

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346.18
К-787

P15 - 8810

У/рм-78

О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, С.С.Паржицкий, И.В.Сизов

2758/2-75

ГАММА-РАСПАД $P_{1/2}$, $f_{5/2}$,

$P_{3/2}$ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ^{63}Cu

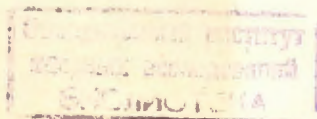
1975

P15 - 8810

О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, С.С.Паржицкий, И.В.Сизов

ГАММА-РАСПАД $P_{1/2}$, $f_{5/2}$,

$P_{3/2}$ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ^{63}Cu



Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Паржицкий С.С., Сизов И.В. P15 - 8810

Гамма-распад $p_{1/2}$, $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ аналоговых резонансов в ^{63}Cu

В работе исследован гамма-распад аналоговых резонансов в ^{63}Cu . В функции возбуждения реакции $^{62}\text{Ni}(p,\gamma)^{63}\text{Cu}$ обнаружены резонансы при $E_p = 2481, 2546, 2556$ и 2659 кэВ, которые идентифицированы как $p_{1/2}$ -, $f_{5/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналоги основного, первого и второго возбужденных состояний ^{63}Ni . Измерены γ -спектры каждого резонанса, определены парциальные и полные гамма-ширины.

Обсуждаются вопросы о переходах с аналога на антианалог и на состояния типа поляризации остова. Сравниваются вероятности аналоговых β - и γ -переходов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Kraft O.E., Naumov Yu.V., Parzhitsky S.S., P15 - 8810
Sizov V.I.

γ -Decay of the Analog Resonances in ^{63}Cu

The gamma-decay of the analog resonances in ^{63}Cu was investigated. The measurements were performed with Van de Graaff accelerator ($E_{p, \text{max}} = 5$ MeV) of the Neutron Physics Laboratory of JINR. The resonances at the $E_p = 2481, 2546, 2556$ and 2659 keV. were identified as $p_{1/2}$, $f_{5/2}$ (two components) and $p_{3/2}$ analog states of the ground, first and second excited states of ^{63}Ni . The gamma spectra were measured with GeLi detectors and partial gamma-widths were deduced.

It is found the concentration of the M1 strength in the excitation energy around 3-4 MeV. The strength of the analog-antianalog and analog-corepolarization state transitions are discussed. The analog β and γ -transitions are compared.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

Изучение гамма-распада аналоговых резонансов позволяет получить богатую информацию о ядерной структуре. Это во многом определяется природой аналогового состояния, волновая функция которого хорошо известна, несмотря на большую энергию возбуждения. Данные о гамма-распаде аналогов можно использовать для определения волновых функций низколежащих состояний, на которые происходит распад. Анализ показывает, что информация о ядерной структуре, получаемая при изучении гамма-распада аналогов, качественно похожа на получаемую при изучении β -распада, но для значительно большего диапазона энергий возбуждения.

Исследование γ -переходов типа аналог-антианалог дает сведения о свойствах одночастичных состояний. Из гамма-распада аналогов можно получить информацию о ядерных возбуждениях коллективного типа. Во многих ядрах интенсивно заселяются состояния, которые можно интерпретировать как состояния типа поляризации остова.

Гамма-распад аналогов привлек к себе внимание сравнительно недавно. Одним из первых обзоров по этому вопросу является работа ^{/1/}. Краткий обзор основных проблем можно найти в ^{/2/} и ^{/3/}.

Настоящая работа является продолжением цикла исследований, предпринятых для изучения гамма-распада аналогов в ядрах $2p1f$ -оболочки. В работах ^{/4-7/} были изложены результаты исследований гамма-распада $p_{3/2}$ -, $f_{5/2}$ - и $p_{1/2}$ -аналогов в ^{61}Cu . Здесь приводятся данные о гамма-распаде $p_{1/2}$ -, $f_{5/2}$ и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{63}Cu . Часть этих данных была опубликована нами в ^{/8-10/}.

Эксперимент и результаты

Аналоги в ^{63}Cu возбуждались в реакции $^{62}\text{Ni}(p\gamma)^{63}\text{Cu}_2$. Мишень ^{62}Ni /95,6% обогащения/ толщиной 10 мкг/см² облучалась протонами, ускоренными на электростатическом генераторе ЛНФ ОИЯИ / $E_{p\text{max}} = 5 \text{ МэВ}$ /. Токи составляли 5-10 мкА. Монохроматичность пучка была лучше $5 \cdot 10^{-4}$.

