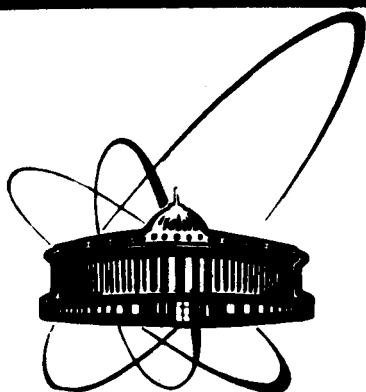


89-180



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Д 791

P4-89-180

А.П.Дубенский\*, В.П.Дубенский\*,  
Е.А.Бойкова \*, В.Ю.Пономарев

АНОМАЛИЯ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОМЕРА  $^{81}\text{Br}$   
ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ  
ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СТРУКТУРЫ ЯДРА

Направлено в журнал "Europhysics Letters"

\*Научно-исследовательский институт физики ЛГУ,  
Ленинград

1989

Фотовозбуждение изомеров ядер - метод, позволяющий получать информацию о взаимодействии фотонов с ядрами и структуре ядер в области допороговых энергий для реакций с вылетом нуклонов. В некоторых ядрах при этих энергиях наблюдаются мини-резонансы в полном сечении рассеяния фотонов, возможно, как проявление промежуточной структуры [1,2].

Фотовозбуждение изомерных уровней при допороговых энергиях происходит путем возбуждения некоторых лежащих выше по энергии уровней ядра, так называемых активационных состояний (АС). Полное сечение рассеяния фотонов на этих АС должно быть велико (большие парциальные ширины  $\Gamma_0$  для прямых переходов в основное состояние и преобладающая роль компонент E1, M1 либо E2). В результате прямого или каскадного  $\gamma$ -переходов возбуждение этих уровней частично передается изомерному состоянию. Изомерное отношение  $\Gamma_{iso}/\Gamma$  также должно быть не мало; здесь  $\Gamma_{iso}$  - сумма парциальных ширин для прямого и каскадных переходов в изомерное состояние,  $\Gamma$  - полная ширина этого АС.

Для одиночного АС со спином и четностью  $J^\pi$  полное сечение фотовозбуждения изомерного состояния

$$\int \sigma_{iso} dE = \Gamma_{iso} \Gamma^{-1} \int \sigma_{tJ} dE,$$

где  $\int \sigma_{tJ} dE$  - полное сечение рассеяния  $\gamma$ -квантов на АС с  $J^\pi$ . Если энергию  $E$  измерять в МэВ, а парциальную ширину состояния  $\Gamma_0$  - в эВ, то

$$\int \sigma_{tJ} dE = 3,85 \cdot E^{-2} \cdot g \cdot \Gamma_0, \quad (1)$$

в единицах мбн·МэВ, здесь  $g = \frac{2J+1}{2J_0+1}$ ,  $J_0$  - спин основного состояния.

При исследовании процесса фотовозбуждения изомерного состояния  $\gamma$ -квантами непрерывного спектра с различными значениями граничной энергии  $E_{гр}$  можно получить глобальную картину распределения АС на интервале изменения  $E_{гр}$ . Предполагается, что в возбуждении изомера через одиночное АС из всех фотонов спектра участвует монохромат с энергией и шириной линии, определяемыми АС. Впервые изомер  $^{81}\text{Br}$  по такой методике наблюдался в [3] при  $E_{гр} > 5$  МэВ.

Толщина мишеней-радиаторов тормозного излучения обычно сравнима по величине с радиационной длиной. В этом случае скорость образования изомера через одиночное АС с энергией  $E$  в зависимости от  $E_{гр}$  при нормировке на число ускоренных электронов растет прямо пропорционально  $(E_{гр} - E)$  в некоторых пределах  $E_{гр} - E \leq 1$  МэВ, воспроизводя зависимость площади монохромата с энергией  $E$  от  $E_{гр}$ , поэтому в интервалах между соседними АС зависимость скорости образования изомера от  $E_{гр}$  представляется отрезками прямых [4,5].

