

УДК 539.143.425+539.172.12

ГАММА-РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

Ю.В. Наумов, О.Е. Крафт

Ленинградский Государственный университет, Ленинград

Дан обзор основных проблем, возникающих при изучении γ -распада аналоговых резонансов. Рассматриваются данные сравнения аналоговых β - и γ -переходов, переходов типа аналог — антианалог. Собраны и анализируются данные о заселении состояний типа поляризации остова. Рассматриваются вопросы γ -распада компонент тонкой структуры аналогов. Обсуждаются проблемы $E1$ -распада аналогов.

A review of the main problems in the investigations of the γ -decay of the analogue resonances is given. The experimental data on analogue β - and γ -transitions are discussed. The data on the corepolarisation states are presented. The problems concerning the γ -decay of the fine structure components of the analogue states are described. $E1$ -decay of the analogue states is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение γ -распада аналоговых резонансов оказалось информативной и плодотворной областью ядерных исследований. Кроме чисто спектроскопических сведений о низколежащих состояниях ядер, таких, как энергии, квантовые характеристики, смеси мультипольностей переходов, значения разветвлений, извлекается информация о некоторых эффектах, обусловленных природой аналоговых состояний. Аналоговое состояние отличается на единицу по изоспину от близкорасположенных состояний. Его волновая функция достаточно хорошо известна, несмотря на то что энергия возбуждения велика и составляет 6—20 $M\epsilon$ в средних и тяжелых ядрах. Данные о γ -распаде аналогов широко используются как тест для волновых функций низколежащих состояний. Анализ показывает, что информация, получаемая о ядерной структуре из γ -распада аналогов, качественно похожа на информацию, получающуюся из β -распада. Однако диапазон энергий возбуждения, достигаемый при γ -распаде (3—6 $M\epsilon$), существенно

больше, чем при β -распаде. Изучение переходов аналог — анти-аналог в различных областях ядер позволяет получить новые данные о свойствах одночастичных состояний. Исследование зарядовообменных ядерных возбуждений коллективного типа также оказалось возможным с помощью γ -распада аналогов. Во многих ядрах интенсивно заселяются состояния, которые можно интерпретировать как состояния типа поляризации остова. Поиск прямых и косвенных доказательств существования гигантского резонанса Гамова — Теллера — одна из интереснейших проблем.

Новой областью является изучение γ -распада компонент тонкой структуры аналогов. Корреляционный анализ применяется для получения интересных данных о структуре T_- -компоненты аналога.

γ -Распад аналогов привлек внимание недавно. Один из первых обзоров по этому вопросу — работа [1], а краткий обзор основных проблем дается в работах [2, 3].

1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О γ -РАСПАДЕ АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Волновая функция аналогового состояния записывается в следующем виде:

$$\Psi_{T_0+1, T_0}^{AC} = \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} T_- \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{MC} \quad (1)$$

Здесь Ψ_{T_0+1, T_0+1}^{MC} — волновая функция материнского состояния с изоспином $T_0 + 1$ и проекцией изоспина $T_0 + 1$. Оператор T_- переводит нейтрон в протон, не меняя состояния, на котором находится частица:

$$T_- = \sum_i a_p^+(i) a_n(i). \quad (2)$$

В силу принципа Паули суммирование ограничивается состояниями, которые заполнены нейтронами избытка.

Аналоговое состояние имеет определенный изоспин $T_0 + 1$, равный изоспину материнского состояния, и находится в ядре с проекцией изоспина T_0 . В этом ядре низколежащие состояния обычно имеют изоспин, равный проекции, т. е. T_0 . Аналоговое состояние, как правило, находится при больших энергиях возбуждения (от нескольких мегаэлектронвольт до 20 Мэв в средних и тяжелых ядрах). При таких энергиях возбуждения плотность состояний с обычным изоспином много больше, чем плотность аналоговых состояний. Аналоговое состояние оказывается резко

выделенным по многим своим свойствам. Совокупность экспериментальных и теоретических данных указывает на то, что смешивание состояний с разными изоспинами невелико, и индивидуальный характер аналоговых состояний отчетливо проявляется во многих экспериментах.

При γ -распаде аналогового состояния $\Delta T = 1$, и поэтому только изовекторная часть оператора γ -перехода дает вклад в переход. Информация, извлекаемая при этом, в принципе отлична от той, которая получается при переходах между низколежащими состояниями с $\Delta T = 0$ (последние особенно чувствительны к изоскалярной части). Можно надеяться, что при γ -распаде ИАР можно получить сведения о тех частях волновых функций, которые чувствительны к изовекторной части оператора электромагнитного перехода.

Оператор электромагнитного перехода $\mathfrak{M}(\lambda, \mu)$ имеет смысл оператора взаимодействия токов ядра с полем излучения:

$$\mathfrak{M}(\lambda, \mu) = \frac{1}{c} \int \mathbf{j}(r) A_{\lambda\mu}^*(kr) dr. \quad (3)$$

Зависимость от изоспина содержится в множителе $\mathbf{j}(r)$. Выражение для тока включает члены так называемого конвекционного тока для протонов и спиновых токов (или токов намагничивания) для протонов и нейтронов:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(r) = & \sum_p e_p \left[\frac{\mathbf{p}_p}{2M_p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \frac{\mathbf{p}_p}{2M_p} \right] + \\ & + c \sum_p \mu_p \left(\frac{e\hbar}{2M_p c} \right) \nabla \times \boldsymbol{\sigma}_p \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) + \\ & + c \sum_n \mu_n \left(\frac{e\hbar}{2M_p c} \right) \nabla \times \boldsymbol{\sigma}_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n), \end{aligned} \quad (4)$$

где μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона. Используя операторы изоспина, это выражение можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(r) = & \frac{e}{2} \sum_i (1 - \tau_3^{(i)}) \left[\frac{\mathbf{p}_i}{2M_p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \frac{\mathbf{p}_i}{2M_p} \right] + \\ & + \frac{c}{2} \left(\frac{e\hbar}{2M_p c} \right) \sum_i [\mu_+ + \mu'_- \tau_3^{(i)}] \nabla \times \boldsymbol{\sigma}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i); \end{aligned} \quad (5)$$

здесь $\mu_+ = \mu_n + \mu_p$ и $\mu'_- = \mu_n - \mu_p = -\mu_-$.

Получаем для тока изоскалярную часть

$$\begin{aligned} \mathbf{j}^{(0)}(r) = & \frac{e}{2} \sum_i \left[\frac{\mathbf{p}_i}{2M_p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \frac{\mathbf{p}_i}{2M_p} \right] + \\ & + \frac{c}{2} \left(\frac{e\hbar}{2M_p c} \right) \sum_i \mu_+ \nabla \times \boldsymbol{\sigma}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \end{aligned} \quad (6)$$

а также изовекторную часть

$$\mathbf{j}^{(1)}(r) = -\frac{e}{2} \sum_i \tau_3^{(i)} [\mathbf{V}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)]_{\text{сим}} + \frac{c\mu'}{2} \left(\frac{e\hbar}{2M_p c} \right) \sum_i \tau_3^{(i)} \nabla \times \sigma_i \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i). \quad (7)$$

В соответствии с этим можно выделить изоскалярную и изовекторную части в операторе перехода:

$$\mathfrak{M}(\lambda, \mu) = \mathfrak{M}_0(\lambda, \mu) + \mathfrak{M}_1(\lambda, \mu) t_z. \quad (8)$$

Приведем выражения для изовекторной части оператора для $M1$ -, $E2$ - и $E1$ -переходов:

$$\mathfrak{M}_1(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{e\hbar}{2M_p c} (4,70\sigma_\mu + l_\mu); \quad (9)$$

$$\mathfrak{M}_1(E2) = (e_p - e_n) r^2 Y_\mu^{21}(r); \quad (10)$$

$$\mathfrak{M}_1(E1) = (e_p - e_n) r Y_\mu^1(r). \quad (11)$$

Разделение оператора электромагнитного перехода на изовекторную и изоскалярную части определяет основное правило отбора по изоспину для γ -переходов: γ -переходы любой мультипольности должны удовлетворять условию $\Delta T = 0, \pm 1$.

Существенную информацию о выполнимости этого правила может дать изучение γ -переходов между состояниями с $\Delta T = 2$, т. е. изучение γ -распада дубльаналоговых состояний. В настоящее время в ядрах обнаружены состояния, изоспин которых на две единицы больше, чем его проекция: $T = |T_z| + 2$. Такие состояния в ядрах с проекцией изоспина T_z — дубльаналоги состояний ядер с проекцией изоспина $|T_z| + 2$.

Дубльаналоговые состояния находятся при больших энергиях возбуждения и проявляются как резонансы в различного рода реакциях. В табл. 1 приведены ядра с установленными дубльаналоговыми состояниями и их энергиями возбуждения. Как правило, найденные состояния — дубльаналоги основных уровней ядер. Однако иногда удается наблюдать и дубльаналоги некоторых возбужденных состояний. Энергии таких состояний в табл. 1 заключены в скобки.

Помимо указанных в табл. 1 ядер дубльаналоги, по-видимому, обнаружены в ядрах ^{48}Cr и ^{60}Zn [4], ^{59}Ni и ^{90}Nb [16] и как резонансы в компаунд-ядре ^{59}Cu в реакции $^{58}\text{Ni}(p, n)^{58}\text{Cu}$ [17].

γ -Излучение при возбуждении дубльаналогов изучалось для ядер с $A = 4n$: ^{20}Ne [1, 18, 19]; ^{24}Mg [1, 7], ^{28}Si [9, 10], ^{32}S [12, 20, 21], ^{44}Ti [14]. Было установлено, что эти состояния разряжаются двухступенчатым γ -каскадом через уровни с $T = 1$ на уровни с $T = 0$. Прямых переходов с $T = 2$ на уровни с $T = 0$

Т а б л и ц а 1
Д а н н ы е о д у б л ь а н а л о г а х

Ядро	T_z	T	Энергия возбуждения, Мэв	Литература
$^{12}_6\text{C}_6$	0,	2	$27,50 \pm 0,10$	[4]
$^{16}_8\text{O}_8$	0,	2	$22,717 \pm 0,008$	[5]
	0,	2	$(24,70 \pm 0,10)$	[4]
$^{20}_{10}\text{Ne}_{10}$	0,	2	$16,732 \pm 0,0024$	[1, 4, 6]
	0,	2	$(18,430 \pm 0,0050)$	[4]
$^{24}_{12}\text{Mg}_{12}$	0,	2	$15,434 \pm 0,003$	[7]
$^{28}_{14}\text{Si}_{14}$	0,	2	$15,223 \pm 0,003$	[8—10]
$^{32}_{16}\text{S}_{16}$	0,	2	$12,050 \pm 0,004$	[11, 12]
$^{36}_{18}\text{Ar}_{18}$	0,	2	$10,858 \pm 0,035$	[4]
$^{38}_{18}\text{Ar}_{20}$	1,	3	$18,784 \pm 0,030$	[4]
$^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$	0,	2	$11,978 \pm 0,025$	[8, 13]
$^{44}_{22}\text{Ti}_{22}$	0,	2	$9,338 \pm 0,002$	[14]
$^{52}_{26}\text{Fe}_{26}$	0,	2	$8,54 \pm 0,10$	[4]
$^{58}_{28}\text{Ni}_{28}$	0,	2	$9,90 \pm 0,10$	[4]
$^{210}_{84}\text{Po}_{126}$	21,	23	37,36	[15]

обнаружено не было. Для интенсивности $E2$ -переходов с $\Delta T = 2$ даны верхние пределы для ^{24}Mg [7], ^{28}Si [9], ^{32}S [12] и ^{44}Ti [14]. Эти пределы для значений $B(E2)$ находятся в диапазоне 0,06—0,004 ед. Вайскофа, что примерно в $10 \div 100$ раз меньше средней силы разрешенных по изоспину $E2$ -переходов для ядер в области $20 \leq A \leq 40$ [22].

Данные о вероятностях $\Delta T = 2$ γ -переходов можно использовать для анализа чистоты изоспина дубльаналоговых состояний. Такие же сведения можно получить из анализа данных о распаде дубльаналоговых состояний с вылетом тяжелых частиц: α -частиц, дейтронов, протонов. Такие распады запрещены по изоспину, но наблюдаются с большой вероятностью. Запрещенные по изоспину (α , γ)-реакции служат для возбуждения дубльаналоговых состояний. γ -Переходы на состояния с $T = 1$ разрешены по изоспину, так что для анализа можно использовать запрещенные и разрешенные по изоспину процессы. Отметим, что примеси состояний с $T = 1$ к дубльаналоговому в ядрах с $T_z = 0$ не дают вклада в γ -переходы с дубльаналогов на аналоги, так как для переходов с $\Delta T = 0$

$$\langle J'M'T'T_z | \mathfrak{M}_1 | JMTT_z \rangle = \frac{T_z}{[T(T+1)(2T+1)]^{1/2}} \langle J'M' | | \mathfrak{M}_1 | | JM \rangle.$$

Здесь выписан приведенный по изоспину матричный элемент и использован явный вид коэффициентов Клебша — Гордана.

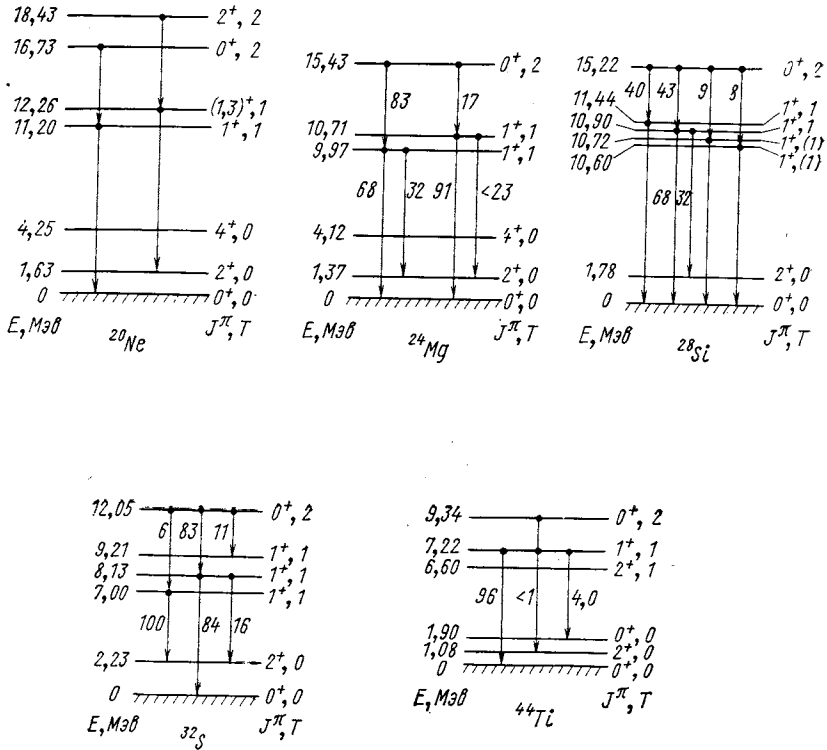


Рис. 1. γ -Разрядка дубльаналоговых состояний

Можно привести еще одно соотношение, которое показывает, что вероятности переходов для γ -распада дубльаналогов и соответствующих аналогов отличаются только численным множителем:

$$\langle J'M'T'T_z | \mathfrak{M}_1 | JMTT_z \rangle = (-)^{T'-T} \left[\frac{T_{>}^2 - T_z^2}{T_{>}(2T_{>} - 1)(2T_{>} + 1)} \right]^{1/2} \langle J'M' | | \mathfrak{M}_1 | | JM \rangle. \quad (12)$$

Здесь $T_{>}$ — большее из значений T и T' .

В табл. 2 приведены данные о γ -разрядке дубльаналогов в ядрах ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S и соответствующих им аналогов в ядрах ^{24}Na , ^{28}Al и ^{32}P . Обращает на себя внимание большое сходство γ -разрядки уровней с $T = 2$ в ядрах с $T_z = 0$ и $T_z = 1$.

Характерная особенность γ -распада дубльаналогов — сильные переходы на состояния с $T = 1$. Схемы γ -разрядки дубльана-

логовых состояний, известные в настоящее время, приведены на рис. 1. Видно, что эти состояния везде разряжаются двухступенчатым γ -каскадом через уровни с $T = 1$ на уровни с $T = 0$. Все без исключения γ -переходы с дубльаналогов — это сильные $M1$ -переходы типа $0^+, 2-1^+, 1$.

В ядре ^{44}Ti находятся два расположенных рядом уровня с $T = 1 : 6,60 \text{ Мэв}, 2^+$ и $7,22 \text{ Мэв}, 1^+$. Разрядка дубльаналога происходит только на уровень с $J^\pi = 1^+$ ($M1$ -переход), $E2$ -переход на уровень с $J^\pi = 2^+$ не наблюдался. Экспериментальные силы $M1$ -переходов с дубльаналогов приведены в табл. 3 вместе с теоретическими значениями $B(M1)$.

Таблица 3

Экспериментальные и теоретические значения $B(M1)$ для γ -переходов $T=2 \rightarrow T=1$

Ядро	Переход		$B(M1)$, ед. В	
	$E_i - E_f$, Мэв	$J_i^\pi, T_i - J_f^\pi, T_f$	Эксперимент	Теория
$^{20}\text{Ne}_{10}$	16,73—11,20	$0^+, 2-1^+, 1$	$1,40 \pm 0,25$ [6]	1,33 [6]
$^{24}\text{Mg}_{12}$	15,43—9,97 15,43—10,71	$0^+, 2-1^+, 1$ $0^+, 2-1^+, 1$	$0,8 \pm 0,3$ $0,27 \pm 0,09$ [7]	0,99 1,34 [7]
$^{28}\text{Si}_{14}$	15,22—11,44 15,22—10,90 15,22—10,72 15,22—10,60	$0^+, 2-1^+, 1$ $0^+, 2-1^+, 1$ $0^+, 2-1^+, 1$ $0^+, 2-1^+, 1$	0,54 0,39 0,07 0,06 [10]	3,94 5,62 1,85 [10]
$^{32}\text{S}_{16}$	12,05—7,00 12,05—8,13 12,05—9,21	$0^+, 2-1^+, 1$ $0^+, 2-1^+, 1$ $0^+, 2-1^+, 1$	$0,053 \pm 0,011^*$ $1,57 \pm 0,31$ $0,55 \pm 0,11$ [12]	0,038 0,89 0,33 [6]
$^{44}\text{Ti}_{22}$	9,34—7,22	$0^+, 2-1^+, 1$	0,6 [14]	4,2 [14]

* В предположении $\Gamma_p = \Gamma$.

Теоретические значения $B(M1)$ получены в многочастичной модели оболочек с эффективным взаимодействием. Во всех случаях расчеты хорошо объясняют относительные интенсивности перехо-

дов с $T = 2$ на уровни с $T = 1$ и абсолютные значения интенсивностей переходов с $T = 1$ на уровни $T = 0$. Сложнее обстоит дело с величиной $B(M1)$ для переходов $T = 2 \rightarrow T = 1$. В работах [7, 10, 14] отмечается, что теоретическое значение оказывается приблизительно на порядок выше экспериментального для ядер ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{44}Ti . В то же время расчеты [6] дают величины, совпадающие с экспериментальными.

2. γ -РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ И СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Оператором перехода при γ -распаде аналоговых резонансов является изовекторная часть оператора электромагнитного перехода. Поэтому можно полагать, что изучение γ -распада аналогов даст информацию качественно нового типа, непохожую на информацию, которая получается при исследовании γ -переходов с $\Delta T = 0$ между низколежащими состояниями ядер.

Данные о γ -распаде аналогов можно использовать как тест для волновых функций низколежащих состояний. Существенно, что при вычислении вероятностей переходов с аналога нет необходимости выписывать волновую функцию аналога в явном виде. Достаточно знать волновую функцию материнского состояния $\Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}}$ и функцию конечного состояния Ψ_{T_0, T_0}^f .

Приведенный матричный элемент для γ -перехода из аналогового состояния $\Psi_{T_0+1, T_0}^{\text{AC}}$ в конечное Ψ_{T_0, T_0}^f выражается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} & \left\langle \Psi_{T_0, T_0}^f \left\| \sum_i \mathfrak{M}_1(i) t_z(i) \right\| \Psi_{T_0+1, T_0}^{\text{AC}} \right\rangle = \\ & = \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} \left\langle \Psi_{T_0, T_0}^f \left\| \sum_i \mathfrak{M}_1(i) [T_-, t_z(i)] \right\| \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \right\rangle = \\ & = \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} \left\langle \Psi_{T_0, T_0}^f \left\| \sum_i \mathfrak{M}_1(i) t_-(i) \right\| \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \right\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Вероятность γ -перехода определяется материнской $\Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}}$ и конечной Ψ_{T_0, T_0}^f -волновыми функциями. При этом γ -распад аналогового состояния можно рассматривать как зарядообменный процесс.

В большинстве случаев изучаются аналоги низколежащих состояний, волновые функции которых достаточно хорошо известны. Тогда можно сравнить эксперимент и результаты вычислений с какими-либо модельными функциями Ψ_{T_0, T_0}^f . С другой стороны, если хорошо известна Ψ^f , то данные о γ -распаде могут

дать сведения о функции Ψ_{T_0+1, T_0+1}^{MC} . Отметим, что в таких вычислениях существенно предположение о чистоте аналогового состояния: аналог — чистое $T_0 + 1$ -состояние и смешиванием с T_0 -состояниями пренебрегается.

В последние годы появилось немало экспериментальных данных о γ -распаде аналогов. Однако теоретических расчетов проведено немного. Одним из наиболее детально изученных ядер является ^{51}V , здесь изучался γ -распад аналогового $p_{3/2}$ -состояния [24—26]. Экспериментальные значения вероятностей переходов использованы в работе [27] для изучения структуры низколежащих состояний.

Функция возбуждения в (pp_0) - и $(p\gamma)$ -реакциях и γ -спектр распада $p_{3/2}$ -аналога основному состоянию ^{51}Ti показаны на рис. 2 и 3 [24]. Основное состояние ^{51}Ti предполагается состоящим из двух протонов и нейтрона сверх остова ^{48}Ca . Протоны в $f_{7/2}$ -состоянии связаны в момент $J_p = 0$, нейтрон находится на уровне $p_{3/2}$. Однако нельзя исключить и конфигурацию, когда протоны связаны в момент $J_p = 2$. В этом случае волновая функция основного состояния ^{51}Ti имеет следующий вид:

$$\Psi(^{51}\text{Ti}_{o.c} J^\pi = 3/2^-) = \sum_{J_p} a_{o.c}(J) [(f_{7/2}^p)_{J_p}^2 p_{3/2}^n]_{J=3/2} \ ^{48}\text{Ca}. \quad (14)$$

Для низколежащих состояний ^{51}V принимается следующая конфигурация: три протона в оболочке $f_{7/2}$ вне остова ^{48}Ca . Следующий шаг — учет оболочки $p_{3/2}$, т. е. два протона в оболочке $f_{7/2}$ и один в $p_{3/2}$: $[(f_{7/2}^p)^2 p_{3/2}^p]_J$. Энергии низколежащих состояний неплохо описываются простейшей конфигурацией $(f_{7/2})^3$, однако при этом воспроизводятся не все экспериментальные уровни. Включение конфигурации $p_{3/2}$ значительно улучшает согласие вычисленных и экспериментальных энергий уровней.

Существенный недостаток такого описания заключается в том, что конфигурация $(f_{7/2})^2 p_{3/2}$ не имеет определенного изоспина. Чтобы получить состояние с определенным изоспином, необ-

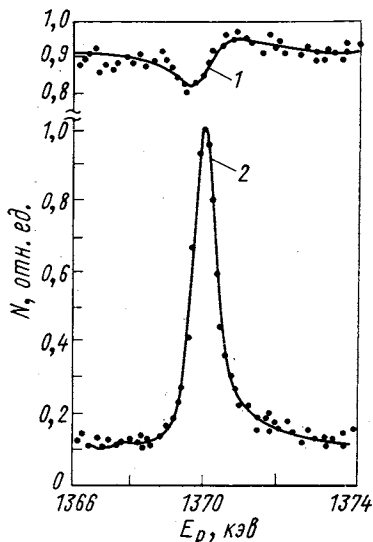


Рис. 2. Функция возбуждения вблизи $p_{3/2}$ -аналога в ^{51}V [24]:
1 — (pp_0) -реакция; 2 — $(p\gamma)$ -реакция

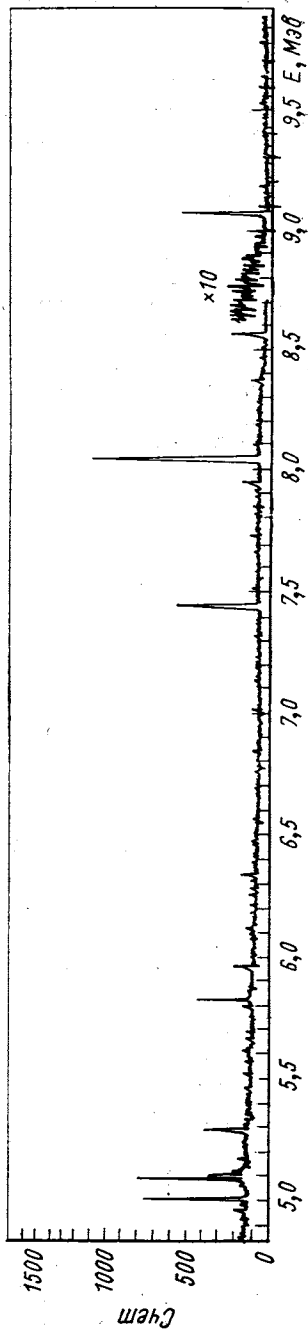
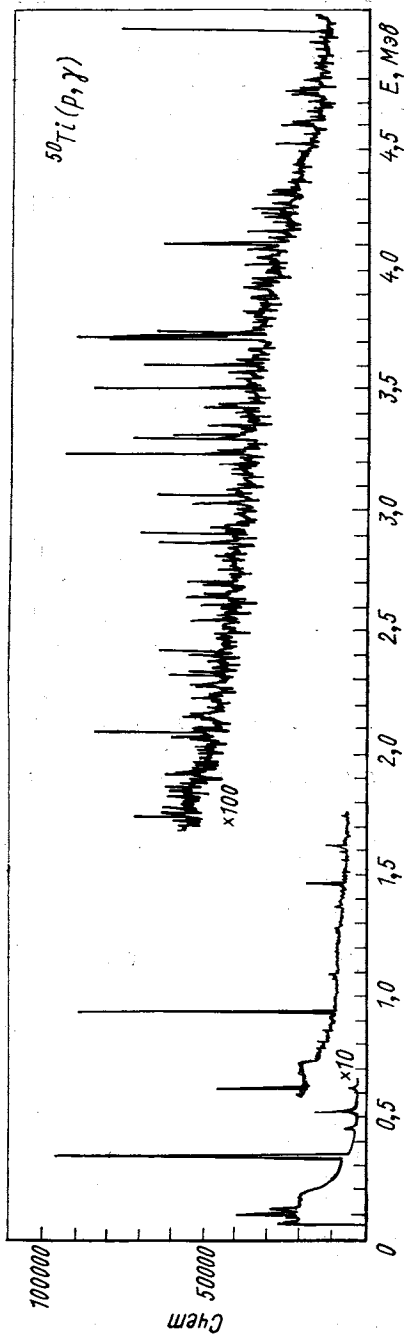


Рис. 3. γ -Спектр распада $P_{3/2}$ -аналога в ^{51}V [24]

ходимо образовать линейные комбинации из двух конфигураций, показанных на рис. 4. Для этого можно воспользоваться методом проекционных операторов [28] или методом коэффициентов Клебша — Гордана [29].

Если рассматривать вероятности переходов между низколежащими состояниями с $\Delta T = 0$, то они не будут сильно меняться при использовании функций с определенным изоспином. Такой

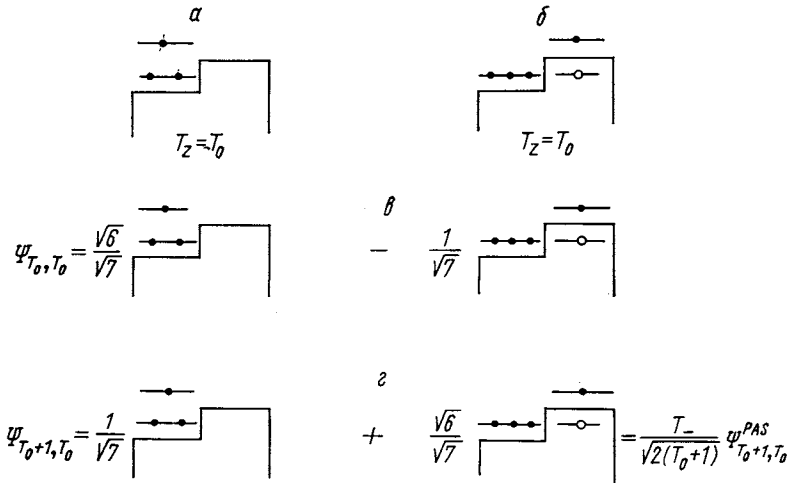


Рис. 4. Схема состояний ^{51}V с определенным изоспином $T = T_0$ (a) и $T = T_0 + 1$ (z) из конфигураций a и б [27]:

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= \langle T_0 + 1/2, T_0 + 1/2, 1/2, -1/2 | T_0, T_0 \rangle | T_0 + 1/2, T_0 + 1/2 \rangle | 1/2, -1/2 \rangle \\
 &+ \langle T_0 + 1/2, T_0 - 1/2, 1/2, 1/2 | T_0, T_0 \rangle | T_0 + 1/2, T_0 - 1/2 \rangle | 1/2, 1/2 \rangle; \\
 z &= \langle T_0 + 1/2, T_0 + 1/2, 1/2, -1/2 | T_0 + 1, T_0 \rangle | T_0 + 1/2, T_0 + 1/2 \rangle \\
 &+ \langle T_0 + 1/2, -1/2 \rangle + \langle T_0 + 1/2, T_0 - 1/2, 1/2, 1/2 | T_0 + 1, T_0 \rangle | T_0 + 1/2, T_0 - 1/2 \rangle | 1/2, 1/2 \rangle
 \end{aligned}$$

вывод можно сделать, исходя из того, что добавка от (p, n^{-1}) -конфигураций мала. Однако при вычислении вероятностей переходов с аналогового состояния результат оказывается очень чувствительным к тому, какие функции используются для низколежащих состояний. Приведенные вероятности переходов с аналогового резонанса на нижние уровни ^{51}V могут измениться на порядок, а в некоторых случаях и больше, при использовании в вычислениях функций с определенным изоспином по сравнению с вычислениями обычным способом.