Аналоги основного ($p_{1/2}$) и второго возбужденного /158 кэВ, $p_{3/2}$ / состояний ^{63}Ni в ^{63}Cu были установлены в работе /11/ при изучении реакции упругого рассеяния протонов на ^{62}Ni . В этой работе измерялась функция возбуждения в реакции $^{62}\text{Ni}(pp_0)$ с высоким разрешением. Резонансы с большими протонными ширинами и значениями $J^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ при энергиях протонов $E = 2481$ и 2659 кэВ были отождествлены авторами с аналогами $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ соответственно. Аналог первого возбужденного состояния ^{63}Ni / 88 кэВ, $f_{5/2}$ / в реакции (pp_0) не проявился, что, по-видимому, объясняется большим центробежным барьером для $\ell_p = 3$. Аналог $p_{1/2}$ наблюдался также в работе /12/.

Так как энергии $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов с точностью 2-3 кэВ установлены в реакции упругого рассеяния протонов, то идентификация их в реакции ($p\gamma$) не представляла большой трудности. Функция возбуждения изучалась нами с помощью кристалла NaJ(Tl) размерами 100x100 мм. Порог дискриминации был выбран так, чтобы регистрировать γ -кванты с энергией $> 3 \text{ МэВ}$. Участок функции возбуждения в области энергий 2460-2490 кэВ представлен на рис. 1. При энергии $E_p = 2481$ кэВ виден пик, соответствующий $p_{1/2}$ -аналогу. Таким же образом был идентифицирован $p_{3/2}$ -аналог при $E_p = 2659$ кэВ /см. рис. 1/.

Более сложным был поиск $f_{5/2}$ -аналога, положение которого в реакции (pp_0) не установлено. Между тем в реакции ($p\gamma$) он мог быть обнаружен.

Примерное положение $f_{5/2}$ -аналога можно оценить, зная положение аналога основного состояния ^{63}Ni . Однако неопределенность этой оценки составляет ~ 30 - 40 кэВ /она связана с неопределенностью величины

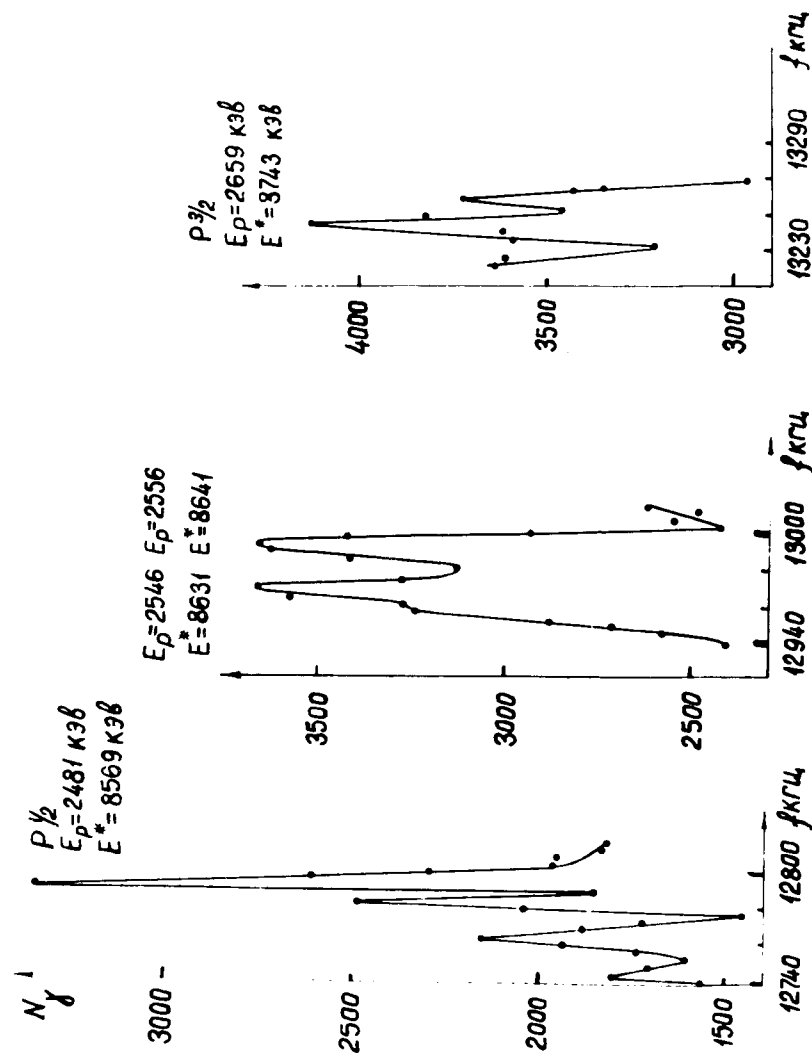


Рис. 1. Функции возбуждения в области $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{63}Cu .