В некоторых ядрах (в основном с долгоживущими изомерными состояниями), для которых положение АС установлено в спектрах уровней при энергиях возбуждения, где плотность уровней велика, распределения АС обнаруживают, тем не менее, нестатистический характер [5,6]. Простые оценки показывают, что для случая, когда на интервале энергии в 1 МэВ имеется одно АС, для характерных значений  $\int \sigma_{iso} dE \sim 10$  мбн·МэВ и  $\Gamma_{iso}/\Gamma \sim 0,01$ , величина  $\int \sigma_{tJ} dE \sim 1$  мбн·МэВ. Того же порядка величина полного сечения рассеяния - результат лоренцевой экстраполяции гигантского дипольного резонанса - после интегрирования по интервалу в 1 МэВ.

Тем самым обозначается корреляция между положением АС и нерегулярностями типа мини-резонансов в радиационной силовой функции (РСФ). С радиационной силой связано полное сечение рассеяния  $\overline{\sigma}_t$ , усредненное по достаточно большому интервалу энергии [7]:

$$\overline{\sigma}_t = 1,15 \cdot 10^7 \cdot E^{-2} \cdot \overline{\Gamma_0} \cdot D^{-1},$$

где  $\overline{\Gamma_0}$  и  $D$  - средние для уровней с данными  $J^\pi$ ; суммирование выполнено по спином  $J = J_0, J_0 \pm 1$  для дипольных переходов;  $\sigma_t$  - в мбн,  $E$  - в МэВ. На основе доступной информации о РСФ [8,9] можно оценить ожидаемый вклад E1- либо M1-мультиполей как примерно равный.

Возможной причиной нерегулярностей в РСФ в допороговой области энергий могли бы быть некоторые промежуточные структуры с заметным вкладом одноквазичастичных компонент, легко возбуждающихся E1 (M1)-переходами из основного состояния [2,10].

В пользу наличия больших одноквазичастичных компонент в волновых функциях АС свидетельствуют случаи возбуждения некоторых АС в реакциях срыва. Некоторые уровни  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{197}\text{Au}$ , являющиеся АС для фотовозбуждения изомерных состояний в этих ядрах [6], возбуждались также в реакциях срыва  $^{166}\text{Er}(d,p)$  [11],  $^{178}\text{Hf}(d,p)$  [12],  $^{196}\text{Pt}(^3\text{He},d)$  [13].

Измерения выполнялись на импульсном безжелезном бетатроне ЛГУ, где развивается методика послеимпульсной регистрации  $\gamma$ -спектров изомеров в интервалах времени между импульсами облучения мишеней. Это расширяет круг исследуемых ядер за счет ядер с короткоживущими изомерными

состояниями. Указанная методика содержит трудности, пока сужающие возможность набора хорошей статистики. Это связано с необходимостью ограничения загрузки детектора рассеянным излучением от ускорителя.

Условия измерений для  $^{81}\text{Br}$  были в основном теми же, как и в работе [14], где изучалось фотовозбуждение изомера  $^{181}\text{Ta}$ . Предварительные результаты измерений опубликованы в [15]. Облучаемая мишень из хлористого брома толщиной  $3 \text{ г/см}^2$  имела поперечные размеры  $135 \times 135 \text{ мм}$ . Регистрация  $\gamma$ -спектров велась сцинтилляционным спектрометром во временном окне длительностью  $70 \text{ мкс}$  с задержкой относительно импульса излучения ускорителя на  $25 \text{ мкс}$ . По сравнению с [14] по крайней мере три фактора (заметьно меньшее сечение образования изомера  $^{81}\text{Br}$ , более "мягкий"  $\gamma$ -спектр изомера, большее время жизни) существенно понизили скорость набора информации. В настоящее время заметное повышение точности измерений без качественного изменения методики не представляется возможным.

