

ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

И.Н.Изосимов

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

ВВЕДЕНИЕ	321
ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ПРИ β -РАСПАДЕ	323
Силловые функции β -переходов	323
Статистический и нестатистический подходы к анализу силловых функций β -переходов	324
Расчет силловых функций β -переходов	328
Функция Ферми	332
Экспериментальные исследования структуры силловых функций β -переходов и сравнение с теоретическими расчетами	335
Нестатистические эффекты при β -распаде экзотических ядер	345
НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И β -ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР	347
β -запаздывающее деление ядер	347
Силловые функции $\beta^+(EC)$ - и β^- -распадов и запаздывающее деление актинидных ядер	348
Силловые функции $\beta^+(EC)$ - и β^- -распадов и запаздывающее деление доактинидных ядер	354
Запаздывающее деление, структура силловых функций β -распада и образование ядер в астрофизических процессах	357
НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В (p, γ) И (p, p', γ) ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И РАСПАДЕ НЕАНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ	362

Исследования структуры резонансов в реакциях с протонами низких энергий	362
Методика экспериментов	326
Нестатистические эффекты в угловых распределениях в реакциях (p, γ)	366
Корреляция величин $B(E2)$ и $B(M1)$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$	369
Нестатистические эффекты в в реакциях (p, p', γ)	372
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	374
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	375

ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

И.Н.Изосимов

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

Приведены экспериментальные и теоретические данные, свидетельствующие о проявлении нестатистических эффектов при возбуждении и распаде высоковозбужденных ядерных состояний и резонансов составного ядра. Проанализированы нестатистические эффекты, проявляющиеся при распаде, запаздывающих процессах, ядерных реакциях с протонами низких энергий. Обсуждаются причины проявления нестатистических эффектов.

A review is given of the experimental and theoretical studies evidencing the non-statistical character for excitation and decay of high-exciting nuclear states and compound nuclear resonances. It was analyzed non-statistical effects in decays, delay processes, nuclear reactions with low-energy protons. The causes of non-statistical effects are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования распадов и структуры средних и тяжелых ядер при энергиях возбуждения свыше 2–3 МэВ играют важную роль в развитии наших представлений об атомном ядре. При увеличении энергии возбуждения плотность уровней в ядре быстро нарастает, и волновая функция ядерных состояний может иметь достаточно сложную структуру, поскольку даже небольшое остаточное взаимодействие может вызвать смешивание близлежащих состояний. Поэтому, как правило, предполагают, что структура рассматриваемых состояний очень сложна, и коэффициенты разложения волновой функции по простейшим конфигурациям подчиняются статистическим закономерностям. В такой статистической модели довольно просто проводятся вычисления характеристик различных ядерных процессов. В частности, распределение ширины переходов описывается формулой Портгера — Томаса [1], силовая функция β -переходов $S_{\beta}(E)$ плавно зависит от энергии [2], корреляции между различными парциальными ширинами отсутствуют [3], отношения амплитуд распада по различным спиновым каналам подчиняются распределению Коши [4].

Нестатистические эффекты тесно связаны с симметрией ядерного взаимодействия [5]. Одни из первых и особенно ярких нестатистических эффектов при распадах высоковозбужденных уровней ядер наблюдались для изобар-аналоговых резонансов, что связано с изоспиновой симметрией ядерных сил [6]. Действительно, изоспин изобар-аналогового резонанса (аналога) на единицу больше, чем изоспин близлежащих уровней, что препятствует смешиванию аналога с уровнями сложной структуры. При энергиях возбуждения ядер свыше 2–3 МэВ наблюдается большое число других состояний и резонансов — неаналоговых. Возможны два варианта их интерпретации: статистический и нестатистический. В первом случае считается, что это статистические состояния, во втором — что это структуры типа гигантского резонанса, связанные с распределением возбуждений простого типа (например, протон (π) — частица (p)–(πp) — нейтронная (n) дырка (h)–(nh), связанные в момент 1^+ по уровням составного ядра. Во втором случае физическая интерпретация экспериментов должна отличаться от статистического подхода.

Так, например, если бы ядерные силы были спиново- и изоспиново-инвариантны (т.е. спин-изоспиновая группа $SU(4)$ была бы группой симметрии), то для ряда неаналоговых резонансов и состояний мы должны наблюдать нестатистические эффекты. Однако поскольку ядерное взаимодействие обнаруживает довольно сильную зависимость от спина, то $SU(4)$ [7,8] может быть лишь группой приближенной симметрии, и нестатистические эффекты, связанные со спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией, будут менее ярко выражены по сравнению с изобар-аналоговыми резонансами (изоспиновая $SU(2)$ -симметрия сильного взаимодействия). Поэтому встает вопрос о выделении и наблюдении нестатистических эффектов при возбуждении и распаде ядерных состояний и резонансов, определении степени смешивания простой компоненты с уровнями составного ядра, интерпретации структуры состояний на микроскопическом уровне.

В статистической модели волновая функция записывается в виде

$$\Psi_{st} = \sum_k^n C_k \varphi_k, \quad \sum_k^n |C_k|^2 = 1 \quad (1)$$

где φ_k — волновые функции «простых» конфигураций, C_k — случайные числа $n \gg 1$. Для нестатистического подхода характерно выделение определенной конфигурации φ_0 в волновой функции Ψ_{nst} [9]:

$$\Psi_{nst} = C_0 \varphi_0 + \sum_k^n C_k \varphi_k, \quad |C_0| \gg |C_k| \quad (2)$$

$$|C_0|^2 + \sum_k^n |C_k|^2 = 1$$

В работах [4,5,9—15] обнаружены отклонения от статистической теории, проявляющиеся в реакциях $(p, p' \gamma)$, (p, γ) , β^- - и β^+ (EC)-распадах, запаздывающих процессах, не связанные с возбуждением или распадом изобар-аналоговых состояний.

В обзоре рассмотрены исследованные в последнее время проявления нестатистических эффектов при β^- - и β^+ (EC)-распадах, запаздывающих процессах, ядерных реакциях. Экспериментально обнаруженные новые нестатистические эффекты связываются с элементарными модами ядерных возбуждений типа $[\pi p \otimes nh]_{\uparrow}$ и $[n p \otimes \pi h]_{\uparrow}$.

1. ПРОЯВЛЕНИЕ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ПРИ β -РАСПАДЕ

1.1. Силовые функции β -переходов. Силовая функция переходов $S_{\beta}(E)$ является одной из важнейших характеристик атомного ядра [5, 14] и представляет собой распределение квадратов модулей матричных элементов β -распадного типа по энергиям возбуждения ядра E . При энергиях возбуждения E до величины Q_{β} (полной энергии распада) $S_{\beta}(E)$ определяет характер β -распада и период полураспада $T_{1/2}$ радиоактивного ядра по ветке β -распада. При больших энергиях возбуждения, не достижимых при β -распаде, $S_{\beta}(E)$ определяет сечения различных ядерных реакций, зависящих от матричных элементов β -распадного типа.

Силовая функция $S_{\beta}(E)$ определяет распределение по энергии ядра E элементарных возбуждений и их комбинаций типа протон-частица (πp) — нейтронная дырка (νh), связанных в момент $J^{\pi} : [\pi p \otimes \nu h]_{J^{\pi}}$ и нейтрон-частица (νp) — протонная дырка, связанных в момент $J^{\pi} : [\nu p \otimes \pi h]_{J^{\pi}}$. Силовая функция β -переходов Гамова — Теллера описывает возбуждения $[\pi p \otimes \nu h]_{\uparrow}$ или $[\nu p \otimes \pi h]_{\uparrow}$.

При β -распаде $S_{\beta}(E)$ связана с плотностью вероятности заселения уровней дочернего ядра $I(E)$:

$$S_{\beta}(E) = \frac{I(E)}{T_{1/2} f(Q_{\beta} - E)}, \quad (3)$$

где $f(Q_{\beta} - E)$ — функция Ферми [16], $(Q_{\beta} - E)$ — энергия β -перехода.

Для процессов, зависящих от матричных элементов типа Гамова — Теллера (GT):

$$S_{\beta}(E) = \frac{1}{D(g_v^2 / g_a^2)} B'(GT, E), \quad (4)$$

где $D = \frac{2\pi^3 \ln 2}{g_V^2 m_e^5 c^4}$, $D = (6260 \pm 60)с$, g_V и g_A — векторная и аксиально-векторная константы β -распада [1,6]:

$$B'_{\mp}(\text{GT}, E) = \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle I_f \left| \sum_k t_{\mp}(k) \sigma_{\mu}(k) \right| I_i \rangle \right|^2, \quad (5)$$

$$B'_{\mp}(\text{GT}, E) = \frac{4\pi}{g_A^2} B_{\mp}(\text{GT}, E), \quad (6)$$

где I_i и I_f — спины начального и конечного состояний, t_{\pm} и σ_{μ} — изоспиновый и спиновый операторы [5]. Вычисленное по какой-либо модели распределение $B'(\text{GT}, E)$ позволяет найти $S_{\beta}(E)$ и $T_{1/2}$:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \int_0^Q S_{\beta}(E) f(Q_{\beta} - E) dE. \quad (7)$$

1.2. Статистический и нестатистический подходы к анализу силовых функций β -переходов. До недавнего времени господствовала статистическая точка зрения на силовые функции β -переходов [2]. При β -распаде заселяются довольно простые конфигурации в дочернем ядре. При энергии возбуждения в дочернем ядре в несколько МэВ простые состояния могут сильно смешиваться с состояниями более сложной структуры. Если такое смешивание велико, то $S_{\beta}(E)$ может описываться статистической моделью. Согласно представлениям статистической модели силовая функция β -распада является плавной функцией от энергии возбуждения. Как правило, в статистических расчетах используют $S_{\beta}(E) = \text{const}$ или $S_{\beta}(E) \sim \rho(E)$, где $\rho(E)$ — плотность уровней дочернего ядра.

Затем появились экспериментальные данные, указывающие на сильную энергетическую зависимость $S_{\beta}(E)$ разрешенных β -переходов. Сильное торможение β -переходов Гамова — Теллера на низковозбужденные состояния ядер привело к представлениям о существовании гигантского резонанса Гамова — Теллера [17,18], расположенного вблизи соответствующего аналогового резонанса. В области энергий ниже этого гигантского резонанса тянется «шлейф», энергетическая структура которого привлекает особое внимание (рис.1). Установлено, что для ядер s , d -оболочек основную роль в формировании резонансной структуры «шлейфа» резонанса Гамова — Теллера играют антианалоговые состояния [19]. Для ядер $f_{7/2}$ -оболочки на первый план выступают состояния типа поляризации остова [20] (рис.1). Экспериментальная

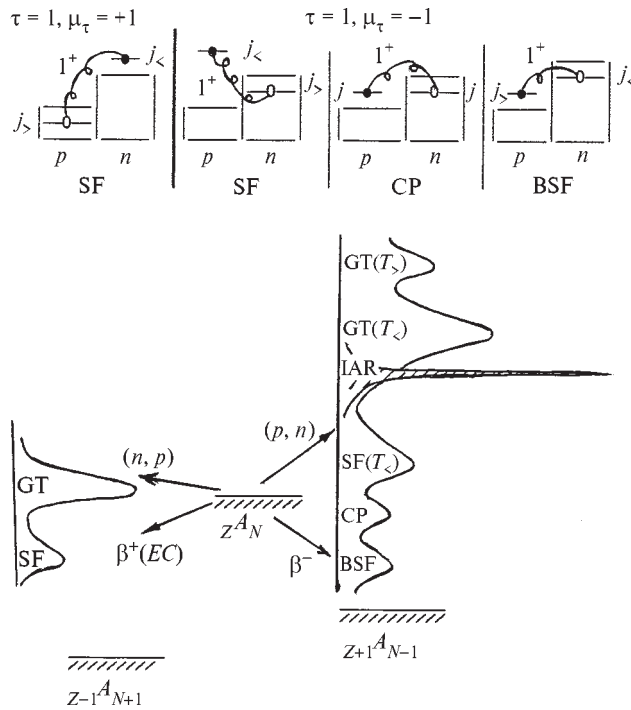


Рис. 1. Схема силовых функций β -переходов Ферми (заштрихованная область) и β -переходов Гамова — Теллера. Силовая функция β -переходов Ферми сконцентрирована в изобар-аналоговом резонансе (IAR). Указаны компоненты резонанса Гамова — Теллера с различным значением изоспина ($GT(T_{\leq})$, $GT(T_{>})$) и конфигурации, формирующие силовую функцию β -переходов Гамова — Теллера. BSF — конфигурации типа «обратный спин-флип», CP — конфигурации типа «поляризация остова», SF — конфигурации типа «спин-флип». (•) обозначает частицу, (◦) — дырку. Изовекторные возбуждения характеризуются изоспином τ и проекцией изоспина μ_{τ}

информация об этих состояниях получена при исследовании $M1\gamma$ -распада аналоговых резонансов [21]. При изучении $S_{\beta}(E)$ в ядрах $^{236,238}\text{Pa}$ было установлено, что для ряда тяжелых ядер при описании β -распада важную роль играют состояния типа «обратный спин-флип» [5,14] (рис.1).

