то же промежуточное состояние с энергией возбуждения $B_n - E_1$. Соответственно этому вторичные переходы на разные конечные состояния будут сдвинуты по энергии друг относительно друга на разность энергии возбуждения конечных состояний, т.е. в данном случае задача выделения первичных переходов сводится к установлению того, какие из пиков в разных ДС соответствуют одному и тому же γ -переходу. Так как положение пика в спектре определено с конечной погрешностью, поставленная задача решалась методом максимального правдоподобия. Разработанный для этого вариант метода изложен в приложении.

Результаты анализа "совпадения" пиков в разных ДС приведены в табл.2, где даются полная энергия каскадов, их относительная интенсивность I_c , энергия квантов E_1 и E_2 каскада в порядке их следования, если определена энергия E_M промежуточного уровня.

Из 180 разрешенных каскадов для 113 каскадов удалось определить очередность вылета квантов и, исходя из этого, найти энергию 43 промежуточных уровней, которые возбуждаются этими каскадами. Для оставшихся каскадов порядок следования квантов установить не удалось, т.к. в этих случаях каскады либо не имели "общих" пиков в соседних ДС, либо "общие" пики находились для обоих квантов каскада. Необходимо заметить, однако, что из-за большой

плотности пиков в ДС существует заметная вероятность того, что пики разных ДС случайно приписаны одному переходу, хотя они, эти пики, фактически соответствуют разным /хотя и близким по энергии/ переходам.

Таблица 2 /продолжение/

Таблица 2

Энергии E_1 , E_2 γ -квантов каскадов, их относительная интенсивность $I_c \pm \delta I_c$ и энергия промежуточного уровня $E_M \pm \delta E_M$ для разных суммарных энергий каскадов $E_1 + E_2$.

N	E_1	E_2	I_c	δI_c	E_M	δE_M
1	2	3	4	5	6	7
$E_1 + E_2 = 5607,2$						
1	4610,5	996,8	1,84	0,35	1104,1	0,5
2	4122,9	1484,3	4,61	0,51	1591,9	0,1
3	3960,2	1647,1	1,92	0,40	1755,3	1,0
4	3944,8	1662,4	0,54	0,22	1770,6	0,4
5	3886,4	1720,8	2,25	0,44	1828,6	0,2
6	3772,4	1834,9	1,95	0,44	1942,5	0,1
7	3750,0	1857,2	0,75	0,27	1965,2	0,5
8	3627,6	1979,7	0,74	0,36	2087,1	0,4
9	3555,6	2051,6	1,72	0,54	2159,3	1,7
10	3443,5	2163,7	4,84	0,72	2270,8	1,0
11	3239,3	2367,9	2,04	0,48	2476,1	0,4
12	3167,7	2439,6	1,89	0,56	2546,8	1,2
13	3105,7	2501,5	2,82	0,68	2609,2	0,1
14	2949,7	2657,6	0,89	0,33	2764,8	0,8
15	2932,7	2674,6	0,79	0,31	2783,3	1,0
16	2863,7	2743,5	0,85	1,50	2852,7	1,2
17	2842,0	2765,2	1,50	0,53	2874,7	1,7
18	2772,6	2834,7	0,74	0,42	2942,7	0,3
19	2732,5	2874,7	3,02	0,76	2982,8	1,9
20	2664,7	2942,5	0,97	0,34	3051,2	0,7
21	2591,7	3015,5	1,31	0,43	3123,7	0,4
22	2454,8	3152,5	1,33	0,51	3256,3	2,9
23	2335,9	3271,3	0,42	0,24	3379,0	0,1
24	2294,2	3313,0	1,67	0,49	3421,5	0,9
25	2261,3	3346,0	1,57	0,46	3454,8	1,1
26	3648,7	1958,6	0,68	0,31		
27	3584,0	2023,3	0,53	0,28		
28	3574,0	2033,3	0,56	0,29		