Зависимость скорости образования изомера, оцениваемой по площади  $\gamma$ -линий  $260$  и  $276 \text{ кэВ}$  из спектра разрядки изомера, от  $E_{\text{гр}}$  тормозного спектра представлена на рис.1. Нормировка выполнена на заряд ускоренных электронов, заторможенных во внутренней мишени. С учетом погрешностей измерения по излому графика энергия АС определена равной  $3,45 \pm 0,15 \text{ МэВ}$ . Этот уровень (или группа близко расположенных уровней) является единственным сильным АС изомера  $^{81}\text{Br}$  в интервале  $3+4 \text{ МэВ}$  энергетического спектра ядра. Оценка сечения возбуждения изомерного состояния через этот уровень приводит к величине  $\int \sigma_{\text{iso}} dE \sim 5 \text{ мкб} \cdot \text{МэВ}$ . Большая погрешность этой величины (с точностью до множителя 2) главным образом есть следствие того, что площадь монохромата с энергией  $3,45 \text{ МэВ}$  вычислялась с использованием данных работы [16], а не измерялась, как в [5].

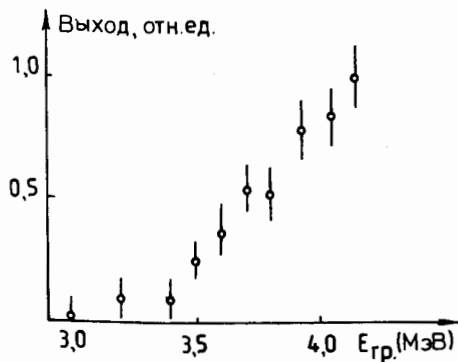


Рис. 1  
Скорость образования изомера  $^{81}\text{Br}$  в отн. ед. в зависимости от  $E_{\text{гр}}$  тормозного спектра

Изотопы брома принадлежат к переходным ядрам, у которых спектр возбужденных состояний отличается многообразием свойств. Сведения об уровнях промежуточных энергий получены главным образом из реакций  $^{80}\text{Se}(^3\text{He}, d)$  [17, 18] и  $^{80}\text{Se}(\alpha, p2n)$  [19]. Спектроскопические характеристики найденных в интервале  $3+4 \text{ МэВ}$  уровней в основном не известны, и это не позволяет отождествить обнаруженное нами АС с каким-либо из этих уровней.

Для определения структуры АС мы рассчитали спектр возбуждения изотопа  $^{81}\text{Br}$  в энергетическом интервале  $3,0+4,5 \text{ МэВ}$  в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) ядра [21, 22]. Волновые функции основного и возбужденных состояний нечетного ядра имеют вид

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_J^{\nu} \left\{ \alpha_{JM}^{+} \sum_{\lambda\mu 1} D_J^{\lambda 1}(J\nu) \left[ \alpha_{Jm}^{+} Q_{\lambda\mu 1}^{+} \right]_{JM} \right\} \Psi_0, \quad (2)$$

где  $\alpha_{Jm}^{+}$  — оператор рождения квазичастицы на уровне среднего поля с квантовыми числами  $J, m$ ;  $Q_{\lambda\mu 1}^{+}$  — оператор рождения фонона с моментом  $\lambda$ , проекцией  $\mu$  и порядковым номером  $1$ ;  $\Psi_0$  — квазичастичный и фононный вакуум. Фононы в КФМ подчиняются бозонным коммутационным соотношениям и формируются в виде линейной комбинации пар квазичастичных операторов. Коэффициенты  $C_J^{\nu}$  и  $D_J^{\lambda 1}(J\nu)$  для  $\nu$ -состояния с энергией  $\eta_J^{\nu}$ , моментом  $J$  и проекцией  $M$  определяются из решения соответствующего секулярного уравнения [21]. Все численные расчеты были выполнены с использованием программы PNOQUS [23].