В простой модели для конфигураций низколежащих состояний $^{51}\text{V}(f_{7/2}^3)$ волновые функции конечных состояний Ψ^f имеют определенный изоспин. Если учитывать еще $p_{3/2}$ -оболочку, то в (13) необходимо использовать функции Ψ^f с определенным изоспином

$$\Psi_{T_0, T_0} = N_{T_0} P_{T_0} \Psi_{T_z=T_0}, \quad (15)$$

где N_{T_0} — нормирующий множитель; P_{T_0} — проекционный оператор, выделяющий компоненту с определенным изоспином; $\Psi_{T_z=T_0}$ — функция с двумя значениями изоспина $T = T_0$ и $T = T_0 + 1$.

Оператор P_{T_0} имеет следующий вид:

$$P_{T_0} = 1 - \frac{1}{2(T_0+1)} T_- T_+ \equiv 1 + \mathcal{P}. \quad (16)$$

Тогда для матричного элемента (13) получаем

$$\begin{aligned} & \langle P_{T_0} \Psi_{T_z=T_0} \parallel \sum_i m^\lambda(x_i) t_-(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle = \\ & = \langle \Psi_{T_z=T_0} \parallel \sum_i m^\lambda(x_i) t_-(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle + \\ & + \Psi_{T_z=T_0} \parallel \sum_i m^\lambda(x_i) [\mathcal{P}, t_-(i)] \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Вычисляя коммутатор во втором члене, находим

$$\begin{aligned} & \langle P_{T_0} \Psi_{T_z=T_0} \parallel \sum_i m^\lambda(x_i) t_-(i) \parallel \times \\ & \times \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle = \frac{T_0}{T_0+1} \langle \Psi_{T_z=T_0} \times \\ & \times \parallel \sum_i m^\lambda(x_i) t_-(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle - \\ & - \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} \langle \Psi_{T_z=T_0} \times \\ & \times \parallel \sum_i m^\lambda(x_i) 2t_z(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle. \end{aligned} \quad (18)$$

Обратимся теперь к конкретным расчетам вероятностей γ -переходов с аналогового состояния в ^{51}V [27]. В табл. 4 приведены вычисленные в различных приближениях значения вероятностей переходов.

Прежде всего отметим, что простейшее приближение $(f_{7/2})^3$ дает только один γ -переход в основное состояние (первый столбец). Действительно, во-первых, в этой модели возможны только $2p_{3/2} - 1f_{7/2}$ -переходы. Это исключает все $M1$ -переходы. Во-вторых, чтобы получить не равные нулю $E2$ -переходы в конфигурации $(f_{7/2}^3)_{J_f}$, последние должны включать следующую структуру: $[(f_{7/2}^3)_{J_p} f_{7/2}]_{J_f}$, где J_p — угловой момент пары протонов в состоянии ^{51}Ti . Для приближения I $J_p = 0$ и все $E2$ -переходы в состоянии со спином $J_f \neq 7/2$ исключаются. Включение конфигурации $(f_{7/2}^2)_2 p_{3/2}$ в состояние ^{51}Ti позволяет получить

Таблица 4

Вероятности переходов в различных приближениях. I—III обозначают различные приближения для начального $|i\rangle$ ($\Psi_{T_0+1}^{MC}$ и конечного $|f\rangle$ - состояний; I—конфигурацию $(f_{7/2})^3$ для ^{51}V и $(f_{7/2})^2 p_{3/2}$ для ^{51}Ti . Приближение II—учет $p_{3/2}$ - конфигурации для ^{51}V с использованием функций с определенным изоспином; II'— без построения функций с определенным изоспином. Для ^{51}Ti приближение II—учет конфигурации $(f_{7/2})^2 p_{3/2}$; III—дальнейшее усложнение конфигурации ^{51}Ti .

Уровень ^{51}V	$B(E2, i \rightarrow f) e^2, \text{Ферми}^4$ $B(M1, i \rightarrow f), 10^{-2} \mu_0^2$					
	$ i\rangle$	I	II	II'	III	
$7/2^-$, основное состояние		1,23	0,76	0,76	0,73	
$5/2^-$ (1)		0 0	0,13 0	1,93 0,093	0,19 0,52	0,20 4,8
$3/2^-$ (1)		0 0	0,018 0	0,39 0,53	0,029 0,0052	0,03 0,86
$3/2^-$ (2)		—	—	0,91 22	0,34 57	0,38 67
$5/2^-$ (2)		—	—	10,4 0,36	0,17 5,3	0,29 9,8
$3/2^-$ (3)		—	—	10,0 56	0,44 86	0,39 75

$E2$ -переходы в состояния ^{51}V со спинами $5/2$ и $3/2$ (второй столбец). В третьем столбце представлены результаты для приближения, в котором учитывается конфигурация $p_{3/2}$ для ^{51}V . Существенный недостаток таких вычислений заключается в использовании функций с неопределенным изоспином. В четвертом столбце этот недостаток исправляется. Видно, чтобы вычислить вероятности переходов с аналогового состояния, совершенно необходимо использовать функции с определенным изоспином. В последнем столбце таблицы даны вычисления с еще более сложным состоянием ^{51}Ti (приближение III). В волновую функцию ^{51}Ti добавлено

29% $f_{7/2}^2 (J_p = 2) p_{1/2} (n)$ - и 0,9% $f_{7/2}^2 (J_p = 2) f_{5/2} (n)$ -конфигурации.

Такая примесь воспроизводит величины ft для β -переходов из основного состояния ^{51}Ti на уровни $5/2^-$ и $3/2^-$ ^{51}V . Эта добавка будет также сильно влиять на величины $M1$ -переходов с аналогового состояния, так как вводит переходы между членами спин-орбитальных дублетов $2p_{1/2} - 2p_{3/2}$ и $1f_{5/2} - 1f_{7/2}$.

В последние годы экспериментальные данные о γ -распаде аналогов в ядрах sd -оболочки широко используются как еще один тест для проверки ядерных моделей. Для ядер с $A = 19-24$ проведены расчеты вероятностей γ -переходов с аналогов на низколежащие состояния в многочастичной оболочечной модели с различными эффективными остаточными взаимодействиями [6, 7, 23, 30-33]. Модель Нильссона использовалась для вычисления вероятностей переходов с аналогов для ядер с $A = 21-31$ [34-37]. Для ядер области $A \approx 30$ обширные вычисления, включающие распад аналоговых состояний, проведены в рамках многочастичной оболочечной модели с поверхностными δ -силами [38, 39].

3. γ -РАСПАД АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ И β -РАСПАД

Существует фундаментальное соотношение между вероятностью γ -перехода с аналогового состояния на какой-нибудь уровень и величиной ft для β -перехода из материнского состояния на тот же уровень. Это соотношение основано на сходстве изовекторной части оператора γ -перехода определенной мультипольности и оператора β -перехода соответствующего типа. Оно неоднократно использовалось для анализа переходов в легких ядрах, а в последнее время применяется при изучении средних и тяжелых ядер.

Наиболее часто используется связь между приведенной вероятностью $M1$ γ -перехода из аналогового состояния и величиной ft соответствующего β -перехода Гамова — Теллера. Оператор β -перехода

$$Y_- = \sum_i \sigma_i \tau_-(i). \quad (19)$$

Сравнивая это выражение с формулой (9) для оператора $M1$ -перехода, отмечаем, что они сходны по структуре. Если пренебречь вкладом l -части в оператор $M1$ -перехода с аналогового состояния, то можно получить связь между вероятностями β - и γ -переходов.

Величина $B(M1)$ γ -перехода имеет следующий вид:

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \mu_-^2 \sum_{m_f} | \langle f | M_0 | i \rangle |^2, \quad (20)$$

$$\text{где } M_0 = \sum_i \left(\sigma_i + \frac{1}{\mu_-} l_i \right) t_z(i).$$

а величина ft β -распада Гамова — Теллера

$$ft = 4390 / \sum_{m_j} | \langle f | Y_- | i_0 \rangle |^2, \tag{21}$$

где $|i\rangle = (1/\sqrt{2T_0}) T_- |i_0\rangle$.

Используя соотношение, аналогичное

$$\begin{aligned} \langle f | \sum_i \sigma_i \tau_- (i) | i_0 \rangle &= - \langle f | [\sum_i \sigma_i^{1/2} \tau_z (i) T_-] | i_0 \rangle = \\ &= - f | \sum_i \sigma_i^{1/2} \tau_z (i) T_- | i_0 \rangle = \\ &= - \sqrt{2T_0} \langle f | \sum_i \sigma_i t_z (i) | i \rangle, \end{aligned}$$

получаем для связи величины ft со спиновой частью оператора, $M1$ -перехода следующую формулу:

$$ft = 11\,530 / [T_0 B(M1, \sigma)]. \tag{22}$$

Здесь T_0 — изоспин аналога; величина $B(M1, \sigma)$ выражена в единицах

$$\mu_0^2 = [e\hbar / (2Mc)]^2.$$

γ -Переходы из аналога с изоспином T_0 на низколежащие состояния ядра с изоспином $T_0 - 1$ и соответствующие им β -переходы, которые принято называть аналоговыми β -переходами, приведены на рис. 5.

Сравнение интенсивностей β - и γ -переходов можно производить разными способами. В дальнейшем будем сравнивать значение $B(M1, \sigma)$, полученное из экспериментального значения ft β -перехода по формуле (22), с экспериментальным значением $B(M1)$ для соответствующего γ -перехода с аналога.

Так как величина $B(M1, \sigma)$ характеризует вклад в γ -переход только спиновой части оператора, то сравнение $B(M1, \sigma)$ с $B(M1)$ позволяет сделать вывод о применимости соотношения (22), основанного на пренебрежении орбитальной частью оператора γ -перехода.

В литературе часто используется сопоставление других величин при сравнении вероятностей β - и γ -перехода указанного типа.

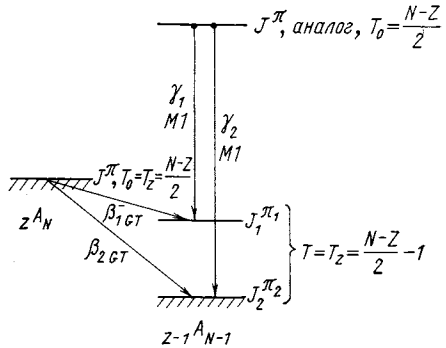


Рис. 5. Связь между β - и γ -переходами

Вероятность $M1$ γ -перехода характеризуется величиной $\Lambda(M1)$:

$$\Lambda(M1) = 4\pi [2Mc/(e\hbar)]^2 B(M1)/3, \tag{23}$$

а вероятность β -перехода — величиной $\Lambda(GT)$, равной

$$\Lambda(GT) = 4390/(ft). \tag{24}$$

Соотношение между $\Lambda(M1)$ и $\Lambda(GT)$ может быть различным для разных случаев β - и γ -распадов, встречающихся на практике. Для β - и γ -переходов, изображенных на рис. 5, оно равно

$$\Lambda(M1) = 11,1\Lambda(GT)/T_0. \tag{25}$$

В общем случае можно написать, используя приведенные по изоспину и полному моменту матричные элементы для β - и γ -переходов:

$$\Lambda(M1) = \frac{\mu_-^2}{2} \frac{\langle T_f T_{f_z} 10 | T_i T_{i_z} \rangle_\gamma^2}{\langle T_f T_{f_z} 1\kappa | T_i T_{i_z} \rangle_\beta^2} \times \\ \times \frac{(2T_i + 1)_\beta}{(2T_i + 1)_\gamma} \frac{(2J_i + 1)_\beta}{(2J_i + 1)_\gamma} \left[1 + \frac{1}{2\mu_-} \frac{\langle f || l\tau || i \rangle}{\langle f || \sigma\tau || i \rangle} \right]^2 \Lambda(GT), \tag{26}$$

где $\kappa = \pm 1$ для β^\mp -распадов.

Величина $B(M1, \sigma)$ в общем случае имеет вид

$$B(M1, \sigma) = \frac{3}{4\pi} \frac{\mu_-^2}{2} \frac{4390}{ft} \frac{\langle T_f T_{f_z} 10 | T_i T_{i_z} \rangle_\gamma^2}{\langle T_f T_{f_z} 1\kappa | T_i T_{i_z} \rangle_\beta^2} \times \\ \times \frac{(2T_i + 1)_\beta}{(2T_i + 1)_\gamma} \frac{(2J_i + 1)_\beta}{(2J_i + 1)_\gamma}. \tag{27}$$

Отношение $B(M1)$ и $B(M1, \sigma)$, характеризующее вклад l -части в γ -переход, выражается следующей формулой:

$$\frac{B(M1)}{B(M1, \sigma)} = \left[1 + \frac{1}{2\mu_-} \frac{\langle f || l\tau || i \rangle}{\langle f || \sigma\tau || i \rangle} \right]^2. \tag{28}$$

При выводе соотношений (22), (25) — (27) были использованы два предположения: 1) о возможности пренебрежения l -частью в операторе $M1$ -перехода; 2) о том, что аналоговое состояние является чистым $T_>$ -состоянием. Первое предположение кажется разумным, если основываться на одночастичной оценке вклада l -части в переход.

Можно показать, что для переходов между одночастичными состояниями $j_> - j_>$, $j_> - j_<$ и $j_< - j_<$, где $j_> = l + 1/2$, а $j_< = l - 1/2$, приведенный матричный элемент будет иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \langle j_> || \sigma + \frac{gl}{\mu_-} l || j_> \rangle &= \langle j_> || \sigma || j_> \rangle \left(1 + \frac{gl}{\mu_-} l \right); \\ \langle j_> || \sigma + \frac{gl}{\mu_-} l || j_< \rangle &= \langle j_> || \sigma || j_< \rangle \left(1 - \frac{gl}{2\mu_-} \right); \\ \langle j_< || \sigma + \frac{gl}{\mu_-} l || j_< \rangle &= \langle j_< || \sigma || j_< \rangle \left[1 - \frac{gl}{\mu_-} (l + 1) \right]. \end{aligned} \right\} \tag{29}$$

Величины второго множителя, определяющего вклад l -части, даны в табл. 5 для разных переходов.

Таблица 5

Значения множителя $(1 + g/k/\mu_-)$ в формуле (29) для различных переходов

Переход	Множитель	Переход	Множитель
$s_{1/2} - s_{1/2}$	1,000	$f_{7/2} - f_{7/2}$	1,636
$p_{3/2} - p_{3/2}$	1,212	$f_{7/2} - f_{5/2}$	0,894
$p_{1/2} - p_{3/2}$	0,894	$f_{5/2} - f_{5/2}$	0,152
$p_{1/2} - p_{1/2}$	0,576	$g_{9/2} - g_{9/2}$	1,848
$d_{5/2} - d_{5/2}$	1,424	$g_{9/2} - g_{7/2}$	0,894
$d_{5/2} - d_{3/2}$	0,894	$g_{7/2} - g_{7/2}$	0,060
$d_{3/2} - d_{3/2}$	0,364		

Данные об $M1$ -переходах с аналогов и сведения о соответствующих им β -переходах Гамова — Теллера в области ядер с $19 \leq A \leq 70$ приведены в табл. 6. Величины $B(M1)$ определены из экспериментальных γ -ширин, значения $B(M1, \sigma)$ вычислены по формуле (27), в последней колонке приведено отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$. На рис. 6 это отношение дано как функция A .

Погрешность в значении $B(M1)/B(M1, \sigma)$ включает погрешности определения приведенных вероятностей $M1$ γ -переходов и значений $\lg ft$. В некоторых случаях авторы приведенных в табл. 6 работ не дают погрешностей умеренных значений $B(M1)$. Это объясняется следующими причинами. Чтобы вычислить $B(M1)$, необходимо знание радиационной ширины Γ_γ и определения смеси мультиполей в исследуемом переходе. Радиационные ширины наиболее часто определяются в реакции $(p\gamma)$. Чтобы извлечь Γ_γ из экспериментального значения интегрального сечения реакции, необходимо независимо определить протонную ширину уровня Γ_p . Во многих случаях эта величина известна из измерений сечения упругого рассеяния протонов. Для некоторых ядер, однако, такие измерения не проведены. При определении Γ_γ в этих случаях предполагается, что $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$. Это предположение можно считать разумным для средних и тяжелых ядер, для энергий протонов $1-3$ Мэв и для небольших значений l_p .

Измерения Γ_p и Γ_γ , выполненные для аналоговых резонансов в ядрах ^{45}Sc [55], ^{47}V [56, 57], ^{49}Sc [49], ^{51}V [24], ^{55}Mn [50], ^{55}Co [58, 59] и ^{59}Co [60] при энергиях протонов в диапазоне $1,25-2,3$ Мэв, показали, что отношение Γ_p/Γ_γ для разных резонансов, образо-

Таблица 6

Сравнение аналоговых β - и γ -переходов

A	β -распад				γ -распад				$\frac{B(M1)}{B(M1, \sigma)}$
	$Z_i A (E_i) - Z_f A (E_f)$	$J_i^\pi, T_i - J_f^\pi, T_f$	$\lg ft$	$B(M1, \sigma), \mu_0^2$	$Z_i A (E_i - E_f)$	$J_i^\pi, T_i - J_f^\pi, T_f$	$B(M1) \mu_0^2$		
19	$^{18}\text{O}(0) - ^{18}\text{F}(0,19)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	5,42	0,029	$^{18}\text{F}(7,54 - 0,19)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	0,40 [30]	$13,7 \pm 4,2$	
19	$^{18}\text{O}(0) - ^{18}\text{F}(1,55)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	4,59	0,20	$^{18}\text{F}(7,54 - 1,55)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	1,0 [30]	$5,1 \pm 1,4$	
19	$^{18}\text{O}(0) - ^{18}\text{F}(4,38)$	$5/2^+, 3/2 - 7/2^+, 1/2$	3,60	1,1	$^{18}\text{F}(7,54 - 4,38)$	$5/2^+, 3/2 - 7/2^+, 1/2$	4,6 [30]	4,0	
20	$^{18}\text{O}(0) - ^{20}\text{F}(1,06)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	3,73 [40]	1,43	$^{20}\text{Ne}(16,73 - 11,2)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	2,55 [1]	1,80	
20	$^{20}\text{F}(0) - ^{20}\text{Ne}(4,63)$	$2^+, 1 - 2^+, 0$	4,98 [40]	0,12	$^{20}\text{Ne}(10,26 - 4,63)$	$2^+, 1 - 2^+, 0$	0,73 [41]	6,23	
21	$^{21}\text{F}(0) - ^{21}\text{Ne}(0)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	5,21	0,047	$^{21}\text{Ne}(8,97 - 0)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	0,11 [34]	$2,3 \pm 1,6$	
21	$^{21}\text{F}(0) - ^{21}\text{Ne}(0,35)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	4,74	0,14	$^{21}\text{Ne}(8,97 - 0,34)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	0,55 [34]	$3,9 \pm 1,2$	
21	$^{21}\text{F}(0) - ^{21}\text{Ne}(1,75)$	$5/2^+, 3/2 - 7/2^+, 1/2$	5,06	0,066	$^{21}\text{Ne}(8,97 - 1,72)$	$5/2^+, 3/2 - 7/2^+, 1/2$	0,70 [34]	$10,6 \pm 3,2$	
22	$^{22}\text{Mg}(0) - ^{22}\text{Na}(0,58)$	$0^+, 1 - 1^+, 0$	3,66	2,97	$^{22}\text{Na}(0,66 - 0,58)$	$0^+, 1 - 1^+, 0$	6,6 [1]	$2,2 \pm 0,8$	
22	$^{22}\text{Mg}(0) - ^{22}\text{Na}(1,94)$	$0^+, 1 - 1^+, 0$	3,43	1,43	$^{22}\text{Na}(1,94 - 0,66)$	$1^+, 0 - 0^+, 1$	6,2 [1]	$4,4 \pm 4,0$	
23	$^{23}\text{Ne}(0) - ^{23}\text{Na}(0)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	5,27	0,041	$^{23}\text{Na}(7,89 - 0)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	0,17 [42]	$4,1 \pm 1,4$	
23	$^{23}\text{Ne}(0) - ^{23}\text{Na}(0,44)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	5,39	0,031	$^{23}\text{Na}(7,89 - 0,44)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	0,12 [42]	$4,0 \pm 1,4$	
24	$^{24}\text{Ne}(0) - ^{24}\text{Na}(0,47)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	4,38	0,32	$^{24}\text{Mg}(15,43 - 9,97)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	1,43 [7]	$4,5 \pm 1,8$	
24	$^{24}\text{Ne}(0) - ^{24}\text{Na}(1,34)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	4,37	0,33	$^{24}\text{Mg}(15,43 - 10,7)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	0,48 [7]	$1,5 \pm 0,7$	
25	$^{25}\text{Na}(0) - ^{25}\text{Mg}(0)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	5,25	0,043	$^{25}\text{Al}(7,90 - 0)$	$5/2^+, 3/2 - 5/2^+, 1/2$	0,15 [36]	$3,5 \pm 2,4$	
25	$^{25}\text{Na}(0) - ^{25}\text{Mg}(0,97)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	5,05	0,069	$^{25}\text{Al}(7,90 - 0,94)$	$5/2^+, 3/2 - 3/2^+, 1/2$	0,04 [36]	$0,6 \pm 0,6$	
25	$^{25}\text{Na}(0) - ^{25}\text{Mg}(1,61)$	$5/2^+, 3/2 - 7/2^+, 1/2$	5,03	0,072	$^{25}\text{Al}(7,90 - 1,61)$	$5/2^+, 3/2 - 7/2^+, 1/2$	0,35 [36]	$4,9 \pm 3,4$	
26	$^{26}\text{Si}(0) - ^{26}\text{Al}(1,06)$	$0^+, 1 - 1^+, 0$	3,53	1,13	$^{26}\text{Al}(4,06 - 0,23)$	$1^+, 0 - 0^+, 1$	$3,7 [1, 43, 44]$	$3,3 \pm 1,2$	
28	$^{28}\text{Mg}(0) - ^{28}\text{Al}(1,37)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	4,46	0,27	$^{28}\text{Si}(15,22 - 10,72)$	$0^+, 2 - 1^+, 1$	0,12 [10]	$0,45 \pm 0,23$	

28	$^{22}\text{Mg}(0) \rightarrow ^{28}\text{Al}(1,62)$	0^+ , $2-1^+$, 1	$4,56$	$0,27$	$^{28}\text{Si}(15,22-10,90)$	0^+ , $2-1^+$, 1	$0,70$ [10]	$2,6 \pm 1,6$
29	$^{23}\text{Al}(0) \rightarrow ^{23}\text{Si}(1,23)$	$5/2^+$, $3/2-3/2^+$, $1/2$	$5,05$	$0,069$	$^{23}\text{P}(8,37-1,38)$	$5/2^+$, $3/2-3/2^+$, $1/2$	$0,043$ [36]	$0,62 \pm 0,40$
29	$^{23}\text{Al}(0) \rightarrow ^{23}\text{Si}(2,03)$	$5/2^+$, $3/2-5/2^+$, $1/2$	$5,72$	$0,045$	$^{23}\text{P}(8,37-1,96)$	$5/2^+$, $3/2-5/2^+$, $1/2$	$0,16$ [36]	$10,6 \pm 6,4$
29	$^{23}\text{Al}(0) \rightarrow ^{23}\text{Si}(2,43)$	$5/2^+$, $3/2-3/2^+$, $1/2$	$4,97$	$0,082$	$^{23}\text{P}(8,37-2,40)$	$5/2^+$, $3/2-3/2^+$, $1/2$	$0,10$ [36]	$1,2 \pm 0,8$
30	$^{30}\text{S}(0) \rightarrow ^{30}\text{P}(0)$	0^+ , $1-1^+$, 0	$4,38$	$0,47$	$^{30}\text{P}(0,68-0)$	0^+ , $1-1^+$, 0	$1,2$ [1, 45]	$2,5 \pm 0,6$
31	$^{31}\text{Si}(0) \rightarrow ^{31}\text{P}(0)$	$3/2^+$, $3/2-1/2^+$, $1/2$	$5,52$	$0,023$	$^{31}\text{P}(6,38-0)$	$3/2^+$, $3/2-1/2^+$, $1/2$	$\leq 0,036$ [42]	$\leq 1,56$
33	$^{33}\text{Ar}(0) \rightarrow ^{33}\text{Cl}(0,84)$	$1/2^+$, $3/2-1/2^+$, $1/2$	$4,44$	$0,27$	$^{33}\text{Cl}(5,50-0,84)$	$1/2^+$, $3/2-1/2^+$, $1/2$	$0,27$ [46]	$1,0 \pm 0,3$
34	$^{34}\text{Ar}(0) \rightarrow ^{34}\text{Cl}(0,66)$	0^+ , $1-1^+$, 0	$4,78$	$0,063$	$^{34}\text{Cl}(0,66-0)$	1^+ , $0-0^+$, 1	$0,014$ [47]	$0,22 \pm 0,17$
37	$^{37}\text{S}(0) \rightarrow ^{37}\text{Cl}(3,11)$	$7/2^-$, $5/2-7/2^-$, $3/2$	$4,37$	$0,20$	$^{37}\text{Cl}(10,22-3,11)$	$7/2^-$, $5/2-7/2^-$, $3/2$	$1,40$ [48]	$3,2 \pm 0,8$
49	$^{49}\text{Ca}(0) \rightarrow ^{49}\text{Sc}(3,08)$	$3/2^-$, $9/2-3/2^-$, $7/2$	$4,9$	$0,032$	$^{49}\text{Sc}(11,56-3,08)$	$3/2^-$, $9/2-3/2^-$, $7/2$	$0,002$ [49]	$0,063$
49	$^{49}\text{Ca}(0) \rightarrow ^{49}\text{Sc}(4,07)$	$3/2^-$, $9/2-5/2^-$, $7/2$	$4,7$	$0,051$	$^{49}\text{Sc}(11,56-4,07)$	$3/2^-$, $9/2-5/2^-$, $7/2$	$0,044$ [49]	$0,86$
49	$^{49}\text{Ca}(0) \rightarrow ^{49}\text{Sc}(4,74)$	$3/2^-$, $9/2-5/2^-$, $7/2$	$4,5$	$0,081$	$^{49}\text{Sc}(11,56-4,74)$	$3/2^-$, $9/2-5/2^-$, $7/2$	$0,045$ [49]	$0,55$
51	$^{51}\text{Ti}(0) \rightarrow ^{51}\text{V}(0,32)$	$3/2^-$, $7/2-5/2^-$, $5/2$	$4,82$ [24]	$0,049$	$^{51}\text{V}(9,40-0,32)$	$3/2^-$, $7/2-5/2^-$, $5/2$	$0,084$ [24]	$1,7 \pm 0,5$
51	$^{51}\text{Ti}(0) \rightarrow ^{51}\text{V}(0,93)$	$3/2^-$, $7/2-3/2^-$, $5/2$	$5,45$ [24]	$0,042$	$^{51}\text{V}(9,40-0,93)$	$3/2^-$, $7/2-3/2^-$, $5/2$	$0,051$ [24]	$4,3 \pm 1,3$
55	$^{55}\text{Cr}(0) \rightarrow ^{55}\text{Mn}(0)$	$3/2^-$, $7/2-5/2^-$, $5/2$	$4,95$	$0,037$	$^{55}\text{Mn}(10,0-0)$	$3/2^-$, $7/2-5/2^-$, $5/2$	$0,12$ [50]	$3,2$
61	$^{61}\text{Cu}(0) \rightarrow ^{61}\text{Ni}(0)$	$3/2^-$, $3/2-3/2^-$, $5/2$	$5,1$	$0,036$	$^{61}\text{Cu}(6,40-0)$	$3/2^-$, $5/2-3/2^-$, $3/2$	$0,24$ [51]	$6,0$
61	$^{61}\text{Cu}(0) \rightarrow ^{61}\text{Ni}(0,067)$	$3/2^-$, $3/2-5/2^-$, $5/2$	$6,3$	$0,0015$	$^{61}\text{Cu}(6,45-0)$	$5/2^-$, $5/2-3/2^-$, $3/2$	$0,0027$ [52]	$1,8$
61	$^{61}\text{Cu}(0) \rightarrow ^{61}\text{Ni}(0,28)$	$3/2^-$, $3/2-1/2^-$, $5/2$	$5,5$	$0,028$	$^{61}\text{Cu}(6,63-0)$	$1/2^-$, $5/2-3/2^-$, $3/2$	$0,024$ [52]	$0,85$
63	$^{63}\text{Ni}(0) \rightarrow ^{63}\text{Cu}(0)$	$1/2^-$, $7/2-3/2^-$, $5/2$	$6,5$	$0,0010$	$^{63}\text{Cu}(8,57-0)$	$1/2^-$, $7/2-3/2^-$, $5/2$	$0,030$ [53]	30

Примечания. Значения $\lg ft$, где не указано особо, взяты из работы [54].
 Величины E_i и E_f даны в Мэв.