1	2	3	4	5	6	7
29	3415,4	2191,9	1,48	0,42		
30	3262,4	2344,9	0,83	0,32		
31	3246,9	2360,5	0,59	0,31		
32	3174,8	2432,4	0,81	0,41		
33	3145,7	2461,6	1,78	0,57		
34	3002,1	2605,1	0,81	0,34		
35	2889,4	2717,9	0,62	0,34		
36	2867,6	2739,5	1,52	1,45		
37	2853,1	2754,1	1,31	0,48		
$E_1 + E_2 = 5556,8$						
1	4610,6	946,2	1,90	0,39	1104,1	0,5
2	4122,9	1433,9	3,16	0,90	1591,9	0,1
3	3958,8	1598,0	1,49	0,45	1755,3	1,0
4	3886,7	1670,2	2,01	0,51	1828,6	0,2
5	3841,5	1715,3	1,94	0,56	1874,4	0,8
6	3772,6	1784,3	1,68	0,46	1942,5	0,1
7	3749,1	1807,7	0,95	0,31	1965,2	0,5
8	3709,6	1847,2	0,71	0,28	2006,9	1,5
9	3537,6	2019,3	1,15	0,47	2177,4	0,1
10	3531,0	2025,8	1,17	0,47	2183,4	0,6
11	3524,3	2032,5	0,86	0,39	2189,0	1,3
12	3443,4	2113,4	7,99	0,93	2270,8	1,0
13	3167,2	2389,7	3,17	0,76	2546,8	1,2
14	3010,8	2546,0	2,62	0,72	2705,7	1,2
15	2950,8	2606,0	1,03	0,48	2764,8	0,8
16	2922,3	2634,6	0,89	0,45	2793,4	0,7
17	2735,3	2821,6	0,97	0,56	2982,8	1,9
18	2701,1	2855,7	2,57	0,88	3013,6	0,5
19	2522,3	3034,5	1,43	0,53	3193,4	0,7
20	2458,5	3098,3	1,01	0,44	3256,3	2,9
21	2294,1	3262,7	0,99	0,45	3421,5	0,9
22	2259,1	3297,8	0,74	0,38	3454,8	1,1
23	2242,2	3314,6	1,09	0,45	3474,0	1,2
24	2064,6	3492,2	1,99	0,46	3650,7	2,2
25	1865,6	3691,2	0,71	0,27	3848,4	1,0
26	1736,8	3820,0	1,72	0,46	3978,2	0,0
27	4153,7	1403,2	1,23	0,57		
28	3478,0	2078,7	1,72	0,43		
29	3410,6	2146,2	1,08	0,36		

Таблица 2 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7
30	3367,3	2189,5	0,80	0,32		
31	3277,9	2278,9	0,83	0,37		
32	3269,9	2286,9	1,17	0,50		
33	3140,6	2416,2	1,91	0,57		
34	3109,9	2446,9	2,18	0,60		
35	3067,5	2489,3	1,05	0,44		
36	3049,4	2507,4	1,69	0,55		
37	2869,7	2687,1	1,37	0,72		
38	2781,6	2775,2	1,25	0,45		
39	2777,0	2779,8	1,63	0,44		
$E_1+E_2= 5534,1$						
1	4610,9	923,3	0,61	0,21	1104,1	0,5
2	4123,2	1411,0	4,97	0,71	1591,9	0,1
3	3958,8	1575,3	0,70	0,34	1755,3	1,0
4	3840,7	1693,4	0,72	0,29	1874,4	0,8
5	3750,4	1783,7	0,77	0,38	1965,2	0,5
6	3743,1	1791,1	0,83	0,35	1972,1	0,1
7	1976,2	3557,9	0,62	0,30	2159,3	1,7
8	3532,2	2002,0	1,37	0,55	2183,4	0,6
9	3526,1	2008,0	1,86	0,61	2189,0	1,3
10	3445,6	2088,5	2,40	0,64	2270,8	1,0
11	2951,0	2583,1	2,69	0,74	2764,8	0,8
12	2930,7	2603,4	1,79	0,58	2783,3	1,0
13	2730,6	2803,5	1,73	0,83	2982,8	1,9
14	2702,2	2832,0	5,18	3,41	3013,6	0,5
15	2663,0	2871,2	1,38	0,58	3051,2	0,7
16	2462,9	3071,2	1,24	0,60	3256,3	2,9
17	2336,1	3198,0	1,13	0,48	3379,0	0,1
18	2272,4	3261,7	1,01	0,47	3443,1	0,5
19	2128,0	3406,1	1,81	0,59	3586,7	0,3
20	4460,6	1073,5	1,85	0,36		
21	4337,1	1197,2	0,56	0,26		
22	4275,3	1258,9	0,54	0,24		
23	3915,0	1619,2	0,85	0,34		
24	3498,8	2035,3	0,90	0,37		
25	3417,7	2116,5	4,41	0,90		
26	3339,3	2194,9	0,59	0,25		
27	3269,2	2265,0	1,28	0,51		
28	3105,3	2428,9	3,85	1,10		