ΔE_c -разности кулоновских энергий членов изомультиплета/.

При измерении функции возбуждения в соответствующей энергетической области мы обнаружили три сильных резонанса с $E_p = 2546, 2556$ и 2586 кэВ. Характер их γ -распада позволяет считать, что резонансы с $E_p = 2546$ и 2556 кэВ являются компонентами расщепленного $f_{5/2}$ -аналога. Для γ -распада этих резонансов характерно интенсивное заселение состояний со спинами $3/2, 5/2$ и $7/2$, в то время как γ -распад резонанса с $E_p = 2586$ кэВ характеризуется сильными переходами на уровни со спином $1/2$.

Гамма-распад резонансов изучался с помощью GeLi детектора объемом 40 см^3 , помещенного под углом 90° к падающему пучку. Разрешающая способность составляла $10-12$ кэВ для γ -лучей с энергией $\sim 8,5$ мэВ.

Градуировка по энергии в области до $2,5$ МэВ производилась по внутренним реперам. Такими реперами частично служили те γ -переходы в ^{63}Cu , энергии которых измерены с большой точностью при β -распаде $^{63}\text{Zn}/^{13}$ /, частично γ -линии, возникающие в различного рода реакциях на примесях, содержащихся в мишени или цилиндре Фарадея. При больших энергиях удобным репером служила примесная линия ^{16}O с энергией 6129 кэВ, получаемая по реакции $^{19}\text{F}(p,d)^{16}\text{O}$.

В спектре каждого резонанса наблюдалось более 100 линий, включающих как прямые γ -переходы с аналогов, так и γ -излучение, принадлежащее разрядке низколежащих состояний. При распаде аналогов прямыми переходами заселялись 40 уровней ^{63}Cu с энергиями до ~ 4 МэВ. Для спектра каждого резонанса нами была построена схема распада, сбалансированная по энергии и интенсивности.

В таблице 1 приведены данные о прямом заселении с аналоговых резонансов уровней ^{63}Cu . В первой колонке даны их энергии, полученные из наших измерений, с указанием среднеквадратичной погрешности. Большая часть низколежащих состояний до 3100 кэВ наблюдалась при β -распаде $^{63}\text{Zn}/^{13}$ / Исключением являются состояния с энергиями $2405, 2678, 2831, 2956$ и 2978 кэВ. Эти уровни и уровни с более высокими энергиями воз-

буждения, наблюдаемые в наших измерениях, известны из реакции неупругого рассеяния протонов на $^{63}\text{Cu}/^{14,15}$ /. Уровень 3264 кэВ введен нами впервые. Значения квантовых характеристик в колонке 2 таблицы 1 взяты из работы /13/. Для остальных уровней значения J^π неизвестны.

В работе /10/ нами были определены резонансные силы и гамма-ширины переходов на основное состояние ^{63}Cu для $p_{1/2} \rightarrow f_{5/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов. Пользуясь результатами измерений относительных интенсивностей γ -переходов, мы вычислили парциальные гамма-ширины I_γ , приведенные в колонках 3,5,7 и 9 таблицы 1 для $p_{1/2} \rightarrow f_{5/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов. В колонках 4,6,8 и 10 приводятся величины $B(M1)$ для соответствующих переходов. Значения гамма-ширин даны без учета углового распределения. Величины $B(M1)$ найдены в предположении, что переходы являются чистыми $M1$ -переходами. На рис. 2 представлено распределение $M1$ -силы для $p_{1/2} \rightarrow f_{5/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов.

Кроме данных о гамма-распаде аналогов, в работе получена информация о разрядке низколежащих состояний ^{63}Cu .

На рис. 3 приведена схема разрядки по данным наших измерений. Результаты по разрядке уровней, которые наблюдались также при β -распаде ^{63}Zn , в основном совпадают с результатами работы /13/. Данные о разрядке остальных состояний получены нами впервые.

Обсуждение результатов

Подробный анализ результатов работы будет сделан позднее, после проведения полной программы исследований, в которую входит измерение угловых распределений γ -излучения.