При описании нечетных ядер в КФМ не используются какие-либо подгоночные параметры, кроме тех, что подбираются для правильного описания соседнего четно-четного остова. Для  $^{81}\text{Br}$  в качестве остова брались изотопы  $^{80}\text{Se}$  для частичных возбуждений и  $^{82}\text{Kr}$  для дырочных возбуждений. Параметры эффективных остаточных сил, генерирующих фононные возбуждения, подбирались таким образом, чтобы правильно описывать положение и вероятности возбуждения экспериментально известных низколежащих состояний [24]. Такой способ определения силы остаточного взаимодействия позволяет фиксировать его изоскалярную компоненту. Отношение силы изоскалярной компоненты к изовекторной компоненте определялось по положению гигантского дипольного резонанса, и поскольку радиальный форм-фактор остаточных сил выбирался в виде производной от среднего поля, это отношение фиксировалось для всех мультипольностей. В волновой функции (2) при численных расчетах использовались фононы  $1^{\pm}$ ,  $2^{\pm}$ ,  $3^{\pm}$ ,  $4^{+}$ ,  $5^{-}$ ,  $6^{+}$ . Параметры среднего поля брались в соответствии с параметризацией работы [25].

Таблица. Спектр возбужденных состояний изотопа  $^{81}\text{Br}$  в энергетическом интервале 3,0-4,5 МэВ, возбуждаемых наиболее интенсивно в реакции с  $\gamma$ -квантами, и вклад в их структуру квазичастичной ( $\alpha^+$ ) компоненты и компонент квазичастица + фотон ( $\alpha^+Q^+$ )

Конечное состояние	$E_x$ (МэВ)	Переход	$\sigma_{J_1 \rightarrow J_2}$ (мб · МэВ)	$\alpha^+$	$\alpha^+ Q^+$
$5/2^+$	3,18	E1	0,375	$2d_{5/2}$ (12,9%)	$1g_{9/2} * 2_1^+$ (83,0%)
$1/2^+$	3,65	E1	0,094	$2s_{1/2}$ (4,34%)	$1f_{5/2} * 3_1^-$ (94,9%)
$3/2^+$	3,75	E1	0,002	$1d_{3/2}$ (2,11%)	$2f_{5/2} * 3_1^-$ (66,6%)
$5/2^+$	3,91	E1	0,007	$1d_{5/2}$ (0,49%)	$1f_{5/2} * 3_1^-$ (83,9%)
$1/2^-$	3,97	E2	0,002	$2p_{1/2}$ (0,01%)	$2p_{3/2} * 2_5^+$ (99,9%)
$3/2^-$	3,97	E2	0,005	$2p_{3/2}$ (0,01%)	$2p_{3/2} * 2_5^+$ (99,9%)
$3/2^-$	4,04	M1	0,043	$2p_{3/2}$ (0,38%)	$2p_{3/2} * 1_1^+$ (99,0%)
$1/2^-$	4,18	M1	0,014	$2p_{1/2}$ (0,78%)	$2p_{3/2} * 1_1^+$ (99,0%)
$3/2^-$	4,27	M1	0,002	$2p_{3/2}$ (0,21%)	$2p_{1/2} * 1_1^+$ (99,3%)
$3/2^+$	4,28	E1	0,003	$2d_{3/2}$ (0,97%)	$2p_{3/2} * 3_1^-$ (60,8%)
$5/2^+$	4,29	E1	0,018	$2d_{5/2}$ (0,46%)	$1p_{3/2} * 3_1^-$ (51,7%)

Основным состоянием  $^{81}\text{Br}$  является уровень  $3/2^-$ . Так как электромагнитные переходы на АС идут преимущественно за счет E1-, M1- или E2-компонент, мы рассчитали спектр состояний с моментами  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  и  $5/2^+$  в указанном энергетическом интервале. Помимо положения и структуры этих состояний мы рассмотрели также величины сечения (1) их возбуждения  $\gamma$ -квантами из основного состояния. Состояния, характеризующиеся наибольшими значениями величины сечения возбуждения из основного состояния  $\sigma_{J_1 \rightarrow J_2}$ , приведены в таблице. В таблице также представлен вклад в структуру состояний одноквазичастичной компоненты ( $\alpha^+$ ) и главной компоненты квазичастица + фотон ( $\alpha^+Q^+$ ).