ванных захватом протонов с $l_p = 1$, колеблется в пределах от 7 до 700.

Однако иногда предположение о том, что $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$ не является столь очевидным и обоснованным, например, для значений $l_p \gg 2$.

Таким образом, в тех случаях, когда Γ_p не измеряется независимо, измерение сечения $(p\gamma)$ -реакции дает лишь нижний предел для Γ_γ . В таких случаях авторы работ, приводя значение Γ_γ , не всегда указывают погрешность измерений.

Чтобы определить смеси мультиполей в исследуемом переходе, необходимо измерение углового распределения γ -излучения. Во многих случаях такие измерения производятся, и величина $B(M1)$ определяется с учетом измеренного δ . Однако в некоторых работах измерения δ нет. Авторы этих работ считают переходы с аналоговых резонансов чистыми магнитными дипольными, опираясь на их сходство с теми γ -переходами, у которых $\Delta T = 1$, а δ измерялась и оказалась близкой к нулю или на сравнение с теоретическими оценками вероятностей переходов. В этих случаях авторы также иногда не дают погрешностей для $B(M1)$.

Заметим, что если для какого-то перехода не выполняется соотношение $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$, то это должно привести к заниженному значению $B(M1)/B(M1, \sigma)$. Если неверно предположение о $\delta \approx 0$, то отношение будет завышенным. Анализ приведенных в табл. 6 данных показывает, что подобных корреляций

нет. Так, например, одно из самых больших значений отношения $B(M1)/B(M1, \sigma) = 13,7$ получено для ядра ^{19}F , для которого измерены угловые распределения и установлено экспериментально, что $\delta \approx 0$. В табл. 6 приведены данные о десяти чистых $M1$ -переходах типа $0^+ - 1^+$, $1^+ - 0^+$ и $1/2^+ - 1/2^+$. Для семи из них отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$ имеют достаточно большие значения — от 1,5

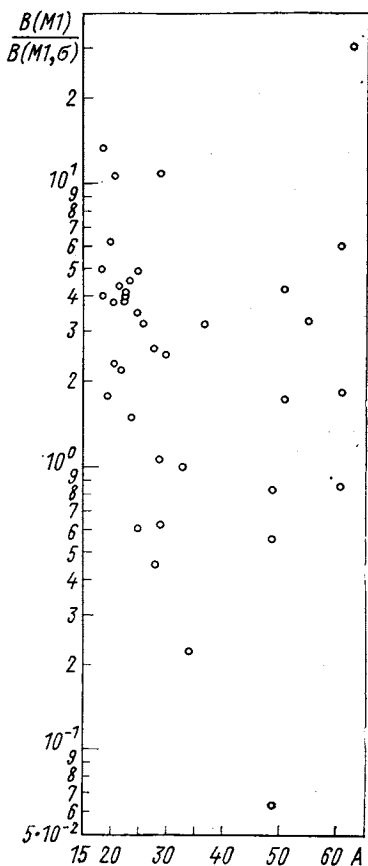


Рис. 6. Зависимость отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$ для аналоговых γ - и β -переходов от A

до 4,5. Наконец, самое низкое отношение $B(M1)/B(M1, \sigma) = 0,063$ получено для ядра ^{49}Sc , в котором измерены Γ_p и Γ_γ и отношение $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$ выполняется.

Укажем еще, что сведения о величинах Γ_γ кроме использования $(p\gamma)$ -реакции получают из измерений сечений резонансной флуоресценции, изучения неупругого рассеяния электронов под большими углами и $(\alpha\gamma)$ -реакции. Для низколежащих уровней в нечетно-нечетных ядрах сведения о Γ_γ получены из определения времен жизни.

В табл. 6 приведены наиболее надежные экспериментальные значения. Детали эксперимента можно найти в литературе, приведенной в таблице. Сведения о некоторых, менее достоверных переходах, не включенных в таблицу, будут обсуждены ниже.

Большая часть собранных значений относится к переходам в ядрах *sd*-оболочки. Этим ядрам посвящено большое число теоретических работ, в которых рассчитывались вероятности γ -переходов с $\Delta T = 1$, т. е. для распада аналогов. В некоторых из этих работ одновременно вычислялись и вероятности аналоговых β -переходов. Обычно сравниваются теоретические и экспериментальные данные относительных и абсолютных значений вероятностей β - и γ -переходов. Однако в некоторых работах используется и сравнение теоретических отношений $B(M1)/B(M1, \sigma)$ или других, характеризующих вклад орбитальной части в γ -переход, с экспериментальными значениями. Такого типа отношения могут служить дополнительным критерием для оценки используемой модели. Ниже дадим краткий обзор работ, в которых производилось одновременное вычисление β - и γ -переходов.

$A = 19$. Сравниваются β -переходы из основного состояния $^{19}\text{O}(5/2^+)$ в состояния $^{19}\text{F}(5/2^+, 3/2^+, 7/2^+)$. В другие состояния ^{19}F достаточно сильных β -переходов не замечено. Аналог основному состоянию ^{19}O находится на высоте $7,539 \text{ Мэв}$ ($5/2^+$). Достаточно сильные γ -переходы обнаружены только на уровни, которые заселяются и при β -распаде. Для переходов $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$ наблюдается одно из самых больших в табл. 6 значений отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$. Теоретические вычисления и сравнение вероятностей β - и γ -переходов с аналога производились в нескольких работах.

Оболочечная модель с эффективными остаточными взаимодействиями различных типов использовалась в работах [30, 31]. Получено неплохое согласие с экспериментальными значениями $\lg ft$ и $B(M1)$ для переходов $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$ и $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$. Для перехода $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ дело оказалось сложнее. В работе [30] отмечается, что теория дает сильно заниженные (примерно на порядок) значения для вероятностей как β -, так и γ -переходов. Однако в работе [31] получены величины, хотя и меньшие экспериментальных, но достаточно близкие к ним. В работе [32] расчеты проводились

в формализме Хартри — Фока. Результаты оказались промежуточными между вычислениями [30] с одной стороны и результатами [31] — с другой. Надо отметить, что в работах [30—32] отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$ не анализировалось. Только в работе [32] отмечается, что не во всех случаях вкладом l -части в оператор $M1$ γ -перехода можно пренебречь. По-видимому, переход $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$ является как раз таким случаем, когда l -часть существенна в γ -переходе с аналога.

$A = 20$. Данные о γ -распаде дубльаналогов и аналогов в ^{20}Ne позволяют сделать сравнение с β -распадом. γ -Переход из дубльаналога ($T = 2, J^\pi = 0^+$) на состояние $T = 1, J^\pi = 1^+$ в ^{20}Ne сравнивается с β -распадом $^{20}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{F}$. β - и γ -Переходы вычислялись одновременно в работах [31, 33]. Вычисления проводились в рамках многочастичной оболочечной модели с остаточными взаимодействиями. В работе [31] получено примерное согласие с экспериментом, хотя расчетные вероятности β - и γ -переходов оказываются несколько больше экспериментальных. В работе [33] согласие с экспериментом значительно хуже. Энергии состояний $T = 2$ и 1 и вероятности γ -переходов между ними сильно отличаются от эксперимента. Вероятность перехода $T = 2 \rightarrow T = 1$ примерно в 10 раз больше того, что получается в эксперименте. β -Переход $^{20}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{F}$ оказывается замедленным по сравнению с экспериментом.

Можно еще сравнить β -переход распада $^{20}\text{F} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$ с соответствующим γ -переходом в ^{20}Ne (см. табл. 6). Вероятность этого γ -перехода рассчитывалась в работе [31]. Переход оказывается замедленным. Одновременного расчета вероятностей β - и γ -переходов не проводилось.

$A = 21$. Существующие экспериментальные данные позволяют сравнить вероятности β -переходов из основного состояния ^{21}F на уровни ^{21}Ne и вероятности $M1$ γ -переходов с $\Delta T = 1$ в ядре ^{21}Na , которое является сопряженным по отношению к ^{21}Ne . Одновременных вычислений для этих β - и γ -переходов нам неизвестно. Однако существует правило, что при $\Delta T = 1$ γ -переходы должны быть одинаковы в сопряженных ядрах. В работе [31] проводилось одновременное вычисление β -переходов $^{21}\text{F} \rightarrow ^{21}\text{Ne}$ и γ -переходов для распада $5/2^+$ аналога в ^{21}Ne . Для γ -переходов порядок абсолютных вероятностей и относительные интенсивности переходов воспроизводятся, если сравнивать с экспериментальными значениями для γ -распада $5/2^+$ -аналога в ^{21}Na . Однако β -переходы оказываются замедленными на один-два порядка.

$A = 23$. Для этого A сравниваются β -переходы из основного состояния ^{23}Ne на уровни ^{23}Na и γ -переходы в ^{23}Na . В работе [42] вероятности β - и γ -переходов вычислялись в модели Нильссона. Модель Нильссона удовлетворительно описывает абсолютные и относительные интенсивности переходов. В работе анализирует-

ся вклад l -части. Экспериментальное отношение приведенного матричного элемента l -части к приведенному матричному элементу σ -части равно $5,5 \pm 1,2$ и $4,8 \pm 1,1$ для переходов на основное и первое возбужденное состояния ^{23}Na соответственно. Теоретическое значение, одинаковое для обоих случаев, равно 3,76.

$A = 24$. Данные о γ -распаде дубльаналога в ^{24}Mg позволяют провести сравнение с β -распадом $^{24}\text{Ne} - ^{24}\text{Na}$. В работах [7, 23] приведены данные о вычислениях β - и γ -переходов в оболочечной модели с остаточными взаимодействиями, результаты расчета хорошо описывают как β -, так и γ -переходы.

$A = 25$. Сравниваются β -переходы из основного состояния ^{25}Na ($T = 3/2$) на уровни ^{25}Mg с энергиями 0; 0,97; 1,61 $M\text{эв}$ ($T = 1/2$) и соответствующие $M1$ γ -переходы с $\Delta T = 1$ в ядре ^{25}Al , которое является зеркальным ядром ^{25}Mg (в самом ядре ^{25}Mg неизвестны радиационные ширины для $\Delta T = 1$ $M1$ -переходов). Как уже говорилось, возможность подобного сравнения следует из известного правила, что γ -переходы любой мультипольности с $\Delta T = 1$ одинаковы по всем свойствам в сопряженных ядрах.

В работе [36] радиационные ширины и $\lg ft$ β -переходов вычислялись в модели Нильссона. Расчеты сделаны для разрешенных переходов $T_i J_i K_i = 3/2, 5/2^+, 3/2^- - T_f J_f K_f = 1/2, 5/2^+, 5/2^+$ (основное состояние) и $1/2, 7/2^+, 5/2^+$ (1,61 $M\text{эв}$). Наблюдается согласие расчетов с экспериментом для абсолютных значений вероятностей γ - и β -переходов и для отношения $B(M1)$ для γ -переходов с аналога на низколежащие уровни, являющиеся членами ротационной полосы с $K = 5/2^+$. Расчетное значение $B(M1)$ $(5/2^- - 5/2^+)/B(M1)$ $(5/2^- - 7/2^+) = 0,40$ хорошо совпадает с экспериментальным значением $0,41 \pm 0,07$.

Переход $3/2, 5/2^+, 3/2^- - 1/2, 3/2^+, 1/2^+$ (0,97 $M\text{эв}$) в рассматриваемой модели является запрещенным, и, чтобы объяснить наблюдаемые вероятности, необходимо ввести примесь определенной конфигурации в состоянии с $T = 3/2$.

В работе [37] произведено количественное сравнение абсолютных вероятностей β - и γ -аналоговых распадов в ядрах ^{25}Na и ^{25}Al и отношения этих вероятностей с расчетами, выполненными в модели Нильссона. Показано, что экспериментальные данные хорошо воспроизводятся моделью. В частности, в рамках этой модели получает объяснение тот экспериментальный факт, что отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$ для разрешенных переходов на уровни ^{25}Mg (0 и 1,61 $M\text{эв}$) примерно в 6—8 раз больше, чем для перехода на уровень 0,97 $M\text{эв}$. Расчетное превышение в модели Нильссона составляет около 3—4, в то время как для сферического потенциала это отношение одинаково для всех переходов.

$A = 28$. γ -Распад дубльаналога в ^{28}Si можно сравнить с β -переходами $^{28}\text{Mg} - ^{28}\text{Al}$. Одновременное вычисление вероятностей β -

и γ -процессов дано в работе [10]. Соотношение ветвей воспроизводится неплохо, но абсолютные вероятности переходов существенно больше, чем экспериментальные. В расчетах используется оболочечная модель (валентные нуклоны в *sd*-оболочке) с остаточным взаимодействием. Анализ вклада *l*-части в γ -переход не производился.

A = 29. Сравняются экспериментальные вероятности β -переходов из основного состояния ^{29}Al ($T = 3/2$) на уровни ^{29}Si ($T = 1/2$) и вероятности $M1$ γ -переходов с $\Delta T = 1$ в ядре ^{29}P , которое является зеркальным для ядра ^{29}Si (в самом ядре ^{29}Si неизвестны радиационные ширины соответствующих γ -переходов). Попытки объяснения относительных вероятностей β -распада в рамках модели Нильссона оказались неудачными. Качественное объяснение относительных вероятностей β - и γ -распада можно получить, используя оболочечную модель (сферический потенциал) с *jj*-связью [37].

A = 31. Для этого *A* можно сравнивать β -переходы из основного состояния ^{31}Si на уровни ^{31}P . Однако вероятности γ -переходов с аналога основного состояния ^{31}Si в ^{31}P не известны. В табл. 6 использовано значение верхнего предела для перехода на основное состояние. Тем не менее существуют теоретические оценки величины вклада орбитальной части. В работе [42] эта оценка дается в модели Нильссона, в работе [32] используются оболочечная модель и расчеты типа Хартри — Фока.

A = 34. Для этого *A* можно сравнить γ -распад из состояния $0,66 \text{ Мэв}$ в ^{34}Cl ($T = 0$) на основное состояние этого ядра, которое имеет изоспин, равный 1, с аналоговым β -распадом из основного состояния ^{34}Ar ($T = 1$) на уровень $0,66 \text{ Мэв}$ ^{34}Cl . В работе [47] сделаны расчеты вероятностей указанных β - и γ -переходов в оболочечной модели с разными вариантами взаимодействий. Авторы указывают, что наилучшее согласие с экспериментом получается при учете тензорных сил.

A = 37. Измеренная радиационная ширина γ -перехода с аналога $10,22 \text{ Мэв}$ на уровень $3,11 \text{ Мэв}$ в ^{37}Cl сравнивалась с расчетным значением в работах [48, 61]. Расчеты проводились в оболочечной модели. Одновременно рассчитывалась вероятность аналогового β -распада из основного состояния ^{37}S на тот же уровень $3,11 \text{ Мэв}$ в ^{37}Cl . Наблюдается очень хорошее согласие с экспериментом для β - и γ -процессов.

В табл. 6 не включено сравнение интенсивностей β - и γ -процессов в ядрах ^{24m}Al и ^{24}Mg . Из эксперимента [62, 63] известен γ -распад состояния ^{24}Mg с $E_x = 10,0 \text{ Мэв}$, которое является аналогом изомерному уровню ^{24m}Al ($J^\pi = 1^+$). Известен и β -распад изомера на уровни ^{24}Mg . Если использовать экспериментальные данные $B(M1)$ и $B(M1, \sigma)$, то для отношения этих величин получатся очень большие значения: 100 для перехода на основное

состояние ^{24}Mg и 77 — для перехода на уровень $1,37 \text{ Мэв}$. Можно думать, что столь большие значения связаны с неправильным определением $\lg ft$ для β -переходов; для перехода на основное состояние $\lg ft = 6,0$, на уровень $1,37 \text{ Мэв}$ — $6,2$. Эти значения явно слишком велики для разрешенного β -распада в легких ядрах.

В некоторых из перечисленных работ обращается внимание на роль орбитальной части при $M1$ -переходе из аналогов. В работе [31], например, утверждается, что в ядрах sd -оболочки $M1$ -переходы с аналога определяются в основном спиновой частью оператора. В работе [32] отмечается сходство аналоговых β - и γ -переходов, однако говорится, что в некоторых случаях l -часть существенна. Количественный анализ экспериментальных данных приводит к другому выводу. Сравнивая величины $B(M1, \sigma)$ и $B(M1)$ в табл. 6, можно сделать заключение, что, как правило, вклад в $M1$ -переход l -части превышает вклад спиновой части или сравним с ним. Тем не менее можно убедиться, что большинство значений отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$ лежит в пределах от 1 до 5 и не встречается очень больших или очень маленьких значений.

Надо отметить следующее обстоятельство, не отраженное в табл. 6 и на рис. 6. Довольно часто невозможно наблюдать γ -переход с аналога и соответствующий аналоговый β -переход, хотя нет запрета по квантовым характеристикам.

Это говорит о том, что аналоговые β - и γ -переходы скоррелированы несмотря на то, что вклад от l -части может быть больше, чем от σ -части. Эти данные можно объяснить тем, что правила отбора для матричных элементов l - и σ -частей оказываются одинаковыми, так что матричный элемент l -части оказывается малым в тех случаях, когда мал матричный элемент и σ -части.

Можно ожидать, что вклад l -части окажется более существенным, когда β -переход заторможен. Действительно, большие значения $B(M1)/B(M1, \sigma)$ наблюдаются для β -переходов с $\lg ft \approx 5 \div 5,5$. Это β -распады ядер с $A = 19, 21, 29$. Однако в других случаях, когда $\lg ft$ имеет такое же значение, отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$ имеет нормальные значения. Надо отметить, что в случаях, когда и β - и γ -переходы заторможены, как правило, возникают экспериментальные трудности в определении их абсолютной интенсивности. Кроме того, для слабых γ -переходов надо учитывать возможность вклада от $T_{<}$ -компоненты аналога. В ядрах $f_{7/2}$ -оболочки экспериментальных данных, позволяющих сравнить аналоговые β - и γ -переходы, немного.

$A = 49$. γ -Переходы распада $p_{3/2}$ -аналога в ^{49}Sc сравниваются с β -переходами из основного состояния ^{49}Ca . Этот случай характерен тем, что все отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$ оказываются меньше 1. Вкладом l -части, по-видимому, трудно объяснить малое значение этого отношения (например, $0,063$ для переходов на

уровень $3,08 \text{ Мэв } ^{49}\text{Sc}$). В ^{49}Sc нейтроны заполняют полностью оболочку $f_{7/2}$, так что возможные переходы, дающие вклад в суммарное значение $B(M1)$, будут $f_{7/2} - f_{7/2}$, $f_{7/2} - f_{5/2}$, $p_{1/2} - p_{1/2}$ и $p_{1/2} - p_{3/2}$, l -часть для таких переходов не может сильно изменить отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$ в сторону его уменьшения. В работе [49] показано, что малость этого отношения можно объяснить вкладом в γ -переход $T_{<}$ -компоненты аналога и интерференцией этого вклада с вкладом от $T_{>}$ -компоненты. Аналог $p_{3/2}$ в ^{49}Sc расщеплен на несколько компонент тонкой структуры. Известно, что по крайней мере с трех компонент идут γ -переходы на уровень $3,08 \text{ Мэв } ^{49}\text{Sc}$. Однако интенсивность этих переходов не коррелирует с Γ_p для каждого резонанса, которая является мерой вклада в резонанс $T_{>}$ -компоненты аналога. Это и означает, что в γ -переходе на уровень $3,08 \text{ Мэв } T_{<}$ -компонента дает основной вклад, который может интерферировать с вкладом $T_{>}$ -компоненты. Оценки, приведенные в работе [49], показывают, что интенсивность перехода от $T_{<}$ -компоненты можно сравнить с интенсивностью замедленного перехода от $T_{>}$ -компоненты. Вклад $T_{<}$ -компоненты в другие два перехода (на уровни $4,07$ и $4,74 \text{ Мэв } ^{49}\text{Sc}$) меньше, и отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$ близко к единице.

$A = 51$. γ -Распад $p_{3/2}$ -аналога в ^{51}V подробно анализировался в работе [27]. В этой же работе вычислялись и $\lg ft$ аналоговых β -переходов. Интенсивности β - и γ -переходов воспроизводятся, если учесть небольшую примесь $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -состояний в основном состоянии ^{51}Ti и примесь коллективного состояния Гамова — Теллера к низколежащим состояниям ^{51}V .

$A = 61$. Сравнение аналоговых β - и γ -переходов приведено в работе [64]. Обращают на себя внимание нормальные значения отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$, несмотря на то что вероятности разных γ - и β -переходов сильно отличаются друг от друга.

$A = 63$. Отношение $B(M1)/B(M1, \sigma)$ для этого случая самое большое в табл. 6. Отметим, что β -переход сильно замедлен: $\lg ft = 6,5$. В этом случае можно ожидать большого вклада l -части. С другой стороны, поскольку изучается γ -переход с аналогового $p_{1/2}$ -состояния, трудно определить значение смеси $E2/M1$ в этом переходе (спин начального состояния $1/2$ приводит к изотропии γ -излучения). Не исключено, что наблюдаемый γ -переход в значительной степени является $E2$ -переходом.

4. КОНФИГУРАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Детальное изучение γ -распада аналогов в средних и тяжелых ядрах связано с рассмотрением коллективных зарядовообменных степеней свободы ядра. Зарядовообменные ядерные возбуждения характеризуются изоспином $\tau = 1$ и проекцией $\mu_\tau = -1, 0, +1$.

Возбуждения с $\mu_{\tau} = 0$ соответствуют таким возбуждениям (с изоспином 0 или 1), которые не меняют проекции изоспина ядра, т. е. находятся в том ядре, основное состояние которого рассматривается. Возбуждения с $\mu_{\tau} = \pm 1$ являются зарядовообменными и находятся в другом ядре; при таких возбуждениях меняется проекция изоспина состояния. Примером такого возбуждения является аналоговое состояние.

Выше было показано, что γ -распад аналогов можно рассматривать как зарядовообменный процесс, аналогичный, например, β^{-} -распаду. Экспериментальные данные о $\lg ft$ β -распада Гамова — Теллера объясняются с помощью представлений о коллективном состоянии Гамова — Теллера, которое является когерентной суперпозицией возбуждений типа $\bar{p}\bar{n}$, связанных в момент 1^{+} [65, 66]. Конфигурации такого же типа существенны и при анализе γ -распада аналогов.

Коллективные зарядовообменные возбуждения появляются при учете остаточных взаимодействий. Прежде чем перейти к изучению коллективных состояний, необходимо построить базисные функции, т. е. собственные функции гамильтониана без взаимодействия. Как отмечено в работе [67], при диагонализации изоскалярного гамильтониана на произвольном, но достаточно большом базисе получающиеся в результате волновые функции будут обладать хорошим изоспином. Однако если выбрать базис функций с определенным изоспином, это даст ряд преимуществ, особенно в тех случаях, когда важна изоспиновая структура изучаемого явления. При изучении γ -распада аналоговых состояний, по-видимому, целесообразно использовать базисные функции с определенным изоспином. Эти функции будут построены в виде суперпозиции частично-дырочных возбуждений.

Построение функций с определенным изоспином представляет собой непростую задачу, особенно в случаях, когда рассматриваются сложные конфигурации. В работе [28] для построения состояний с определенным изоспином предложен метод, использующий проекционные операторы. В работах [67, 68] состояния с определенным изоспином строятся для изучения изоспиновой структуры гигантского $E1$ -резонанса. В работе [69] функции с определенным изоспином используются для построения теории аналоговых резонансов.

В работе [29] вопросы построения функций с определенным изоспином подробно разбираются для применения и изучения распада аналогов. При построении состояний с определенным изоспином появятся аналоговое, антианалоговое, конфигурационные состояния, состояния типа поляризации остова, состояния типа спин-флип. В различных работах рассматриваются те или иные состояния, при этом часто нет единства в терминологии. Дадим здесь определения всем этим состояниям.

В многочастичной модели оболочек аналоговое, антианалоговое и конфигурационные состояния определяются следующим образом. Пусть сверх замкнутого инертного остова с изоспином и спином, равными нулю, имеется группа нуклонов (четное число) на уровне j_1 с полным спином $J = 0$ и изоспином T_0 . Рассматривается также нечетная частица, находящаяся на уровне j_2 . Тогда волновая функция аналога соответствует связи нечетной частицы и остова с J_0, T_0 в полный момент $J = j_2$ и изоспин $T = T_0 + 1/2$:

$$|(j_1^n)_{J_0, T_0}, j_2)_{J, T_0+1/2}.$$

Антианалоговое состояние соответствует такой же связи в момент $J = j_2$, но с изоспином $T_0 - 1/2$: $|(j_1^n)_{J_0, T_0}, j_2)_{J, T_0-1/2}$.

Все другие состояния, которые появляются при пересвязке спина J_0 и изоспина T_0 в терминологии Лейна [70], называются конфигурационными. Иногда и антианалоговое состояние включают в понятие конфигурационных. В дальнейшем будем называть конфигурационными другой, более узкий класс состояний, выделив антианалоговое состояние, состояния типа поляризации остова и состояния типа спин-флип.

Рассмотрим сначала основное состояние четно-четного ядра (N, Z) :

$$|0\rangle = |T = T_0, T_z = T_0, I = 0, M = 0\rangle. \quad (30)$$

Аналоговое и другие состояния получаются в ядре $(Z + 1, N - 1)$, т. е. в нечетно-нечетном. Эти состояния можно получить разными способами, в том числе и диагонализацией оператора T^2 [29] в пространстве возбуждений:

$$a_{\beta p}^+ a_{\beta n} |0\rangle \quad \beta = 1, 2, \dots, 2T_0. \quad (31)$$

В результате оказывается, что существует только одно состояние, принадлежащее изоспину $T = T_0$, которое и называется аналоговым:

$$A(0) = \sum_{\beta} (2T_0)^{-1/2} a_{\beta p}^+ a_{\beta n} |0\rangle. \quad (32)$$

Остальные состояния, число которых равно $(2T_0 - 1)$, имеют изоспин $T = T_0 - 1$ и волновые функции:

$$C(i) = \sum_{\beta} Q_{\beta}^i a_{\beta p}^+ a_{\beta n} |0\rangle, \quad i = 1, 2, \dots, 2T_0, \quad (33)$$

где коэффициенты Q_{β}^i удовлетворяют условию

$$\sum_{\beta} Q_{\beta}^i = 0, \quad i = 1, 2, \dots, 2T_0 - 1. \quad (34)$$

Эти состояния и были впервые введены Лейном [70] и часто называются конфигурационными состояниями Лейна. Коэффициенты Q_{β} можно выбрать различными способами.

Аналоговое состояние обладает определенным полным моментом $I = 0$, и его волновую функцию можно представить в следую-

щем виде:

$$A(0) = \sum_{b=1}^F \left(\frac{n_b}{n_F} \right)^{1/2} (a_{b_p}^+ a_{b_n})_{0+} | 0 \rangle. \tag{35}$$

Здесь n_b — число частиц в подболочке b ; n_F — полное число частиц в нейтронном избытке; F — число подболочек, заполняемых нейтронным избытком.

Состояния (33) не обладают определенным полным моментом. Можно показать, что пространство (33) эквивалентно пространству состояний с волновыми функциями $C(b, I=0)$ и $K(b, I \neq 0)$:

$$C(b, I=0) = \left\{ \left(\frac{N_b-1}{N_b} \right)^{1/2} (a_{b_p}^+ a_{b_n})_{0+} - \sum_{b_0 < b} \left(\frac{n_b n_{b_0}}{N_{b-1} N_b} \right)^{1/2} (a_{b_0 p}^+ a_{b_0 n})_{0+} \right\} | 0 \rangle, \tag{36}$$

где $b = 1, 2, \dots, F$ и $N_b = \sum_{b_0=1}^b N_{b_0}$;

$$K(b, I \neq 0) = (a_{b_p}^+ a_{b_n})_{I \neq 0} | 0 \rangle. \tag{37}$$

Состояния (36) будем называть конфигурационными, состояния (37) для $I = 1^+$ — состояниями типа поляризации остова.

Состояния (36) и (37) имеют определенный изоспин $T_0 - 1$. Другие состояния с определенным изоспином получаются как суперпозиция частично-дырочных $(1p - 1h)$ - и $(2p - 2h)$ -конфигураций, не имеющих определенного изоспина. Простейшие конфигурации приведены на рис. 7. Примеры состояний ($T = T_0 - 1$) для нечетно-нечетного ядра, в которых вклад компонент $(1p - 1h)$ наиболее велик, даны на рис. 8 [29]. Возбуждения такого типа могут распределяться по состояниям с изоспином $T_0 - 1$, T_0 и $T_0 + 1$. Возбуждения, которые приобретают основное значение в функциях Ψ_{K_1} и Ψ_{K_2} , распределяются по состояниям с $T = T_0 - 1$ и $T = T_0$. В третьем случае возможна компонента $T_0 + 1$.