Данные о резонансе Гамова — Теллера получены при изучении прямых (p,n) -реакций [22,23]. Интерпретация пиков в спектрах нейтронов из прямых (p,n) -реакций, основанная на нестатистическом подходе к описанию зарядово-обменных возбуждений, позволила правильно описать экспериментальные данные по положениям и интенсивностям пиков в спектрах нейтронов [5,24,25].

Исследование спектров запаздывающих нейтронов с высоким разрешением [26] показало, что при β -распаде избирательно заселяется небольшое число уровней дочернего ядра, т.е. $S_\beta(E)$ имеет резонансный, нестатистический характер.

Прямые измерения вероятностей заселения уровней при β -распаде методом полного поглощения γ -лучей [27,28] показали наличие энергетической структуры $S_\beta(E)$.

Приведенные выше данные свидетельствуют о немонотонной (нестатистической) зависимости $S_\beta(E)$ от энергии возбуждения ядра E .

С точки зрения нестатистического подхода структура $S_\beta(E)$ определяется изовекторными частями эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, а также смешиванием «простых» возбуждений с состояниями более сложной структуры.

Для анализа резонансной структуры $S_\beta(E)$ полезно иметь представление об элементарных модах ядерных возбуждений [29]. Зарядово-обменные элементарные возбуждения, формирующие структуру $S_\beta(E)$, составляют особый класс элементарных мод (рис.1). Они характеризуются изоспином $\tau=1$ и проекцией изоспина $\mu_\tau = \pm 1$. Иными словами, эти элементарные возбуждения находятся не в тех ядрах, где расположено основное (материнское) состояние, а в соседних (дочерних). Обычные элементарные возбуждения ($\mu_\tau = 0$), например, низколежащие фоновые состояния или мультипольные гигантские резонансы, находятся в том же ядре, где и основное состояние.

С точки зрения микроскопического подхода к образованию коллективных состояний зарядово-обменные резонансы представляют собой суперпозицию частично-дырочных возбуждений различных сортов, например, протон-частица и нейтронная дырка. Резонанс Гамова — Теллера представляет собой когерентную суперпозицию конфигураций типа протон-частица — нейтронная дырка, связанных в момент \uparrow .

Схема состояний, существенных при анализе силовых функций переходов Гамова — Теллера, представлена на рис.1. Материнское состояние (для простоты это четно-четное ядро с $N > Z$) имеет изоспин T_0 и проекцию изоспина $T_z = T_0$. Семейство частично-дырочных зарядово-обменных возбуждений типа $[\pi p \otimes \nu h]_J$ расположено в соседнем ядре, основное состояние которого имеет изоспин $T = T_0 - 1$ и проекцию изоспина $T_z = T_0 - 1$. Это возбуждения с $\tau = 1$ $\mu_\tau = -1$. В другом соседнем ядре расположены состояния со структурой $[\nu p \otimes \pi h]_J$. Это ядро имеет изоспин основного состояния

$T=T_0+1$ и $T_Z=T_0+1$ а характеристика элементарного возбуждения $\tau=1$ $\mu_\tau=+1$ Возбуждения с $\tau=0$ и $\mu_\tau=0$ находятся в материнском ядре.

Для β -переходов типа Ферми в простой модели [6] существует только одно состояние, вбирающее всю силу перехода. Это аналоговое состояние IAS со спином 0^+ , изоспином $T=T_0$ и $T_Z=T_0-1$ образующееся как когерентная суперпозиция конфигураций $[\pi\rho \otimes \nu h]_0^-$. Типичная силовая функция для β -переходов Ферми также изображена на рис.1.

Для β^- -переходов Гамова — Теллера ситуация более сложная. Основную силу β -переходов несет резонанс Гамова — Теллера $J^\pi=1^+$, $T=T_0-1$ $T_Z=T_0-1$ ($\tau=1$ $\mu_\tau=-1$). Это состояние образуется как когерентная суперпозиция всевозможных конфигураций $[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$, имеет значительный вклад от кофигураций типа «спин-флип», т.е. $[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$, $j_p=\ell-1/2$, $j_n=\ell+1/2$ и расположено вблизи аналогового резонанса. При меньших энергиях расположены состояния типа поляризации остова: $[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$, $j_p=j_n$. При еще более низких энергиях расположены состояния типа «обратный спин-флип»: $[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$, $j_p=\ell+1/2$, $j_n=\ell-1/2$. Изоспин состояний типа поляризация остова и обратный спин-флип имеет нормальное значение, т.е. $T=T_0-1$ и $T_Z=T_0-1$ Поскольку конфигурация типа спин-флип не обладает определенным изоспином, имеется $T_>$ ($T=T_0$, $T_Z=T_0-1$)-компонента резонанса Гамова — Теллера, расположенная выше основного ($T_<$) резонанса [5,24]. При β^+ (EC)-распаде имеется [5] только одно значение изоспина для конфигураций $[\nu\rho \otimes \pi h]_{\uparrow}$. Наиболее коллективное состояние $J=1^+$, образующееся из возбуждений типа $[\nu\rho \otimes \pi h]_{\uparrow}$, имеет $T=T_0+1$ $T_Z=T_0+1$ ($\tau=1$ $\mu_\tau=1$) и также называется резонансом Гамова — Теллера с $\mu_\tau=+1$. Его энергия может сильно меняться от ядра к ядру.

С точки зрения феноменологического подхода резонанс Гамова — Теллера ($\tau=1$ $\mu_\tau=-1$), $M1$ ($\tau=1$ $\mu_\tau=0$) гигантский резонанс и резонанс Гамова — Теллера ($\tau=1$ $\mu_\tau=+1$) представляют собой изобарический триплет 1^+ -состояний. Однако с микроскопической точки зрения эти состояния нельзя назвать изобарическим триплетом, так как конфигурации, образующие эти состояния, не всегда переходят одна в другую, из-за принципа Паули, под действием операторов T_+ и T_- [5,24,25].

Представления о нестатистической структуре силовых функций $S_\beta(E)$ оказались существенными для самых различных областей ядерной физики [5].

1.3. Расчет силовых функций β -переходов. Проблема микроскопического описания силовых функций β -переходов тесно связана с задачами анализа астрофизических и термоядерных процессов, с анализом величин $\log ft$ для β -переходов между низколежащими состояниями, описанием запаздывающих процессов, анализом $M\gamma$ -распада аналоговых резонансов и изучением свойств резонанса Гамова — Теллера.

Подавление β -переходов Ферми $0^+ \Rightarrow 0^+$ связано с существованием коллективного состояния — изотопического аналога основного состояния материнского ядра, вбирающего в себя основную силу β -переходов Ферми и расположенного выше основного состояния материнского ядра [30] (рис. 1). С микроскопической точки зрения коллективизация аналога связана с существованием остаточного взаимодействия

$$V_{\tau\tau} = \frac{1}{2} G_\tau (\tau_1 \tau_2). \quad (8)$$

Аналогично тому, как подавление β -переходов Ферми (оператор $\beta_F^\pm = \sum_k \tau_\pm(k)$) можно объяснить, учитывая остаточное взаимодействие $V_{\tau\tau}$, для объяснения подавления переходов Гамова — Теллера (оператор $\beta_{GT}^\pm = \sum_k \tau_\pm(k) \sigma(k)$) [14,31,32] было введено остаточное взаимодействие

$$V_{\tau\sigma\sigma} = \frac{1}{2} G_{\tau\sigma} (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \sigma_2). \quad (9)$$

Используемые в настоящее время модели расчета $S_\beta(E)$ можно разделить на два класса [33,34]. К первому относятся модели, в которых игнорируется конкретная оболочечная структура ядра, но приближенно учитывается затухание гигантских резонансов, связанное с конфигурациями $[\pi\rho \otimes \nu h]_\mp$ и $[\nu\rho \otimes \pi h]_\mp$. Наиболее используемые модели следующие.

1. Гросс-теория [35,36], в которой все формирующие $S_\beta(E)$ частично-дырочные конфигурации считаются вырожденными по энергии.

2. Схематическая модель [37,38], в которой все частично-дырочные переходы разбиты на группы по энергии в зависимости от переворота спина, и основные соотношения получены методом квазиклассического суммирования в теории конечных ферми-систем (ТКФС).

Такие модели обладают важным преимуществом: они позволяют аналитически описать характеристики резонансов в зависимости от параметров, но не могут претендовать на детальное описание явлений.

Вторая группа включает модели, использующие реалистический базис оболочечных конфигураций и параметризованное в том или ином виде эффективное взаимодействие квазичастиц. Наиболее часто используются следующие модели.

1) Модели [5,14,39,40], в которых в рамках приближения Гамма — Данкова или приближения случайных фаз проводится диагонализация гамильтониана модели оболочек на частично-дырочном базисе без учета одночастичного континуума и связи простых конфигураций со сложными, что приводит к появлению δ -пиков в $S_{\beta}(E)$. Данный тип моделей с успехом был применен для расчета $S_{\beta}(E)$ в области средних и тяжелых ядер [14,31]. Остаточное спин-изоспиновое взаимодействие приводит к тому, что появляется состояние, в волновую функцию которого базисные частично-дырочные конфигурации входят когерентно (т.е. с одинаковым знаком), и данное состояние отождествляется с резонансом Гамова — Теллера. Учет релаксации резонансов производится путем уширения δ -пиков с помощью распределений Гаусса или Брейта — Вигнера [5,41,42].

2) Модели [43,44], в которых описание $S_{\beta}(E)$ ведется в рамках оболочечной модели с учетом частично-дырочного континуума и эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий в каналах частица-частица и частица-дырка. Значения ширин максимумов, обусловленные только наличием вероятности вылета нуклона в континуум ($\Gamma \cong 100$ кэВ [34,45]), оказываются намного меньше наблюдаемых (~ 1 МэВ [5,28]), что приводит к необходимости включения в частично-дырочный пропагатор комплексной добавки к энергии, чтобы удовлетворительно описать энергетические ширины пиков в зарядово-обменных процессах.

3) Квазичастично-фононная модель [28,46], основанная на диагонализации гамильтониана на базисе, включающем как частично-дырочные ($1p, 1h$), так и ($2p, 2h$)-конфигурации, что позволяет эффективно учесть релаксацию пиков в $S_{\beta}(E)$, т.е. оценить их ширину [47]. Пренебрежение одночастичным континуумом в данной модели несколько сужает сферу ее применимости и затрудняет исследование ряда ядерных реакций.

4) Оптико-оболочечная модель [34,48] учитывает оболочечную структуру ядра, эффекты одночастичного континуума, связь частично-дырочных конфигураций, формирующих резонансы в $S_{\beta}(E)$, с многочастичными конфигурациями. Связь частично-дырочных конфигураций с многочастичными описывается в рамках определенным образом параметризованной оптической модели. Затухание квазичастиц анализируется в терминах мнимой части оптического потенциала.

Следует отметить, что существующие модели расчета $S_{\beta}(E)$ не претендуют на полное и исчерпывающее описание β -распада. Однако с их помощью можно довольно хорошо описывать положения и относительные интенсивности пиков в $S_{\beta}(E)$, что, например, вполне достаточно для описания запаздывающих процессов. Несомненно, что новые экспериментальные данные по $S_{\beta}(E)$ стимулируют дальнейшее развитие микроскопических подходов к расчетам силовых функций. Пути совершенствования расчетов могут состоять в использовании тех или иных вариантов базиса $(1p, 1h)$ и последовательном учете связи этих конфигураций с многочастичными, а также в использовании тех или иных вариантов эффективного взаимодействия.

Одни из первых микроскопических расчетов $S_{\beta}(E)$ для β -переходов Гамова — Теллера в ряде ядер, с учетом оболочечных эффектов, были сделаны с использованием метода Гамма — Данкова (TDA-модель) [5,14]. Остановимся несколько подробнее на TDA-модели, поскольку как сама модель, так и основные принципы, заложенные в нее, используются во многих современных исследованиях [49,50]. Гамильтониан системы представлялся в виде суммы одночастичной части (H_{sp}) модели оболочек и зарядово-обменных остаточных взаимодействий:

$$H = H_{sp} + V, \quad (10)$$

где остаточные взаимодействия имеют вид (см.(8),(9)):

$$V = V_{\tau\tau} + V_{\tau\tau\sigma\sigma}, \quad (11)$$

$$G_{\tau\tau} = (10 \div 15) G_{\tau\sigma}.$$

В качестве базисных функций выбирают состояния, получающиеся из материнского состояния $|\Psi_0\rangle$ под действием оператора β -распада. Тогда матричные элементы взаимодействия V представляются в факторизованном виде:

$$\langle f | V | f' \rangle = \frac{G}{2} V_f V_{f'}, \quad (12)$$

где V_f пропорциональны [5] амплитудам β -переходов на базисные состояния $|f\rangle$, имеющие энергию возбуждения E_f .