Здесь мы ограничимся рассмотрением переходов с аналога на антианалог и на состояния типа поляризации остова и сравнением вероятностей γ -перехода с аналога на какой-то уровень и β -распада из материнского состояния на тот же уровень. Соответствующие β - и γ -переходы называют аналоговыми.

Таблица I

Энергия уровня, кэВ	J J	P _{1/2} -аналог		J 5/2 - аналог		P _{3/2} -аналог			
		E _p = 248I кэВ		E _p = 2546 кэВ		E _p = 2556 кэВ		E _p = 2659 кэВ	
		E _{рез} = 8569, I+I, 5 кэВ		E _{рез} = 863I, 7+ 2,0 кэВ		E _{рез} = 8640, 6+ 2 кэВ		E _{рез} = 8743, 3+ I, 5 кэВ	
		$\Gamma_{\gamma} \cdot 10^2$ эВ	$\beta(M1) \cdot 10^2 \mu_0^2$	$\Gamma_{\gamma} \cdot 10^2$ эВ	$\beta(M1) \cdot 10^2 \mu_0^2$	$\Gamma_{\gamma} \cdot 10^2$ эВ	$\beta(M1) \cdot 10^2 \mu_0^2$	$\Gamma_{\gamma} \cdot 10^2$ эВ	$\beta(M1) \cdot 10^2 \mu_0^2$
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	3/2 ⁻	22	3,0	I,8	0,24	4,6	0,6I	6,0	0,77
668,3+0,5	I/2 ⁻	II	I,9	0,25	E2	I,0	E2	5,0	0,82
96I,6+0,5	5/2 ⁻	2,6	E2	2,0	0,38	2,8	0,56	7,9	I,45
I325,6+0,5	7/2 ⁻			I, I	0,24	I,4	0,3I	I, I	E2
I4I0,4+0,5	5/2 ⁻	5,5	E2	I, I	0,25	2,9	0,66	4,6	I,0
I546,5+0,5	3/2 ⁻	I7	4,3	2,3	0,55	2,6	0,63	I,8	0,4I
I860,0+I,0	5/2 ⁻ 7/2 ⁻			I,0	0,28				
20I2,2+I,0	3/2 ⁻ (I/2 ⁻)	3,7	I, I	I,4	0,4I	0,8	0,24	I,6	0,45
2060,0+I,0	I/2 ⁻ (3/2 ⁻)	7,7	2,4			I, I	E2	0,8	0,23
2080,0+I,5	5/2 ⁻ (3/2 ⁻)					I, I	0,33	I,3	0,38
2333,6+I,5	3/2 ⁻ 5/2 ⁻ (I/2 ⁻)					0,87	0,30	I,6	0,52
2405+3		I,9	0,69						
2497,3+I,5	3/2 ⁻	I0	3,9			I,5	0,56	0,4	0, I3
2533,7+2,0	5/2 ⁻ (3/2 ⁻)	0,7	0,27			2,2	0,83	0,9	0,32
2677,9+I,8		9,9	4,2			0,8	0,32	I,7	0,66
2697+2 ⁻	I/2 ⁻ 3/2 ⁻	5, I	2,2						
2778+2	3/2 ⁻ 5/2 ⁻ (I/2 ⁻)					I,2	0,5I		
283I+2,5				I,0	0,39				
2860+2	I/2 ⁻ 3/2 ⁺ 5/2 ⁻							2,4	I,0
2886+2	I/2 ⁻ 3/2 ⁺ 5/2 ⁻	3,3	I,6			0,7	0,32	0,8	0,30
2956+3		3,3	I,6					I, I	0,49
2978,6+I,6		2,6	I,3					0,9	0,40
3042+3 ⁻	I/2 ⁺ 3/2 ⁺ 5/2 ⁺	3,5	I,8			I,6	0,78	0,4	0,43
3I00+3	I/2 ⁺ 3/2 ⁺ 5/2 ⁺	4,4	2,3			0,9	0,46		

Таблица I (продолжение)

3I27+3						0,9	0,46		
3224+3		4,8	2,7			0,9	0,49	I,6	0,82
3264+3		I,6	0,90			I,3	0,72		
3292+4		5,7	3,0			I, I	0,62	2,4	I,3
3309+4		7,5	4,5	0,7	0,40	2,5	I,42	3,8	2,0
3406+3		3,5	2,2						
3429+2		4,8	3,0						
346I+4		3,7	2,4						
3476+4								4,2	2,4
3535+3								I,8	I, I
3657+4								I,6	0,78
3774+4		4,4	3,2						
3902+3		2,6	2,0						
3960+3								2,0	I,5
4058+5								I,8	I,4
4I I9+5								2,2	I,8
								4,6	4,0

х) Значения резонансных сил $(2J + I) \Gamma_p \Gamma_{\gamma} / \Gamma$ определены с точностью 20% для угла 90° между γ - излучением и падающим пучком. Величины Γ_{γ} даны без учета углового распределения.