Как показывают наши расчеты, в  $^{81}\text{Br}$  в энергетическом интервале 3,0-4,5 МэВ расположены в основном состояния с малой примесью одноквазичастичной компоненты в нормировку волновой функции (2). Тем самым валентные переходы оказываются сильно подавленными. Компоненты, соответствующие переходам с обменом коллективными фотонами, имеющими заметную величину  $V(E(M)\lambda)$ , также подавлены. Причины подавления чисто энергетические. Коллективный  $2_1^+$ -фотон имеет слишком малую энергию возбуждения

для исследуемого интервала, в то время как  $1^+$ -фотон, формирующий M1-резонанс, расположен слишком высоко, так же как и нижайшие, даже неколлективные,  $1^-$ -фотоны. Исключением являются состояния с  $J^\pi=5/2^+$  и  $E_x = 3,18$  МэВ и в некоторой степени состояние с  $J^\pi=1/2^+$  и  $E_x = 3,65$  МэВ с заметным вкладом в нормировку волновой функции (2) одноквазичастичной компоненты.

Остановимся более подробно на  $5/2^+$ -состоянии с  $E_x = 3,18$  МэВ. Вероятность его возбуждения из основного состояния составляет  $0,03 e^2 \cdot \text{фм}^2$  и определяется исключительно одночастичным E1-переходом  $3/2^- \rightarrow 5/2^+$ . Интересным фактом является здесь сама величина одноквазичастичной компоненты в этом состоянии. Дело в том, что одноквазичастичный уровень  $\pi(2d_{5/2})$  расположен гораздо выше по энергии, в используемом нами одночастичном потенциале он имеет энергию 7,1 МэВ, однако за счет взаимодействия квазичастичной компоненты и компонент квазичастица + фотон в волновой функции (2) часть силы, и заметная ее часть, отщепляется в область низких энергий. Это наглядно демонстрирует рис. 2, на котором представлена силовая функция распределения силы этой компоненты. Низколежащий пик в указанном распределении и обеспечивает существование АС, обнаруженного в эксперименте. Еще одним доводом, помимо большой величины сечения возбуждения, в пользу того, что именно состояние с  $E_x = 3,18$  МэВ является тем самым интересующим нас АС служит главная компонента квазичастица + фотон с вкладом более 80%. Квазичастичная ее часть имеет квантовые числа  $9/2^+$ , это означает хорошую связь с изомерным состоянием  $9/2^+$ , регистрируемым в эксперименте.

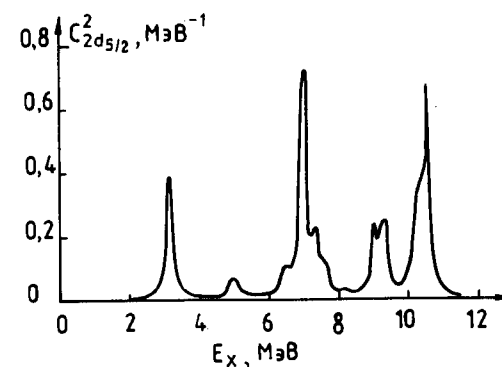


Рис. 2  
Силовая функция распределения силы одноквазичастичной  $2d_{5/2}^-$  компоненты в изотопе  $^{81}\text{Br}$

Интересно сравнить силу этого по существу одночастичного E1-резонанса на уровне  $5/2^+$  с  $E_x = 3,18$  МэВ с силой экстраполированного гигантского резонанса в  $^{81}\text{Br}$  на интервал энергии 3+4 МэВ. Лоренцева зависимость сечения гигантского резонанса, продолженная в эту область

энергии, приводит к следующей оценке интеграла полного сечения рассеяния на интервале 3+4 МэВ:  $\int \sigma_t dE = 0,7 \text{ мб} \cdot \text{МэВ}$ . Близкое значение для этой величины получается и с экстраполяцией экспериментальных данных для РСЖ ядра  $^{79}\text{Br}$  в интервале энергий  $\gamma$ -квантов 8+10 МэВ [20]. Отсюда следует, что предсказываемый E1-резонанс отличается высокой концентрацией силы, поскольку сила валентного E1-перехода из основного состояния на уровень  $5/2^+$  с  $E_x = 3,18 \text{ МэВ}$  оказывается сравнима по величине с силой гигантского резонанса, просуммированной по интервалу в 1 МэВ.