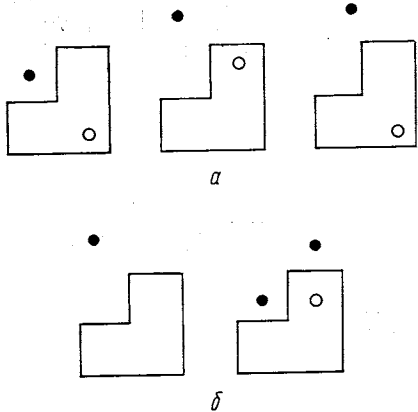


Рис. 7. Простые конфигурации для нечетно-нечетного (а) и нечетного (б) ядер, не имеющие определенного изоспина

При изучении γ -распада аналогов наиболее существенны такие частично-дырочные конфигурации, в которых протон и ней-

тронная дырка занимают состояния, являющиеся членами спин-орбитального дублета: $j_n = l \pm 1/2$; $j_p = l \mp 1/2$. Состояния с определенным изоспином, в которых основной вклад дают такие конфигурации, будем называть состояниями типа спин-флип.

$$\begin{aligned}
 1. \quad \Psi_{K_1} &= \sqrt{\frac{2T_0-1}{2T_0}} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} + \frac{1}{\sqrt{2T_0(2T_0-1)}} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} \\
 2. \quad \Psi_{K_2} &= -\sqrt{\frac{2T_0-1}{2T_0}} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} + \frac{1}{\sqrt{2T_0(2T_0-1)}} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} \\
 3. \quad \Psi_{K_3} &= \sqrt{\frac{2T_0-1}{2T_0+1}} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} + \frac{1}{2T_0} \sqrt{\frac{2T_0-1}{2T_0+1}} \left(\begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} - \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array} \right) - \\
 &\quad - \frac{1}{2T_0 \sqrt{(2T_0-1)(2T_0+1)}} \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \circ \\ \hline \end{array}
 \end{aligned}$$

Рис. 8. Примеры разных (1, 2, 3) состояний с определенным изоспином для нечетно-нечетного ядра. Волнистая черта означает суммирование по нейтронам избытка [29]

Рассмотрим теперь состояния ядра $(Z + 1, N)$. Этот случай соответствует возбуждению аналогов в $(p\gamma)$ -реакции на четно-четном ядре (Z, N) . Основной конфигурацией является ядро $(Z, N + 1)$. Аналоговое и другие состояния будут содержать одночастичную компоненту. В обозначениях работы [69] аналоговое состояние записывается в виде

$$\Phi_\alpha = (N - Z + 1)^{-1/2} \sum_{\alpha=Z+1}^{N+1} \Phi_{\alpha\alpha}, \tag{38}$$

где $\Phi_{\alpha\alpha} = a_{\alpha p}^+ a_{\alpha n} | \Phi(Z, N + 1) \rangle$.

Появляется группа ортогональных к аналоговому состояний Φ_l — конфигурационные состояния, включая антианалоговое:

$$\Phi_l = \frac{(l-Z-1)\Phi_{ll} - \sum_{\mu=Z+1}^{l-1} \Phi_{\mu\mu}}{\sqrt{(l-Z)(l-Z+1)}}, \quad (39)$$

$l = Z + 2, \dots, N + 1.$

Сравнивая со случаем нечетно-нечетного ядра [состояния (33)], отмечаем, что появляется новое состояние, соответствующее $l = N + 1$:

$$\Phi_{N+1} = [(N-Z)\Phi_{N+1, N+1} - \sum_{\mu=Z+1}^N \Phi_{\mu\mu}] / \sqrt{(N-Z+1)(N-Z+2)}. \quad (40)$$

Это состояние называют антианалоговым из-за его структурного сходства с аналогом.

Для состояний, аналогичных (37), добавляется нечетный нейтрон:

$$K(b, I \neq 0) = a_n^+ (a_{bp}^+ a_{bn})_{I=0} |0\rangle. \quad (41)$$

Состояния (38) — (41) — состояния с определенным изоспином. Они составлены из конфигураций, не обладающих определенным изоспином (см. рис. 7, б). Как и в случае нечетно-нечетного ядра, другие состояния с определенным изоспином можно получить из конфигураций рис. 7, а плюс нечетный нейтрон и многочастичных конфигураций. При изучении γ -распадов аналогов наиболее существенны состояния, имеющие большой вклад трехквaziчастичных компонент типа рис. 7, а + нейтрон. Такие состояния имеют изоспин $T_0 = 1$. В большинстве физических задач, в частности при изучении γ -распада аналогов, существенны только трехквaziчастичные компоненты. Коэффициенты при таких конфигурациях [29] приведены на рис. 9. Построены собственные состояния (с определенным изоспином) гамильтониана независимых частиц. Для ядра $(Z + 1, N)$ они включают кроме аналогового состояния с изоспином $T_0 + 1/2$ конфигурационные

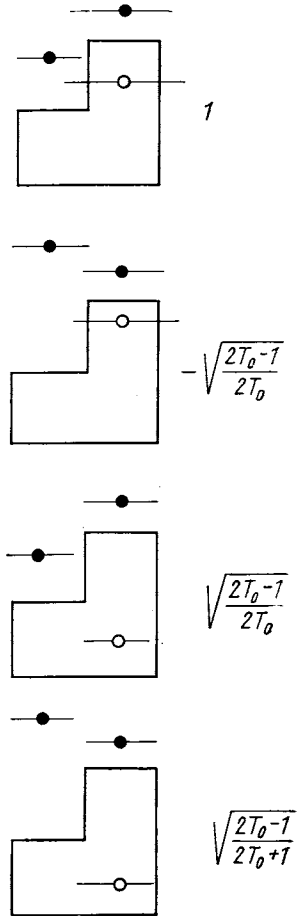


Рис. 9. Трехквaziчастичные конфигурации и их амплитуды в состояниях с определенным изоспином для нечетного ядра [29]

состояния, антианалоговое, состояния типа поляризации остова и состояния типа спин-флип с изоспином $T_0 - 1/2$.

Рассмотрим теперь вопрос об энергии этих состояний (без учета остаточных взаимодействий). Энергию будем отсчитывать от энергии аналогового состояния (рис. 10).

Разность энергий аналогового и антианалогового состояний хорошо известна и имеет вид

$$E_a - E_\alpha = -(T_0 + 1/2) V_1/A, \tag{42}$$

где $V_1 \approx 100$ Мэв. Это энергия симметрии, которая определяется в различных экспериментах. Конфигурационные состояния рас-

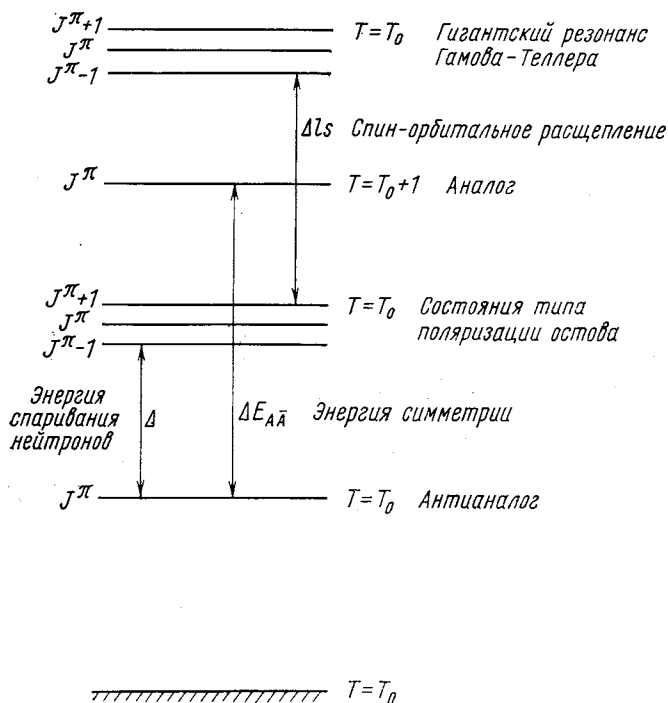


Рис. 10. Энергетические соотношения между аналоговым, антианалоговым, конфигурационным состояниями и состоянием типа поляризации остова

положены в той же энергетической области, что и аналоговое состояние.

Состояние типа поляризации остова расположено выше антианалогового на величину Δ , равную парной энергии нейтрона:

$$E_k - E_\alpha = -(T_0 + 1/2) V_1/A + \Delta. \tag{43}$$

Состояние типа спин-флип расположено еще выше: разность энергий состояния спин-флип и состояния типа поляризации острова равна спин-орбитальному расщеплению:

$$E_s - E_h = \Delta_{ls} = \varepsilon (j = l - 1/2) - \varepsilon (j = l + 1/2), \quad (44)$$

так что

$$E_s - E_a = -(T_0 + 1/2) V_1/A + \Delta + \Delta_{ls}. \quad (45)$$

5. ПЕРЕХОДЫ АНАЛОГ — АНТИАНАЛОГ

Переходам аналог — антианалог уделяется большое внимание в работах по γ -распаду аналогов. С экспериментальной точки зрения это объясняется тем, что в ядрах с $A < 40$ при γ -распаде аналогов наблюдается, как правило, один сильный переход на самое низколежащее состояние с тем же спином и четностью, что и у аналога. Несколько лет назад, когда были известны данные о γ -распаде аналогов только в легких ядрах, казалось, что распад сильным $M1$ -переходом на антианалог является основной характерной особенностью γ -распада аналогов. Привлекало внимание и то обстоятельство, что интенсивность переходов аналог — антианалог была довольно большая: значения $B(M1)$ были порядка единицы Вайскопфа. В последние годы появились данные о распаде аналогов в ядрах $f_{7/2}$ -оболочки, которые потребовали введения новых представлений и показали, что при анализе γ -распада аналогов нельзя ограничиваться рассмотрением только антианалогов. Однако в настоящем разделе проанализируем данные только о переходах аналог — антианалог.

Рассмотрим распад аналогов с хорошо выраженным одночастичным характером. Материнское состояние такого аналога является достаточно хорошим одночастичным (однейтронным) состоянием и имеет большой спектроскопический фактор в (dp) -реакции. Аналоговое состояние также должно иметь большой спектроскопический фактор, который можно определить из упругого рассеяния протонов через аналог и из $({}^3\text{He}, d)$ -реакций передачи протона [2]. Антианалоговое состояние в этом случае также будет иметь большой спектроскопический фактор в $({}^3\text{He}, d)$ -реакции.

Обычно, говоря об антианалогах, обращаются к представлениям об изоспиновом расщеплении одночастичных состояний. Когда протон падает на ядро-мишень C , то образовавшаяся система $p + C$ имеет волновую функцию, не обладающую определенным изоспином. Если изоспин ядра мишени T_0 , то функцию системы $p + C$ можно разложить по состояниям с изоспином $T_> = T_0 + 1/2$ и $T_< = T_0 - 1/2$. Реальные ядерные состояния имеют определенный изоспин. Состояние с изоспином $T_>$ — это аналог, а состояние с изоспином $T_<$ часто называют антианалогом. Напишем волновые функции систем $p + C$ и $n + C$, разложив

их по состояниям с определенным изоспином:

$$|nC\rangle = |T_0 T_0; 1/2 1/2\rangle = |T_0 1/2, T_0 + 1/2; T_0 + 1/2\rangle; \quad (46)$$

$$|pC\rangle = |T_0 T_0; 1/2 - 1/2\rangle = (2T_0 + 1)^{-1/2} [|T_0 1/2 T_0 + 1/2; T_0 - 1/2\rangle + (2T_0)^{1/2} |T_0 1/2 T_0 - 1/2; T_0 - 1/2\rangle]. \quad (47)$$

Здесь использованы обозначения работы [71] $|T_0 T, t; t_z\rangle$ и $|T_0 1/2 T; T_z\rangle$ для несвязанной и связанной функций. Система $|nC\rangle$ имеет определенный изоспин $T_0 + 1/2$, а система $|pC\rangle$ не имеет определенного значения изоспина.

Введем теперь систему $|nA\rangle = |T_0 T_0 - 1; 1/2 1/2\rangle$, в которой $|A\rangle = |T_0, T_0 - 1\rangle$ — аналоговое состояние ядра-мишени $|C\rangle = |T_0, T_0\rangle$. Тогда состояния $T_>$ и $T_<$ можно разложить по несвязанным функциям:

$$\begin{aligned} |T_0 1/2 T_>; T_0 - 1/2\rangle &= (2T_0 + 1)^{-1/2} [|T_0 T_0; 1/2 - 1/2\rangle + \\ &+ (2T_0)^{1/2} |T_0 T_0 - 1; 1/2 1/2\rangle] = \\ &= (2T_0 + 1)^{-1/2} [|pC\rangle + (2T_0)^{1/2} |nA\rangle]; \end{aligned} \quad (48)$$

$$|T_0 1/2 T_<; T_0 - 1/2\rangle = (2T_0 + 1)^{-1/2} [(2T_0)^{1/2} |pC\rangle - |nA\rangle]. \quad (49)$$

Выражение (48) — волновая функция аналога, а (49) — антианалога.

В предыдущем разделе антианалоговое состояние было получено как одно из состояний с определенным изоспином для нечетной системы. В терминах операторов рождения и уничтожения волновую функцию антианалога можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_a^- &= \sqrt{\frac{2T_0 + 1}{2T_0 + 2}} a_{j_{p1}}^+ |0\rangle - \sqrt{\frac{1}{(2T_0 + 1)(2T_0 + 2)}} \times \\ &\times \sum_s a_{j_{n1}}^+ (a_{j_{ps}}^+ a_{j_{ns}})_{0+} |0\rangle. \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь T_0 — изоспин антианалогового состояния.

Фактически антианалоговое состояние — это одночастичное протонное состояние с определенным изоспином. Как видно из (49) и (50), одночастичная компонента входит в волновую функцию с большим весом, поэтому основой для идентификации антианалогового состояния является большой спектроскопический фактор в реакциях передачи протона.

Положение антианалогового состояния ориентировочно определяется изоспиновым расщеплением

$$E_a - E_a^- = 2T_0 V_1 / A, \quad (51)$$

где T_0 — изоспин аналога, $V_1 \approx 50$ Мэв.

Вероятность перехода аналог — антианалог определяется только одночастичной компонентой антианалога. Можно показать, что если конечное состояние содержит трехчастичную компоненту типа $a_{j_{n1}}^{\pm} (a_{j_p}^{\pm} a_{j_n})_I | 0 \rangle$, то вклад в $M1$ -переход с аналога вносит только компонента с $I = 1^+$.

Полагая, что состояние материнского ядра $\Psi^{MC} | j_{n1} \rangle$ — чистое однейтронное состояние, получаем следующее выражение для вероятности $M1$ -перехода типа аналог — антианалог:

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \mu^2 \frac{2T_0 + 1}{(2T_0 + 2)^2} \frac{1}{2j_{n1} + 1} \langle j_{p1} || \sigma || j_{n1} \rangle^2 (1 + g_l / \mu k)^2, \quad (52)$$

где $B(M1)$ выражена в единицах μ_0^2 ; T_0 — изоспин антианалога; $g_l = 1$;

$$k = \begin{cases} +l & \text{— для переходов типа } j_{>} - j_{>} \\ -(l + 1) & \text{— для переходов типа } j_{<} - j_{<} \end{cases}$$

Для переходов типа $j_{>} = l + 1/2 - j_{>} = l + 1/2$ вклады орбитальной и спиновой частей когерентны, в то время как для переходов типа $j_{<} = l - 1/2 - j_{<} = l - 1/2$ орбитальная и спиновая части дают вклады разного знака. Поэтому переходы $j_{>} - j_{>}$ будут усилены на порядок или больше по сравнению с переходами типа $j_{<} - j_{<}$.

Этот эффект анализировался в работе [72] и получил следующее выражение для вероятности $M1$ -перехода аналог — антианалог:

$$B(M1) = \frac{9}{8\pi} (2T_i + 1) \langle T_i M_T 10 | T_j M_T \rangle^2 \times \\ \times j(j + 1) \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ T_f & T_i & T_0 \end{matrix} \right\}^2 (g_p - g_n)^2. \quad (53)$$

Здесь T_0 — изоспин остова; g_p и g_n — гиромангнитные отношения для протона и нейтрона. В случае переходов между состояниями $j_{>} = l + 1/2$ орбитальный и спиновый магнитные моменты протона и спиновый магнитный момент нейтрона складываются так, что получается максимальное значение. Для переходов $j_{<} - j_{<}$ эта величина имеет минимальное значение.

Вероятности одночастичных $M1$ -переходов аналог-антианалог для различных типов переходов и значений изоспина аналога приведены в табл. 7. Здесь же даны величины $(g_p - g_n)^2$. Экспериментальные данные, имевшиеся несколько лет назад, хорошо согласовывались с оценками табл. 7.

Таблица 7

Величины $B(M1)$ для переходов аналог—антианалог
(в ед. В) по одночастичной оценке

$T >$	$T <$	$s_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	$d_{5/2}$	$d_{3/2}$	$f_{7/2}$	$f_{5/2}$	$g_{9/2}$
3/2	1/2	1,95	1,59	0,071	1,85	0,051	2,24	0,0105	2,75
5/2	3/2	1,40	1,15	0,052	1,36	0,037	1,62	0,0076	1,97
7/2	5/2	1,07	0,88	0,039	1,02	0,028	1,24	0,0058	1,51
9/2	7/2	0,87	0,71	0,032	0,82	0,023	1,00	0,0047	1,22
11/2	9/2	0,72	0,59	0,027	0,69	0,019	0,84	0,0039	1,02
$(g_p - g_n)^2$		88,5	14,5	3,25	7,20	0,465	4,86	0,0408	3,74

Данные, имеющиеся в настоящее время, приведены в табл. 8 и иллюстрируются рис. 11.

В табл. 8 собраны экспериментальные данные об одночастичных переходах типа аналог — антианалог. Критерием для отбора аналогов был достаточно большой спектроскопический фактор материнского состояния. Идентификация антианалогов производилась также по спектроскопическому фактору и приблизительному соответствию положения антианалога формуле (51). Для сравнения с теоретическими предсказаниями воспользуемся представлениями одночастичной оболочечной модели. В табл. 8 приведены переходы для ядер sd - и fp -оболочек. В этих ядрах нуклоны занимают состояния $d_{5/2}$, $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$, $g_{9/2}$. В большинстве случаев идентификация этих одночастичных состояний не представляет затруднений. Некоторая неопределенность существует для ядер от ^{21}Na до ^{29}P , которые находятся в области деформации. Эти ядра описываются или многочастичной моделью оболочек, или моделью Нильссона.

Аналоги со спином $5/2^+$, материнские состояния которых имеют большой спектроскопический фактор в (dp) -реакциях, обнаружены в ^{19}F , ^{21}Na , ^{23}Na , ^{25}Al , ^{29}P . Будем называть их $d_{5/2}$ -аналогами. Соответствующие антианалоги также легко идентифицируются по большому спектроскопическому фактору в (d, n) - или $(^3\text{He}, d)$ -реакциях. Значение $B(M1)$ этих переходов составляет $0,10 \div 0,40$. Оценки по формуле (53) дают 1,85 ед. В, т. е. $3,3\mu_0^2$. Таким образом, по абсолютному значению $(d_{5/2} - d_{5/2})$ -переходы подавлены примерно на порядок по сравнению с оценкой по (53). Характер распада $d_{5/2}$ -аналогов в этих ядрах примерно одинаков: заселяются низколежащие состояния с $T = 1/2$ и $J^\pi = 5/2^+$ (антианалог), $3/2^+$ и $7/2^+$ со сравнимыми интенсивностями.

Таблица 8

Переходы аналог — антианалог

Ядро (T_Z)	$E_A - E_{A\bar{A}}$ Мэв	$J_A^{\pi}, T_A - J_{A\bar{A}}^{\pi}, T_{A\bar{A}}$	Материнский уровень: ядро (T_Z); E , Мэв	V (М1), μ_B^2	Литера- тура
^{49}F (1/2)	7,54—0,49	$5/2^+, 3/2-5/2^+, 1/2$	^{49}O (3/2); 0	0,40±0,08	[30]
^{24}Na (-1/2)	8,97—0,34	$5/2^+, 3/2-5/2^+, 1/2$	^{24}F (3/2); 0	0,55±0,11	[34]
^{21}Na (-1/2)	9,22—2,44	$1/2^+, 3/2-1/2^+, 1/2$	^{21}Mg (-3/2); 0	<0,30	[34]
^{23}Na (1/2)	7,89—0,44	$5/2^+, 3/2-5/2^+, 1/2$	^{23}F (3/2); 0,28	0,42±0,04	[42]
^{25}Al (-1/2)	7,90—0	$5/2^+, 3/2-5/2^+, 1/2$	^{25}Ne (3/2); 0	0,15±0,09	[36]
^{27}Al (1/2)	10,50—6,48	$7/2^-, 3/2-7/2^-, 1/2$	^{27}Si (-3/2); 0		
^{29}P (-1/2)	8,37—1,96	$5/2^+, 3/2-5/2^+, 1/2$	^{27}Mg (3/2); 3,76	1,43	[73]
^{31}P (1/2)	7,14—0	$1/2^+, 3/2-1/2^+, 1/2$	^{29}Al (3/2); 0	0,16±0,08	[36]
^{31}P (1/2)	9,40—4,43	$7/2^-, 3/2-7/2^-, 1/2$	^{31}Si (3/2); 0,75	0,30±0,03	[39]
^{33}Cl (-1/2)	5,50—0,81	$1/2^+, 3/2-1/2^+, 1/2$	^{33}S (-3,2); 0	0,9	[1]
^{35}Cl (1/2)	7,54—3,16	$7/2^-, 3/2-7/2^-, 1/2$	^{33}P (3/2); 0	0,27±0,07	[46]
^{35}Cl (1/2)	7,84—4,17	$7/2^-, 3/2-3/2^-, 1/2$	^{33}Ar (-3/2); 0	4,0±1,0	[74]
^{37}Cl (3/2)	10,22—3,14	$7/2^-, 5/2-7/2^-, 3/2$	^{35}S (3/2); 1,99	1,70±0,30	[61]
^{39}K (1/2)	7,74—4,08	$3/2^-, 3/2-3/2^-, 1/2$	^{37}S (5/2); 2,35	1,40±0,23	[48]
^{41}K (3/2)	~9,62—2,15*	$3/2^-, 5/2-(3/2)^-, 3/2$	^{39}Ar (3/2); 1,27	0,15±0,05	[61, 75]
^{43}Sc (1/2)	6,14—1,48	$3/2^-, 3/2-3/2^-, 1/2$	^{41}Ar (5/2); 1,35	0,97±0,20	[76]
^{45}Sc (3/2)	~8,12—1,43	$3/2^-, 5/2-3/2^-, 3/2$	^{43}Ca (3/2); 2,05	0,012±0,005	[77]
^{47}Sc (5/2)	~10,31—2,81	$3/2^-, 7/2-(3/2)^-, 5/2$	^{45}Ca (5/2); 1,43	Не наблюдался	[55]
	2,83		^{47}Ca (7/2); 2,01	0,012	[78]
	3,21				
	3,26				
^{47}V (1/2)	~6,69—2,08	$3/2^-, 3/2-3/2^-, 1/2$	^{47}Ti (3/2); 2,54	0,017±0,04	[56]
^{49}Sc (7/2)	~11,56—3,08	$3/2^-, 9/2-3/2^-, 7/2$	^{49}Ca (9/2); 0	0,0020±0,0006	[49]
^{49}V (3/2)	~7,75—2,30	$3/2^-, 5/2-3/2^-, 3/2$	^{49}Ti (5/2); 1,39	0,032	[79]

Продолжение табл. 8

Ядро (T_Z)	$E_A - E_{AA}$ Мэв	$J^{\pi}_A, T_A - J^{\pi}_{\pi A}, T_{\pi A}$	Материнский уровень: ядро (T_Z); E , Мэв	V (М1), μ_2^2	Литература
^{51}V (5/2)	9,40-2,41	$3/2^-, 7/2^- - 3/2^-, 5/2$	^{51}Ti (7/2); 0	$0,015 \pm 0,006$	[24]
^{51}V (5/2)	11,62-3,08	$5/2^-, 7/2^- - 5/2^-, 5/2$	^{51}Ti (7/2); 2,44	0,0052	[80]
^{51}Mn (1/2)	~6,31-2,14	$3/2^-, 3/2^- - 3/2^-, 1/2$	^{51}Cr (3/2); 1,90*2	0,0016	[81]
^{53}Mn (3/2)	7,55-2,67	(1/2-), $5/2^- - 1/2^-, 5/2$	^{53}Cr (5/2); 0,56	0,14	[82]
^{55}Mn (3/2)	~10,0-1,53	$3/2^-, 7/2^- - 3/2^-, 5/2$	^{55}Cr (7/2); 0	0,32	[50]
	2,25				
	0,56				
	3,04				
^{55}Co (1/2)	6,92-4,18	$5/2^-, 3/2^- - 5/2^-, 1/2$	^{55}Fe (3/2); 2,14*3	$0,030 \pm 0,007$	[58]
^{57}Co (3/2)	~7,26-1,38	$3/2^-, 5/2^- - 3/2^-, 3/2$	^{57}Fe (5/2); 0,014*4	$0,046 \pm 0,014$	[83]
^{59}Cu (1/2)	6,90-3,04	$9/2^+, 3/2^- - 9/2^+, 1/2$	^{59}Ni (3/2); 3,06	1,48	[84]
^{61}Cu (3/2)	~6,40-0	$3/2^-, 5/2^- - 3/2^-, 3/2$	^{61}Ni (5/2); 0	0,24	[51]
^{61}Cu (3/2)	6,45-0,97	$5/2^-, 5/2^- - 5/2^-, 3/2$	^{61}Ni (5/2); 0,067	0,0047	[52]
^{61}Cu (3/2)	~6,63-0,47	$1/2^-, 5/2^- - 1/2^-, 3/2$	^{61}Ni (5/2); 0,28	0,057	[52]
^{61}Cu (3/2)	~8,47-2,71	$9/2^+, 5/2^- - 9/2^+, 3/2$	^{61}Ni (5/2); 2,13	0,80	[84]
^{63}Cu (5/2)	8,57-0,67	$1/2^-, 7/2^- - 1/2^-, 5/2$	^{63}Ni (7/2); 0	0,019	[53]
^{63}Cu (5/2)	~8,64-0,96	$5/2^-, 7/2^- - 5/2^-, 5/2$	^{63}Ni (7/2); 0,088	0,019	[53]
	1,41				
^{63}Cu (5/2)	8,74-0	$3/2^-, 7/2^- - 3/2^-, 5/2$	^{63}Ni (7/2); 0,158	0,0077	[53]
^{63}Cu (5/2)	~9,86-2,51	$9/2^+, 7/2^- - 9/2^+, 5/2$	^{63}Ni (7/2); 1,29	0,36	[84]
^{65}Ga (3/2)	~6,83-2,03	$9/2^+, 5/2^- - 9/2^+, 3/2$	^{65}Zn (5/2); 1,06	0,36	[84]
^{67}Ga (5/2)	8,56-2,06	$9/2^+, 7/2^- - 9/2^+, 5/2$	^{67}Zn (7/2); 0,60	0,10	[84]

* Спектроскопическая информация об уровне 2,15 Мэв в ядре ^{41}K нет.

*2 В материнском ядре ^{51}Cr существуют два уровня, несущих основную $p_{3/2}$ -силу: 0,75 и 1,90 Мэв.

*3 В материнском ядре ^{55}Fe $f_{5/2}$ -сила распределена по двум уровням: 0,93 и 2,14 Мэв.

*4 В материнском ядре ^{61}Ni основную $p_{3/2}$ -силу несут два уровня: 0,014 и 0,37 Мэв.

Примечание. Знак ~ перед энергией E_A означает расщепление аналога на несколько компонент.

Очень мало данных о γ -распаде $d_{3/2}$ -аналогов. Переход аналог — антианалог $d_{3/2} - d_{3/2}$ ($j < -j <$) должен быть ослаблен примерно в 40 раз по сравнению с переходом $d_{5/2} - d_{5/2}$ ($j > -j >$). Аналог $d_{3/2}$ идентифицирован в ^{31}P [54]. Характер его разрядки подтверждает предположение о слабости перехода аналог — антианалог: уровень разряжается двумя переходами на состояния $1/2^+$ (18% и $5/2^+$ (82%). Однако нет оценки предела для величины $B(M1)$ γ -перехода на уровень $3/2^+$, так как неизвестна радиационная ширина этого уровня.

Аналоги $s_{1/2}$ наблюдались в ядрах ^{21}Na , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{31}P , ^{33}Cl . Их материнские состояния в соответствующих ядрах имеют большие спектроскопические факторы. В случае ^{21}Na и ^{23}Na [42] характер распада $1/2^+$ -аналогов одинаков: наблюдается один интенсивный переход на $3/2^+$ -состояние. Ни в том, ни в другом ядре не был замечен переход на уровень $1/2^+$, который можно было бы считать антианалоговым. Для ^{21}Na существует оценка верхнего предела для перехода $1/2^+ - 1/2^+$: $B(M1) \leq 0,30\mu_0^2$. В ядре ^{27}Al аналог $1/2^+$ разряжается двумя γ -переходами. Наиболее интенсивный распад (70%) происходит на уровень $3/2^+$; 30% распадов приходится на антианалоговый уровень $1/2^+$ [54]. Радиационные ширины для этого аналога неизвестны, поэтому данные о нем не помещены в таблице. В ядре ^{31}P 84% распада $1/2^+$ -аналогов приходится на антианалоговый уровень, 16% — на уровень $3/2^+$.