Так, для β -распада Гамова — Теллера N -нечетного ядра базисные состояния включают одночастичные протонные $|j_{p1}\rangle$ состояния и трехквартичные состояния $|(j_{n1} \otimes (j_p \otimes j_{n-}))_J\rangle$ со спином $J = j_{n1}, j_{n1} \pm 1$

Для β -распада Z -нечетного ядра с нечетным протоном в состоянии $|j_{p1}\rangle$ базисные состояния включают одночастичные нейтронные $|j_{n1}\rangle$ и трехквazi-частичные $|[j_{p1} \otimes (j_n \otimes j_{p'})]_+ \rangle$, $J=j_{p1}, j_{p1} \pm 1$

Диагонализация матрицы:

$$H_{ff'} = E_f \delta_{ff'} + G_{\tau\sigma} V_f V_{f'}, \quad (13)$$

дает энергии и волновые функции состояний дочернего ядра, заселяемых при β -переходах Гамова — Теллера, и позволяет определить $S_\beta(E)$ и $T_{1/2}$ [5,14].

В характере силовых функций β^+ - и β^- -распадов имеется принципиальное отличие. В силовых функциях β^- -распада основной максимум расположен вблизи аналога. В силовых функциях β^+ -распада положение максимума нельзя связывать с положением аналога, т.к. в ядрах с $T_Z > 0$ ($N > Z$) нет аналогового состояния по отношению к β^+ -распаду. Главное отличие состоит в том, что энергии возбуждения базисных состояний отсчитываются от основного состояния дочернего ядра, и результаты расчетов для β^+ -распада более чувствительны к выбору среднего поля и учету различных корреляций [5].

В последние годы широкое распространение для расчета $S_\beta(E)$ получили модели с использованием QRPA-приближения [51,52]. В подходах, использующих приближение QRPA, волновые функции строятся на основе той или иной одночастичной модели со спариванием и остаточным взаимодействием зарядово-обменного типа, которое трактуется в приближении случайных фаз [39,40,51].

Типичное значение константы остаточного взаимодействия Гамова — Теллера составляет [5,14,39,51]: $G_{\tau\sigma} = (40 \div 50)/A \cdot \text{МэВ}$.

Положению резонанса Гамова — Теллера для ядер в области ^{208}Pb в QRPA-модели соответствует константа остаточного взаимодействия [5] $G_{\tau\sigma} = 46/A \cdot \text{МэВ}$. Изменение расчетного значения положения резонанса Гамова — Теллера составляет 12% при изменении $G_{\tau\sigma}$ на 40% [52]. Положение остальных резонансов в $S_\beta(E)$ менее чувствительно к выбору константы $G_{\tau\sigma}$.

Сделаем несколько комментариев о силовых функциях β^- - и β^+ -переходов. Силовые функции S_β для β^- - и β^+ -переходов качественно различны, что проявляется прежде всего в полной сумме β^+ - и β^- -переходов. Для β^- -переходов Гамова — Теллера существует правило сумм [18,29]:

$$S_- - S_+ = 3(N - Z), \quad (14)$$

где

$$S_{\pm} = \sum_i B_{\pm}(GT, E_i), \quad (15)$$

а величина B_{\pm} связана с S_{β} соотношениями (4) — (6).

Величины S_{\pm} называют интегральной силой возбуждений Гамова — Теллера в каналах β^{-} - или β^{+} -распадов. Правило сумм (14) модельно-независимо в пространстве нуклонных степеней свободы, т.е. оно должно выполняться в присутствии различных нуклонных корреляций, но может модифицироваться при учете ненуклонных степеней свободы (кварков, барионных резонансов и т.д.). Из (14) следует, что в ядрах с $N > Z$ полная сумма β^{-} -переходов существенно больше, чем β^{+} -переходов. Однако это не означает, что $\log ft$ β^{-} - и β^{+} -переходов должны сильно различаться, поскольку в энергетически разрешенное окно ($E < Q_{\beta}$) попадают далеко не все состояния, дающие вклад в S_{\pm} (рис. 1). Так, более 90% полной силы β^{-} -переходов Гамова — Теллера сосредоточено в резонансе Гамова — Теллера, который по энергии возбуждения находится выше Q_{β} , а значит, силы S_{+} и S_{-} в области низких энергий возбуждения могут быть сравнимы [5].

В $S_{\beta}(E)$ для β^{-} -переходов основной максимум расположен в области аналогового состояния (рис. 1). Основной максимум в $S_{\beta}(E)$ для $\beta^{+}(EC)$ -распада может довольно сильно изменять свое положение при переходе от ядра к ядру. Однако, если основной максимум в $S_{\beta^{-}}$ ($\mu_{\tau} = -1$) в принципе недостижим при β^{-} -распаде ядер с $N > Z$, то резонанс Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = +1$ в определенных ядрах может опускаться ниже Q_{β} [50] и проявляться при $\beta^{+}(EC)$ -распадах. В ядрах с $Z > N$ ситуация с β^{+} - и β^{-} -распадами меняется местами.

Различия в $S_{\beta^{+}}$ и $S_{\beta^{-}}$ мало сказываются на вероятностях β^{+} - и β^{-} -переходов в ядрах вблизи полосы стабильности. Эти различия проявляются более сильно при удалении от полосы β -стабильности и возрастании полной энергии и β -распада Q_{β} .

1.4. Функция Ферми. Кратко остановимся на расчетах функций Ферми, которые необходимы при анализе экспериментальных данных и проведении сравнения теории с экспериментом (3).

Вероятность β -распада в единицу времени записывается как [16]:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{dk_e dk_v}{(2\pi)^6} \delta(E_0 - \varepsilon_e - E_v), \quad (16)$$

где E_0 — полная энергия β -распада, H_{fi} — матричный элемент β -перехода из начального состояния (i) в конечное состояние (f), k_e, E_e — волновой вектор и энергия электрона, k_ν, E_ν — волновой вектор и энергия антинейтрино. Матричный элемент $|H_{fi}|$ содержит произведение ядерного матричного элемента $|M_{fi}|$ и плотности состояний для электрона и антинейтрино. В результате имеем распределение электронов по энергии [16,53]:

$$\frac{dW_{fi}}{d\varepsilon} = \frac{m_e c^2 \Gamma^2}{\pi^3} \rho(\varepsilon, Z, R) |M_{fi}|^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}, \quad (17)$$

где $\varepsilon = \frac{E_e}{m_e c^2}$, $\varepsilon_0 = \frac{E_0}{m_e c^2}$, $B \equiv \frac{2\pi^3 \ln 2}{m_e c^2 \Gamma^2} = 4131 \text{с}$, функция $\rho(Z, R, \varepsilon)$ описывает влияние электрического поля атома на распределение β -частиц по энергиям. В случае разрешенных β -переходов влияние поля атома на распределение β -частиц по энергиям описывается функцией Ферми, на которую должен быть умножен β -спектр, вычисленный при $Z=0$. Полная вероятность β -распада [5,52]:

$$W_{fi} = \frac{m_e c^2 \Gamma^2}{2\pi^3} |M_{fi}|^2 f(Z, R, \varepsilon_0), \quad (18)$$

где

$$f(Z, R, \varepsilon_0) = \int_1^{\varepsilon_0} \rho(Z, \varepsilon, R) (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} d\varepsilon \quad (19)$$

— интегральная функция Ферми. Для функций Ферми составлены обширные таблицы [16,54].

Период полураспада

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum W_{fi}} = \frac{\ln 2}{m_0 c^2} \frac{2\pi^3 \ln 2}{\Gamma^2} \left\{ \sum |M_{fi}|^2 f(Z, R, \varepsilon_0) \right\}^{-1} = \left\{ \sum S_\beta(E_f) f(Z, R, \varepsilon_0) \right\}^{-1}, \quad (20)$$

где $S_\beta(E) = \frac{|M_{fi}|^2}{B}$, $B \equiv 4213 \text{с} \equiv D \frac{g_v^2}{g_a^2} \equiv \frac{2\pi^3 \ln 2}{m_0 c^2 \Gamma^2}$, $D \equiv \frac{2\pi^3 \ln 2}{g_v^2 m_0^2 c^4}$ [5,52],

см. также формулу (4).

Вышеприведенные формулы применимы как для β^- , так и для β^+ -распадов. Для электронного захвата формулы несколько модифицируются [16,53]:

$$E_0^{EC} = E_0^{\beta^+} + 2m_0 c^2 - B_e, \quad (21)$$

где E_0^{EC} — полная энергия электронного захвата, B_e — энергия связи электрона, т.е. электронный захват может иметь место, когда β^+ -распад энергетически запрещен. Соотношение между β^+ -распадом и электронным захватом зависит от энергии перехода.

Вероятность электронного захвата с K -оболочки:

$$dW_{fi}^{(k)} = \frac{2\pi}{(2\pi)^3} |H_{fi}^{(k)}|^2 \frac{dk_v}{(2\pi)^3} \delta(E_0 - E_v), \quad (22)$$

$$W_{fi}^{(k)} = \frac{m_e C^2 \Gamma^2}{\pi} \left(\frac{1}{m_e C} \right)^2 \rho_k(Z, \epsilon, P) |M_{fi}|^2 \epsilon_v^2, \quad (23)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum (W_{fi}^\beta + W_{fi}^{(k)})}. \quad (24)$$

Для более точного описания ряда процессов (например, запаздывающего деления) часто важно учитывать электронный захват с L -оболочки:

$$W_{fi}^{k+L_i} = \frac{m_e C^2 \Gamma^2}{\pi} |M_{fi}|^2 \frac{1}{4\pi} (g_{-1k}^2 q_k^2 - g_{-1L_i}^2 q_{L_i}^2), \quad (25)$$

$$W_f^{k+L_i} = \frac{m_e C^2 \Gamma^2}{2\pi^3} |M_{fi}|^2 f_{fi}^{k+L_i}(Z, R, \epsilon), \quad (26)$$

$$f_{fi}^{k+L_i}(Z, R, \epsilon) = \frac{\pi}{2} (g_{-1k}^2 q_k^2 - g_{-1L_i}^2 q_{L_i}^2), \quad (27)$$

где q_x — энергия, уносимая нейтрино. Для функций f и g составлены разнообразные таблицы [16,54].

При расчетах функций g и f используется самосогласованный потенциал Хартри — Фока — Слэтера для поля, создаваемого атомными электронами, учитываются эффекты экранирования и конечных размеров ядра. Различные варианты расчета интегральной функции Ферми $f(\epsilon, Z, R)$ отличаются, как правило, на несколько процентов и лишь в экзотических случаях (большие $Q_\beta > 10$ МэВ и большие $Z > 80$) различия могут доходить до 20%.

Для разрешенных переходов интегральную функцию Ферми для β^- - и β^+ -переходов удобно разбить на два множителя:

$$f(E, Z, R) = \Phi(E) F_0(E, Z, R), \quad (28)$$

где

$$\Phi(E) = (E^2 - 1)^{1/2} (2E^4 + 9E^2 - 8) / 60 + E \ln[E + (E^2 - 1)^{1/2}], \quad (29)$$

E — полная энергия β -частицы, включая массу покоя в единицах $m_e c^2$. Функция $\Phi(E)$ довольно резко зависит от энергии и вычисляется аналитически, а функция $F_0(E, Z, R)$ рассчитывается численно, но слабо зависит от энергии и удобна для интерполяции. В таблицах часто приводят именно функцию $F_0(E, Z, R)$.

1.5. Экспериментальные исследования структуры силовых функций β -переходов и сравнение с теоретическими расчетами. Информацию о структуре силовых функций β -переходов можно получать из спектров полного поглощения γ -лучей, сопровождающих β -распад [5,55], из исследований испускания запаздывающих нейтронов, протонов, α -частиц [5,56-59] и изучения $M1\gamma$ -распадов аналоговых резонансов [21].