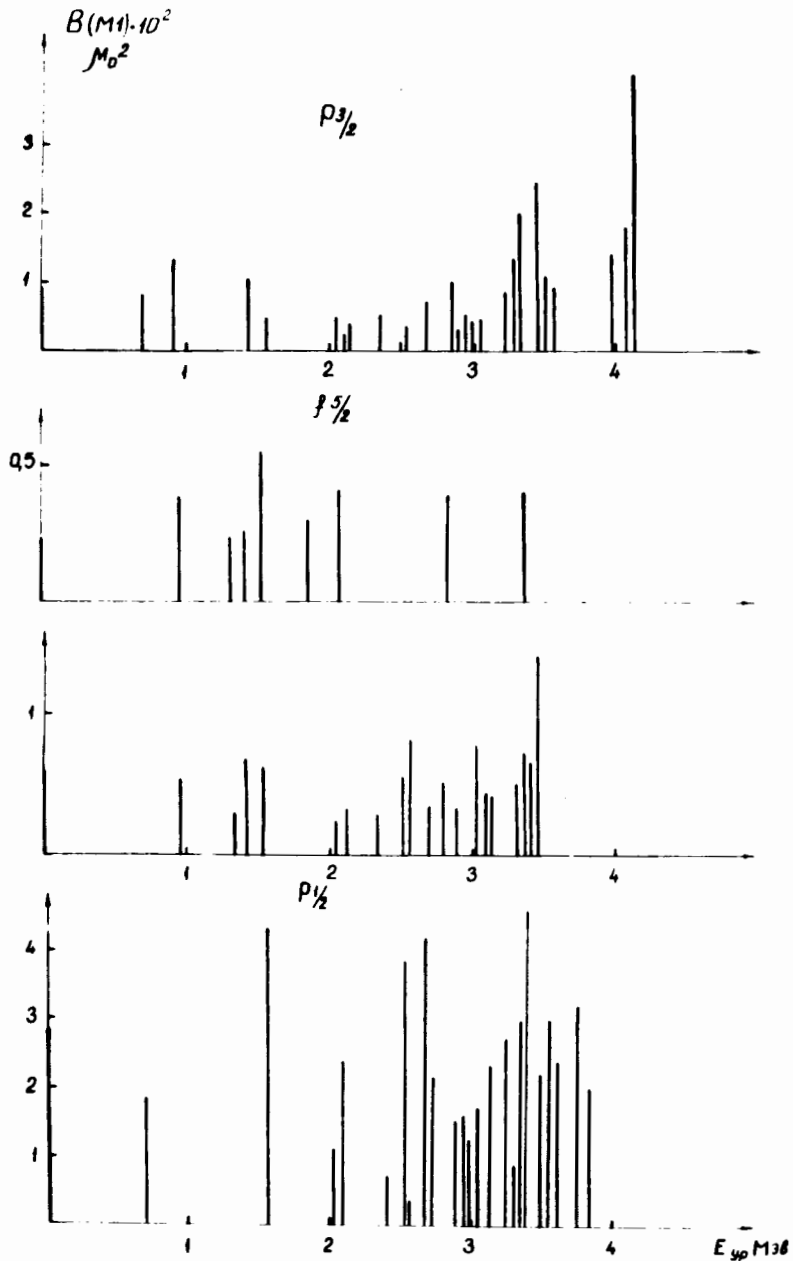


Рис. 2. Величины $B(M1)$ для γ -переходов с $p_{1/2}$, $p_{5/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов на уровни ^{63}Cu .