Значение $B(M1)$ для перехода аналог — антианалог в этом ядре составляет $0,3\mu_0^2$. В ядре ^{33}Cl аналог $1/2^+$ распадается главным образом в антианалоговое состояние, для перехода на уро-

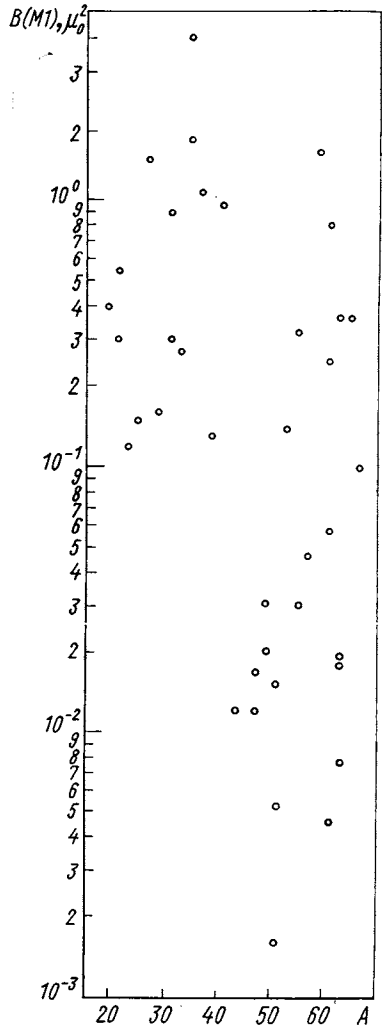


Рис. 11. Зависимость $B(M1)$ для одночастичных переходов аналог — антианалог от A

вень $3/2^+$ дан лишь верхний предел 12%. Значение B ($M1$) перехода аналог — антианалог примерно равно $0,3\mu_0^2$. Оценки по формуле (53) дают для $s_{1/2}$ -перехода аналог — антианалог $B(M1) = 3,9\mu_0^2$.

Обращает на себя внимание плавное изменение характера разрядки $s_{1/2}$ -аналога: увеличение относительной интенсивности заселения антианалога по сравнению с уровнем $3/2^+$ по мере увеличения A .

Переходы аналог — антианалог типа $f_{7/2} - f_{7/2}$ обнаружены в ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl . Во всех ядрах аналогии и антианалоги легко идентифицируются. Во всех случаях одинаков характер распада аналогов: наблюдается один сильный переход на антианалог, а также более слабые $E1$ или еще более слабые $M1$ -переходы на другие состояния. Интенсивность ($f_{7/2} - f_{7/2}$)-переходов аналог — антианалог велика. Значение $B(M1) \approx 1 - 2\mu_0^2$ находится в хорошем согласии с оценками по формуле (53): теоретическое значение $B(M1) = 3,2$ и $4,4\mu_0^2$ для аналогов с изоспином $5/2$ и $3/2$ соответственно.

Обширный экспериментальный материал имеется по ($p_{3/2} - p_{3/2}$)-переходам аналог — антианалог. Данные можно разбить на три группы: 1) для ядер sd -оболочки до ^{40}Ca ; 2) для ядер, в которых избыточные нейтроны заполняют $f_{7/2}$ -оболочку, и 3) для ядер, в которых $f_{7/2}$ -оболочка заполнена и нейтроны избытка заполняют $p_{3/2}$ -, $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -оболочки. Согласно оценкам по формуле (53) для всех областей переходы аналог — антианалог типа $p_{3/2} - p_{3/2}$ должны быть сильными и иметь $B(M1) \approx 2\mu_0^2$.

В первой группе — ядрах sd -оболочки — такие переходы обнаружены в ^{35}Cl , ^{39}K и ^{41}K . Интенсивность ($p_{3/2} - p_{3/2}$)-переходов в ^{35}Cl и ^{41}K около $1\mu_0^2$, в случае ^{39}K переход несколько замедлен: $B(M1) \approx 0,15\mu_0^2$. В ядрах $f_{7/2}$ -оболочки имеются данные о ($p_{3/2} - p_{3/2}$)-переходах аналог — антианалог для $^{43}, ^{45}, ^{47}, ^{49}\text{Sc}$, $^{47}, ^{49}, ^{51}\text{V}$, ^{51}Mn , ^{57}Co . Во всех случаях переход оказывается сильно замедленным. В ^{45}Sc переход настолько слабый, что вообще не наблюдается; в других ядрах его значение от $0,0016$ до $0,032\mu_0^2$. В изотопе ^{57}Co , где избыток нейтронов заполняет $f_{7/2}$ -оболочку, интенсивность перехода несколько выше: $0,046\mu_0^2$. В третьей группе ситуация с переходом $p_{3/2} - p_{3/2}$ сложная. В двух ядрах, где избыточные нейтроны начинают заполнять $p_{3/2}$ -оболочку, ^{55}Mn и ^{61}Cu интенсивность перехода довольно высока: $0,32\mu_0^2$ для ^{55}Mn и $0,24\mu_0^2$ для ^{61}Cu . В ядре ^{63}Cu , где нейтроны полностью заполнили $p_{3/2}$ -оболочку, интенсивность перехода мала: $0,0077\mu_0^2$.

Данных о переходах типа $p_{1/2} - p_{1/2}$ немного. В ядрах $f_{7/2}$ -оболочки такой переход известен только в ^{53}Mn . Он оказывается замедленным и находится в соответствии с предсказаниями формулы (53). То же самое можно сказать и о переходах $p_{1/2} - p_{1/2}$ в изотопах $^{61}, ^{63}\text{Cu}$.

$(f_{5/2} - f_{5/2})$ -Переходы аналог — антианалог обнаружены в ^{51}V , ^{55}Co и в изотопах $^{61}, ^{63}\text{Cu}$. Эти переходы также оказываются сильно замедленными по сравнению, например, с переходами $f_{7/2} - f_{7/2}$. В изотопах Cu переходы слабые и согласуются с данными табл. 7.

В случае $(g_{9/2} - g_{9/2})$ -переходов аналог — антианалог снова встречается с сильными переходами. Экспериментальные данные известны для $^{59}, ^{61}, ^{63}\text{Cu}$ и $^{65}, ^{67}\text{Ga}$. Интенсивности переходов оказываются порядка $1\mu_0^2$, постепенно уменьшаясь с ростом A до $0,10\mu_0^2$ для ^{67}Ga . Оценки по формуле (53) дают $B(M1) \sim \sim 1$ ед. В.

Отметим, что общий характер распада $p_{3/2^-}$, $p_{1/2^-}$, $f_{5/2}$ -аналогов в ядрах $f_{7/2^-}$ и fp -оболочек резко отличается от характера распада аналогов в sd -оболочке. Если в sd -оболочке аналоги распадаются в основном одним сильным переходом в антианалог, то в fp -оболочке наблюдается интенсивное заселение многих состояний, в том числе и высоковозбужденных. Характер распада $g_{9/2}$ -аналогов снова простой, т. е. один сильный переход на антианалог.

Итак, в тех случаях, когда простейшая теория предсказывает замедление перехода аналог — антианалог, такое замедление действительно наблюдается. Хуже обстоит дело, когда теория предсказывает сильные $M1$ -переходы с величиной порядка единицы Вайскопфа. Согласие с теорией наблюдается для $(f_{7/2} - f_{7/2})$ -переходов аналог — антианалог в ядрах с $A = 27 \div 37$, в меньшей степени — для переходов $s_{1/2} - s_{1/2}$ в той же области, а также для некоторых переходов $g_{9/2} - g_{9/2}$ в области $A = 59 \div 67$. Переходы $d_{5/2} - d_{5/2}$ в области $A = 19 \div 31$ замедлены в среднем на порядок.

Интересная ситуация наблюдается для $(p_{3/2} - p_{3/2})$ -переходов. Для ядер $f_{7/2}$ -оболочки наблюдается очень сильное замедление $(p_{3/2} - p_{3/2})$ -перехода.

В работе [72] теоретические оценки по формуле (53) сравнивались с экспериментом для $(f_{7/2} - f_{7/2})$ -переходов в ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl и $(p_{3/2} - p_{3/2})$ -переходов в ^{35}Cl и ^{48}Sc . Последний случай очень сильного расхождения не объяснен. Для ^{35}Cl и ^{37}Cl согласие теории с экспериментом очень хорошее. Для ^{31}P экспериментальное значение $B(M1)$ оказалось в 4 раза меньше теоретического. Была предпринята попытка объяснить это расхождение влиянием состояния типа поляризации остова. $7/2^-$ -Состояния в ^{31}P могут иметь следующие конфигурации: $[(s_{1/2}^2)_{01} f_{7/2}]_{7/2} 3/2$, $[(s_{1/2}^2)_{01} f_{7/2}]_{7/2} 1/2$ и $[(s_{1/2}^2)_{10} f_{7/2}]_{7/2} 1/2$. Здесь использованы обозначения $[(s_{1/2}^2)_{J_0 T_0} f_{7/2}]_{JT}$, где J_0, T_0 — спин и изоспин пары нуклонов сверх инертного остова ^{28}Si ; J, T — спин и изоспин $7/2^-$ -состояния. Первая конфигурация соответствует аналоговому состоянию, вторая — антианалоговому, третья — состоянию типа поляриза-

ции остова. Без учета остаточного взаимодействия вероятности $M1$ -переходов с аналога на антианалог и состояние типа поляризации остова примерно одинаковы и равны около 2 ед. В. Учет остаточного взаимодействия, в качестве которого использовалось модифицированное поверхностное δ -взаимодействие [85], приводит к смешиванию антианалога и состояния типа поляризации остова, так что происходит усиление перехода на антианалог примерно до 4 ед. В и ослабление перехода на состояние типа поляризации остова — до 0,1 ед. В. Влияние остова оказывается значительным, так как происходит переход $s_{1/2} - s_{1/2}$, не замедленный согласно (52).

В случае ^{35}Cl и ^{37}Cl влияния остова фактически нет, так как возможные конфигурации для $7/2$ -состояний включают $d_{3/2}$ -состояния: $[(d_{3/2}^B)_{J_0 T_0} f_{7/2}]_{JT}$. Переходы типа $[d_{01}^2 f]_{T=3/2} - [d_{01}^2 f]_{T=1/2}$ — это $(f_{7/2} - f_{7/2})$ -переходы, в то время как $[d_{01}^2 f]_{T=3/2} - [d_{10}^2 f]_{T=1/2}$ — это замедленные $(d_{3/2} - d_{3/2})$ -переходы.

Итак, в работе [72] удалось объяснить сильные $M1$ -переходы в ^{35}Cl и ^{37}Cl , однако переход в ^{31}P остался необъясненным, неясной осталась и значение состояний типа поляризации остова. В работе [61] эти вычисления были несколько уточнены. Рассчитывались переходы аналог — антианалог в $^{35}, ^{37}\text{Cl}$ и ^{39}K .

Конфигурационное пространство было несколько расширено: включались состояния $[(d_{3/2}^B)_{J_0 T_0} p_{3/2}]_{JT}$ и $[(d_{3/2}^B)_{J_0 T_0} f_{7/2}]_{JT}$ для $(J_0 T_0)$, равных (0,1), (1,0), (1,1), (2,1), (0,2), (3,0), (3,1). Результаты для $^{35}, ^{37}\text{Cl}$ не сильно изменились по сравнению с более простыми расчетами. Вычисленное значение для ^{39}K на порядок больше, чем экспериментальное. Подобные расчеты были проведены в работах [48, 85].

Отметим, что во всех этих работах изучался эффект распределения силы антианалогового состояния по нескольким состояниям из-за взаимодействия антианалогового состояния с конфигурационными. Это распределение давало и распределение силы $M1$ -перехода с аналога, так как переход связывался только с нечетной частью. Переходы между состояниями остова не давали вклада, так как в изучаемых ядрах нейтронный избыток занимает $d_{3/2}$ -оболочку. Сильнейшее замедление $p_{3/2}$ -перехода аналог — антианалог в ^{49}Sc осталось необъясненным.

Вскоре появились новые данные по ^{51}V [24], где также обнаружено замедление перехода аналог — антианалог. По-видимому, наиболее полное объяснение этому факту дали расчеты Икеды в 1969 г., проведенные для распада $p_{3/2}$ -аналога в ^{51}V . Результаты этого расчета частично использованы в работе [24]. Расчет проводился с остаточным взаимодействием типа $G_0 \sum_{ij} \tau_i \tau_j + + G_1 \sum_{ij} \tau_i \tau_j \sigma_i \sigma_j$. Конфигурационное пространство включало

$f_{7/2^-}$, $p_{3/2^-}$, $p_{1/2^-}$ и $f_{5/2^-}$ -состояния. Учитывалось взаимодействие антианалоговых $p_{3/2^-}$ и $p_{1/2^-}$ -состояний, состояний типа поляризации остова и состояний типа спин-флип. В результате наблюдается сильное подавление перехода аналог — антианалог. Эта модель наилучшим образом отражает основные характеристики γ -распада аналогов.

Эффект сильного подавления $p_{3/2^-}$ -перехода аналог — антианалог в ядрах $f_{7/2^-}$ -оболочки изучался также в работах [87, 88]. В работе [87] рассматривалось смешивание антианалогового состояния и состояний типа поляризации остова. В ней показано, что в волновую функцию антианалогового состояния амплитуды чистого, невозмущенного антианалогового состояния и амплитуды состояний типа поляризации остова входят с разными знаками, если смешивание вызывается короткодействующим взаимодействием, сила которого больше в триплетном состоянии, чем в синглетном. Эффект подавления будет большим, если нечетная частица и частица в нейтронном избытке занимают $j_>$ -состояния, и малым, если нечетная частица находится в $j_>$ -состоянии, а нейтроны избытка занимают $j_<$ -оболочку. Первый случай относится к распаду $p_{3/2^-}$ -аналогов в ядрах $f_{7/2^-}$ -оболочки, второй — к распаду $f_{7/2^-}$ -аналогов в верхней части sd -оболочки. Конкретные вычисления проведены для $p_{3/2^-}$ -перехода аналог — антианалог в ^{49}Sc . Использовались два типа остаточных взаимодействий: эффективное взаимодействие Куо и Брауна [89] и эффективное поверхностное δ -взаимодействие [85]. Интенсивность перехода аналог — антианалог в первом случае оказалась равной 10^{-4} ед. В, во втором 10^{-2} ед. В, т. е. результат довольно сильно зависит от типа использованных сил.

В работе [88] рассматривались $p_{3/2^-}$ -переходы аналог — антианалог в ^{49}Sc и ^{51}V . Базисные функции включали следующие конфигурации $|p_{3/2^-}(f_{7/2^-}^p f_{7/2^-}^{n-1}); 3/2\ 7/2\rangle$, где $J = 0, 1, 2, 3$, а также конфигурации типа $|p_{3/2^-}^n(f_{5/2^-}^p f_{7/2^-}^{n-1})_{1+}; 3/2\ 7/2\rangle$. Рассматривались только состояния со спином $3/2^-$. Использовалось взаимодействие Куо и Брауна [89]. Для перехода в ^{49}Sc получен следующий результат: $B(M1) = 1,2 \cdot 10^{-3}$ ед. В. В случае ^{51}V амплитуда примеси состояний типа поляризации остова рассматривалась как свободный параметр. В зависимости от параметра можно получить значения $B(M1)$ перехода аналог — антианалог от 1 ед. В до 10^{-4} ед. В. Минимальное значение — 10^{-4} ед. В получается при величине амплитуды около $-0,45$.

Отметим также работу [90], в которой изучался $g_{9/2^-}$ -переход аналог — антианалог в ^{59}Cu . Было показано, что подавления перехода в этом случае нет. Казалось бы, это противоречит правилу работы [87] о том, что подавление вероятности ($j = l + 1/2 - j = l + 1/2$)-перехода будет сильным в случае, если

нейтроны избытка занимают ($j = l + 1/2$)-состояния. В ^{59}Cu нейтроны избытка заполняют $p_{3/2}$ -орбиту. Напомним, что необъясненным остался и случай ^{31}P , где частицы избытка заполняют $s_{1/2}$ -орбиту. Эти вопросы были решены в работе [29], где проводился расчет силовой функции γ -переходов с аналогов при

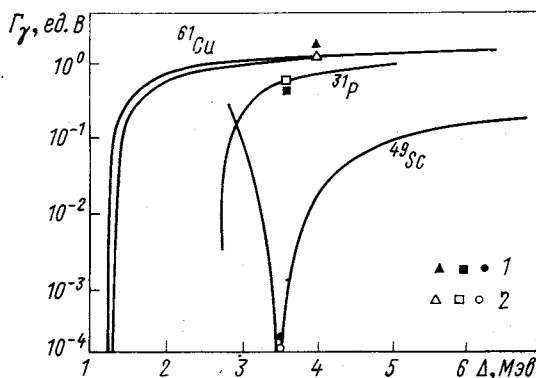


Рис. 12. Зависимость парциальной ширины $M1$ -перехода в антианалоговое состояние от Δ для ядер ^{31}P , ^{49}Sc и ^{61}Cu [29]:

Δ — расстояние между антианалоговым состоянием и состоянием типа поляризации остова; 1 — экспериментальные данные; 2 — теоретические с учетом поляризации остова; две кривые для ^{61}Cu соответствуют разным потенциалам

учете остаточного взаимодействия Куо — Брауна [89]. Конфигурационное пространство включало антианалоговое состояние, состояния типа поляризации остова и состояния типа спин-флип. Расчет проводился для ядер ^{31}P ($f_{7/2}$), ^{37}Cl ($f_{7/2}$), ^{49}Sc ($p_{3/2}$) и ^{61}Cu ($g_{9/2}$). Для переходов типа аналог — антианалог расчетные значения близки к экспериментальным.

Поясним, следуя этой работе, причины сильного подавления перехода в ^{49}Sc и слабого в ^{31}P и ^{61}Cu . После включения остаточного взаимодействия антианалоговое состояние и состояние типа поляризация остова переходят в $\Psi_{\bar{A}}$ и Ψ_K -состояния:

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\bar{A}} &= \alpha \bar{A} + \beta K; \\ \Psi_K &= -\beta \bar{A} + \alpha K, \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

где $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Для амплитуд β и α можно получить следующее соотношение:

$$\beta/\alpha = [(\Delta_{K\bar{A}}^2 - 4V_{AK}^2)^{1/2} - \Delta_{K\bar{A}}]/2V_{AK}, \quad (55)$$

где $\Delta_{K\bar{A}} = E_K - E_{\bar{A}}$ — разность энергии состояния типа поляризации остова и антианалогового состояния:

$$V_{\bar{A}K} = \langle \bar{A} | V^{\text{ост}} | K \rangle. \quad (56)$$

Вероятность перехода в $\Psi_{\bar{A}}$ -состояние

$$B(\Psi_{\bar{A}}) = (\alpha B_A^{1/2} + \beta B_K^{1/2})^2, \quad (57)$$

где $B_{\bar{A}}$ и B_K — вероятности переходов в чистое антианалоговое и чистое состояние типа поляризации остова. Значения $V_{\bar{A}K}$ получены из матричных элементов Куо — Брауна. При этом знаки α и β оказываются противоположными, что и приводит к подавлению перехода аналог — антианалог. Значение величины подавления зависит от α и β и относительных значений $B_{\bar{A}}$ и B_K .

Вероятность перехода на антианалог для ядер ^{61}Cu ($g_{9/2}$), ^{31}P ($f_{7/2}$) и ^{49}Sc ($p_{3/2}$) в зависимости от величины $\Delta_{\bar{A}K}$ приведена на рис. 12; $\Delta_{\bar{A}K}$ примерно одинаковы для трех ядер (3, 5—4 Мэв). Однако характер зависимости $B(\Psi_{\bar{A}})$ от $\Delta_{\bar{A}K}$ различен для случаев ^{31}P и ^{61}Cu , с одной стороны, и ^{49}Sc — с другой. Появление особенности в случае ^{49}Sc связано с тем, что для этого ядра $B_{\bar{A}} < B_K$, в то время как для ^{31}P и ^{61}Cu $B_{\bar{A}} > B_K$.

6. СОСТОЯНИЯ ТИПА ПОЛЯРИЗАЦИИ ОСТОВА

Значение этих состояний в исследовании γ -распада аналогов проявилось особенно явно при изучении ядер $f_{7/2}$ -оболочки. Как видно из сказанного выше, сильное подавление перехода аналог — антианалог объясняется примесью в антианалог состояний типа поляризации остова. С теоретической точки зрения, учет состояний этого типа вполне оправдан, так как вероятности переходов с аналога на чистые антианалоговое и состояние поляризации остова сравнимы. С экспериментальной точки зрения изучение состояний типа поляризации остова является более трудной задачей, чем исследование переходов аналог — антианалог. Эти состояния расположены на 1—2 Мэв выше по энергии возбуждения, чем антианалог. При изучении таких высоковозбужденных состояний сказывается общий недостаток экспериментальных данных об энергиях, квантовых характеристиках и вероятностях заселения состояний в различных ядерных реакциях. Кроме того, такое относительно простое ядерное возбуждение, как состояние типа поляризации остова, расположенное на большой высоте, будет распределено по близлежащим состояниям, обнаруживая явление типа силовой функции. Наконец, отметим, что при исследовании γ -распада аналогов переход к изучению засе-

ления высоковозбужденных состояний сопровождается значительным увеличением экспериментальных трудностей.

По-видимому, первым ядром, в котором состояния типа поляризации остова были обнаружены при γ -распаде аналогов и соответствующим образом интерпретированы, было ядро ^{51}V [24]. В дальнейшем был тщательно изучен один из наиболее четких случаев: заселение состояний типа поляризации остова при распаде аналога в ^{49}Sc [49]. В настоящее время имеется уже довольно много экспериментальных данных. Отметим, что эта область привлекает внимание многих экспериментальных групп, и данные о ней интенсивно накапливаются.

Волновая функция состояния типа поляризации остова записывается в следующем виде:

$$\Psi_K = |[j_{n_1}(j_p j_{n-1})_I] JM\rangle. \tag{58}$$

Рассмотрим только тот случай, когда протонная частица и нейтронная дырка связаны в момент $I = 1^+$ и когда $j_p = j_n$. Это состояние имеет определенный изоспин $T = T_0 - 1$, где T_0 — изоспин аналога. Вероятность перехода с аналога на чистое состояние типа поляризации остова имеет следующий вид для аналога одночастичного нейтронного состояния $|j_{n_1}\rangle$:

$$\begin{aligned} B(M1, A-K) &= \sum_{M'\mu} |(j'_{n_1}(j'_p j'_{n-1})_{1+}) J' M' | m(M1) | j_{n_1} m_{n_1} \rangle|^2 = \\ &= \frac{3}{4\pi} \mu^2 \frac{2J'+1}{3(2j_{n_1}+1)2T_0} \langle j'_p || \sigma || j'_n \rangle^2 \left(1 + \frac{gl}{\mu} k\right)^2 \cdot \delta_{j_{n_1} j'_{n_1}}, \end{aligned} \tag{59}$$

где

$$k = \begin{cases} +l & \text{для } j'_p = l + 1/2, \quad j'_n = l + 1/2; \\ -1/2 & \quad j'_p = l \mp 1/2, \quad j'_n = l \pm 1/2; \\ -(l+1) & \quad j'_p = l - 1/2, \quad j'_n = l - 1/2. \end{cases}$$

Если рассматривать однонейтронное материнское состояние $|j_{n_1}\rangle$ и γ -распад аналога этого состояния, то заселяться $M1$ -переходами будут три состояния типа поляризации остова. Их спины $J = j_{n_1} + 1, j_{n_1}, j_{n_1} - 1$. В отсутствии взаимодействия энергии этих состояний одинаковы: разность их энергий и антианалогового состояния приблизительно равна энергии спаривания нейтронов избытка. Остаточное взаимодействие может сильно изменить эту оценку. Отметим, что происходит переход оств \rightarrow оств без изменения состояния нечетной частицы.

Вероятность перехода на состояние типа поляризации остова сравнима с вероятностью перехода на антианалоговое состояние. Полная вероятность распада аналога распределяется между переходами на антианалог и состояния типа поляризации остова. В некоторых ядрах, как, например, $^{35}, ^{37}\text{Cl}$, преобладает переход

Таблица 9
Состояния типа полимеризации остова (п. о.)

Ядро	$J\pi, \Gamma_A$	$E_p, \text{Мэв}$	$E^*, \text{Мэв}$	Уровень материнского ядра, Мэв	Энергетическая область состояний п. о., Мэв	$\sum B$ для состояний п. о., μ^2	Литература
^{43}Sc	$3/2^-, 3/2$	1,242	6,142	} $^{43}\text{Ca}, 2,05$	3,2—3,9	0,17	[77]
^{45}Sc	$3/2^-, 5/2$	1,2511	8,113				
^{47}Sc	$3/2^-, 7/2$	1,2676	8,130	} $^{45}\text{Ca}, 1,43$	3,8—4,7	2,1	[55]
^{47}V	$3/2^-, 3/2$	1,866	10,310				
^{49}Sc	$3/2^-, 9/2$	1,549	6,685	} $^{47}\text{Ca}, 2,016$	5,2—7,0	~0,35	[91]
		1,565	6,700				
		1,9590	14,544	} $^{47}\text{Ti}, 2,545$	3,0—5,2	0,72	[56]
		1,9641	11,546				
		1,9742	14,557	} $^{49}\text{Ca}, 0$	6,3—7,2	4,8	[49]
		1,007	7,742				
^{49}V	$3/2^-, 5/2$	1,013	7,748	} $^{49}\text{Ti}, 1,384$	3,7—4,6	1,2	[79]
^{51}V	$3/2^-, 7/2$	1,368	9,3881				
^{51}V	$5/2^-, 7/2$	3,598	14,615	} $^{51}\text{Ti}, 0$	4,6—6,1	1,3	[24]
^{51}Mn	$3/2^-, 3/2$	1,059	6,3087				
		1,071	6,3198	} $^{51}\text{Ti}, 2,136$	4,5—4,9	0,03	[80]
		1,006	7,550				
^{53}Mn	$1/2^-, 5/2$	1,887	6,916	} $^{51}\text{Cr}, 1,899$	2,8—3,9	0,04	[81]
^{55}Co	$5/2^-, 3/2$	1,248	7,254				
^{57}Co	$3/2^-, 5/2$	1,262	7,268	} $^{53}\text{Cr}, 0,56$	2,9—3,2	0,75	[82]
		1,268	7,274				
		1,588	6,364	} $^{55}\text{Fe}, 2,144$	3,7—4,7	0,23	[58]
		1,599	6,375				
^{61}Cu	$3/2^-, 5/2$	1,605	6,380	} $^{57}\text{Fe}, 0,014$	3,2—3,9	~0,14	[83]
		1,620	6,395				
		1,674	6,449	} $^{61}\text{Ni}, 0$	2,5—3,1	1,0	[51]
^{61}Cu	$5/2^-, 5/2$	1,856	6,624				
^{61}Cu	$1/2^-, 5/2$	1,873	6,642	} $^{61}\text{Ni}, 0,067$	2,2—3,0	0,12	[52]
		2,481	8,569				
^{63}Cu	$5/2^-, 7/2$	2,546	8,631	} $^{61}\text{Ni}, 0,282$	2,7—3,3	0,46	[52]
		2,556	8,641				
^{63}Cu	$5/2^-, 7/2$	2,659	8,743	} $^{63}\text{Ni}, 0$	3,0—3,8	0,28	[53]
		2,659	8,743				
^{63}Cu	$3/2^-, 7/2$	2,659	8,743	} $^{63}\text{Ni}, 0,088$	2,5—3,4	0,07	[53]
		2,659	8,743				
		2,659	8,743	} $^{63}\text{Ni}, 0,158$	3,0—4,2	0,17	[53]
		2,659	8,743				