Одни из первых экспериментальных проявлений резонансной структуры $S_\beta(E)$ были получены при исследовании $M1\gamma$ -распада аналоговых резонансов [21]. Используется соотношение между величиной $B(M1\sigma)$ для γ -переходов с аналогового состояния и величиной ft соответствующего β -перехода (рис.2). Изовекторная часть оператора $M1\gamma$ -перехода:

$$M(M1) = (3/4\pi)^{1/2} \frac{e}{2Mc} (-4,7\sigma_\mu + \ell_\mu) \chi_z. \quad (30)$$

В случае, когда вклад орбитальной части в $M1\gamma$ -переход мал и им можно пренебречь, приведенную вероятность $M1\gamma$ -перехода обозначают как $B(M1\sigma)$. Аналоговое состояние не содержит значительных примесей состояний с другими значениями изоспина, и γ -переход чистый изовекторный, тогда можно написать [6]:

$$ft = \frac{11000}{(T_0 + 1/2)B(M1\sigma)}, \quad (31)$$

$$B(M1\sigma) \approx B(M1).$$

Типичные распределения величины $B(M1)$ для $M1\gamma$ -распада аналогов в области $A \approx 50$ приведены на рис.2 [6,60]. Распределения $(BM1)$ носят явно нестатистический (резонансный) характер, что согласно (3),(31) указывает на нестатистический характер $S_\beta(E)$. Модельные расчеты γ -распада аналоговых резонансов правильно описывают основные качественные характеристики γ -распада и положения максимумов в $S_\beta(E)$. Однако для абсолютных значений интенсивностей переходов могут наблюдаться расхождения между расчетом и экспериментом в несколько раз [60].

Если энергия уровня i , заселяемого β -переходом, превышает энергию отделения протона или α -частицы, при распаде данного уровня могут испускаться запаздывающие протоны или α -частицы [58]. Энергия запаздывающих частиц определяется соотношением (рис.3):

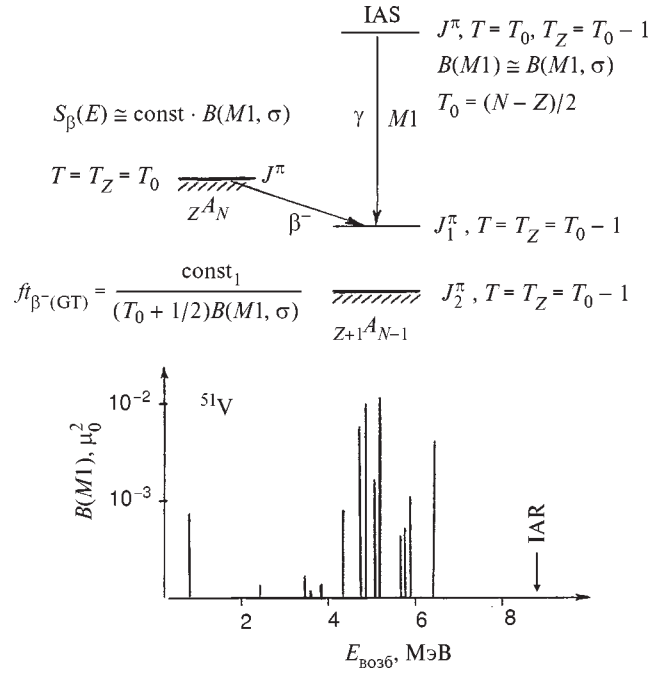


Рис. 2. Соотношения между приведенными вероятностями для $M1\gamma$ -переходов с аналогового состояния $B(M1)$, величинами ft и $S_{\beta}(E)$ для β^{-} -распада Гамова — Теллера. $B(M1, \sigma)$ обозначает приведенную вероятность $M1\gamma$ -перехода в случае, когда можно пренебречь вкладом « ℓ -части» в операторе $M1\gamma$ -перехода. Показано типичное экспериментальное распределение для $M1\gamma$ -распада аналогов в области $A=51$

$$E_i = B_x + E_f + \frac{A}{A - M_x} E_x, \quad x \equiv \begin{cases} p \\ \alpha \end{cases}, \quad M_p = 1, \quad M_{\alpha} = 4, \quad (32)$$

где B_x — энергия связи частицы x в дочернем ядре, E_x — энергия частицы, E_i, E_f — энергии начального и конечного состояний после испускания частицы. К настоящему времени обнаружено несколько сотен излучателей запаздывающих протонов и α -частиц [61,62]. Испускание запаздывающих протонов может происходить после β^{+} (EC)-распада нейтронодефицитных ядер. Испускание же α -частиц возможно как после β^{+} (EC)-распада нейтронодефицитных ядер ($^{114}\text{Cs} \rightarrow ^{120}\text{Cs}$), так и после β^{-} -распада нейтроноизбыточных ядер ($^{212}\text{Bi}, ^{214}\text{Bi}, ^{16}\text{N}$) [62]. Рассмотрим связь формы спектра запаздывающих протонов с S_{β} [58]:

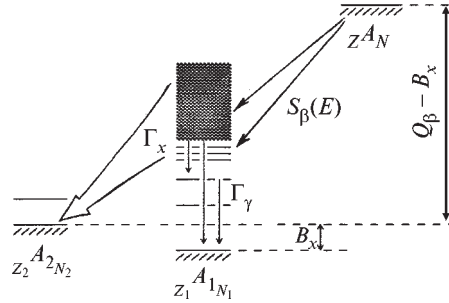


Рис.3. Энергетические соотношения при испускании запаздывающих частиц

$$I_p(E_p) = \sum I_\beta(E_i) \Gamma_p^{if} / \Gamma^i, \quad (33)$$

где I_x — интенсивность испускания соответствующей частицы, Γ_p — протонная ширина, Γ — полная ширина, причем

$$I_\beta = \text{const} \cdot S_\beta(E_i) f(Q_\beta - E_i). \quad (34)$$

Если считать, что ширины Γ_p / Γ^i некоррелированы с вероятностями β -переходов и ширины Γ_p и Γ^i можно рассчитывать по статистической модели [63], то

$$I_p(E_p) = \text{const} \cdot S_\beta(E_i) f(Q_\beta - E_i) G(E_p), \quad (35)$$

где $G(E_i) = \langle \Gamma_p(E_p) / \Gamma(E_i) \rangle$ — среднестатистическое значение отношения $\Gamma_p(E_p) / \Gamma(E_i)$. Функция f в (31) убывает по степенному закону при $E_p \rightarrow Q_\beta$, а функция $G(E_p)$ убывает экспоненциально при $E_i \rightarrow B_p$, и спектр запаздывающих протонов имеет характерную форму колокола с шириной 2—3 МэВ [58]. Поэтому по спектрам запаздывающих протонов можно судить о довольно узком интервале $S_\beta(E)$. Аналогичный вид имеет спектр запаздывающих α -частиц, но его максимум сдвинут в сторону меньших энергий из-за различий в энергиях отделения и кулоновских барьерах.

Таким образом,

$$S_\beta(E_i) = \text{const} \cdot I_x(E_i) / R(E_i). \quad (36)$$

Функция $R(E)$ сильно зависит от параметров модели расчета $\langle \Gamma_x(E) / \Gamma(E) \rangle$, но это выражение можно использовать как качественную оценку $S_\beta(E)$. Если резонанс в $S_\beta(E)$ попадает в интервал от B_x до Q_β , то это должно существенным образом отразиться на форме спектра запаздывающих частиц. Первые проявления резонансной структуры $S_\beta(E)$ в спектрах запаздывающих протонов были обнаружены в работах [58,64]. Как правило, чувствительность спектров запаздывающих протонов или α -частиц к выбору

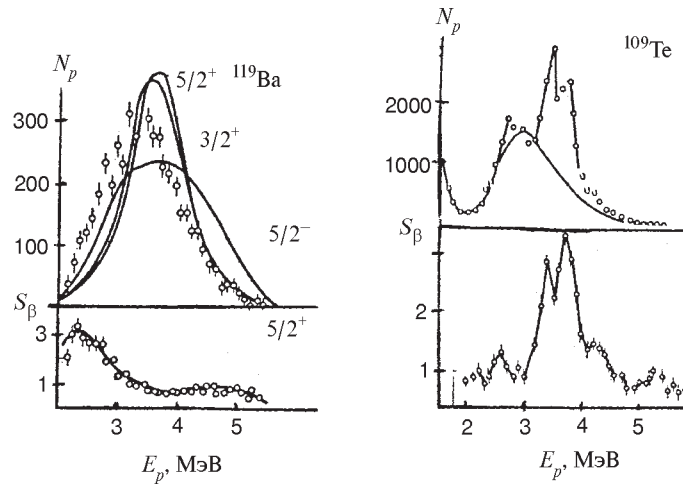


Рис. 4. Спектр запаздывающих протонов ^{119}Ba и ^{109}Te . Сплошная линия — расчет спектра по статистической модели при различных квантовых числах основного состояния ^{119}Ba . На нижних рисунках приведены силовые функции β^- -переходов, соответствующие спектрам запаздывающих протонов

$S_{\beta}(E)$ не очень велика, и соответствующим выбором параметров модели для расчета $\langle \Gamma_x / \Gamma \rangle$ можно добиться неплохого согласия с экспериментом [58], то есть чувствительность эксперимента к форме $S_{\beta}(E)$ и модели расчета $\langle \Gamma_x / \Gamma \rangle$ примерно одинакова. Однако для ряда ядер никакими изменениями параметров модели расчета Γ_x и Γ описать экспериментальные данные без учета резонансной структуры $S_{\beta}(E)$ не удастся [5,58]. На рис.4 приведен спектр запаздывающих протонов для ^{109}Te и расчеты с различными формами $S_{\beta}(E)$. Из рис.4 следует, что только с учетом резонансной структуры $S_{\beta}(E)$ можно описать спектры запаздывающих протонов ^{109}Te . С аналогичной ситуацией мы сталкиваемся для ^{121}Ba и ^{114}Cs [5,58].

Исследования спектров запаздывающих нейтронов позволяют получить более детальную информацию о структуре $S_{\beta}(E)$, чем исследования запаздывающих протонов или α -частиц, вследствие отсутствия кулоновского барьера. Вероятности испускания запаздывающих нейтронов при β^- -распаде нейтроноизбыточных ядер оказываются значительно выше, чем вероятности испускания протонов и α -частиц после β^+ (EC)-распада нейтронодефицитных ядер при тех же значениях величины $(E_i - B_x)$ (рис.3). Отсутствие кулоновского барьера позволяет получать информацию о $S_{\beta}(E)$ в более широком энергетическом интервале, а именно практически от значений энергии связи нейтрона в дочернем ядре B_n до Q_{β} .

Проявления резонансной структуры силовых функций $S_{\beta}(E)$ в спектрах запаздывающих нейтронов наблюдались для многих ядер [26,65].

Для ядер с достаточно большим нейтронным избытком при β^{-} -распаде заселяются состояния типа «обратный спин-флип» и «поляризации остова», которые, как отмечается в [5], и могут проявляться в спектрах запаздывающих нейтронов. К настоящему времени идентифицировано несколько сотен излучателей запаздывающих нейтронов [99]. Вероятность заселения уровня i при β^{-} -распаде I_{β}^i и испускания запаздывающего нейтрона $I_n(E)$ с энергией $E = E_i - B_n - E_f$ связаны соотношением [5,58]:

$$I_{\beta}^i = \sum \frac{\Gamma^i}{\Gamma_n^i} I_n(E_i - B_n - E_f), \quad (37)$$

где Γ^i — полная ширина уровня $\Gamma^i \approx \Gamma_{\gamma}^i + \Gamma_n^i$, Γ_n^i — нейтронная ширина уровня. Уравнение (37) можно обратить:

$$I_n^f(E) = \sum I_{\beta}^i(E_i) \frac{\Gamma_n^i}{\Gamma^i}. \quad (38)$$

Ширины Γ^i и Γ_n^i рассчитываются с использованием статистической модели [58,66], а интенсивность $I_{\beta}^i(E_i)$ связана с силовой функцией β -распада соотношением (3).

Пример силовой функции для β^{-} -распада ^{95}Rb , полученной из анализа спектра запаздывающих нейтронов, приведен на рис.5 [67,68], там же даны результаты расчетов $S_{\beta}(E)$ в различных моделях. Из сравнения экспериментальных [67] и теоретических [5,68] данных видно, что только с учетом нестатистических эффектов в $S_{\beta}(E)$ можно корректно описывать спектр запаздывающих нейтронов. Аналогичная ситуация наблюдается и для многих других излучателей запаздывающих нейтронов [26,65,69].

Характерной особенностью силовых функций β^{-} -распадов многих ядер, полученных из анализа спектров запаздывающих нейтронов, является их резонансный характер. Природа этих резонансов объяснена в работах [5,65]. Максимумы вблизи Q_{β} связаны с переходами на состояния типа «поляризация остова», а более низколежащие пики — с переходами типа «обратный спин-флип», введенными в TDA-расчеты в работах [5,14].

Отметим, что в чисто статистических расчетах, с моделированием различного рода флуктуаций, в принципе можно получить «пики» в спектрах запаздывающих нейтронов [70], но невозможно описать закономерности в интенсивностях и положениях пиков при рассмотрении различных ядер [5]. Закономерности в резонансной структуре $S_{\beta}(E)$ можно объяснить, используя лишь нестатистические свойства $S_{\beta}(E)$.