Рассмотрим теперь распад состояния  $5/2^+$  с  $E_x = 3,18 \text{ МэВ}$  на изомерное состояние  $9/2^+$ . В наших расчетах с волновой функцией (2) нижайшее  $9/2^+$ -состояние имеет энергию возбуждения  $E_x = 1,63 \text{ МэВ}$ ; в его структуру основной вклад дают квазичастичная компонента  $1g_{9/2}$  - 64% и компонента  $[1g_{9/2} 2_1^+]$  - 30%. Если, однако, в волновую функцию основного и возбужденных состояний добавить члены  $\lambda^+ Q^+ Q^+$ , как это делается в [22], энергия этого состояния понижается до величины  $E_x = 0,87 \text{ МэВ}$ , существенно приближаясь к экспериментальному значению, при этом положение AC  $5/2^+$  заметно не меняется. Прямой переход между рассматриваемыми нами  $5/2^+$ -и  $9/2^+$ -состояниями идет на 90% за счет обмена коллективным  $2_1^+$ -фононом и составляет  $B(E2_{\nu}) = 386 \text{ e}^2 \cdot \text{фм}^4$ . Используя это значение  $B(E2_{\nu})$ , можно оценить изомерное отношение, полагая, что в  $\Gamma_{\text{iso}}$  основной вклад дает прямой коллективный переход в изомерное состояние, а в  $\Gamma$  - прямой переход в основное состояние, т.е.  $\Gamma = \Gamma_0$ . В этих предположениях получаем, что  $\Gamma_{\text{iso}}/\Gamma = 6 \cdot 10^{-2}$ . Оценка величины полного сечения образования ядра в изомерном состоянии через уровень  $5/2^+$  с  $E_x = 3,18 \text{ МэВ}$  с этим  $\Gamma_{\text{iso}}/\Gamma$  составляет  $\int \sigma_{\text{iso}} dE = 20 \text{ мкб} \cdot \text{МэВ}$ , что не противоречит оценке сечения, извлеченного из эксперимента.

Что касается уровня  $1/2^+$  с энергией 3,65 МэВ, сечение возбуждения которого, как следует из таблицы, в четыре раза меньше, чем уровня с  $E_x = 3,18 \text{ МэВ}$ , вклад его в полное сечение фотовозбуждения изомерного состояния должен быть пренебрежимо малым, поскольку он сильно отличается от изомерного состояния по спину ( $\Delta J = 4$ ) и по структуре волновой функции.

Метод фотовозбуждения изомерных состояний ядер  $\gamma$ -квантами тормозного излучения электронов пригоден для исследования некоторых промежуточных структур в допороговой области, возбуждаемых  $\gamma$ -переходами малой мультипольности. Класс исследуемых ядер можно расширить за счет ядер с короткоживущими изомерными состояниями.

При фотовозбуждении изомерного состояния  $9/2^+$ ,  $E_x = 536 \text{ кэВ}$ , в  $^{81}\text{Br}$  наблюдается единственное сильное AC с энергией  $3,45 \pm 0,15 \text{ МэВ}$  на всем исследованном интервале энергий возбуждения ядра 3+4 МэВ.