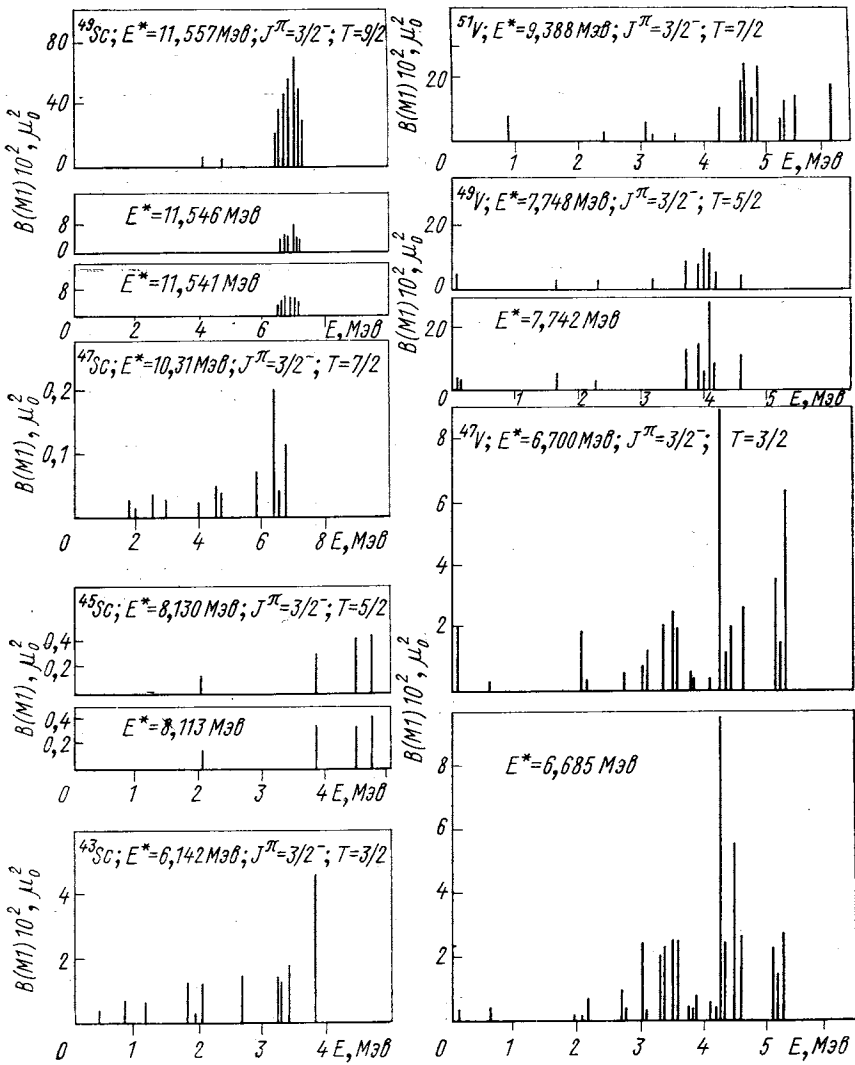
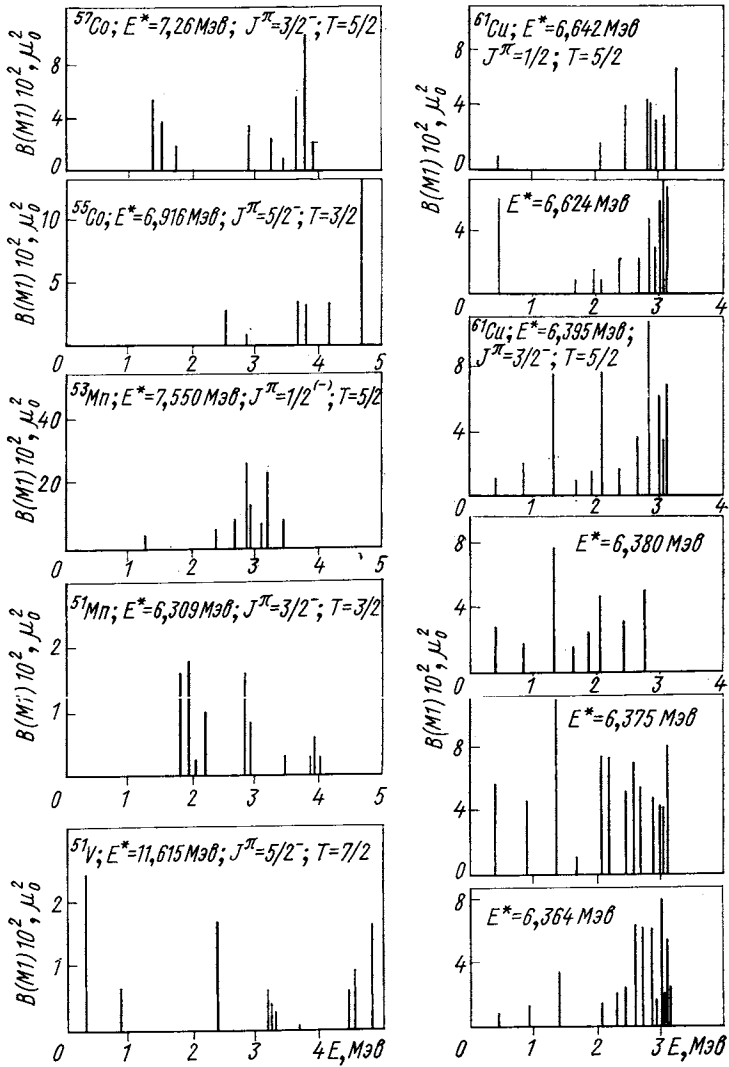


Рис. 13. Состояния типа поляриза

на антианалог. Поиски состояний типа поляризации остова в этих ядрах затруднены. В ядрах $f_{7/2}$ -оболочки наоборот подавлен переход на антианалог, и переходы на состояния типа поляризации остова должны проявляться достаточно отчетливо. Как видно из формулы (59) вероятность перехода не зависит от состояния, занятого нечетной частицей и определяется состояниями, которые



ции остова в разных ядрах

занимают нейтроны избытка. Переходы должны быть сильными, если нейтроны избытка занимают состояния $j_n = l + 1/2$, и слабыми, если $j_n = l - 1/2$. Отметим, что остаточные взаимодействия сильно искажают эту простую картину, так как появляется примесь антианалогового состояния и состояния типа спин-флип.

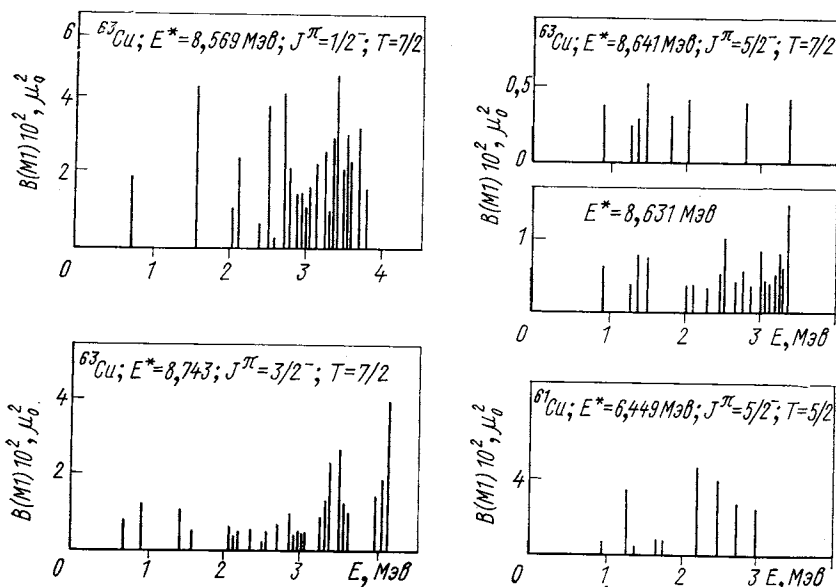


Рис. 13а. Состояния типа поляризации остова в разных ядрах

Экспериментальные данные о заселении состояний типа поляризации остова при γ -распаде аналогов собраны в табл. 9. Силовые функции для $M1$ -переходов с аналоговых состояний даны на рис. 13 и 13а. Данные представлены в виде распределения вероятности $V(M1)$ -переходов с аналога на низколежащие состояния ядра в зависимости от энергии возбуждения этих состояний. Видно, что в большинстве случаев наблюдаются интенсивные $M1$ -переходы на высоковозбужденные состояния. Эти состояния и интерпретируются как состояния типа поляризации остова. Антианалоговое состояние всегда находится ниже, и его идентификация основана на данных о спектроскопических факторах из реакций передачи одной частицы. Как правило, те высоковозбужденные состояния, которые сильно заселяются в γ -распаде аналогов, имеют малое значение спектроскопического фактора. С другой стороны, как было показано выше, антианалоговое состояние, имеющее большой спектроскопический фактор, очень слабо заселяется в ядрах $f_{7/2}$ -оболочки. Поэтому появление максимума в силовой функции γ -перехода с аналога нельзя объяснить фрагментацией одночастичной силы. Естественное объяснение — учет новой степени свободы — состояний типа поляризации остова. Тогда становится понятным, почему не наблюдается такого максимума в ядрах верхней половины sd -оболочки, где нейтронный

избыток заполняет $d_{3/2}$ -состояние. Может оказаться также, что состояния типа поляризации остова в некоторых ядрах лежат слишком близко к аналогу, так что их трудно наблюдать при γ -распаде аналога.

Максимум в силовой функции по-разному выражен для разных ядер. Наиболее отчетливый эффект наблюдается для распада $p_{3/2}$ -аналогов в изотопах Sc и V. Возможно, что эффекты незамкнутых оболочек приводят к «размазыванию» силы состояния типа поляризации остова по многим состояниям ядра. Поэтому можно ожидать в силовой функции более или менее явно выраженного максимума при некоторой средней энергии, соответствующей предсказываемому положению для состояний типа поляризации остова.

Вероятность $M1$ -перехода с аналога на эти состояния определяется формулой (59). Однако при учете остаточных взаимодействий появится значительная примесь антианалогового состояния, которая приводит к усилению $M1$ -перехода. С другой стороны, примесь состояний типа спин-флип, как показано в работе [29], приводит к уменьшению вероятности перехода. Итак, основные экспериментальными величинами, характеризующими состояния типа поляризации остова, являются энергия этих состояний и вероятность перехода на них с аналога.

Первые расчеты, предсказывающие положение состояний типа поляризации остова и вероятность перехода на эти состояния с аналога, сделаны Икедой в 1969 г. Он рассчитывал силовую функцию γ -переходов с $p_{3/2}$ -аналогом в ^{51}V в связи с экспериментальными результатами работы [24]. В расчетах использовалось остаточное взаимодействие в следующем виде:

$$H_{\text{ост}} = G_0 \sum_{ij} \tau_i \tau_j + G_1 \sum_{ij} \tau_i \tau_j \sigma_i \sigma_j. \quad (60)$$

Было обнаружено, что кроме самых нижних одночастичных $p_{3/2}$ - и $p_{1/2}$ -состояний должны заселяться состояния, расположенные на высоте 4,5—5,0 Мэв и имеющие основную конфигурацию типа $|p_{3/2}^n (f_{7/2}^p f_{7/2}^{n-1})_{1+}\rangle$. На расстоянии примерно 2—4 Мэв выше аналогового состояния расположены состояния, имеющие основную конфигурацию типа $|p_{3/2}^n (f_{5/2}^p f_{7/2}^{n-1})_{1+}\rangle$ и $|p_{1/2}^n (f_{5/2}^p f_{7/2}^{n-1})_{1+}\rangle$. Эти состояния образуют так называемый гигантский резонанс Гамова — Теллера.

Эта же модель использовалась и в работе [49] для расчета силовой функции γ -переходов с $p_{3/2}$ -аналогом в ^{49}Sc . Результаты расчета представлены на рис. 14. Как и в случае ^{51}V , силовая функция содержит два максимума. Нижний соответствует состояниям типа поляризации остова и обнаружен экспериментально, верхний — состояниям типа спин-флип. Отметим, что рассчитанное значение суммы $B(M1)$ на состояния типа поляризации остова

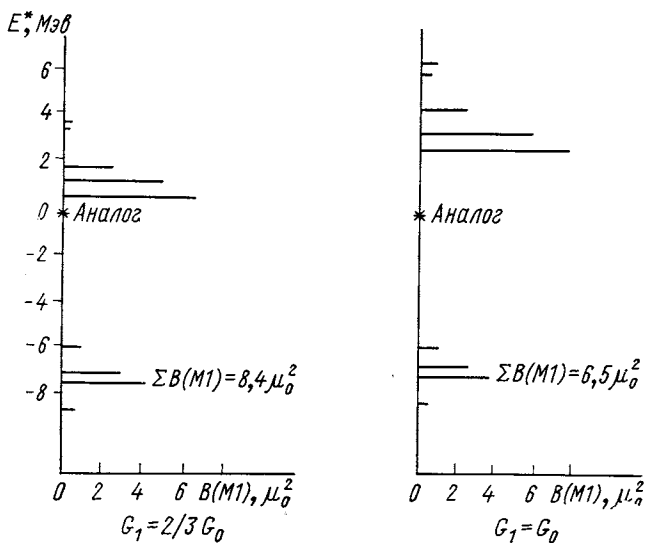


Рис. 14. Результаты расчета вероятностей $B(M1)$ -переходов для ^{49}Sc при разных значениях параметров [49]

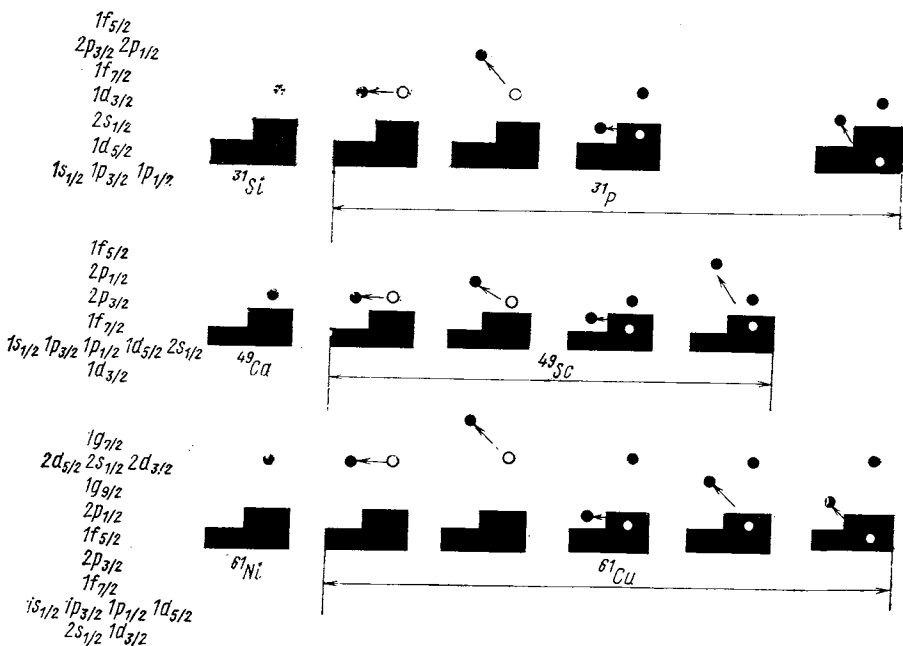


Рис. 15. Конфигурации, не обладающие определенным изоспином, возбуждаемые при $M1$ -распаде одночастичных аналоговых состояний $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1g_{9/2}$ в ядрах ^{31}P , ^{49}Sc , ^{61}Cu [29]

составляет примерно $10\mu_0^2$; экспериментальное значение — $(4,8 \pm 1,5) \mu_0^2$ [49].

В работе [29] рассчитывались силовые функции γ -переходов с аналогов в ^{31}P ($f_{7/2}$), ^{49}Sc ($p_{3/2}$) и ^{61}Cu ($g_{9/2}$). Использовалось эффективное взаимодействие Куо — Брауна для ^{31}P и ^{49}Sc . Конфигурации, использованные для расчетов, показаны на рис. 15.

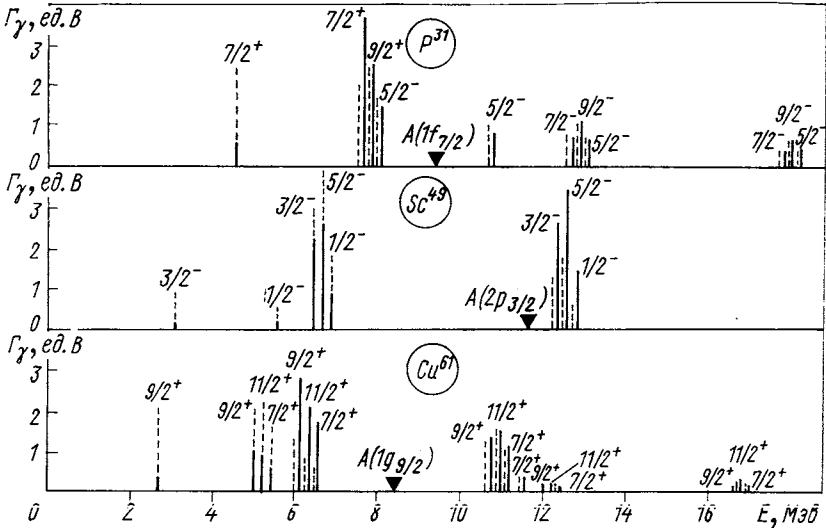


Рис. 16. Зависимость силы $M1$ -перехода из аналогового состояния от энергии возбуждения конечного состояния без учета остаточного взаимодействия (пунктир) и с учетом его (сплошные линии) в ядрах ^{31}P , ^{49}Sc и ^{61}Cu [29]: Знак \blacktriangledown означает положение аналога

Результаты расчетов показаны на рис. 16. Видно, что для всех изученных случаев появляется группа состояний, расположенных в области между антианалоговым и аналоговым состояниями, γ -распад на которые должен быть довольно интенсивным. Основная конфигурация этих состояний — состояния типа поляризации остова.

7. ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС ГАМОВА — ТЕЛЛЕРА

Рассматривая последовательно задачу о γ -распаде аналоговых резонансов, приходим к необходимости изучения силовой функции γ -переходов, связанных с аналоговым состоянием. Иными словами, необходимо изучить распределение по энергии возбуждения состояний Ψ_f , для которых матричный элемент $\langle \Psi_f | m(M1) \Psi_A \rangle$ отличен от нуля. В случае, если такие состояния находятся ниже аналога, надо рассматривать переходы

с аналога на эти состояния. Когда изучаемые состояния находятся выше аналога, необходимо рассматривать переходы с этих состояний на аналог.

В предыдущих разделах было проанализировано значение антианалоговых состояний и состояний типа поляризации остова. Эти состояния находятся всегда ниже аналогов. Здесь остается учесть еще одну важную для нашей задачи конфигурацию — состояния типа спин-флип. Невозмущенные состояния типа спин-флип имеют энергии, близкие к энергии аналога или даже расположенные выше аналога. Волновая функция состояния типа спин-флип аналогична (58), с той разницей, что орбиты j_p и j_{n-1} разные: $j_p = l + 1/2$ и $j_{n-1} = l - 1/2$. Вероятность перехода

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \mu_-^2 \frac{(2J'+1)(2T_0-1)}{3(j_{n1}+1)(2T_0+1)^2} \langle j'_p \parallel \sigma \parallel j'_n \rangle^2 \left(1 + \frac{g_l}{\mu_-} k\right) \cdot \delta_{j_{n1} j'_{n1}}, \quad (61)$$

где

$$k = \begin{cases} +l & \text{для } j'_p = l + 1/2, \quad j'_n = l + 1/2; \\ -1/2 & j'_p = l \mp 1/2, \quad j'_n = l \pm 1/2; \\ -(l+1) & j'_p = l - 1/2, \quad j'_n = l - 1/2. \end{cases}$$

Дополнительный по сравнению с (59) изоспиновый множитель учитывает то обстоятельство, что конфигурация типа спин-флип не имеет определенного изоспина.

Учет остаточного взаимодействия приводит к тому, что переходы на состояния типа спин-флип усиливаются по сравнению с невозмущенным значением. Происходит перераспределение силы перехода от антианалогового состояния к состоянию типа поляризации остова и от последнего к состоянию типа спин-флип. Появляется некоторое состояние, достаточно сильно коллективизированное, которое несет основную силу $M1$ -перехода с аналога.

К идее существования коллективного $(pn^{-1})_1^+$ -состояния, несущего основную силу $M1$ -переходов с аналога, можно прийти из анализа сходства операторов β -перехода Гамова — Теллера и $M1$ -перехода с аналога, как это и было сделано в работе [24]. Данные, представленные выше, свидетельствуют об определенном сходстве β -переходов и $M1$ -переходов с аналогов. Можно предположить, что и силовые функции для β -переходов и $M1$ -переходов с аналогов также будут похожи. Проблемы, связанные с вычислением силовой функции для β -переходов, были тщательно изучены в серии работ [65, 92, 94].

Известно, что β -переходы Гамова — Теллера заторможены на один-два порядка по сравнению с одночастичной оценкой. В работе [92] было показано, как можно объяснить такое торможение. Выдвинутое объяснение основано на аналогии с более простым случаем — β -переходами Ферми. Эти переходы в средних и тяжелых ядрах замедлены очень сильно вследствие запрета по изоспину.

С точки зрения силовой функции β -переходов Ферми торможение объясняется тем, что вся сила этих β -переходов концентрируется в области аналогового состояния. Переходы на низколежащие состояния определяются примесью к ним аналогового состояния.

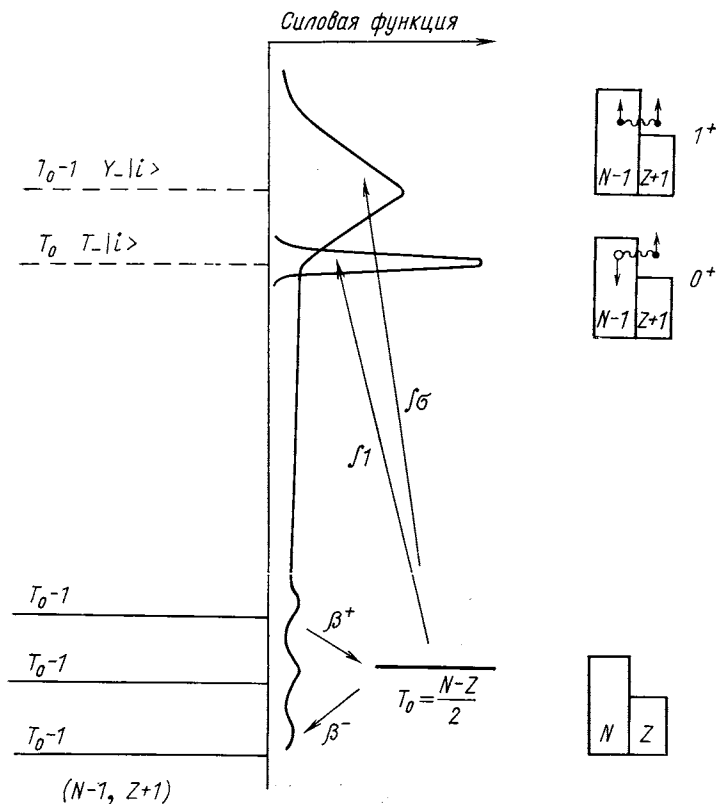


Рис. 17. Силовая функция для β -переходов Ферми и Гамова — Теллера

Запрет очень сильный, так как максимум узкий и расположен в области высоких возбуждений (рис. 17).

Узость резонанса для β -переходов Ферми, т. е. узость аналогового состояния, связана с тем, что изоспиновая симметрия достаточно хороша даже для тяжелых ядер.

Торможение β -переходов Гамова — Теллера можно объяснить, предположив, что сила этих переходов сконцентрирована в области аналогового резонанса. Так как торможение β -переходов Гамова — Теллера более слабое, чем Ферми, то и резонанс Гамо-

ва — Теллера должен иметь бóльшую ширину, чем аналоговое состояние. На рис. 17 дана силовая функция переходов Гамова — Теллера. В реальных ядрах можно ожидать неравномерного распределения силы по «хвосту» резонанса Гамова — Теллера.

Обратимся теперь к структуре резонанса Гамова — Теллера. Аналоговое состояние представляет собой суперпозицию состояний типа протон — частица — нейтронная дырка, связанных в момент 0^+ . Резонанс Гамова — Теллера — это когерентная суперпозиция таких же частично-дырочных состояний, но связанных в момент 1^+ . В отсутствие остаточного взаимодействия рассматривается набор состояний: конфигурационные $(pn^{-1})_{0^+}$ для аналога и состояния типа $(pn^{-1})_{1^+}$ для резонанса Гамова — Теллера. Отталкивательное остаточное взаимодействие приводит к тому, что появляется одно полностью когерентное коллективное состояние — (pn^{-1}) -аналог в первом случае и гигантский резонанс Гамова — Теллера — во втором. В работах [65, 94] эта модель развита более подробно.

Корреляции протон-нейтронно-дырочных пар (pn^{-1}) в тяжелых ядрах изучались в работе [65]. Нормированную волновую функцию невозмущенного $(pn^{-1})_J$ -состояния для нечетно-нечетного ядра $(N - 1, Z + 1)$ можно записать следующим образом:

$$|\Phi_{JM}(ac)\rangle = \sum_{m_a m_\gamma} (-)^{j_c - m_\gamma} (j_a m_a j_c - m_\gamma | JM) a_\alpha^\dagger b_\gamma | \Psi_0 \rangle \equiv \equiv A_{JM}^\dagger(ac) | \Psi_0 \rangle, \quad (62)$$

где $|\Psi_0\rangle$ — основное состояние четно-четного ядра; a_α^\dagger и b_γ — операторы рождения протона и нейтронной дырки. Гамильтониан системы можно разделить на три части в виде нормальных произведений операторов рождения и уничтожения:

$$\mathcal{H} = U + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I, \quad (63)$$

где

$$U = \langle \Psi_0 | \mathcal{H} | \Psi_0 \rangle \quad (64)$$

— энергия вакуума;

$$\mathcal{H}_0 = \sum_\alpha \varepsilon_\alpha^n : a_\alpha^\dagger a_\alpha : + \sum_\gamma \varepsilon_\gamma^n : b_\gamma b_\gamma : \quad (65)$$

— сумма одночастичных и дырочных энергий;

$$\mathcal{H}_I = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V_{\gamma\delta} \rangle : c_\alpha^\dagger c_\beta^\dagger c_\delta c_\gamma : \quad (66)$$

— остаточное взаимодействие;

$$\langle \alpha\beta | V_{\gamma\delta} \rangle = \int \varphi_\alpha^*(1) \varphi_\beta^*(2) V_{12} \varphi_\gamma(1) \varphi_\delta(2) d\tau_1 d\tau_2$$

— операторы $c^+ = (a^+ \text{ или } b^+)$ и $c = (a \text{ или } b)$.

Пусть $|\Psi_{JM}\rangle$ — возбужденное состояние ядра $(N - 1, Z + 1)$ с энергией E_J :

$$\mathcal{H}|\Psi_{JM}\rangle = E_J|\Psi_{JM}\rangle. \quad (67)$$

Для амплитуд разложения этой функции по функциям $|\Phi_{JM}(ac)\rangle$

$$\langle\Psi_{JM}|\Phi_{JM}(ac)\rangle = \xi_J(ac) \quad (68)$$

можно получить следующее уравнение движения:

$$\begin{aligned} (E_J - U)\xi_J(ac) &= \langle\Psi_{JM}|\mathcal{H}, A_{JM}^{\dagger}(ac)|\Psi_0\rangle = \\ &= (\varepsilon_a^p + \varepsilon_c^n)\xi_J(ac) + \sum_{db} F(db, ac: J)\xi_J(ab) + \langle\Psi_{JM}|X_{ac}|\Psi_0\rangle, \end{aligned} \quad (69)$$

где

$$F(ac, db: J) = D(ac, db: J) + E(ac, db: J); \quad (70)$$

$$\begin{aligned} D \left. \vphantom{\sum} \right\} \sum_{m_\alpha m_\beta m_\gamma m_\delta} (-)^{j_c - m_\gamma} (j_\alpha m_\alpha j_c - m_\gamma | JM) (-)^{j_b - m_b} \times \\ \times (j_\delta m_\delta j_b - m_\beta | JM) \left\{ \begin{array}{l} -\langle\alpha\beta|V|\delta\gamma\rangle; \\ \langle\alpha\beta|V|\gamma\delta\rangle, \end{array} \right. \end{aligned} \quad (71)$$

X имеет только члены с произведением четырех операторов (c^+c^+cc) . Пренебрегая этим членом, получаем

$$\varepsilon_J \xi_J(ac) = (\varepsilon_a^p + \varepsilon_c^n)\xi_J(ac) + \sum_{bd} F(db, ac: J)\xi_J(db). \quad (72)$$

Отсюда можно получить энергию состояний ε_J^n и амплитуду $\xi_J^n(ac)$. Тогда для состояния $|\Psi_{JM}^n\rangle$ можно написать:

$$|\Psi_{JM}^n\rangle = \sum_{ac} \xi_J^n(ac) |\Phi_{JM}^n(ac)\rangle \equiv \sum_{ac} \xi_J^n(ac) A_{JM}^{\dagger}(ac) |\Psi_0\rangle. \quad (73)$$

Остаточное взаимодействие выбиралось в следующем виде:

$$V_{12} = \left[\frac{1}{16} (3v_t - v_s) \tau_1 \tau_2 + \frac{1}{16} (v_t + v_s) (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \sigma_2) \right] \delta(r_{12}). \quad (74)$$

Было показано, что с таким взаимодействием появляются два коллективных когерентных состояния: аналоговое для (pn^{-1}) -пар со спином 0^+ и резонанс Гамова — Теллера для пар (pn^{-1}) со спином 1^+ . Численные расчеты сделаны для ядра ^{208}Bi (рис. 18). Сила Гамова — Теллера распределяется в основном между двумя состояниями. Для верхнего полностью когерентного состояния основной вклад дают конфигурации типа спин-флип, для нижнего — типа поляризации остова.