В ряде работ приводятся данные лишь о вероятности испускания запаздывающих нейтронов, т.е. вероятности испускания запаздывающего нейтрона на один акт β^{-} -распада:

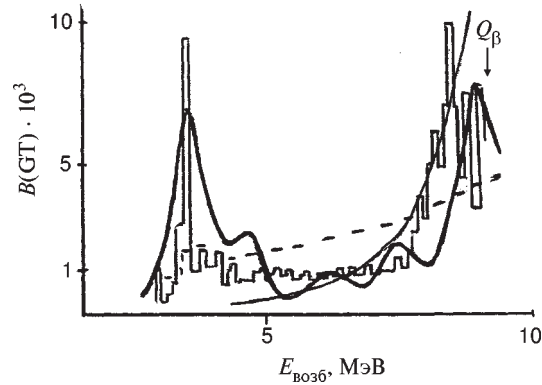


Рис.5. Силовая функция для β^- -распада $^{95}\text{Rb} \rightarrow ^{95}\text{Sr}$: теоретические расчеты в различных моделях и экспериментальные данные из анализа спектров запаздывающих нейтронов. Гистограмма — эксперимент: (—) расчет по статистической модели ($S_\beta(E) \equiv \rho(E)$) и (- - -) расчет по гросс-теории: (—) расчет $S_\beta(E)$ по микроскопической модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера

$$P_n = \frac{\int_{B_n}^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} dE}{\int_{B_n}^{Q_\beta} S_\beta(E) f(Q_\beta - E) dE}. \quad (39)$$

Величина P_n колеблется от долей процента до десятков процентов [65] и чувствительна к форме силовой функции β -распада [15,65].

Прежде чем проводить сравнение экспериментальных и теоретических значений P_n , сделаем одно замечание, общее для вычисления вероятностей запаздывающих процессов, а именно: расчеты вероятностей запаздывающих процессов имеют довольно низкую надежность, если плохо известны параметры, определяющие энергетику процесса (B_x , Q_β и т.д.). Особенно резко это может сказываться на расчетах P_n при наличии пиков в $S_\beta(E)$ вблизи Q_β или B_n . Так, например, при расчете P_n для ^{31}Na [52] разумные изменения параметров среднего поля приводят к изменению положения пика в $S_\beta(E)$ с 1,94 до 2,06 МэВ, т.е. приподнимают его чуть выше B_n ($B_n \cong 2$ МэВ). Это приводит к росту P_n на 75%, в то время как период полураспада меняется всего лишь на 2%. Аналогичная ситуация характерна для всех запаздывающих процессов, особенно для запаздывающего деления в области ядер, удаленных от полосы стабильности. Поэтому для этих ядер следует с осторожностью относиться к теоретическим расчетам вероятностей запаздывающих процессов [71].

Таким образом, можно утверждать, что только с учетом структуры в $S_{\beta}(E)$ можно описать вероятности испускания запаздывающих нейтронов. Однако детальное совпадение теоретических и экспериментальных значений P_n не всегда удается получить [5,52]. На взгляд авторов [5], это связано с двумя факторами. Первый состоит в необходимости использовать $S_{\beta}(E)$ с реальными ширинами пиков, причем надежный расчет ширин пиков довольно проблематичен. Второй, возможно, более существенный фактор связан с тем, что ширины Γ_n и Γ_{tot} рассчитываются с использованием статистической модели, что, вообще говоря, может быть лишь неким приближением. Поэтому данные о $S_{\beta}(E)$, полученные из спектров запаздывающих частиц и вероятностей испускания запаздывающих частиц, можно рассматривать как оценочные. Более строгие и детальные выводы можно сделать, исследуя непосредственно β -распад или ядерные реакции.

Заключение о нестатистическом характере $S_{\beta}(E)$ можно сделать из измерения $S_{\beta}(E)$ методом полного поглощения γ -лучей [5,27,28,72]. Метод полного поглощения γ -лучей привлекателен тем, что он позволяет получать информацию о структуре $S_{\beta}(E)$ в прямых экспериментах. Принцип действия спектрометра полного поглощения основан на суммировании энергий каскадных γ -квантов, образующихся после β -распада на возбужденные уровни дочернего ядра в 4π -геометрии. Первые успешные эксперименты, проведенные в [5,27,55] с использованием спектрометра полного поглощения, показали, что резонансная структура является характерной особенностью β -распада ядер. В настоящее время спектрометры полного поглощения γ -лучей используются во многих экспериментах по изучению характеристик $S_{\beta}(E)$ [28,72—74].

Рассмотрим анализ спектров полного поглощения γ -лучей на примере β^+ (EC)-распада ^{147g}Tb ($T_{1/2} = 16$ ч) [28]. Источники ^{147g}Tb получались при облучении танталовой мишени пучком протонов с энергией 660 МэВ. Спустя 30 мин после облучения мишень растворялась, и фракция Tb извлекалась методом хроматографии. Ядра ^{147}Tb выделялись из Tb-фракции при масс-сепарации на комплексе ЯСНАПП-2 [75], высаживались на алюминиевую фольгу и исследовались с помощью спектрометра полного поглощения γ -лучей (рис.6). Эффективность регистрации γ -лучей ε_{tot} в диапазоне энергий 0,6–4,2 МэВ по пику полного поглощения экспоненциально зависит от суммарной энергии γ -переходов E_{γ} [28]:

$$\varepsilon_{tot} = \exp(-0,78E_{\gamma}), \quad (40)$$

где E_{γ} выражено в МэВ. Как известно [5], в этом случае интенсивность пика полного поглощения γ -излучения пропорциональна вероятности заселения уровня при β -распаде и не зависит от схемы распада. Анализ спектров сводится к выявлению пиков полного поглощения и определению их интенсивностей. Силовая функция β -распада строится на основании данных об интенсивностях

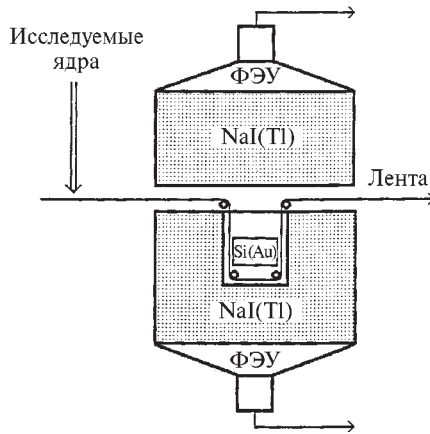


Рис.6. Схема эксперимента по измерению γ -спектров полного поглощения. Исследуемые ядра после масс-сепарации транспортируются в колодец кристалла NaI(Tl), где расположен детектор β -частиц. Спектры полного поглощения измеряются в 4π -геометрии как в совпадении, так и без совпадений с β -частицами

β^+ (EC)-распада ^{147g}Tb можно надежно идентифицировать два пика при энергиях 4 и 3 МэВ (рис.9), причем для получения значений интенсивностей и энергий этих двух пиков при анализе γ -спектров полного поглощения не требуется информации о схеме распада. В $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для ^{147g}Tb наблюдается третий пик при энергии $E \approx 1,4$ МэВ, однако из-за трудности идентификации пика полного поглощения в этой области энергий для получения надежной информации об интенсивности этого пика требуется информация о схеме распада ^{147}Gd .

На рис.9 интенсивность пика с энергией $E \approx 1,4$ МэВ в $S_{\beta}(E)$ получена из анализа спектров полного поглощения γ -лучей (рис.7 и 8) в предположении, что разрядка уровней в области энергий возбуждения $E \approx 1,4$ МэВ происходит двумя γ -квантами с равной энергией. Таким образом, в силовой функции β^+ (EC)-распада ^{147g}Tb (рис.9,а) удастся надежно определить энергии и интенсивности двух пиков с энергиями $E \approx 4$ и 2 МэВ и установить наличие третьего пика с энергией $E \approx 1,4$ МэВ [28].

Распад ^{147g}Tb является тем редким случаем, когда $S_{\beta^+(EC)}(E)$ удастся построить из данных о схеме распада. Функция $S_{\beta^+(EC)}(E)$, полученная в [28] из анализа схемы распада ^{147g}Tb [76], приведена на рис.9,б. Как видно из

пиков полного поглощения с использованием соотношения (3). Спектры γ -излучения, измеренные с помощью спектрометра полного поглощения в совпадениях с β^+ -частицами при β^+ (EC)-распаде ^{147g}Tb и без совпадений, приведены на рис.7 и 8. Граничная энергия спектров полного поглощения определяется полной энергией электронного захвата Q_{EC} . Пик с энергией $E_{\gamma} \approx 4$ МэВ на рис.8 и пик $E_{\gamma} \approx 3$ МэВ на рис.7 имеют максимальные энергии и идентифицируются как пики полного поглощения. Пик с $E'_{\gamma} \approx 3$ МэВ на рис.7 соответствует пик с $E_{\gamma} = E'_{\gamma} - 2m_e c^2 \approx 2$ МэВ на рис.8, где $2m_e c^2$ — энергия двух аннигиляционных квантов. Пик с энергией $E_{\gamma} \approx 2$ МэВ на рис.8 также является пиком полного поглощения.

Таким образом, в силовой функции

рис.9,а и б, функции $S_{\beta^+(EC)}(E)$, полученные двумя разными методами, хорошо согласуются друг с другом, что позволяет сделать вывод о надежности определения $S_{\beta^+(EC)}(E)$ из спектров полного поглощения в тех случаях, когда в $S_{\beta^+(EC)}(E)$ содержится небольшое число пиков. Расчеты [28] с использованием QRPA-приближения (рис.9,б) предсказывают наличие наиболее интенсивного пика в $S_{\beta}(E)$ (резонанса Гамова — Теллера с $\mu_{\tau} = +1$) в области энергии возбуждения $E \approx 4$ МэВ, что согласуется с экспериментом. Экспериментальные данные (рис.9,б) позволяют выявить тонкую структуру данного резонанса [77].

С характером структуры $S_{\beta}(E)$ тесно связана величина периода полураспада (3). Хотя данные о $T_{1/2}$ и не дают детальной информации о $S_{\beta}(E)$, тем не менее периоды полураспада могут быть достаточно надежно определены экспериментально, а теоретические значения $T_{1/2}$ зависят от модели расчета $S_{\beta}(E)$ [5,39].

Первые качественные объяснения систематического торможения β -переходов Гамова — Теллера были даны в рамках гросс-теории [40], в которой основная сила возбуждений типа Гамова — Теллера концентрировалась в районе резонанса Гамова — Теллера, а остальная часть $S_{\beta}(E)$ аппроксимировалась гладкой функцией.

Одни из первых расчетов величин $T_{1/2}$, с учетом оболочечной структуры ядер и остаточного взаи-

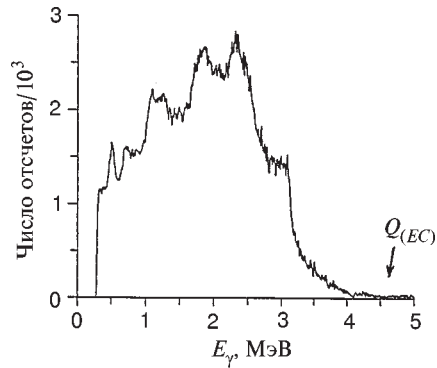


Рис.7. Спектр γ -излучения от распада ^{147g}Tb , измеренный с помощью спектрометра полного поглощения в совпадении с β^+ -частицами. Стрелкой указана полная энергия электронного захвата для ^{147g}Tb

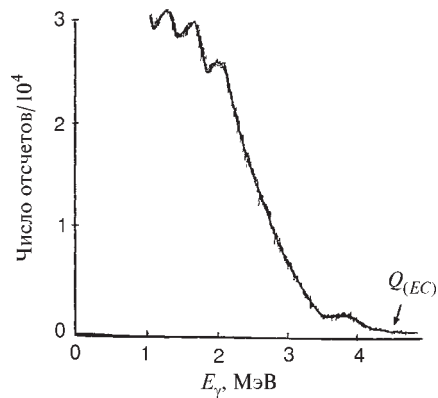


Рис.8. Спектр γ -излучения от распада ^{147g}Tb , измеренный с помощью спектрометра полного поглощения без совпадения с β^+ -частицами. Стрелкой указана полная энергия электронного захвата для ^{147g}Tb