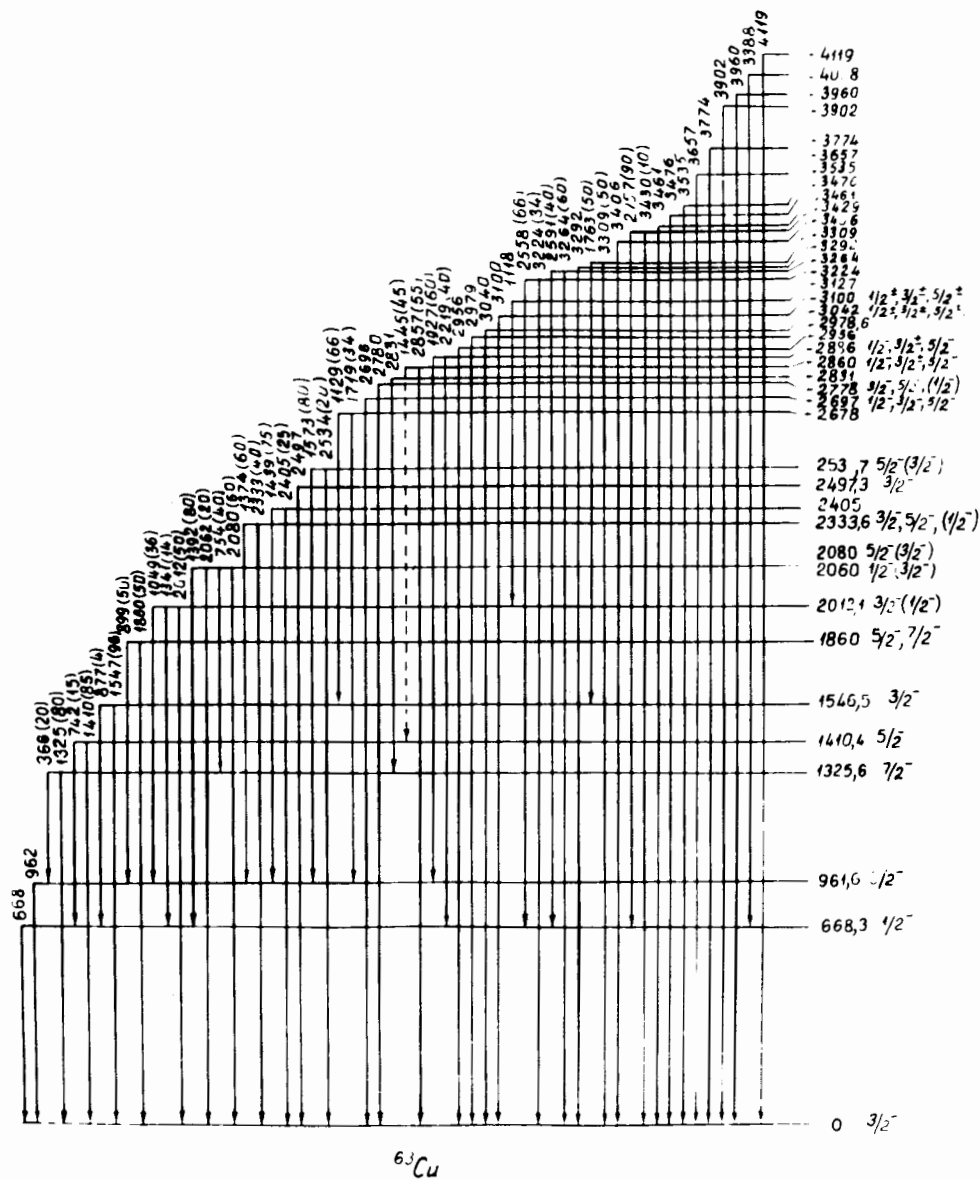


Рис. 3. Разрядка уровней ^{63}Cu .

Переходы типа аналог-антианалог

Положение антианалогового состояния ориентировочно определяется величиной изоспинового расщепления ядерных состояний. Разность энергий между $T_{>}$ - и $T_{<}$ - состояниями выражается формулой

$$E_{T_{>}} - E_{T_{<}} = 2T_0 \frac{V_1}{A},$$

где T_0 - изоспин аналога, A - атомный вес ядра-мишени, $V_1 \cong 50 \text{ МэВ}$.

Иногда $T_{<}$ - компонента распределяется по нескольким ядерным уровням. Однако часто одно состояние несет значительную долю $T_{<}$ - компоненты. Такое состояние называют антианалоговым. Основой для идентификации антианалогового состояния является большой спектроскопический фактор в реакциях передачи протона.

В ядре ^{63}Cu антианалогами для $p_{1/2^-}$, $f_{5/2^-}$ и $p_{3/2^-}$ - аналогов могут считаться уровни 668 кэВ, 962 и 1410 кэВ и 0, имеющие большие спектроскопические факторы в реакции ($^3\text{He}, d$) /15/.