В работе [94] формулируется модель со спариванием, включающая остаточные (pn^{-1}) -взаимодействия. Рассматриваются два

крайних случая остаточного нейтрон-протонного взаимодействия: короткодействующие δ -силы и далекодействующие силы $V_{p, n} = k \sum_{ij} \tau_i \tau_j \sigma_i \sigma_j$, где радиальная зависимость заменена кон-

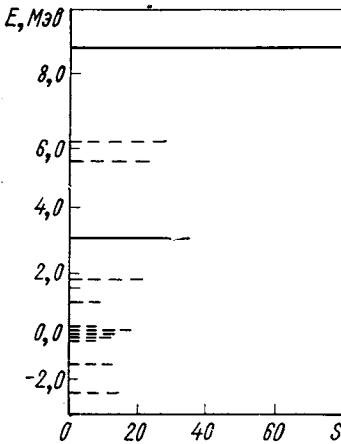


Рис. 18. Распределение силы перехода Гамова — Теллера для ^{208}Bi [65]

стантой. И в первом, и во втором случае появляется коллективное состояние, выражающее основную долю силы β -перехода Гамова — Теллера. В этой работе отмечается также, что существование гигантского резонанса Гамова — Теллера тесно связано с вопросом о справедливости супермультиплетной симметрии в средних и тяжелых ядрах. Как известно, существование аналоговых состояний указывает на возможность использования квантового числа изоспина для классификации ядерных состояний. Это означает, что изоспиновая структура справедлива даже для тяжелых ядер. Если будет обнаружен резонанс Гамова — Теллера, то это будет означать справедливость супермультиплетной структуры. С точки зрения симметрии в спиновом и изоспиновом пространстве, ядерный гамильтониан можно разделить на три части:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}^{(2)} = \mathcal{H}^{(0)} + \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(2)}, \tag{75}$$

где \mathcal{H}_0 — зарядово-независимая часть; $\mathcal{H}^{(0)}$ — спин или изоспин — независимая часть; $\mathcal{H}^{(1)}$ — спин или изоспин — зависимая часть; $\mathcal{H}^{(2)}$ — зарядово-зависимая часть. Это выражается следующими свойствами:

$$[\mathcal{H}^{(0)}, T_{\pm}] = [\mathcal{H}^{(0)}, Y_{\pm}] = 0; \tag{76}$$

$$[\mathcal{H}^{(1)}, T_{\pm}] = 0. \tag{77}$$

Поэтому, если какое-нибудь состояние является собственной функцией, независимой от спина и изоспина части гамильтониана $\mathcal{H}^{(0)}$ и $\mathcal{H}^{(0)} |n^{(0)}\rangle = E_n^{(0)} |n^{(0)}\rangle$, то и функции $T_{\pm} |n^{(0)}\rangle$ и $Y_{\pm} |n^{(0)}\rangle$ будут собственными функциями этого же гамильтониана. Эти состояния вырождены по энергии и принадлежат одному супермультиплету Вигнера. Кулоновское взаимодействие составляет основную часть зарядово-зависимого взаимодействия $\mathcal{H}^{(2)}$. Несмотря на его силу в тяжелых ядрах, аналоговое состояние оказывается достаточно узким, и изоспин остается хорошим квантовым числом. По-види-

тому, основным взаимодействием, нарушающим супермультиплетную симметрию, является спин-орбитальное взаимодействие в $\mathcal{H}^{(1)}$.

Систематическое изучение резонанса Гамова — Теллера принято в работе [66]. Методами теории конечных ферми-систем решались уравнения для эффективного поля Гамова — Теллера. Указанные расчеты сделаны для большого числа ядер от ^{72}As до ^{140}Pb . Определены положение коллективного 1^+ -состояния и матричные элементы перехода Гамова — Теллера между этим состоянием и материнским. Резонанс Гамова — Теллера расположен на 3—6 $M\epsilon\epsilon$ выше аналогового состояния и характеризуется сильным ($M_{GT}^2 \sim (N - Z)$) β -переходом в материнское состояние. При численных расчетах обнаружены и другие коллективные состояния, расположенные при меньших энергиях возбуждения и характеризующиеся $M_{GT}^2 \approx 1$. Квазиклассическое решение микроскопических уравнений позволило более наглядно представить результаты. Установлено, что появляются три типа коллективных состояний: ω_+ — соответствующее резонансу Гамова — Теллера с основным вкладом от (pn^{-1}) -переходов с нижней компоненты спин-орбитального дублета на верхнюю, ω_0 — с основным вкладом от $j - j$ (pn^{-1})-переходов (соответствует состояниям типа поляризации остова), а также ω_- — с основным вкладом от переходов с верхней компоненты спин-орбитального дублета на нижнюю. Это состояние появляется только в ядрах с большими значениями $(N - Z)$.

В работе [66] подробно разбирается вопрос возможности описания резонанса Гамова — Теллера с точки зрения супермультиплетной симметрии. Показано, что материнское 0^+ -, аналоговое 0^+ - и гамов-теллеровское 1^+ -состояния принадлежат одному супермультиплету Вигнера (P, P', P'') с характеристиками $(T_0, 0, 0)$.

8. γ -РАСПАД КОМПОНЕНТ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АНАЛОГОВ

Большинство аналоговых резонансов оказываются расщепленными, фрагментированными на несколько компонент, которые отчетливо проявляются в экспериментах с высоким разрешением. Эти компоненты называются компонентами тонкой структуры аналога и представляют собой состояния компаунд-ядра, промодулированные аналоговой конфигурацией. Тонкая структура появляется в результате смешивания собственно аналогового $T_>$ -состояния и уровней компаунд-ядра $T_<$. В результате волновую функцию каждой компоненты тонкой структуры аналога можно представить в виде суммы $T_>$ - и $T_<$ -компонент. Мерой вклада $T_>$ -компоненты является величина Γ_p , определяемая из упругого рассеяния протонов через аналог. Более подробные сведения о тонкой структуре аналогов даны в работе [3].

γ -Переходы из аналога на низколежащие состояния могут быть обусловлены как $T_{>}$ -, так и $T_{<}$ -компонентой аналога. Естественно сначала предположить, что $T_{<}$ -компонента представляет собой очень сложную функцию различных конфигураций типа обычного состояния компаунд-ядра. $T_{>}$ -Компонента — относительно простая конфигурация, о проявлении которой в различных ядерных процессах можно делать определенные предсказания. Различные эффекты, обсуждавшиеся выше, относятся только к $T_{>}$ -компоненте аналога, вкладом $T_{<}$ -компоненты обычно пренебрегают. По-видимому, это — удовлетворительное приближение в случаях, когда аналог мало расщеплен, или в случаях, когда изучаются наиболее сильные компоненты тонкой структуры, в которых основную долю составляет $T_{>}$ -компонента. В тех же случаях, когда наблюдается достаточно развитая тонкая структура, вклад $T_{<}$ -компоненты весьма существен.

При распаде аналогов наблюдаются переходы на многие низколежащие состояния. Может оказаться так, что переходы на одни состояния определяются $T_{>}$ -компонентой аналога, а на другие — $T_{<}$. По-видимому, наиболее сильные переходы определяются $T_{>}$ -компонентой; в случае слабых переходов велика вероятность вклада $T_{<}$ -компоненты. Это предположение основано на интуитивном представлении о том, что $T_{<}$ -компонента — сложная и более или менее равномерно заселяет все уровни ядра. γ -Ширины распада такой $T_{<}$ -компоненты должны подчиняться распределению Томаса — Портера.

Качественный анализ вклада $T_{>}$ - и $T_{<}$ -компонент в переходы был сделан в работе [49]. $p_{3/2}$ -Аналог в ^{49}Sc имеет развитую тонкую структуру — 8 компонент. γ -Спектры распада трех наиболее сильных из них были измерены. Были определены также Γ_p . Если переход определяется $T_{>}$ -компонентой, то должна быть пропорциональность парциальных γ -ширин соответствующим значениям Γ_p . Переходы на состояния типа поляризации остова определяются $T_{>}$ -компонентой, а переходы на антианалоговые состояния — $T_{<}$ -компонентой. Точнее говоря, переходы на антианалог определяются смесью $T_{>}$ - и $T_{<}$ -компонент, которые взаимно компенсируют друг друга.

Совершенно новая область исследований открывается, если применить количественные методы изучения эффектов промежуточных структур к изучению тонкой структуры аналогов. Промежуточные структуры являются, по-видимому, довольно общим явлением в ядерной физике. Поиски различных промежуточных структур привлекают внимание многих исследователей. Особенно много работ посвящено поискам промежуточных структур, например в (n, γ) -реакциях с нейтронами [95].

Различные методы анализа корреляций, развитые в этих работах, позволяют сделать определенные выводы о существовании про-

межуточных структур, входных состояний и т. д. Традиционно аналоговые состояния считаются наиболее четким примером промежуточной структуры, а аналоговое состояние является, с этой точки зрения, общим входным (doorgway) состоянием для различных каналов реакции. Существующие экспериментальные данные нисколько не противоречат этим утверждениям, однако прямых экспериментальных доказательств практически нет. Корреляционный анализ, широко применяемый для анализа реакций с нейтронами, до недавнего времени не применялся к анализу данных об аналогах.

Первые применения корреляционного анализа к аналогам, сделанные в работах [50, 64], позволили получить интересные данные о структуре $T_{<}$ -компоненты аналога. В работе [64] были измерены γ -спектры с трех компонент $p_{3/2}$ -аналога в ^{61}Cu . Величины Γ_p для этих резонансов неизвестны, так что провести корреляционный анализ Γ_p и Γ_{γ_i} нельзя. Такой анализ позволил бы определить, для какого парциального γ -перехода существенна $T_{>}$ -компонента. Иными словами, был бы получен ответ, для каких переходов $T_{>}$ -компонента аналога является общим входным состоянием. Однако если предположить, что переход на какое-нибудь состояние определяется $T_{>}$ -компонентой аналога, то, сравнивая поведение интенсивностей γ -квантов при переходе от резонанса к резонансу, можно надеяться получить какие-то определенные результаты. Самый сильный переход при распаде $p_{3/2}$ -аналога в ^{61}Cu — переход на антианалог, которым является основное состояние. Естественно предположить, что он определяется $T_{>}$ -компонентой аналога.

Чтобы определить, какой компонентой аналога определяются переходы на другие состояния, можно сравнить интенсивности γ -переходов на эти состояния с переходом на основное состояние для различных резонансов.

Количественно удобно ввести коэффициент корреляции ρ_j , определяемый следующим образом:

$$\rho_j = \frac{\sum_i (\Gamma_{\gamma_i}^0 - \bar{\Gamma}_{\gamma_i}^0)(\Gamma_{\gamma_i}^j - \bar{\Gamma}_{\gamma_i}^j)}{\sqrt{\sum_i (\Gamma_{\gamma_i}^0 - \bar{\Gamma}_{\gamma_i}^0)^2 \sum_i (\Gamma_{\gamma_i}^j - \bar{\Gamma}_{\gamma_i}^j)^2}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\sum_i \varepsilon_i^2}{\sum_i (\Gamma_{\gamma_i}^0 - \bar{\Gamma}_{\gamma_i}^0)^2} \right). \quad (78)$$

Здесь Γ_{γ}^0 , Γ_{γ}^j — γ -ширины переходов на основное состояние (Γ_{γ}^0) и на уровень j (Γ_{γ}^j); $\bar{\Gamma}_{\gamma}^0$ и $\bar{\Gamma}_{\gamma}^j$ — среднее по резонансам; суммирование по i — суммирование по резонансам; ε — погрешность величины Γ_{γ}^j . Обычная форма линейного коэффициента корреляции содержит только первый множитель. Второй множитель предложен в работе [95] для учета погрешностей измерений Γ_{γ}^j .

Если наблюдается прямая пропорциональность между вероятностью переходов на основное состояние и на уровень j для всех резонансов, то $\rho_j = +1$. В случае отсутствия корреляции $\rho_j = 0$.

Если переход на уровень j определяется $T_>$ -компонентой, то можно ожидать, что $\rho_j \approx 1$. Если переход определяется $T_<$ -

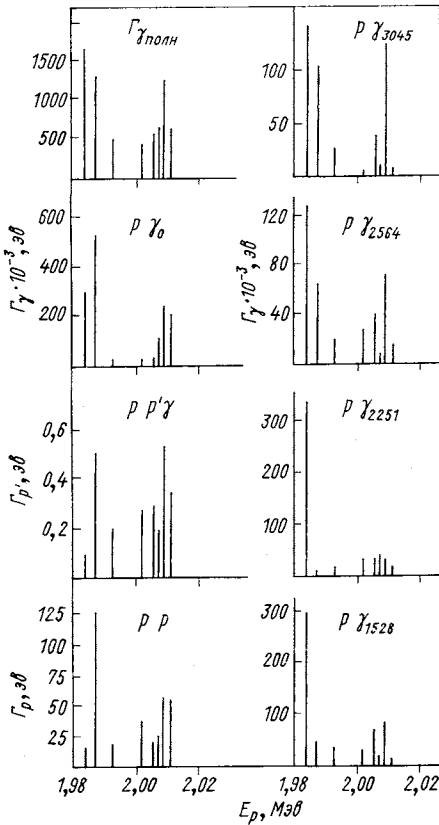


Рис. 19. Парциальные ширины для компонент тонкой структуры $p_{3/2}$ -резонанса в ^{55}Mn [50]

компонентой, то на первый взгляд кажется, что ρ_j должно быть около нуля, так как $T_<$ -компонента содержит большой набор различных конфигураций и конечный результат для вероятности перехода предсказать нельзя. Экспериментальные значения ρ_j для корреляций между переходами на основное состояние и уровень j оказались отрицательными и по величине близкими к -1 , т. е. наблюдаются антикорреляции между переходами на основное состояние, с одной стороны, и переходами на $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -состояния, с другой, и корреляции между переходами на $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -уровни. Этот результат можно понять следующим образом. Переходы на $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -состояния определяются $T_<$ -компонентой аналога, однако эта компонента не имеет сложной структуры, так что в распаде проявляется столь же простая конфигурация, как и аналог. Другими словами, при распаде аналогов проявляются два входных состояния, одно — $T_>$ -компонента аналога, второе — $T_<$ -компонента со столь же простой структурой, как и структура аналога.

В работе [50] было предпринято многоканальное изучение тонкой структуры $p_{3/2}$ -аналога в ^{55}Mn . Измерялось упругое и неупругое рассеяние протонов с высоким разрешением, а также γ -распад восьми компонент тонкой структуры. Результаты представлены на рис. 19, где изображены парциальные частичные

результаты представленные на рис. 19, где изображены парциальные частичные

и γ -ширины для восьми резонансов тонкой структуры. Результаты корреляционного анализа приведены в табл. 10.

Т а б л и ц а 10
Результаты корреляционного анализа

γ -Ширины	p, p	$p, p_1\gamma$	p, γ_0	p, γ_{1528}	p, γ_{2251}	p, γ_{2564}	p, γ_{3045}	$p, \gamma_{\text{полн}}$
p, p	1	0,79	0,73	-0,37	-0,47	0,02	0,18	0,26
p, p_1	—	1	0,45	-0,42	-0,61	0,00	0,25	0,16
p, γ_0	—	—	1	0,30	0,19	0,57	0,67	0,81
p, γ_{1528}	—	—	—	1	0,96	0,90	0,74	0,75
p, γ_{2251}	—	—	—	—	1	0,76	0,54	0,63
p, γ_{2564}	—	—	—	—	—	1	0,93	0,90
p, γ_{3045}	—	—	—	—	—	—	1	0,94
$p, \gamma_{\text{полн}}$	—	—	—	—	—	—	—	1

Как и в случае ^{61}Cu , обнаружены антикорреляции для переходов на возбужденные уровни по отношению к переходам на основное состояние. Для переходов на возбужденные состояния заметны устойчивые корреляции. Авторы, так же как и авторы работы [64], делают вывод о существовании второго входного состояния кроме аналога в компонентах тонкой структуры.

В работах [50, 64] не делается никаких предположений о физической природе второго входного состояния. Для решения этого очень интересного вопроса, по-видимому, необходимо учесть, что в теории аналоговых резонансов в числе основных источников смешивания называют конфигурации типа антианалоговых или конфигурационных состояний. Возможно, что такого типа конфигурации, играя роль состояний типа *hallway*, проявляются в γ -распаде компонент тонкой структуры. Детальное изучение этого вопроса представляется очень интересным и важным для изучения эффектов смешивания $T_>$ - и $T_<$ -состояний в теории аналоговых резонансов.

9. $E1$ -ПЕРЕХОДЫ С АНАЛОГА И β -РАСПАД ПЕРВОГО ПОРЯДКА ЗАПРЕЩЕНИЯ

Подобно тому как $M1$ -переходу с ИАС можно сопоставить аналоговый β -переход Гамова — Теллера, для $E1$ -перехода с $\Delta T = 1$ аналоговым будет β -распад первого порядка запрещения. Однако, если в первом случае вероятность β -перехода определялась одним матричным элементом, в вероятность β -перехода первого запрещения могут вносить вклад шесть матричных элементов: $\int \gamma_5, \int \alpha, \int i\mathbf{r}, \int \sigma\mathbf{r}, \int \sigma \times \mathbf{r}$ и $\int iB_{ij}$.

Вероятность $E1$ γ -распада характеризуется величиной $B(E1)$, равной

$$B(E1) = \sum | \langle f | \mathcal{M}(E1) | i \rangle |^2, \quad (79)$$

где значение оператора \mathcal{M} определяется формулой:

$$\mathcal{M}(E1) = (e_p - e_n) r Y_{1\mu}^1. \quad (80)$$

Сравнивая это выражение с видом матричного элемента β -распада $\int ir$, можно убедиться, что они сходны, так что

$$\left| \int ir \right| = [2(T+1)(4\pi/3)]^{1/2} |M_{SA}^Y| \quad (81)$$

(если T — хорошее квантовое число).

Определение индивидуальных матричных элементов в β -распаде первого запрещения — очень трудная задача. Их можно найти, и то лишь при определенных условиях, при комбинировании результатов измерений ($\beta - \gamma$)-корреляций направлений, циркулярно-поляризационной ($\beta - \gamma$)-корреляции и формы β -спектра при известных спинах ядерных уровней, участвующих в распаде.

Основываясь на сходстве матричных элементов $\int ir^\beta$ и $|M_{SA}^Y|$, Фужита [96] предложил получать информацию о β -распаде первого запрещения с помощью изучения $E1$ γ -переходов из ИАС. Эта информация представляет интерес по следующей причине.

Сравнение вероятностей β -переходов Гамова — Теллера с одночастичной оценкой показывает, что они оказываются заторможенными на один-два порядка. Эта заторможенность была объяснена в работах Икеды и Фужиты [94, 97], которые ввели понятие о силовой функции для β -переходов Гамова — Теллера.

Анализ таких переходов проводится по аналогии с анализом запрещенных по T β -переходов Ферми. Малую величину матричных элементов последних объясняет факт существования аналогового состояния, β -распад на которое энергетически невозможен. Точно так же сила переходов Гамова — Теллера может быть сосредоточена в определенной области вблизи аналога, но с меньшей степенью концентрации, чем аналог, в соответствии с меньшим запретом для переходов Гамова — Теллера по сравнению с фермиевскими.

Аналоговое состояние — это коллективное состояние, представляющее когерентную суперпозицию $\bar{n}p$ -состояний с $J^\pi = 0^+$. Гигантский резонанс Гамова — Теллера соответствует когерентной сумме $\bar{n}p$ -состояний с $J^\pi = 1^+$.

В работе [98] рассмотрен возможный эффект торможения β -переходов первого порядка запрещения вследствие существования $E1$ -гигантского резонанса — когерентной суммы $(\pi\pi)$ - и $(\bar{p}p)$ -возбуждений с $J^\pi = 1^-$.

В области легких ядер главной модой распада аналогов являются $M1$ -переходы. $E1$ -распад аналогов начинает доминировать для $A \gtrsim 90$. Объектом исследований обычно служат ядра с числом нуклонов вблизи $N = 50, 82, 126$ и $Z = 82$, состояния которых можно с хорошим приближением описать как одночастичные или однодырочные.

Для возбуждения аналоговых резонансов используются $(p\gamma)$ -, (γp) - и $(ee'p)$ -реакции, анализ которых позволяет получить сведения о силах $E1$ -переходов с аналога. Для радиационного захвата протона на аналоговый уровень γ -ширина определяется из сечения реакции $-\sigma(p\gamma)$. В случае (γp) -процесса сечение фотопоглощения почти равно $\sigma(\gamma p)$, так как нейтронная эмиссия из ИАС запрещена по изоспину. $(ee'p)$ -Реакция при определенных условиях, а именно когда переданный импульс равен импульсу в фото-реакции, аналогична последней. Таким образом, радиационную ширину ИАС можно определить в $(ee'p)$ -процессе так же, как в (γp) . В последнее время реакция $(ee'p)$ часто используется при изучении аналоговых состояний, так как она более удобна с точки зрения управления, определения дозы падающего пучка и т. д., чем реакция (γp) . Положение избараналоговых состояний определяется по функции возбуждения соответствующей реакции; критерием правильности идентификации служат энергетическое положение и резонансный характер.

Извлечение ширин γ -переходов с аналоговых уровней из сечений реакций представляет значительные трудности в рассматриваемой области ядер. Это объясняется тем, что аналоговые уровни расположены в энергетической области, близкой к области гигантского дипольного резонанса (ГДР). Чтобы получить правильную величину силы $E1$ -переходов с аналога, необходим учет интерференционных эффектов между ИАС и ГДР.

В работах по изучению $E1$ -переходов с ИАС сравниваются экспериментальные γ -ширины этих переходов с предсказаниями, данными в разных модельных представлениях, и с соответствующими величинами, полученными для аналоговых β -переходов первого порядка запрещения.

Рассмотрим область ядер вблизи ^{208}Pb . Ядро ^{208}Pb является уникальным, так как это единственное тяжелое ядро, где замкнуты протонная и нейтронная оболочки. Большой энергетический зазор между последней заполненной оболочкой и следующей (3—4 $M\text{эв}$) приводит к предположению о замкнутой оболочечной конфигурации для основного состояния ^{208}Pb и простых частично дырочных конфигурациях для некоторых из низколежащих состоя-

ний. Показано, что основное и низколежащие состояния в ^{209}Pb — сравнительно чистые однопейтронные состояния. Значит, их аналоги в ^{209}Bi должны сильно проявляться в функции возбуждения в $(p\gamma)$ -реакции, а силы переходов из этих состояний в однопротонные конечные состояния ^{209}Bi можно легко вычислить из простой одночастичной модели оболочек.

Можно указать еще на одну особенность ИАС в области Pb. В этой области все низколежащие ИАС расположены существенно выше главной части ГДР по энергии возбуждения в противоположность области меньших A .

Изучение $E1$ -переходов с ИАС в ^{209}Bi производилось в работах [99, 100]. В работе [99] ИАС в ^{209}Bi получались в реакции $^{208}\text{Pb}(p\gamma)$ при $E_p = 8,8\text{--}18,0$ Мэв. Форма наблюдаемых ИАС асимметрична вследствие интерференции с ГДР. Для получения сечения, обязанного ИАС, интерференция анализируется в рамках S -матричной теории с учетом амплитуд во входном и выходном каналах для ИАС и ГДР. Результат этого анализа неоднозначен, он зависит от выбора разности фаз $\Delta\phi$ (~ 0 или $\sim 90^\circ$) между ИАС и ГДР. Для $\Delta\phi \sim 0$ радиационные ширины Γ_γ оказываются значительно замедленными по сравнению с одночастичными, для $\Delta\phi \approx 90^\circ$ — ускоренными. Между этими двумя возможными значениями для $\Delta\phi$ можно выбрать, если принять во внимание: 1) систематику $(p\gamma)$ -реакций в области средних A , где ИАС найдены в окрестности или ниже ГДР. Измерения в этой области указывают на $\Delta\phi \approx 0^\circ$; 2) теоретические расчеты, сделанные [101] для $E1$ -переходов с ИАС для $A \approx 140$, которые указывают на торможение сил переходов вследствие коллективных эффектов; 3) сравнение измеренной $E1$ -амплитуды с экспериментальными оценками интенсивностей аналоговых β -распадов в области Pb [102]. Эти факторы заставляют принять $\Delta\phi \approx 0^\circ$.

В работе [100] исследовались $E1$ -переходы из ИАС в ядрах ^{207}Pb и ^{209}Bi с использованием $(ee'p)$ -реакции. В ^{209}Bi изучались $E1$ -переходы из аналогов основному и возбужденным состояниям ^{209}Pb в основное состояние ^{209}Bi . В двух случаях из трех наблюдалось торможение $E1$ -перехода, результаты близки к работе [99]. В некоторых работах изучались ядра, близкие к оболочке $N = 50$.

В работе [103] изучался γ -распад аналоговых состояний в ^{88}Sr . Расчеты сделаны в работах [68, 104], где наряду с $(1p - 1h)$ -конфигурациями включены $(2p - 2h)$ -возбуждения. Отмечается наряду с обычным ГДР концентрация электрической дипольной силы с $T_>$ в области более высоких энергий возбуждения. $E1$ -распад из нескольких аналоговых резонансов наблюдался в реакции $^{88}\text{Sr}(p\gamma)^{89}\text{Y}$ [105—107]. Переходы с аналогов значительно слабее, чем одночастичные переходы (\sim в 10—20 раз). Резонансы лежат ниже ГДР и не являются частью когерентной силы $T_>$ -состояний.

В работе [103] $E1$ -переходы с резонансов изучались для ядра ^{90}Zr . Вычисления были предприняты в работе [104] с оболочечными волновыми функциями и реалистическим двухтельным взаимодействием.

Третья область ядер, которой уделяется много внимания при рассмотрении $E1$ -переходов с аналога, — это область $A \sim 140$. Изучению $E1$ -силы в ядре ^{142}Nd посвящена работа [108]. Значительная часть $E1$ -силы находится в самом высоком $T_{>}$ -уровне ^{142}Nd . В работе [109] экспериментальные данные о $E1$ -радиационных ширинах ИАС в ядрах ^{139}Ba , ^{141}Ce , ^{148}Pm , а также 207 , ^{209}Pb рассмотрены с точки зрения разных модельных представлений. Авторам удалось объяснить тот экспериментальный факт, что величина $\langle \text{ig} \rangle$ оказывается приблизительно не зависящей от типа перехода, т. е. примерно одинакова как для переходов с переворотом спина, так и без него. Энергии и радиационные ширины для 1^- ИАС найдены в работе [110] в $(e, e'p)$ -реакции на ядрах ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd и ^{144}Sm .

Изучению матричных элементов β -распада ^{139}Ba , ^{141}Ce и ^{148}Pm с помощью $(ee'p)$ -реакции посвящена работа [111]. Экспериментальные данные сравниваются с теорией, основанной на модели оболочек с jj -связью. Получено хорошее согласие эксперимента с теорией для ^{141}Ce . Сравнение $E1$ -перехода с аналога и β -перехода ^{141}Ce первого порядка запрещения изучалось в работе [112]. Сила $E1$ -перехода с аналога $f_{7/2}$ на основное состояние ^{141}Pr измерялась в реакции $^{140}\text{Ce}(p\gamma_0)^{141}\text{Pr}$.

Найдено, что переход подавлен относительно одночастичной оценки примерно в пять раз. Подобное подавление было найдено и для средних ядер [106, 113], и его можно объяснить существованием коллективного состояния.

10. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

Как видно, при исследовании γ -распада аналоговых резонансов возникает ряд задач, требующих знания приведенных вероятностей переходов с аналога на уровни изучаемого ядра. Чтобы получить эти величины, необходимо идентифицировать аналог, изучить схему его распада, определить абсолютные γ -ширины переходов и установить их мультипольности.

Идентификация аналогового резонанса в $(p\gamma)$ -реакции производится следующим образом. Примерное положение его определяется энергетикой реакции, изображенной на рис. 20. Здесь показаны основные состояния трех ядер: ядра-мишени ${}_Z A_N(T_0, T_0)$, составного ядра ${}_{Z+1}(A+1)_N$, в котором изоспин и проекция основного состояния имеют характеристики $(T_0 - 1/2, T_0 - 1/2)$. В этом же ядре находятся аналоговые резонансы

с характеристиками $(T_0 + 1/2, T_0 - 1/2)$ — это аналоги низколежащих состояний ядра $z(A + 1)_{N+1}(T_0 + 1/2, T_0 + 1/2)$.

По определению, аналоговые состояния имеют одинаковую энергию ядерного взаимодействия и отличаются кулоновской энергией ΔE_c и разностью масс нейтрона и атома водорода, так что:

$$z_{+1}(A + 1)_{N}^* - z(A + 1)_{N+1} = \Delta E_c - \delta.$$

Из рис. 20 видно, что энергия возбуждения аналогового резонанса в составном ядре $E^* = E_p^{ч.н} + S_p$, где $E_p^{ч.н}$ — энергия протонов в системе центра инерции, при которой наблюдается

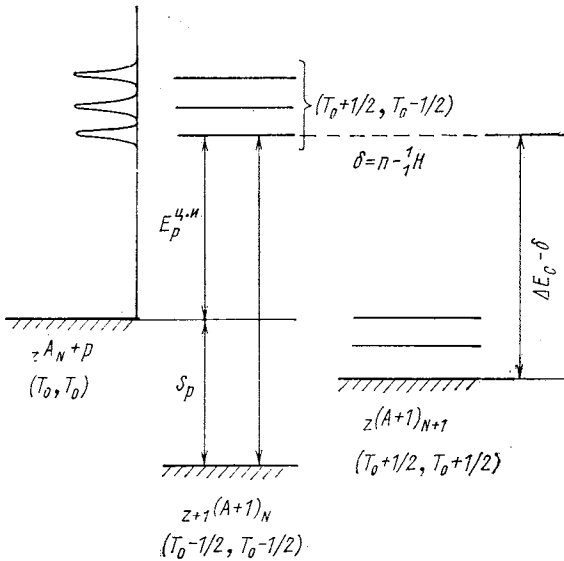


Рис. 20. Энергетика аналоговых резонансов в $(p\gamma)$ -реакции

аналог; S_p — энергия связи протона в составном ядре. Так как неопределенность ΔE_c составляет 40—50, а иногда и 100 кэв, то с той же степенью неопределенности предсказывается и положение аналога в исследуемом ядре. Если ни в каких других реакциях аналог в данном ядре не был замечен, то искать его в диапазоне около 100 кэв в $(p\gamma)$ -реакции трудно, так как в этой реакции могут со сравнимой интенсивностью возбуждаться и другие неаналоговые резонансы. Однако, как правило, для тех ядер, где изучается аналог в $(p\gamma)$ -реакции, его положение устанавливается по функции возбуждения в реакции упругого рассеяния протонов, которая часто снимается одновременно с функцией возбуждения $(p\gamma)$ -реакции. Упругое рассеяние протонов является избирательным для

аналоговых резонансов, в этой реакции они возбуждаются с гораздо большей вероятностью, чем другие резонансы компаунд-ядра. Таким образом, (pp) -реакция позволяет установить энергетическое положение аналога с точностью 2—3 *кэв*, а иногда и с лучшей.