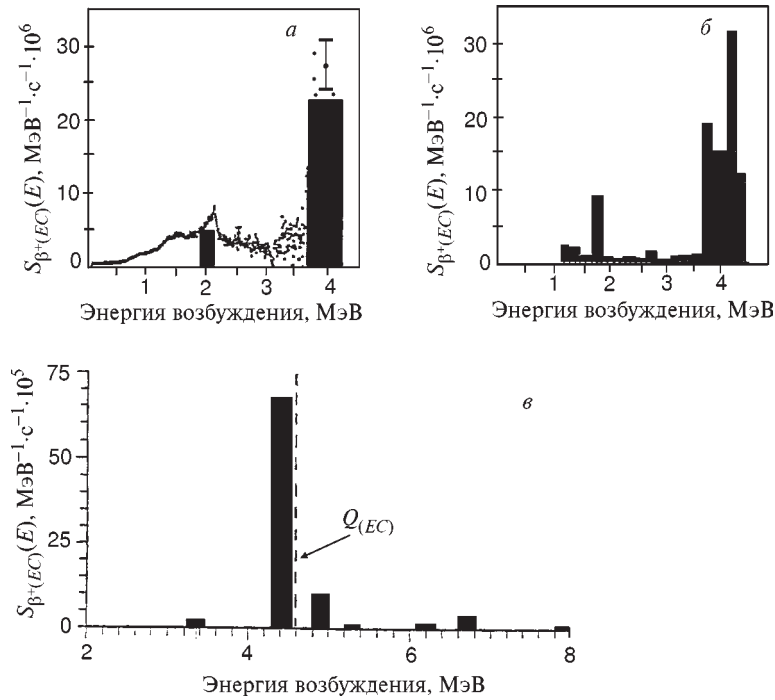


Рис.9. Силовая функция $\beta^+(EC)$ -распада ^{147g}Tb , полученная из анализа а) γ -спектров полного поглощения; б) схемы распада ^{147g}Tb , а также в) рассчитанная в рамках MQPM-модели

модействия Гамова — Теллера, были проведены в рамках TDA-модели [5,78]. Расчеты в приближении TDA позволяют получить более корректные значения $S_\beta(E)$ и $T_{1/2}$, чем gross-теория, и более правильно описывают эксперимент.

В работе [39] были проведены расчеты $T_{1/2}$ с использованием QRPA-модели для большой группы ядер. Хотя для отдельных ядер расчеты по методу случайной фазы с учетом спаривания (QRPA-модель) дают значения $T_{1/2}$, более близкие к эксперименту, и в целом более правильно описывают величины $T_{1/2}$, чем TDA-модель, но и для нее расхождения с экспериментом могут достигать 10–50 раз (рис.10). Модели же, не учитывающие детали оболочечной структуры $S_\beta(E)$ (gross-теория), могут давать непредсказуемые расхождения с экспериментом от нескольких десятков до нескольких тысяч раз, причем в

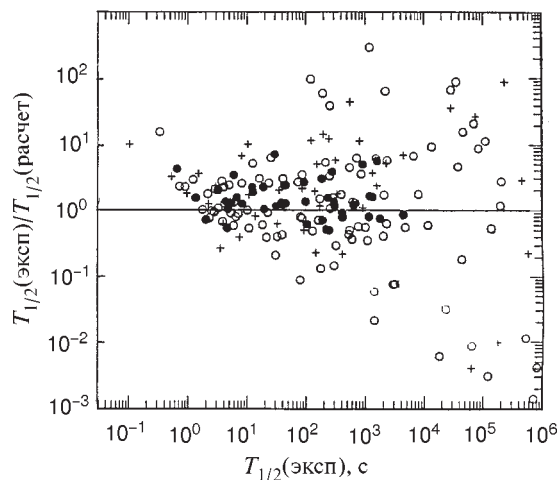


Рис. 10. Сравнение экспериментальных значений периодов β^+ (EC)-полураспада с расчетами при учете зарядово-обменных взаимодействий и спаривания в рамках QRPA-приближения: (●) — четно-четные ядра; (○) — нечетные ядра; (+) — нечетно-нечетные ядра

подавляющем большинстве случаев гросс-теория дает завышенные значения периодов полураспада.

Таким образом, модели, учитывающие структуру силовой функции β -переходов, позволяют оценивать периоды полураспада для β -переходов Гамова — Теллера, однако детального совпадения теории и эксперимента в настоящее время не наблюдается.

1.6. Нестатистические эффекты при β -распаде экзотических ядер.

Особенно интересную информацию о свойствах ядер можно получить при исследовании структуры $S_{\beta}(E)$ для ядер, сильно удаленных от полосы β -стабильности. Это связано со следующими обстоятельствами.

1) Нестатистические эффекты могут значительно усиливаться в ядрах с большим избытком нейтронов. Это связано с возможностью восстановления спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии с ростом $(N-Z)$ [38,79] и уменьшением степени смешивания близлежащих уровней с разными квантовыми числами группы $SU(4)$. Одним из следствий спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрии в атомных ядрах является равенство энергий изобар-аналогового резонанса $E(IAR)$ и резонанса Гамова — Теллера $E(GT)$. Расчет [24] значений разностей энергий данных резонансов $\Delta E = E(GT) - E(IAR)$ как функции нейтронного избытка и сравнение с экспериментом [23] проведены в [5] (рис.11). Прямая

$$E(GT) - E(IAR) = [-50,2(N-Z) / A + 110] \text{ МэВ} \quad (41)$$

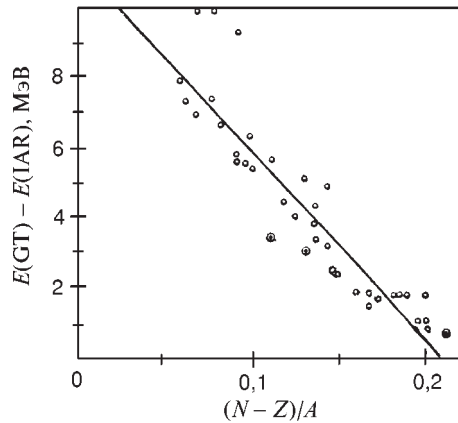


Рис. 11. Результаты расчетов положения резонанса Гамова — Теллера $E(GT)$ относительно изобар-аналогового резонанса $E(IAR)$ в зависимости от отношения разности числа нейтронов и протонов к атомному номеру

проведена по всем рассчитанным точкам. Из рис.11 видно, что разность ΔE существенно зависит от оболочечной структуры и только в среднем описывается прямой линией. Очевидно, что ΔE в среднем убывает с ростом $(N-Z)$, т.е. $SU(4)$ -спин-изоспиновая симметрия

и связанные с ней нестатистические эффекты могут быть более ярко выражены в экзотических ядрах с большим избытком нейтронов. Экспериментально восстановление $SU(4)$ -симметрии будет проявляться в уменьшении ширин распределений резонанса Гамова — Теллера и его сателлитов и специфике их γ -распада. В частности, с учетом квантовых чисел, соответствующих $SU(4)$ -симметрии, можно будет строить соотношения типа (31), связывающие γ -распад резонанса Гамова — Теллера и его сателлитов с β -распадом соседних ядер и исследовать проявления нестатистических эффектов в β -переходах различной степени запрета.

2) Для ядер с большим дефицитом нейтронов можно будет достаточно надежно определять полную силу S_+ для $\beta^+(EC)$ -распадов и проводить анализ правила сумм (14). Действительно, с ростом нейтронного дефицита увеличивается полная энергия электронного захвата Q_{EC} , а это, в свою очередь, может привести к тому, что все пики силовой функции $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для переходов Гамова — Теллера попадут в доступную для $\beta^+(EC)$ -распада область [28,50]. На рис.12 приведены рассчитанные [50] в рамках TDA-приближения значения $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для $\beta^+(EC)$ -распадов типа Гамова — Теллера ^{128}Sm и ^{130}Sm . Из рис.12 следует, что измерения $S_{\beta^+(EC)}(E)$ для ядер с сильным дефицитом нейтронов в ряде случаев могут дать информацию о полной силе $\beta^+(EC)$ -распадов типа Гамова — Теллера S_+ . Надежное экспериментальное определение значений S_+ и S_- представляется в настоящее время весьма интересной задачей. Дело в том, что существующие экспериментальные оценки величин S_+ и S_- примерно на 40% меньше теоретических значений [5,33,34,50] и не соответствуют правилу сумм (14). Однако надежность экспе-

риментального определения абсолютных значений S_+ и S_- в большинстве случаев невелика, что позволяет говорить лишь об оценках величин S_+ и S_- [5,28].

Таким образом, можно ожидать, что исследование характеристик β -распада в области ядер, сильно удаленных от полосы стабильности, позволит выяснить ряд интересных вопросов, связанных со структурой и свойствами атомных ядер.

Совокупность экспериментальных и теоретических данных, рассмотренных в данном разделе, приводит к однозначному выводу о необходимости описания силовых функций β -распада с использованием нестатистического подхода и учетом структуры ядра. Однако детального описания экспериментальных данных для β -распада широкого круга ядер развитые в настоящее время теоретические модели дать не могут. Статистический подход, пренебрегающий структурой ядра, в принципе не может дать адекватного описания экспериментальных данных.

2. НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И β -ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

2.1. β -запаздывающее деление ядер. Деление ядер из возбужденных состояний, заселяемых при β -распаде материнского ядра, получило название β -запаздывающего деления [80]. Это явление было открыто в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ [81,82] в области актиноидов и в настоящее время исследовано для довольно значительного круга тяжелых ядер [83—91,104]. В настоящее время обнаружено β -запаздывающее деление для гораздо более легких ядер, в частности, в [92,93] сообщается о наблюдении β -запаздывающего деления в области ^{180}Tl — ^{188}Bi . Исследование запаздывающего деления позволяет получать информацию о барьерах деления ядер, учет данного процесса существен в космохронологии и в расчете образования элементов в астрофизических процессах.

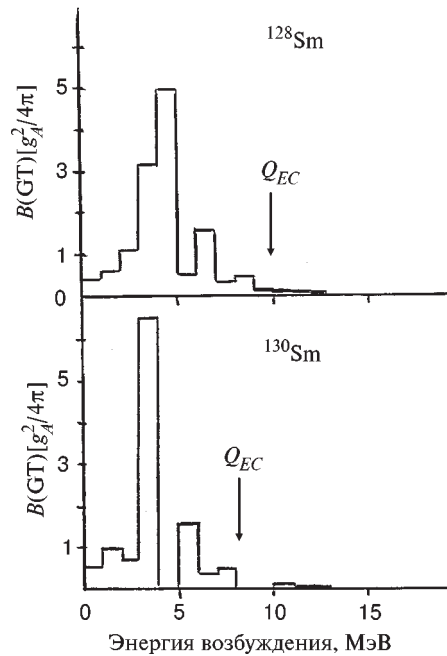


Рис.12. Силовые функции для $\beta^+(EC)$ -распадов Гамова — Теллера $^{128,130}\text{Sm}$, рассчитанные в рамках TDA-модели

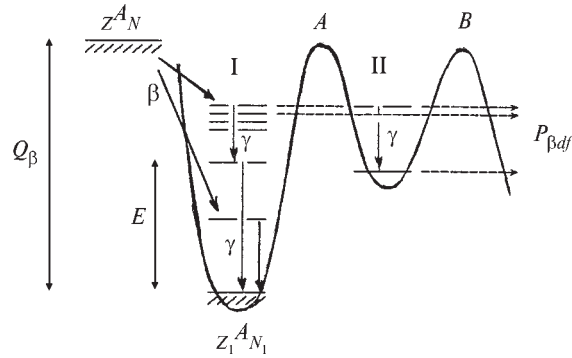


Рис.13. Схема β -запаздывающего деления (βdf) ядер. Указаны высоты внутреннего (A) и внешнего (B) барьеров деления дочернего ядра

Вероятность β -запаздывающего деления определяется следующим образом [14]:

$$P_{\beta df} = \frac{\sum_i f(E_i) S_{\beta}(E_i) \frac{\Gamma_f(E_i)}{\Gamma_{\text{tot}}(E_i)}}{\sum_j f(E_j) S_{\beta}(E_j)}, \quad (42)$$

где $f(E)S_{\beta}(E)$ — вероятность β -распада на уровень с энергией возбуждения E , $f(E)$ — функция Ферми, $\Gamma_f(E)$ — делительная ширина, $\Gamma_{\text{tot}}(E)$ — полная ширина. Энергетические соотношения показаны на рис.13. Из выражения (42) видно, что для расчета вероятности запаздывающего деления необходимо иметь информацию о силовой функции β -переходов $S_{\beta}(E)$.