Если рассматривать состояния типа частица плюс инертный остов, то для приведенной вероятности M1-перехода аналог-антианалог можно получить выражение /16/:

$$B(M1) = \frac{9}{8\pi} (2T_i + 1) \langle T_i M_T 10 | T_f M_T \rangle^2 \times$$

/1/

$$\times j(j+1) \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ T_f & T_i & T_0 \end{matrix} \right\} (g_p - g_n)^2,$$

где T_0 - изоспин остова, j - угловой момент нечетной частицы, g_p и g_n - гироманнитные отношения для протона и нейтрона, определяемые формулой

$$g_{p,n} = g_l \pm (g_s - g_l) \frac{1}{2l+1}.$$

Здесь g_l и g_s - орбитальное и спиновое гироманнитные отношения, выраженные в единицах $ef / 2M_p c^2$:

$$g_l = \begin{cases} 1, \\ 0, \end{cases} \quad g_s = \begin{cases} 5,58 & \text{для протона,} \\ -3,82 & \text{для нейтрона.} \end{cases}$$

Знаки \pm относятся к случаям $j = l \pm 1/2$.

Величина $(g_p - g_n)$ оказывает существенное влияние на вероятность перехода. В случае переходов между состояниями с $j > = l + 1/2$ получается максимальное значение $(g_p - g_n)$. Для переходов между состояниями с $j < = l - 1/2$ эта величина имеет минимальное значение. Поэтому M1-переходы для состояний $j >$ могут быть усилены в 20-200 раз по сравнению с M1-переходами для $j <$.

Экспериментальные и рассчитанные по ф-ле /1/ значения величин $B(M1)$ для переходов аналог-антианалог в ^{63}Cu приведены в таблице 2. Видно, что предсказание одночастичной модели для абсолютных значений $B(M1)$ выполняется по порядку величины в случае переходов $p_{1/2^-} - p_{1/2^-}$ и $f_{5/2^-} - f_{5/2^-}$ ($j < - j <$). Для $p_{3/2^-}$ -аналога наблюдается торможение перехода аналог-антианалог боее чем на 2 порядка. Соответственно относительные интенсивности переходов типа $j > - j >$ и $j < - j <$ сильно отличаются от расчетных. Похожая ситуация наблюдалась для ^{61}Cu /4/.

Состояния типа поляризации остова

Анализ вероятностей переходов типа аналог-антианалог в ядрах $sd-$, $f_{7/2^-}$ и fp - оболочек сделан в ряде работ /2,3,16,17/. Эффект заторможенности этих переходов для $p_{3/2^-}$ -аналогов в ядрах fp - оболочки связан с интенсивным заселением состояний типа поляризации остова /корполяризационных/, лежащих при больших энергиях возбуждений /3/.

Эффект концентрации переходов с $p_{3/2^-}$ -аналога на уровни с энергиями около 3 МэВ наблюдался в ядре ^{61}Cu /5/. Сумма приведенных вероятностей M1-переходов

Таблица 2

Аналог	$B(MI) \cdot 10^2 / \mu_0^2$ аналог-антианалог	
	эксперимент	теория
$P_{1/2}$	1,9	7,7
$\phi_{5/2}$	1,85	1,1
$P_{3/2}$	0,77	170

Таблица 3

Уровень ^{63}Cu	$\log ft$ $^{63}\text{Ni} - ^{63}\text{Cu}$	$B(MI, \sigma) \cdot 10^2$ μ_0^2	$B(MI) \cdot 10^2$ μ_0^2
0, $3/2^-$	6,5	0,0010	0,030

на уровне в этой области энергий составила 30% от общей наблюдаемой силы, а величина $V(M1)$ для перехода аналог-антианалог - 15%. Для этого ядра $p_{3/2} - p_{3/2}$ переход был заторможен в 10 раз по сравнению с одночастичной оценкой.

В ^{63}Cu концентрация переходов с $p_{3/2}$ -аналога приходится на область энергий 3-4 МэВ, причем степень концентрации в этом случае значительно больше, чем для ^{61}Cu . Сумма величин $V(M1)$ для переходов на уровне с энергиями 3-4 МэВ составляет 70% от наблюдаемой силы, в то время как $V(M1)$ для перехода аналог-антианалог составляет всего 3%. Для этого ядра, как видно из таблицы 2, $p_{3/2} - p_{3/2}$ переход заторможен более чем в 200 раз по сравнению с одночастичной оценкой.

Заметим, что подобная же тенденция уменьшения вероятности $M1$ -переходов типа аналог-антианалог с увеличением изоспина ядра наблюдалась для распада $g_{9/2} -$ аналогов в ядрах $^{59,61,63}\text{Cu}$ в работе /18/.