Таблица 2 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7
29	3030,8	2503,3	1,29	0,53		
30	2920,5	2613,6	1,03	0,45		
31	2839,9	2694,3	3,61	1,07		
32	2828,0	2706,1	5,58	3,45		
33	2810,1	2723,9	1,76	0,86		
$E_1+E_2= 5176,8$						
1	4610,9	565,9	1,42	0,38	1104,1	0,5
2	3961,1	1215,7	0,78	0,33	1755,3	1,0
3	3944,0	1232,8	1,45	0,51	1770,6	0,4
4	3839,7	1337,1	0,84	0,45	1874,4	0,8
5	3606,7	1570,1	2,63	0,87	2107,5	0,8
6	3008,9	2167,9	3,35	1,40	2705,7	1,2
7	2949,0	2227,8	4,68	1,74	2764,8	0,8
8	2862,2	2314,6	2,03	1,04	2852,7	1,2
9	2701,0	2475,8	6,01	1,58	3013,6	0,5
10	2521,0	2655,9	6,35	2,01	3193,4	0,7
11	2292,2	2884,6	1,97	0,98	3421,5	0,9
12	2271,5	2905,3	2,07	0,94	3443,1	0,5
13	2177,3	2999,5	1,09	0,65	3539,7	2,0
14	2061,4	3115,4	2,85	1,26	3650,7	2,2
15	4232,0	944,9	0,77	0,35		
16	4067,7	1109,1	1,59	0,54		
17	3795,9	1381,1	1,03	0,51		
18	3765,3	1411,2	1,16	0,62		
19	3212,5	1964,4	1,60	0,77		
20	3035,4	2141,4	4,20	1,50		
21	2842,0	2334,8	2,75	1,14		
22	2813,8	2363,0	1,73	0,93		
23	2747,3	2429,6	5,94	1,60		
24	2732,0	2444,8	2,87	1,05		
$E_1+E_2= 5142,7$						
1	4611,9	530,9	0,52	0,20	1104,1	0,5
2	4123,2	1019,5	0,72	0,29	1591,9	0,1
3	3886,1	1256,7	0,65	0,27	1828,6	0,2
4	3742,8	1399,9	0,91	0,40	1972,1	0,1
5	3706,7	1436,1	0,68	0,32	2006,9	1,5
6	3628,3	1514,5	0,76	0,29	2087,1	0,4

Таблица 2 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7
7	3608,2	1534,5	0,74	0,30	2107,5	0,8
8	1589,0	3553,7	1,11	0,45	2159,3	1,7
9	3537,7	1605,0	2,14	0,65	2177,4	0,1
10	3527,5	1615,2	0,88	0,48	2189,0	1,3
11	3238,5	1904,2	0,92	0,44	2476,1	0,4
12	3169,9	1972,9	1,51	0,58	2546,8	1,2
13	3105,8	2036,9	0,56	0,35	2609,2	0,1
14	3008,0	2134,7	1,18	0,79	2705,7	1,2
15	2950,6	2192,2	3,47	1,44	2764,8	0,8
16	2920,9	2221,8	1,24	0,55	2793,4	0,7
17	2860,9	2281,9	1,82	0,65	2852,7	1,2
18	2838,6	2304,2	1,12	0,52	2874,7	1,7
19	2772,0	2370,7	1,31	0,92	2942,7	0,3
20	2730,4	2412,3	3,80	1,82	2982,8	1,9
21	2663,8	2478,9	1,79	0,70	3051,2	0,7
22	2590,9	2551,9	1,51	0,63	3123,7	0,4
23	2458,4	2684,3	1,18	0,58	3256,3	2,9
24	2239,9	2902,9	1,64	0,62	3474,0	1,2
25	2173,3	2969,4	1,33	0,55	3539,7	2,0
26	2128,6	3014,1	2,81	1,05	3586,7	0,3
27	2066,8	3075,9	1,05	0,55	3650,7	2,2
28	1867,6	3275,1	1,98	0,71	3848,4	1,0
29	1736,7	3406,0	1,35	0,56	3978,2	0,0
30	4083,4	1059,4	2,53	0,51		
31	3445,1	1697,6	2,17	0,99		
32	3439,8	1703,0	1,99	0,97		
33	3422,1	1720,7	1,33	0,51		
34	3318,4	1824,4	1,39	0,57		
35	3093,9	2048,9	0,67	0,39		
36	3031,9	2110,8	1,51	0,71		
37	2978,1	2164,7	1,99	0,69		
38	2945,9	2197,1	1,53	1,28		
39	2880,4	2262,3	1,67	0,61		
40	2784,6	2358,2	1,52	0,67		
41	2777,4	2365,3	1,26	0,87		
42	2749,2	2393,6	1,08	0,53		
43	2735,1	2407,7	2,99	1,62		
44	2705,1	2437,7	3,70	1,00		
45	2698,2	2444,6	1,84	0,75		
46	2608,9	2533,3	1,92	0,67		
47	2581,9	2560,8	1,24	0,58		