2.2. Силовые функции β^+ (EC)- и β^- -распадов и запаздывающее деление актинидных ядер. В работах [84—86] сообщалось о наблюдении запаздывающего деления ядер ^{236}U и ^{238}U после β^- -распада ^{236}Pa и ^{238}Pa . Параметры барьеров деления ядер ^{236}U и ^{238}U хорошо известны [94] и приведены в табл.1. Расчет запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U с учетом нестатистических эффектов в $S_{\beta}(E)$, приводящих к появлению структуры, сделан в [14]. Расчет делительных ширин проводился в рамках модели двугорбого барьера деления [31,95]. Основным конкурирующим каналом распада, дающим вклад в Γ_{tot} , является испускание γ -квантов. Расчет γ -ширин проводился согласно [96]. Делительная ширина рассчитывалась согласно [97].

Таблица 1. Параметры барьеров деления ядер ^{236}U , ^{238}U и полные энергии β^- -распада Q_β для ^{236}Pa и ^{238}Pa

Дочернее ядро	E_A , МэВ	E_B , МэВ	E_2 , МэВ	ω_A , МэВ	ω_B , МэВ	Q_β , МэВ
^{236}U	6,1	5,9	2,6	0,9	0,7	3,1
^{238}U	6,2	5,9	2,5	1,0	0,72	3,9

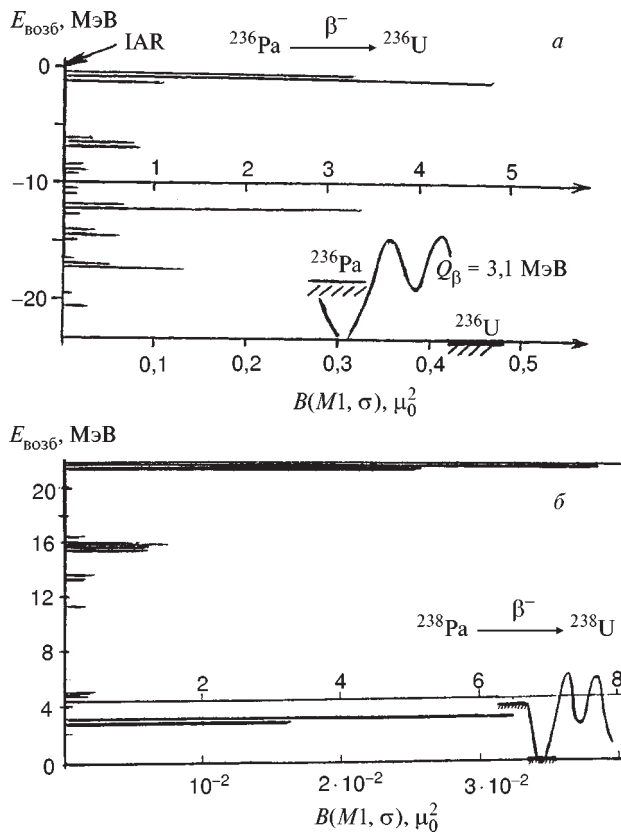


Рис. 14. Силовая функция $S_\beta(E)$ для β^- -распада ^{236}Pa (а), ^{238}Pa (б) и барьеры деления $^{236,238}\text{U}$. $B(M1, \sigma) = \frac{11000}{(T + 3/2)ft} = \text{const} \cdot S_\beta(E)$, где T — изоспин основного состояния дочернего ядра, $B(M1, \sigma)$ в единицах μ_0^2 (μ_0 — ядерный магнетон), ft в секундах

Силловые функции для β^- -распада ^{236}Pa и ^{238}Pa приведены и на рис.14. Расчет $S_\beta(E)$ для $^{236,238}\text{Pa}$ проведен [14] в рамках оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера в приближении Тамма — Данкова. Основная сила β^- -переходов сосредоточена в гигантском резонансе Гамова — Теллера, расположенном вблизи аналогового состояния. При энергиях на 7÷8 МэВ ниже аналога в ядрах ^{236}U и ^{238}U наблюдается второй максимум, обусловленный переходами типа спин-флип, и поляризация остова. При энергиях примерно на 18 МэВ ниже аналога появляется максимум, обусловленный переходами типа «обратный спин-флип» (рис.1, 14), они и вносят основной вклад в вероятность запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U .

Для ^{238}U рассчитанное [14] значение $P_{\beta df}$ составляет около 10^{-8} . При варьировании параметров, определяющих силовую функцию в разумных пределах, максимальное значение $P_{\beta df} = 6 \cdot 10^{-8}$. Для ^{238}U экспериментальное значение $P_{\beta df} = 10^{-8}$ определено в [85]. В случае ^{236}U рассчитанное [14] значение $P_{\beta df} = 4 \cdot 10^{-12}$. Максимальное рассчитанное значение при варьировании параметров, определяющих силовую функцию, составило $P_{\beta df} = 5 \cdot 10^{-11}$. Экспериментальные значения $P_{\beta df}$ получены в работах [85,86]. Согласно [85] $P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-10} \div 10^{-9}$. По данным [86] $P_{\beta df} = 10^{-9}$.

В табл.2 приведены рассчитанные [14] значения $P_{\beta df}$ при различных предположениях о $S_\beta(E)$. Расчет $P_{\beta df}$ при использовании статистических моделей для силовой функции β^- -распада: $S_\beta = \text{const}$ приводит к значениям $P_{\beta df}$, на 2—3 порядка превышающим экспериментальные величины, а в случае пропорциональности силовой функции плотности уровней ядра $S_\beta \approx \rho(E)$, превышение составляет 5—6 порядков для ^{236}U и ^{238}U .

Таблица 2. Вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для ^{236}U , ^{238}U : экспериментальные значения и рассчитанные при различных предположениях о силовых функциях β^- -распада

Ядро	$P_{\beta df}$ при различном выборе S_β			Эксперимент
	$S_\beta = \text{const}$	$S_\beta \sim \rho(E)$	TDA-модель	
^{236}U	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-4}$	10^{-12}	10^{-9}
^{238}U	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	10^{-8}	10^{-8}

Таким образом, для запаздывающего деления ^{236}U и ^{238}U предположения, используемые в статистических моделях: $S_{\beta}(E) \approx \rho(E)$ и $S_{\beta}(E) = \text{const}$, дают значения $P_{\beta df}$, значительно превышающие экспериментальные данные, в то время как при использовании нестатистической $S_{\beta}(E)$, в которой должным образом отражены эффекты структуры атомного ядра, наблюдается хорошее согласие экспериментальных и вычисленных значений $P_{\beta df}$ для ^{238}U . Расчет предсказывает уменьшение $P_{\beta df}$ при переходе от ^{238}U к ^{236}U , что также соответствует экспериментальным данным.

В работе [90] исследовано запаздывающее деление $^{256}\text{Es} \xrightarrow{\beta^-} ^{256}\text{Fm} \rightarrow \beta df$. Определена величина вероятности запаздывающего деления $P_{\beta df} \cong 2 \cdot 10^{-5}$ и изучена схема распада ^{256}Fm . Экспериментально установлено, что запаздывающее деление главным образом происходит после β^- -распада на уровень с энергией возбуждения $E \cong 1425$ кэВ, то есть экспериментально обнаружено проявление резонансной структуры $S_{\beta}(E)$ в запаздывающем делении. Расчеты также предсказывают наличие резонанса $S_{\beta}(E)$ в области энергий возбуждения $E \cong 15$ МэВ.

Для $\beta^+(EC)$ -распада $^{232}\text{Pu} (^{232}\text{Am} \xrightarrow{\beta^+(EC)} ^{232}\text{Pu} \xrightarrow{\text{fission}} \beta df)$ наблюдается довольно значительная доля запаздывающего деления [87,88]: $P_{\beta df} = 13_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$. Данные по запаздывающему делению после $\beta^+(EC)$ -распада ^{232}Am были использованы в работе [88] для определения параметров внутреннего барьера (барьера A на рис.13) деления ядра ^{232}Pu . Результаты работы [88], полученные в предположении $S_{\beta} = \text{const}$, дают значение $P_{\beta df} = 13 \cdot 10^{-2}$ при высоте внутреннего барьера деления $E_A = 5,3$ МэВ, что на $1 \div 2$ МэВ выше, чем предсказывают расчеты по методу Струтинского ($E^{\text{th}} = 3,5 \div 4,3$ МэВ [98,99]). На основании этого в работе [88] делается вывод о несоответствии «экспериментального» и теоретического значений барьеров деления для ^{232}Pu . Однако, как было показано в [5,32], выбор $S_{\beta} = \text{const}$ не обоснован, и он не отражает специфику $\beta^+(EC)$ -распада в конкретном случае ядра ^{232}Am .

Расчет структуры силовой функции $\beta^+(EC)$ -распада ^{232}Am , основанный на представлениях о зарядово-обменных возбуждениях типа Гамова — Теллера, проведен в [32]. Одночастичные состояния рассчитывались согласно [100], функция S_{β} вычислена в приближении Тамма — Данкова и приведена на рис.15. Нестатистические эффекты, приводящие к наличию резонансной структуры в $S_{\beta}(E)$, вносят существенные изменения в анализ величин $P_{\beta df}$. Значения полной энергии $\beta^+(EC)$ -распада $Q_{\beta} = 5,2$ МэВ отмечены стрелкой на

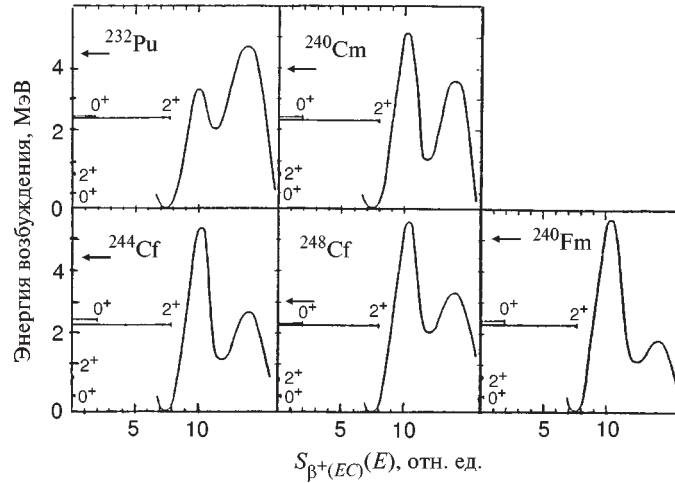


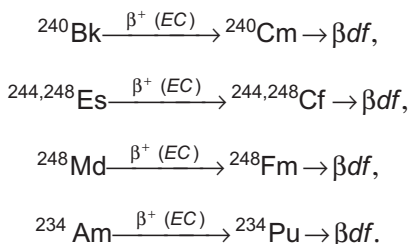
Рис.15. Структура силовых функций β^+ (EC)-распада ^{240}Am , ^{240}Bk , $^{244,248}\text{Es}$, ^{248}Nd и барьеры деления ^{232}Pu , ^{240}Cm , $^{244,248}\text{Cf}$, ^{248}Fm . Значения полных энергий EC -распада вычислены с использованием массовых формул Гарви — Кельсона [101] и указаны стрелкой

рис.15 и получены с использованием массовой формулы Гарви — Кельсона [101]. На рис.15 показан также барьер деления ядра ^{232}Pu , рассчитанный с использованием метода оболочечной поправки Струтинского. При расчетах $P_{\beta df}$ использовались для ^{232}Pu следующие параметры барьера деления: $E_B = 4,21\text{МэВ}$, $\omega_A = 0,9\text{МэВ}$, $\omega_B = 0,6\text{МэВ}$, и варьировалась высота внутреннего барьера деления E_A . В предположении $S_\beta = \text{const}$ и $P_{\beta df} = 13 \cdot 10^{-2}$ было получено $E_A = 5,3\text{МэВ}$ (т.е. повторен результат [88]), что на 1—2 МэВ выше, чем дают расчеты по методу Струтинского ($E^{\text{th}} = 3,5 \div 4,3\text{МэВ}$). Однако, если использовать рассчитанную в [32] $S_\beta(E)$ и ввести реалистическую ширину ($\text{FWHM} = 1\text{МэВ}$), то без какой-либо подгонки получим, что $E_A = 4,0\text{МэВ}$ соответствует $P_{\beta df} = 5,0 \cdot 10^{-2}$, что соответствует эксперименту [87,88], а также расчету барьера деления по методу Струтинского. Таким образом, на основании сделанного в [32] анализа можно сделать выводы.

1. Если надлежащим образом учесть структуру силовой функции β -переходов, то можно объяснить экспериментальные данные по запаздывающему делению ^{232}Pu .

2. Нет оснований утверждать, что барьеры деления, рассчитанные по методу Струтинского, не позволяют описывать эксперименты по запаздывающему делению, как это делается в [88].