Аналоговые β^- -и γ -переходы

Ядро $^{63}\text{Ni}(1/2^-)$ распадается на основное состояние $^{63}\text{Cu}(3/2^-)$.

Аналоговым для этого β^- -перехода является γ -переход с $p_{1/2}$ -аналога на основное состояние ^{63}Cu .

Между величиной ft для гамов-теллеровского β^- -перехода и величиной $V(M1)$ аналогового γ -перехода существует связь, выражаемая формулой

$$ft = \frac{11530}{T_0 V(M1, \sigma)} \quad /2/$$

Здесь T_0 - изоспин аналога, $V(M1, \sigma)$ - приведенная вероятность изовекторного $M1$ γ -перехода. Выражение /2/ связывает величину ft только со спиновой частью оператора $M1$ -перехода, вкладом ℓ -части пренебрегаем. В таблице 3 дано значение $V(M1, \sigma)$, вычисленное из величины ft по ф-ле /2/, и значение $V(M1)$ соответ-

ствующего γ -перехода. Наблюдается значительное превышение величины $V(M1)$ по сравнению с $V(M1, \sigma): V(M1)/V(M1, \sigma) = 30$.

Систематика отношений $V(M1)/V(M1, \sigma)$ для ряда ядер, приведенная в работе /3/, показывает, что это отношение, как правило, больше 1: в большинстве случаев эта величина лежит в пределах от 1 до 5.

Значение отношения $V(M1)/V(M1, \sigma)$ для ^{63}Cu является самым большим. Из этого можно было бы сделать вывод о значительном вкладе ℓ -части в рассматриваемый переход. Однако нужно учесть, что для γ -перехода с $p_{1/2}$ -аналога на основное состояние ^{63}Cu с $J^\pi = 3/2^-$ не определено отношение смеси $E2/M1$. Изучение углового распределения γ -лучей в этом случае не дает сведений о величине смеси, так как спин начального состояния, равный 1/2, приводит к изотропии γ -излучения. Возможная неучтенная $E2$ -примесь в γ -переходе в данном случае может оказаться существенной, так как пренебрежение ею приведет к завышению величины $V(M1)$, а это как раз и есть тот эффект, который мы наблюдаем.

Литература

1. S.Hanna. In: *Isospin in Nucl. Phys.* Ed. D. Wilkinson. North Holland. Amsterdam, 593, 1969.
2. Ю.В.Наумов, О.Е.Крафт. *Изоспин в ядерной физике.* Изд. Наука, Ленинград, 1972.
3. Ю.В.Наумов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 38, 1617, 1974.
4. О.Е.Крафт, П.П.Лебедев, Ю.В.Наумов, И.В.Сизов. *Сообщения ОИЯИ*, P15-7072, Дубна, 1973.
5. О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, И.В.Сизов. *Сообщения ОИЯИ*, P15-8201, Дубна, 1974.
6. О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, И.В.Сизов. *Сообщения ОИЯИ*, P15-8202, Дубна, 1974.
7. О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, С.С.Паржицкий, И.В.Сизов. *Прогр. и тезисы докладов на 25 Совещ. по яд. спектр. и структуре ат. ядра, стр. 56, Ленинград, "Наука", 1975.*
8. О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, С.С.Паржицкий, Л.В.Романова, И.В.Сизов. *Прогр. и тезисы докладов на 24 Совещ. по яд. спектр. и структуре ат. ядра, стр. 55, Харьков, "Наука", 1974.*

9. О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, С.С.Паржицкий, И.В.Сизов. Прогр. и тезисы 25 Совещания по яд. спектр. и структуре ат. ядра, стр. 63, Ленинград, "Наука", 1975.
10. О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, И.В.Сизов. Изв. АН СССР, сер. физ., 39, 70, 1975.
11. J.Browne, H.Newson, E.Bilpuch, G.Mitchell. Nucl. Phys., 153, 481, 1970.
12. K.Ramavataram, C.Yang, G.Mercier. G.St.-Pierre, d. Sykes. Phys.Rev., C9, 237, 1974.
13. A.Klaasse, P.Goudsmit. Zs.Phys., 266, 75, 1974.
14. M.Mazari, W.Buechner, R. de Figueiredo. Phys. Rev., 108, 373, 1957.
15. Nucl. Data. B2, No. 3, 1967.
16. S.Maripuu. Nucl.Phys., A123, 357, 1969.
17. H.Klapdor. Phys.Lett., 35B, 405, 1971.
18. J.Szentpetyery, Y.Szücs. Phys.Rev.,Lett., 28, 378, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1975 года.