Однако необходимо заметить, что аналогов, получаемых в данном ядре захватом протона с большим значением момента l_p , можно не обнаружить в (pp) -реакции из-за большого центробежного барьера, особенно если энергия протонов, соответствующих аналогу, невелика.

Другие реакции, где надежно идентифицируются аналоги, — это $(^3\text{He}, d)$ - или (d, n) -реакции передачи протона, сечения которых для аналогов обычно значительно больше, чем для соседних неаналоговых уровней. В этих реакциях положение аналогов устанавливается с погрешностью 7—15 *кэв*.

Функция возбуждения в $(p\gamma)$ -реакции снимается с помощью кристалла NaI(Tl) . Порог дискриминации устанавливается так, чтобы снизить фон, не потеряв существенной информации о распаде аналога. Как правило, выбирают порог так, чтобы энергия γ -излучения, которое регистрирует детектор, была равна примерно половине энергии аналога $E^*/2$. Заранее неизвестно, какова схема распада аналога. Обычно существуют переходы на нижние уровни ядра и переходы на высоковозбужденные состояния. Энергия γ -квантов, соответствующих прямым переходам с аналога на нижние уровни, больше $E^*/2$. Таким образом, эти γ -кванты будут регистрироваться детектором, в то время как γ -излучение, составляющее фон, отсекается. Прямые переходы на высокие уровни ядра также могут оказаться отрезанными (если $E_\gamma < E^*/2$), но тогда будут зарегистрированы γ -кванты, идущие с этих высоких уровней вниз.

Чтобы исследовать распад аналогов в $(p\gamma)$ -реакции, необходимо соответствующим образом выбрать толщину мишени. Выбор толщины связан с расстоянием между уровнями ядра в исследуемой области возбуждения. Толщина мишени должна быть такой, чтобы потери протонов данной энергии в ней были значительно меньше расстояния между соседними уровнями. С другой стороны есть и нижний предел для толщины мишени. Он определяется разрешающей способностью системы, ускоряющей протоны. Если разрешение составляет ΔE *кэв*, то естественно и толщину мишени выбрать того же порядка. Для ядер с $A \sim 60$ и $E_p \sim 1,5$ —2,5 *Мэв*, в области энергий возбуждения 6—7 *Мэв*, при использовании протонного пучка с разрешением 1—2 *кэв*, удобными оказываются толщины мишеней около 10—20 *мкг/см²*.

Функция возбуждения, снятая в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$ с мишенью толщиной 10 *мкг/см²*, приведена на рис. 21 [51]. Пики на рис. 21 соответствуют расщепленному $p_{3/2}$ -аналогу в ^{61}Cu . Цифры около пиков — энергии протонов, соответствующие ком-

понентам тонкой структуры аналога. Фон, видный на рис. 21, главным образом обязан γ -излучению, которое возникает при реакциях протонов с примесями легких элементов, содержащихся в мишени или цилиндре Фарадея. Наиболее характерной линией, почти всегда присутствующей в γ -спектрах, является линия ^{16}O

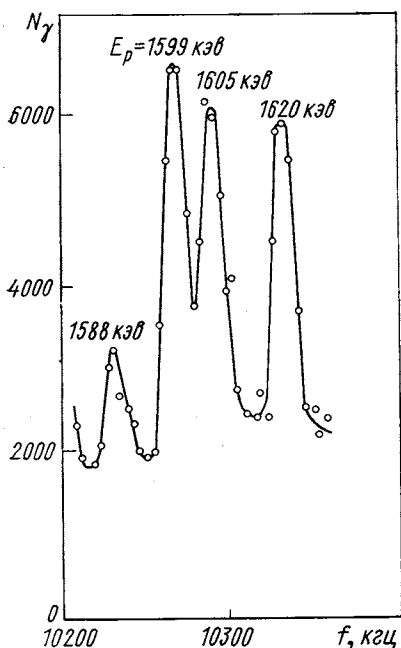


Рис. 21. Функция возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$ [51]:

E_p — энергия протонов, соответствующая компонентам тонкой структуры аналога

с энергией 6129 кэв, получаемая по реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$.

После снятия функции возбуждения и идентификации аналога приступают к построению схемы его распада. γ -Спектры измеряют с помощью GeLi -детекторов больших объемов. Градуировка по энергии в области до 3 Мэв не представляет затруднений. При больших энергиях удобным репером служит примесная линия 6129 кэв, о которой уже говорилось. Самая жесткая линия в исследуемом спектре обязана γ -переходу с аналога на основное состояние ядра. Обычно этот переход бывает довольно заметным. Так как энергия протонов, соответствующих возбуждению аналога, известна, то определенной оказывается и энергия этого γ -перехода. Используя для каждого известного перехода энергии фотопика, пиков одиночного и двойного вылетов, можно построить градуировочную кривую во всем диапазоне энергий.

При идентификации γ -спектров нужно отделить прямые γ -переходы с аналога от других γ -переходов. Прямые переходы с аналога легко отличить от γ -излучения, которое является следствием разрядки уровней, если аналоговый резонанс имеет ряд компонент тонкой структуры. Пример такого резонанса дан на рис. 21. В этом случае прямые γ -переходы для разных компонент аналога будут сдвинуты по энергии на величины ΔE , соответствующие энергетическим расстояниям между компонентами, в то время как γ -кванты разрядки останутся неизменными во всех спектрах. Размещение наблюдаемых в спектре линий в схеме распада аналога производится обычным способом с соблюдением энергетического баланса и баланса по интенсивностям.

Определение абсолютных значений радиационных ширин Γ_γ обычно производится с помощью метода «толстой мишени». В этом методе измеряется выход γ -квантов при резонансной энергии, которая в случае толстой мишени соответствует ступеньке в функции возбуждения ($p\gamma$)-реакции. Толщина мишени такова, что потери энергии протонов в ней при данном значении E_p значительно превышают ширину резонанса. Использование тонких мишеней для измерения абсолютных ширин считается менее надежным способом, так как эти мишени подвержены существенным изменениям при протонной бомбардировке [114].

Для толстой мишени наблюдаемый выход γ -квантов связан с величиной интегрального сечения реакции формулой

$$\int \sigma dE = ASY/QN, \quad (82)$$

где A — массовое число мишени; S — тормозная способность вещества мишени, $эВ/(г/см^2)$; Q — число протонов, попадающих на мишень; N — число Авогадро; Y — выход γ -квантов данной энергии; σ — сечение, определяемое дисперсионной формулой Брейта — Вигнера для ($p\gamma$)-реакции:

$$\sigma = g\pi\lambda^2\Gamma_p\Gamma_\gamma/[(E - E_R)^2 + 1/4(\Gamma_p + \Gamma_\gamma)^2]. \quad (83)$$

Здесь $g = (2J_R + 1)/[(2j + 1)(2J_M + 1)]$ (J_R — спин резонанса; j — спин налетающей частицы; J_M — спин ядра-мишени); λ — длина волны падающего протона; E_R — протонная энергия в резонансе; Γ_p и Γ_γ — протонная и γ -ширины соответственно.

Интегрируя сечение по энергии, получаем

$$\int \sigma dE = 2g\pi^2\lambda^2\Gamma_p\Gamma_\gamma/(\Gamma_p + \Gamma_\gamma). \quad (84)$$

В том случае, если $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$, имеем формулу

$$\int \sigma dE = 2g\pi^2\lambda^2\Gamma_\gamma. \quad (85)$$

Пользуясь этой формулой, можно определить абсолютную γ -ширину из экспериментального значения $\int \sigma dE$ для данного резонанса.

Определение $\int \sigma dE$ требует знания изотопического состава мишени, величины тормозной способности вещества мишени, протонного заряда, попадающего на мишень, и эффективности детектора γ -излучения.

Как уже говорилось, при снятии функции возбуждения используются сцинтилляционные детекторы NaI(Tl), абсолютные эффективности которых можно считать известными. Чтобы определить

парциальные γ -ширины, необходимо использовать γ -спектры, снятые GeLi-детекторами с известной относительной эффективностью. Предварительно производится абсолютная калибровка GeLi-детектора для определенного значения энергии γ -излучения.

Определение величин $B(M(E), \lambda)$ требует данных о мультипольностях γ -переходов. Эти данные можно получить из измерений углового распределения γ -квантов относительно направления падающих протонов. Функция корреляции $W(\theta)$ представляет собой ряд по полиномам Лежандра, коэффициенты которого получают из анализа измеренного углового распределения с использованием метода наименьших квадратов:

$$W(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos \theta). \quad (86)$$

Если реакция идет через изолированный резонансный уровень, то четность излучения строго определена. Поэтому k — четное, и в угловом распределении существует симметрия направлений вперед-назад, т. е. кривая углового распределения симметрична относительно $\theta = 90^\circ$.

Вследствие того что мультиполи более высокие, чем $L = 2$, возникают редко, ряд (86) редко содержит значения большие $k = 4$. Наиболее часто встречается смесь мультиполей $M1 + E2$. В этом случае

$$W(\theta) = a_0 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta).$$

Коэффициенты a_0 , a_2 и a_4 — функции спинов ядра-мишени, резонансного уровня компаунд-ядра и конечного состояния; орбитальных угловых моментов падающего протона и испущенного γ -кванта; параметров смешивания δ и δ_1 . Величина δ — это амплитуда отношения смеси мультиполей испущенных фотонов $\delta = \langle L + 1 \rangle / \langle L \rangle$. Величина δ_1 — амплитуда отношения смеси орбитальных моментов падающих протонов $\delta_1 = \langle l_1 + 2 \rangle / \langle l_1 \rangle$. Спин ядра-мишени обычно известен. Если спин резонанса или конечного состояния не определен, то измерение углового распределения можно использовать для его установления. Для этого требуется найти наилучшие возможные наборы параметров a_2/a_0 и a_4/a_0 для каждого допустимого значения спина и значений параметров смешивания δ и δ_1 . Тогда, если эти наборы для всех значений спина, кроме одного, лежат вне допустимой области измеренных значений параметров, это значение спина является установленным. Однако четко разделяющиеся случаи при такой процедуре встречаются не так уж часто. Обычно существует достаточное количество произвольных параметров, которые позволяют удовлетворить нескольким возможным значениям спина.

Как правило, при изучении γ -распада аналогов в $(p\gamma)$ -реакции спин резонанса бывает известен из процесса упругого рассеяния

протонов. Форма сечения (pp)-рассеяния сильно зависит от переданного момента l_p и при одном и том же его значении будет различной для разных углов рассеяния. Изучая функцию возбуждения (pp)-реакции под разными углами, можно вполне однозначно определить l_p . Это иллюстрируется на рис. 22 [115]. Видно, что существует возможность не только определить l_p , но и сделать заключение о спине резонанса J^π . Зависимость формы сечений

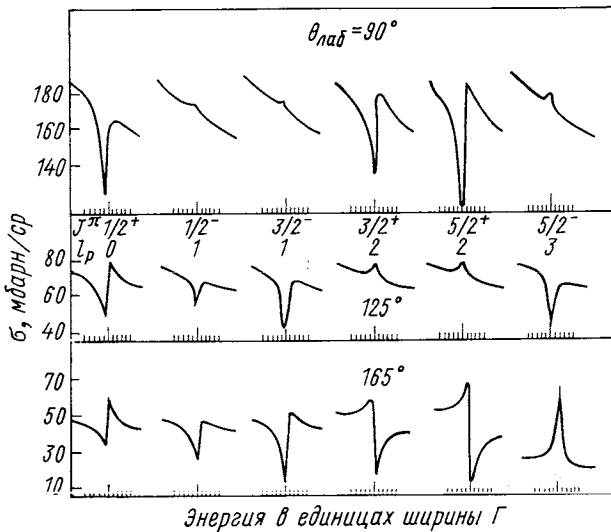


Рис. 22. Функция возбуждения в (pp)-реакции для разных J , l_p и углов рассеяния [115]

от значения спина не так сильно выражена, как от l_p . Поэтому в наиболее трудных случаях для однозначного определения J^π нужны поляризационные измерения.

В тех случаях, когда известны спин резонанса и спин конечного состояния, на которое происходит γ -распад, δ легко можно определить из углового распределения γ -излучения. Для $J^\pi_{рез} = 3/2$ часто ограничиваются измерением спектров под двумя углами — 0 и 90° . Зная δ , можно определить парциальные вероятности для каждой мультипольности.

Исключение составляют случаи, когда спин резонанса равен 0 или $1/2$, в этих случаях γ -излучение, идущее с резонанса на любой уровень ядра, изотропно.

Заметим еще, что для δ всегда получаются два значения, из которых необходимо выбрать одно. При выборе опираются на теоретические оценки вероятностей соответствующих переходов

и на сравнение с вероятностями чистых переходов данной мультипольности в исследуемой области.

Выше было показано, насколько интересной является информация, получаемая из γ -распада компонент тонкой структуры аналоговых резонансов. Чтобы получить эту информацию, необходима высокая разрешающая способность при измерении энергии протонов в (pp) - и $(p\gamma)$ -реакциях. Впервые эксперименты с очень высоким разрешением (около 250 эв) были описаны в работах [116, 117], хотя наличие тонкой структуры было замечено раньше [118].

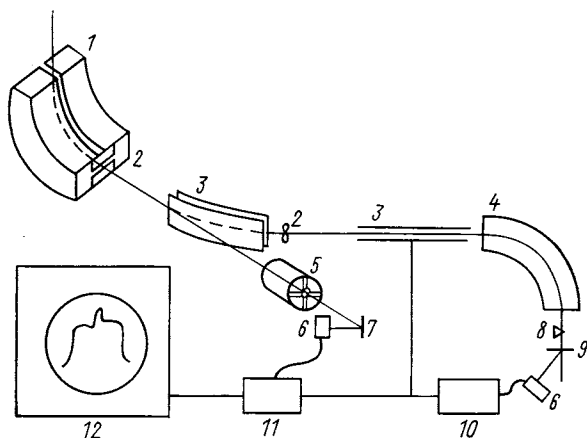


Рис. 23. Схема стабилизации протонного пучка:

1 — отклоняющий магнит; 2 — щели; 3 — отклоняющие пластины; 4 — корректирующий магнит; 5 — квадрупольные линзы; 6 — детекторы протонов; 7 — мишень; 8 — клин; 9 — рассеивающая фольга; 10 — «выравниватель»; 11 — схема пропускания; 12 — многоканальный анализатор [119]

В работах [116, 117] высокая разрешающая способность была достигнута стабилизацией протонного пучка. Схема для стабилизации протонного пучка Ван-де-Граафа, применяемая как в работах Биллача, так и в работах Гооде, приведена на рис. 23 [119].

Пучок протонов, пройдя анализирующий магнит, делился на две части. Основная его часть фокусировалась на мишень, в то время как меньшая отклонялась и направлялась через систему щелей в другой, корректирующий, магнит. Расстояние до этого магнита выбиралось достаточно большим для того, чтобы изменение положения пучка, связанное с изменением энергии протонов, заметно влияло на траекторию частиц в магните. При выходе из магнита протоны направлялись на клинообразную фольгу. При энергии протонов, равной выбранной, пучок попадал на середину клина. Если энергия протонов увеличивалась, то послед-

ний проходил ближе к острию клина, если уменьшалась — ближе к основанию. Таким образом, значение клина сводилось к тому, чтобы даже незначительное изменение энергии протонов до клина приводило к большому изменению после него (изменение энергии в пучке на 100 эв приводило к изменению на 50 кэв после прохождения клина). Далее протоны регистрировались детектором,

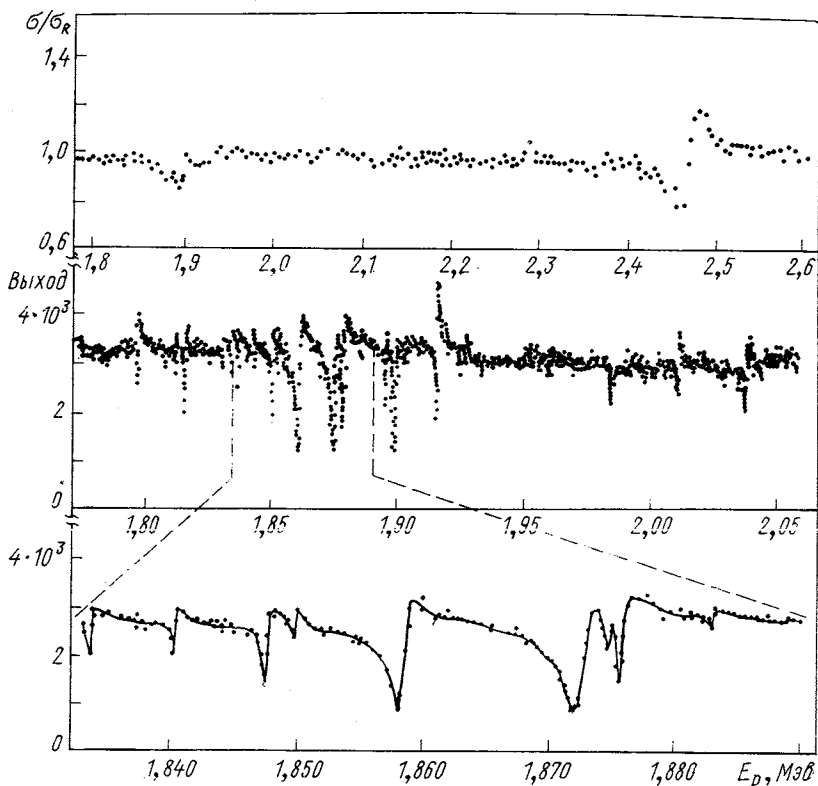


Рис. 24. Функция возбуждения в реакции $^{40}\text{Ag}(pp)$:
 σ/σ_R — отношение измеренного сечения к резерфордовскому [116]

импульс с которого попадал на систему, вырабатывающую сигнал обратной связи. При отклонении энергии протонов от выбранного значения на выходе этой системы появлялось напряжение, пропорциональное величине отклонения. Одновременно сигнал подавался на мишень, создавая около нее тормозящее или ускоряющее поле в зависимости от того, увеличивалась или уменьшалась энергия протонов. При использовании этой системы разброс по энергии в пучке протонов составлял 200—300 эв.

На рис. 24 приведены функции возбуждения реакции $^{40}\text{Ar}(pp)^{40}\text{Ar}$, снятые с обычным разрешением (верхняя кривая) и с разрешением 250 эв. Внизу показан участок спектра шириной около 60 кэв в окрестности аналогового резонанса. На верхней кривой видны две аномалии в выходе протонов при энергиях E_p , равных 1,87 и 2,45 Мэв. Эти аномалии соответствуют возбуждению резонансов в ^{41}K , которые являются аналогами двум возбужденным состояниям ^{41}Ar . На нижних кривых видно, что каждый аналоговый резонанс состоит из многих узких резонансов, которые и получили название тонкой структуры [116, 117].

↑ Одновременное изучение (pp) - и $(p\gamma)$ -реакций для расщепленного аналога позволяет сделать заключение об относительных вкладах $T_>$ - и $T_<$ -компонент в аналоговый резонанс. Поэтому опыты с высоким разрешением представляются весьма перспективными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hanna S. In: *Isospin in Nucl. Phys.* Ed. D. Wilkinson. North Holland Amsterdam, 1969, p. 593.
2. Наумов Ю. В., Крафт О. Е. Изоспин в ядерной физике. М.—Л., «Наука», 1972.
3. Наумов Ю. В. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 1617.
4. Cerny J. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1968, v. 18, p. 27.
5. Koh T. e.a. *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 50.
6. Maripuu S., Eildenthal B. *Phys. Lett. B*, 1972, v. 38, p. 464.
7. Szücs J. e.a. *Nucl. Phys. A* 1973, v. 212, p. 293.
8. Hardy J., Brunnader H., Cerny J. *Phys. Rev. C*, 1970, v. 1, p. 561.
9. Snover K. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, v. 22, p. 239.
10. Jelley N. e.a. *Phys. Lett. B*, 1972, v. 40, p. 200.
11. Adelberger E., Balamuth D. *Phys. Rev. Lett.*, 1971, v. 27, p. 1597.
12. Verotte J. e.a. *Phys. Rev. C*, 1973, v. 8, p. 178.
13. Adelberger E. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 29, p. 883.
14. Simpson J., Dixon W., Storey R. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 29, p. 1472.
15. Hoffman G. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 28, p. 41.
16. Batty C. e.a. *Phys. Lett.*, 1965, v. 19, p. 33.
17. Гужовский Б. Я. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1967, т. 31, с. 1679.
18. Kuan H. e.a. *Phys. Lett. B*, 1967, v. 25, p. 217.
19. Latshaw G. e.a. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1968, v. 13, p. 883.
20. Heikkinen D. e.a. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1968, v. 13, p. 884.
21. Gales S. e.a. *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 1970, v. 271, p. 970.
22. Skorka S., Hertel J., Retz-Schmidt T. *Nucl. Data A*, 1966, v. 2, N 4, p. 347.
23. Start D. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 206, p. 207.
24. Gaarde C. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 143, p. 497.
25. Maripuu S. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 153, p. 183.
26. Klapdor H., Buchholz K., Kastner F. *Z. Phys.*, 1970, B. 238, Sd. 11.
27. Osnes E., Warke C. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 154, p. 331.
28. Fujita J., Ikeda K. *Progr. Theoret. Phys.*, 1966, v. 35, p. 662.
29. Алешин В. П. Кандидатская диссертация. Киев, 1972.
30. Aitken J. e.a. *Phys. Lett. B*, 1969, v. 30, p. 473.
31. Arima A. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1971, v. 170, p. 273.
32. Gunye R., Warke C. *Phys. Rev. C*, 1972, v. 5, p. 1860.
33. Ananthanarayanan K. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 159, p. 45.

34. Bearse R. e.a. Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 608.
35. Shikazono N., Kawarasaki Y. Nucl. Phys. A, 1972, v. 188, p. 461.
36. Morrison G. e.a. Phys. Rev., 1968, v. 174, p. 1366.
37. Jones A. e.a. Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 1000.
38. Glaudemans P., Endt P., Dieperink A. Ann. Phys., 1971, v. 63, p. 134.
39. Glaudemans P. e.a. Phys. Lett. B, 1969, v. 28, p. 645.
40. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1972, v. 190.
41. Pearson J., Spear R. Nucl. Phys., 1964, v. 54, p. 434.
42. Shikazono N., Kawarasaki Y. Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 473.
43. Kavanagh R. Nucl. Phys. A, 1969, v. 129, p. 172.
44. Youngblood D. e.a. Phys. Rev., 1967, v. 164, p. 1370.
45. Kennedy E., Youngblood D., Blaugrund A. Phys. Rev., 1967, v. 158, p. 897.
46. Eswaran M., Ismail M., Ragoowansi N. Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 1270.
47. Evers D., Stocker W. Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 559.
48. Harris G., Perrizo Y. Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 1347.
49. Gaarde C. e.a. Nucl. Phys., 1972, v. 184, p. 241.
50. Peters W., Bilpuch E., Mitchell G. Nucl. Phys. A, 1973, v. 207, p. 626.
51. Крафт О. Е., Наумов Ю. В., Сизов И. В. Сообщения ОИЯИ, P15-8201, 1974; «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 1081.
52. Крафт О. Е., Наумов Ю. В., Сизов И. В. Сообщения ОИЯИ, P15-8202, 1974; «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 919.
53. Крафт О. Е. и др. Программа и тезисы докладов XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1975; «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, т. 39, с. 1268.
54. Endt P., Van der Leun C. Nucl. Phys., 1973, v. 214.
55. Bergdolt G., Bergdolt A. Nucl. Phys. A, 1973, v. 211, p. 486.
56. Schrader M., Buchholz K., Klapdor H. Nucl. Phys. A, 1973, v. 213, p. 173.
57. Prochnow N. e.a. Nucl. Phys. A, 1973, v. 199, p. 571.
58. Martin D. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 187, p. 337.
59. Leslie Y., Martin D., McLatchie W. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 76.
60. Peters W., Bilpuch E., Mitchell G. Phys. Lett. B, 1972, v. 42, p. 422.
61. Maripuu S., Hokken G. Nucl. Phys. A., 1970, v. 141, p. 481.
62. Fagg L. e.a. Phys. Rev., 1968, v. 171, p. 1250.
63. Lawergren B., Taylor I., Nessin M. Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 994.
64. Крафт О. Е. и др. Сообщения ОИЯИ, P15-7072, 1973.
65. Ikeda K. Progr. Theor. Phys., 1964, v. 31, p. 434.
66. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 62.
67. Vergados J., Kuo T. Nucl. Phys. A, 1971, v. 168, p. 225.
68. Goulard B., Hughes T., Fallieros S. Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 1345.
69. Mekjian A., Mac Donald W. Nucl. Phys. A, 1968, v. 121, p. 385.
70. Lane A., Soper J. Nucl. Phys., 1962, v. 37, p. 663.
71. Robson D. Phys. Rev. B, 1965, v. 137, p. 535.
72. Maripuu S. Nucl. Phys. A, 1969, v. 123, p. 357.
73. Van der Leun C., Sheppard D., Endt P. Nucl. Phys. A, 1967, v. 100, pp. 316, 333.
74. Prosser Yr., Harris G. Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1611.
75. Maripuu S. Nucl. Phys. A, v. 151, p. 465.
76. Копанец Е. Г. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 1676.
77. Годе К., Кемп К., Наумов Ю. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 687.
78. Vingiani G., Chiosi G., Rossi-Alvarez C. Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 597.
79. Klapdor H. Nucl. Phys. A, 1969, v. 134, p. 419.
80. Price H. Nucl. Phys. A, 1971, v. 165, p. 593.
81. Schrader M., Buchholz K., Klapdor H. Nucl. Phys. A, 1974, v. 223, p. 365.
82. Maripuu S. Nucl. Phys. A, 1970, v. 149, p. 593.

83. Klapdor H. Phys. Lett. B, 1971, v. 35, p. 405.
84. Szentpetery J., Szücs J. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 378.
85. Glaudemans P. e.a. Nucl. Phys. A, 1967, v. 102, p. 593.
86. Bansal R. Phys. Rev., 1967, v. 153, p. 1084.
87. Maripuu S. Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 181.
88. Hirata M. Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 656.
89. Kuo T., Brown G. Nucl. Phys. A, 1968, v. 114, p. 241.
90. Maripuu S. Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 148.
91. Кемп К. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1970, т. 34, с. 1641.
92. Fujita J., Fujii S., Ikeda K. Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 549.
93. Brown G., Bolsterli M. Phys. Rev. Lett., 1959, v. 3, p. 472.
94. Fujita J., Ikeda K. Nucl. Phys., 1965, v. 67, p. 145.
95. Lane A. Ann. Phys., 1971, v. 63, p. 173.
96. Fujita J. Phys. Lett. B, 1967, v. 24, p. 123.
97. Fujita J., Futami Y., Ikeda K. Progr. Theor. Phys., 1967, v. 38, p. 107.
98. Ejiri H., Ikeda K., Fujita J. Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 1277.
99. Snover K. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 37, p. 29.
100. Shoda K. e.a. Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1999.
101. Ejiri H. Nucl. Phys. A, 1971, v. 166, p. 594.
102. Damgaard J., Broglia R., Riedel C. Nucl. Phys. A, 1969, v. 135, p. 310.
103. Hasinoff M. e.a. Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 337.
104. Vergados J., Kuo T. Phys. Lett. B, 1971, v. 35, p. 93.
105. Hughes T., Fallieros S. Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1950.
106. Shafroth S., Legge G. Nucl. Phys., 1968, v. 107, p. 181.
107. Richard P. e.a. Phys. Lett., B, 1969, v. 29, p. 649.
108. Hasinoff M. e.a. Nucl. Phys. A, 1972, v. 195, p. 78.
109. Fujita J., Hirata M., Shoda K. Phys. Lett. B, 1970, v. 33, p. 550.
110. Shoda K. e.a. Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1842.
111. Shoda K. e.a. Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 2006.
112. Ejiri H. e.a. Nucl. Phys. A, 1969, v. 128, p. 388.
113. Black J., Tanner N. Phys. Lett., 1964, v. 11, p. 135.
114. Fowler W., Lauritsen C., Lauritsen T. Rev. Mod. Phys., 1948, v. 20, p. 236.
115. Vourvopoulos G., Fox J. Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 1180.
116. Keyworth G. e.a. Phys. Lett., 1966, v. 20, p. 281.
117. Keyworth G. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 89, p. 590.
118. Richard P. e.a. Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 343a.
119. Gaarde C., Kemp K., Nielsen T. Nucl. Phys. A, 1968, v. 118, p. 641.