В рамках квазичастично - фононной модели это AC интерпретируется как некоторая промежуточная структура: простое состояние  $5/2^+$  с  $E_x = 3,18 \text{ МэВ}$  и волновой функцией, содержащей квазичастичную компоненту  $2d_{5/2}$  с вкладом 13% и компоненту квазичастица + фонон  $[1g_{9/2} 2_1^+]$  с вкладом 83%. Первая компонента является глубоко отщепленным фрагментом квазичастичного состояния  $2d_{5/2}$ , квазичастичная энергия которого равна 7,1 МэВ. Валентный переход протона из основного состояния является причиной сильного возбуждения уровня при рассеянии  $\gamma$ -квантов с  $B(E1, \Delta) = 0,03 \text{ e}^2 \cdot \text{фм}^2$ . За счет главной компоненты волновой функции активационное состояние оказывается хорошо связанным с изомерным состоянием.

Было бы интересно проследить поведение силовой функции состояния  $2d_{5/2}$  в соседних нечетных ядрах. Заслуживает внимания возможность прямого наблюдения уровня  $5/2^+$  с энергией  $E_x$  в окрестности 3,5 МэВ и  $\Gamma_0 \sim 0,7 \text{ эВ}$  в реакциях упругого рассеяния фотонов либо неупругого рассеяния электронов при малых передаваемых импульсах.

#### Литература

1. Laszewski R.M. and Axel P. - Phys.Rev., 1979, v.C19, p.342.
2. Zurmuhl U. et al. - Phys.Lett., 1982, v.114B, p.99.
3. Duffield R.B. and Vegors S.H. - Phys.Rev., 1958, v.112, p.1958.
4. Burkhardt J.L. et al. - Phys.Rev., 1955, v.100, p.199.
5. Booth E.C. and Brownson J. - Nucl.Phys., 1967, v.A98, p.529.
6. Johnson W.T.K. and Chertok B.T. - Phys.Rev.Lett., 1970, v.25, p.599.
7. Axel P. et al. - Phys.Rev., 1970, v.C2, p.689.
8. Попов Ю.П. - Материалы 18 зимней школы ЛИЯФ. Л., ЛИЯФ, 1983, с.22.
9. Kopecky J. - Proc. 3rd Int.Symp.on Neutron Capture Gamma-ray Spectr., Upton, New York, 1978, p.665.
10. Попов Ю.П. и др. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1985, т.49, с.91.
11. Harlan R.A. and Sheline R.K. - Phys.Rev., 1968, v.168, p.1373.
12. Vergnes M.N. and Sheline R.K. - Phys.Rev., 1963, v.132, p.1736.
13. Munger M.L. and Peterson R.J. - Nucl.Phys., 1978, v.A303, p.199.
14. Дубенский А.П., Дубенский В.П. и Бойкова Е.А. - Изв.АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.40.
15. Дубенский А.П., Дубенский В.П. и Бойкова Е.А. - Тезисы докл.38 Совещ. по ядерн.спектр. и структ.ат.ядра. Л., Наука, 1988, с.318.
16. Sandifer C.W. and Taherzadeh M. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1968, v. NS-15, p.336.

17. Zumbro J.D. et al. - Nucl.Phys., 1983, v.A393, p.15.
18. Evans K.R. and Ajzenberg-Selove F.- Nucl.Phys., 1967, v.A102, p.237.
19. Funke L. et al. - Zeitschrift für Physik, 1986, v.A324, p.127.
20. Шебеко К.В. и др. - Тезисы докл. 37 Совещ. по ядерн. спектр. и структ. ат. ядра. Л.,Наука, 1987, с.309.
21. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237;  
Воронов В.В., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1381.
22. Gales S., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. - Phys. Rep., 1988, v.166, No.3 ,p. 125;  
Вдовин А.И. и др. - ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.245;  
Soloviev V.G. et al. - Nucl. Phys., 1980, A342, p.261.
23. Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг.- Препринт ОИЯИ, Р4-81-234, Дубна, 1981.
24. Endt P.M. - Atomic data and nucl. data tables, 1979, v.23, p.547.
25. Чепурнов В.А. - ЯФ, 1967, т.6, с.955;  
Takeuchi K., Moldauer P.A. - Phys. Lett., 1969, v.28B, p.384.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 марта 1989 года