Таблица 3

Энергии вторичных переходов, возбуждаемых первичным
у -переходом E_1 на уровень E_M для разных каскадов

E_1	E_M	5607	5557	5534	5177	5143
4610,9	1104,1	996	946	923	566	532
4123,1	1591,9	1484	1434	1411		1020
3959,7	1755,3	1648	1597	1574	1217	
3944,4	1770,6	1663			1232	
3886,4	1828,6	1721	1667			1256
3840,6	1874,4		1716	1693	1335	
3772,5	1942,5	1835	1784			
3749,8	1965,2	1857	1807	1784		
3742,9	1972,1			1791		1400
3708,1	2006,9		1849			1435
3627,9	2087,1	1979				1515
3607,5	2107,5				1569	1535
3555,7	2159,3	2052		1978		1587
3537,6	2177,4		2019			1605
3531,6	2183,4		2025	2003		
3526,0	2189,0		2031	2008		1617
3444,2	2270,8	2163	2113	2090		
3238,9	2476,1	2368				1904
3168,2	2546,8	2439	2389			1974
3105,8	2609,2	2501				2037
3009,3	2705,7		2548		2168	2134
2950,2	2764,8	2657	2607	2584	2227	2193
2931,7	2783,3	2676		2602		
2921,6	2793,4		2635			2221
2862,3	2852,7	2745			2315	2280
2840,3	2874,7	2767				2302
2772,3	2942,7	2835				2370
2732,2	2982,8	2875	2825	2802		2411
2701,4	3013,6		2855	2833	2475	
2663,8	3051,2	2943		2870		2479
2591,3	3123,7	3016				2551
2521,6	3193,4		3035		2655	
2458,7	3256,3	3149	3098	3076		2684
2336,0	3379,0	3271		3198		
2293,5	3421,5	3314	3263		2883	
2271,9	3443,1			3262	2905	
2260,2	3454,8	3347	3297			
2241,0	3474,0		3316			2902
2175,3	3539,7				3002	2967
2128,3	3586,7			3406		3014
2064,3	3650,7		3493		3113	3078
1866,6	3848,4		3690			3276

В табл.3 приводятся данные об энергиях вторичных переходов, возникающих при распаде найденных уровней. Погрешность определения энергии промежуточного уровня, приведенная в табл.2, определялась из "разброса" энергии одного и того же первичного перехода, определенного по соответствующим пикам в разных ДС. При определении E_M было принято, что энергия связи нейтрона в ^{165}Dy составляет 5715 кэВ. В табл.2 приведены экспериментально определенные энергии квантов каскада, энергия вторичного перехода в табл.3 откорректирована в соответствии с принятым значением энергии связи нейтрона и средней энергии промежуточного уровня.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируем коротко результаты данной работы:

1. Показано, что ядро с достаточно большой плотностью уровней /у ^{164}Dy среднее расстояние между s-резонансами равно 200 эВ/ может успешно изучаться методом САСИ при использовании Ge(Li) детекторов умеренной эффективности.

2. При анализе разрешенных гамма-переходов в дифференциальных спектрах САСИ реакции $^{164}\text{Dy}(n, 2\gamma)^{165}\text{Dy}$, измеренной на тепловых нейтронах, получены данные об интенсивностях и энергиях 180 каскадов, возбуждающих конечные уровни с энергиями $E = 108, 158, 180, 184, 538, 570$ и 573 кэВ. На основании этих данных 113 каскадов размещены в схеме уровней. При этом определены положения 43 уровней, которые распадаются с возбуждением нескольких низколежащих состояний.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Метод построения схемы уровней

Для построения схемы уровней возбужденного ядра на основе полученных в методе САСИ дифференциальных спектров необходимо однозначно определить, какие из пиков разных ДС соответствуют одному и тому же гамма-переходу.

Определим разность между пиками номер k и номер l в спектрах номер i и j :

$$\Delta R_{ijk\ell} = E_{ik} - E_{j\ell} \quad /1/$$

Если σ^2 - дисперсия распределения экспериментальных значений относительно их истинного значения $\langle E \rangle$ и ξ - случайная нормально распределенная величина с нулевым средним и единичной

дисперсией, то /1/ можно представить в форме:

$$\Delta R_{ijk\ell} = \sigma_{ik} \xi_{ik} - \sigma_{j\ell} \xi_{j\ell} + q \quad /2/$$

Параметр q в выражении /2/ соответствует неизвестной разности между значениями $\langle E_{ik} \rangle$ и $\langle E_{j\ell} \rangle$. Согласно /2/, для пиков, соответствующих одному и тому же гамма-переходу, математическое ожидание q равно нулю.

Таким образом, задача размещения каскадов в схеме уровней сводится к поиску тех N пиков из M спектров ДС, для которых математическое ожидание q равно нулю. Эта задача в случае применения метода максимального правдоподобия сводится к поиску того значения q , которое обеспечивает максимум функции правдоподобия. Если в качестве переменной взята величина /2/, то функция правдоподобия L должна быть выбрана в виде многомерного нормального распределения.

$$L = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} (\vec{\Delta R}^T B^{-1} \vec{\Delta R}) \right] (\det B)^{-N/2} \quad /3/$$

Здесь $\vec{\Delta R}$ - вектор-столбец, $N-1$ компоненты которого определены соотношением /1/. Значения элементов матрицы определяются математическими ожиданиями элементов произведения $(\Delta R \cdot \Delta R^T)$, выраженным через значения σ^2 для соответствующих индексов номера спектра и номера пика. Необходимость введения многомерного нормального распределения в качестве функции правдоподобия вместо произведения одномерных нормальных распределений связана с малым числом спектров. В этом случае необходим учет корреляции значений $\vec{\Delta R}$ для разных компонент этого вектора.

Максимум выражения /3/ относительно параметра q определяется численным решением этого уравнения. Малость по модулю "наилучшего" значения q является необходимым, но недостаточным условием того, что N пиков из M спектров соответствуют одному и тому же гамма-переходу. Однозначность определения достигается при дополнительном анализе выражения $\vec{\Delta R}^T B^{-1} \vec{\Delta R}$. Значения этого выражения в случае, если анализируемые пики принадлежат одному и тому же гамма-переходу и оценка величины σ^2 не смещена, распределены согласно χ^2 -распределению с $N-1$ степенью свободы.

Практически в данной работе N пиков считались совпадающими, если для них выполнялись условия:

$$\begin{aligned} |q| &< 4 \text{ кэВ,} \\ \vec{\Delta R}^T B^{-1} \vec{\Delta R} &< \chi^2_{N-1}, \end{aligned} \quad /4/$$

где χ^2_{N-1} - значение параметра χ^2 для $N-1$ степени свободы, соответствующее 99% площади этого распределения. Эти условия проверялись для первого и второго переходов каскада; в качестве первичного брался тот переход, для которого значение $|q|$ было

минимальным. В случае близости значений параметра q для обоих переходов первичным считался тот переход, у которого значение N было больше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, P15-82-706, Дубна, 1982.
2. Сухой А.М., Хитров В.А. ОИЯИ, P13-82-905, Дубна, 1982.
3. Krusche B. et al. Nucl.Phys., 1982, A386, p.245.
4. Nucl.Data Tables, 1968, vol.5, No.1-2, p.199; Nucl.Data Sheets, 1974, vol.11, No.2, p.208.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1983 года.

Попов Ю.П. и др. P6-83-316
Исследование гамма-распада ^{165}Dy с помощью реакции $(n, 2\gamma)$

С помощью Ge(Li)-детекторов получены спектры двухквантовых γ -каскадов, возбуждающих ряд низколежащих уровней ^{165}Dy при захвате тепловых нейтронов. Из спектров выделено 180 каскадов, разрешенных детекторами, из них 113 размещены в схеме уровней. При этом получены значения энергии 43 уровней в интервале энергии возбуждения $1,1 \div 4,0$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Popov Yu.P. et al. P6-83-316
Investigation of ^{165}Dy Gamma-Decay in the $(n, 2\gamma)$ Reaction

By means of Ge(Li) detectors spectra of two-quanta γ -cascades exciting some low-lying levels of ^{165}Dy at the capture of thermal neutrons are obtained. 180 cascades are distinguished among them resolved with the detectors, 113 cascades are located in a level scheme. The values of 43 level energies within the $1.1 \div 4.0$ MeV range are determined.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.