В области актинидов процесс β^+ (EC)-запаздывающего деления (βdf) исследован также для:



Величины $P_{\beta df}^{\text{exp}}$ были измерены в [88—91]. На рис.15 и в табл.3 приведены результаты расчетов [5,32] величин S_{β} , $P_{\beta df}^{\text{th}}$ и экспериментальные значения $P_{\beta df}^{\text{exp}}$ для ряда ядер. При расчете $P_{\beta df}$ пики в $S_{\beta}(E)$ аппроксимировались гауссианами с шириной на половине высоты $\text{FWHM} = 1$ МэВ. Отношение площади «пика» к «фону» под пиками выбиралось равным 100. Указанные параметры ширины и «фона» соответствуют систематике [102,103]. Учет «фона» в данном случае моделирует β -переходы различного рода запрета и не столь существен. Как видно из табл.3, данные расчета $S_{\beta}(E)$ и $P_{\beta df}$ вместе с рассчитанными по методу Струтинского барьерами деления наблюдаются там, где экспериментальные значения $P_{\beta df}$ малы и позволяют неплохо описывать эксперимент. Небольшие отклонения наблюдаются там, где экспериментальные значения малы (^{240}Cm и ^{248}Cf), однако, изменяя в допустимых значениях высоту барьера деления (не более чем на 0,5 МэВ), можно получить согласие с экспериментом.

Таблица 3. Экспериментальные и теоретические значения вероятностей запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для ядер ^{232}Pu , $^{244,248}\text{Cf}$, ^{248}Fm , ^{240}Cm

Ядро	$E_A(S)$, МэВ	$E_B(S)$, МэВ	ω_A , МэВ	ω_B , МэВ	Q_{β} , МэВ	$P_{\beta df}^{\text{exp}}$	$P_{\beta df}^{\text{theor}}$
^{232}Pu	4,0	4,2	0,9	0,6	5,2	$13_{-0,8}^{+4} \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
^{244}Cf	5,3	2,8	0,9	0,6	4,5	$5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
^{248}Fm	5,7	1,8	0,9	0,6	5,2	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
^{248}Cf	5,7	3,3	0,9	0,6	2,9	$< 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
^{240}Cm	5,2	3,7	0,9	0,6	3,9	10^{-5}	$9 \cdot 10^{-7}$

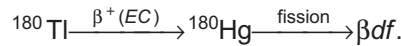
Барьеры деления рассчитаны по методу Струтинского (S). При вычислении $P_{\beta df}$ использовались нестатистические силовые функции β^+ (EC)-распада, рассчитанные в TDA-модели

В работе [91] исследовано запаздывающее деление ^{234}Am . Установлено, что $P_{\beta df} = (6,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-5}$. Расчеты [5,32] предсказывают наличие резонанса в $S_{\beta}(E)$ в области энергии возбуждения $E \cong 2,5$ МэВ, определяющего вероятность запаздывающего деления ^{234}Am . В этом случае экспериментальному значению $P_{\beta df}$ соответствует барьер деления ^{234}Pu с параметрами: $E_A = 4,7$ МэВ, $\omega_A = 0,9$ МэВ, $E_B = 4,2$ МэВ, $\omega_B = 0,6$ МэВ, что соответствует величинам, рассчитанным по методу Струтинского [98,99].

Таким образом, из проделанного анализа экспериментальных данных по запаздывающему делению в области актинидов можно сделать вывод, что только используя нестатистическую силовую функцию β -переходов, в которой отражены эффекты структуры ядра, можно корректно описывать процесс запаздывающего деления [5,32].

2.3. Силовые функции β^+ (EC)- и β^- -распадов и запаздывающее деление доактинидных ядер. Большие возможности β -запаздывающего деления связаны с областью доактинидных ядер, где экспериментальные данные о вероятности и механизме деления холодных ядер очень малы и не могут быть получены ни одним из традиционных методов [104]. В настоящее время экспериментально обнаружено β^+ (EC)-запаздывающее деление в области нейтронодефицитных изотопов Hg+Pb. Так, в работах [92,93,105] сообщается о наблюдении β^+ (EC)-запаздывающего деления в области ^{180}Hg . Проводятся исследования β^- -запаздывающего деления нейтроноизбыточных изотопов Ra [106].

В [49,107] проведен расчет процесса запаздывающего деления в случае



Интегральная функция Ферми $f(E, Z)$ для β^+ (EC)-распада ^{180}Tl выбиралась в виде

$$f(E, Z) = f_{\beta^+}(E) + f_K(E) + f_{L_i}(E) + \dots \quad (43)$$

Слагаемые соответствуют вкладам от β^+ -распада, K -захвата, L_i -захвата.

Для β^+ (EC)-распада ^{180}Tl на уровень с энергией возбуждения E в ^{180}Hg вклад от β^+ -перехода составляет около 10% при $Q_{EC} - E = 3$ МэВ, становится сравнимым с вкладом от K -захвата при $Q_{EC} - E = 5$ МэВ и в два раза превышает долю K -захвата при $Q_{EC} - E = 6,5$ МэВ. Учет L_i -захвата может быть существен при энергиях возбуждения вблизи Q_{EC} , где вероятности деления особенно велики. Пределы суммирования (интегрирования) в (42) различны для

разных членов. Для β^+ -распада верхний предел равен $Q_{EC} - 2m_e C^2$, для k, L_j -захвата $Q_{EC} - \varepsilon_{k,L}$.

Перед расчетом $S_\beta(E)$ оценивалась равновесная деформация ядра ^{180}Hg . Расчет равновесной деформации проводился в [49,107] с использованием метода оболочечной поправки Струтинского [98]. Оказалось, что параметр равновесной деформации в основном состоянии $|\varepsilon| \leq 0,1$ т.е. расчет $S_\beta(E)$ можно проводить в предположении о сферичности ядра ^{180}Hg .

Расчет одночастичных энергий проводился для потенциала Саксона — Вудса с параметрами, выбранными согласно [100]. Величина Q_{EC} для ^{180}Tl по оценкам [108] составляет $10,5 \div 11$ МэВ.

Расчеты [49,107], выполненные с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера в приближении Тамма — Данкова показывают, что $S_\beta(E)$ в данном случае может быть представлена в виде двух гауссианов с ширинами $\text{FWHM} \sim 1$ МэВ и сравнимыми интенсивностями (1 : 1,9). Период полураспада по $\beta^+(EC)$ -каналу в TDA-приближении составляет $T_{1/2} \approx 18$ с, а в QRPA-методе [95] $T_{1/2} \approx 0,74$ с (при $Q_{EC} = 10,9$ МэВ). Экспериментальная оценка составляет $T_{1/2}^{\text{exp}} \approx 0,70_{-0,90}^{+0,12}$ с [92], т.е. в 2,5 раза меньше, чем период $\beta^+(EC)$ -распада в TDA-приближении, и совпадает с периодом $\beta^+(EC)$ -распада, рассчитанным в QRPA-приближении [95]. Однако следует учесть, что в полный период $T_{1/2}^{\text{exp}}$ полураспада дает вклад еще и α -распад. Экспериментальных данных о соотношении α и $\beta^+(EC)$ в настоящее время не существует, а теоретические оценки [95] предсказывают примерно равные доли α - и $\beta^+(EC)$ -распада для ^{180}Tl . В целом согласие теоретических и экспериментальных значений периодов полураспада для такого рода расчетов можно считать вполне удовлетворительным.

Запаздывающее деление ^{180}Hg определяется, в основном, пиком в $S_\beta(E)$ при энергии возбуждения $E^* \approx 6,8$ МэВ. Результаты вычисления $P_{\beta df}$ [49,107] для ^{180}Hg приведены в табл.4. Из сравнения рассчитанных и измеренных значений $P_{\beta df}$ можно оценить барьер деления ядра ^{180}Hg . Если принять параметр $\omega = 1$ МэВ, то высота барьера деления ^{180}Hg , соответствующая экспериментальной оценке [92] $P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-(7 \pm 1)}$, будет $B_f \approx 11$ МэВ ($P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-7}$), что совпадает с качественной оценкой, сделанной в [93].

Расчеты $S_\beta(E)$, выполненные в QRPA [95] и TDA-моделях, дают качественно согласующуюся $S_\beta(E)$ для $\beta^+(EC)$ -распада ^{180}Tl (интенсивные пики в области $2 \div 4$ МэВ и $6 \div 8$ МэВ). Различия в функциях $S_\beta(E)$, полученные в

двух моделях, несущественны при расчете $P_{\beta df}$ (так как в этом случае $P_{\beta df}$ определяется пиками $S_{\beta}(E)$ в области $6 \div 8$ МэВ, и нужно знать $S_{\beta}(E)$ с точностью до константы), но существенны при расчете периодов полураспада [5,107,109]. Расчеты величины $P_{\beta df}$ с $S_{\beta}(E)$, полученной в QRPA-приближении, дают значение высоты барьера деления для ^{180}Hg , равное $B_f \cong 11$ МэВ, при котором $P_{\beta df} = 8 \cdot 10^{-7}$, т.е. соответствуют эксперименту и расчетам в TDA-модели.

Запаздывающее деление ряда доактинидных ядер можно использовать как тест для проверки различных моделей расчета $S_{\beta}(E)$ или барьеров деления ядер. Для этого случая весьма показательны исследования β^{-} -запаздывающего деления [110]:



Экспериментальная оценка $P_{\beta df}^{\text{exp}} < 2 \cdot 10^{-6}$ для ^{232}Ra была получена в [106]. Она резко противоречит теоретическому значению [111]: $P_{\beta df}^{\text{th}} \cong 0,3$.

Расчеты величины $P_{\beta df}$ очень чувствительны к таким параметрам, как Q_{β} — полная энергия β -распада, B_f — высота барьера деления и его кривизна ω_f , структура силовой функции β -распада. Особенно резко, в ряде случаев, $P_{\beta df}$ зависит от высоты барьера деления и его кривизны ω_f .

Таблица 4. Результаты расчета [49,107] вероятности β^{+} (ЕС) запаздывающего деления $P_{\beta df}$ для ^{180}Hg при различных значениях высоты барьера деления и кривизны барьера ω

B_f , МэВ	ω МэВ	Δ , МэВ	$P_{\beta df}$, ГС	$\Gamma_{\text{БВ}}$, МэВ	$P_{\beta df}$, БВ
10	1,0	1	$14 \cdot 10^{-5}$	1	$17 \cdot 10^{-3}$
		2	$9,3 \cdot 10^{-5}$	2	$3,7 \cdot 10^{-3}$
11	1,0	1	$3,2 \cdot 10^{-8}$	1	$11 \cdot 10^{-5}$
		2	$2,4 \cdot 10^{-7}$	2	$2,3 \cdot 10^{-5}$
12	1,0	1	$5 \cdot 10^{-11}$	1	$2 \cdot 10^{-8}$
		2	$4 \cdot 10^{-10}$	2	$4,1 \cdot 10^{-8}$

ГС-пики в силовой функции β^{+} (ЕС)-распада $S_{\beta}(E)$ представлялись в виде гауссианов с шириной на половине высоты (FWHM) Δ . БВ-пики в S_{β} представлялись в виде распределений Брейта — Вигнера с шириной $\Gamma_{\text{БВ}}$. $S_{\beta}(E)$ рассчитывалась в рамках TDA-модели.

Эксперимент [92]: $P_{\beta df} = 3 \cdot 10^{-(7 \pm 1)}$. Первая качественная оценка [93]: $B_f \cong 11$ МэВ

Расчеты, проведенные в [110], показали, что для β^- -распада ^{232}Fr силовая функция $S_\beta(E)$ имеет максимум при энергии возбуждения $E^* \cong 5,5$ МэВ и может быть аппроксимирована гауссианом с шириной $\text{FWHM} \cong 1$ МэВ. Если выбрать параметр эффективно-одногогорбого барьера деления ^{232}Ra $\omega = 1$ МэВ, то экспериментальной оценке $P_{\beta df} < 2 \cdot 10^{-6}$ соответствует высота барьера $B_f > 7,7$ МэВ в ^{232}Ra . Величина Q_β была выбрана согласно [108] (систематика): $Q_\beta = (5,7 \pm 0,7)$ МэВ.

Теоретические расчеты [112] показывают, что барьеры деления для ^{228}Ra и ^{232}Ra примерно одинаковы. Экспериментальные данные по эффективно-одногорбому барьеру деления ^{228}Ra приведены в [113, 114] и составляют $B_f \cong 7,8$ МэВ, $\omega = 0,9$ МэВ; и $B_f = (8,7 \pm 0,4)$ МэВ. Таким образом, оценка $B_f > 7,7$ МэВ [110] барьера в ^{232}Ra согласуется с рядом экспериментальных и теоретических результатов. Слишком высокое значение $P_{\beta df}$, полученное в [111], может быть связано с некорректным выбором параметров барьера деления.

Таким образом, для ядер, удаленных от полосы β -стабильности, расчеты $P_{\beta df}$ могут давать сильно расходящиеся результаты, если энергетические параметры ($Q_\beta, B_f, S_\beta(E)$) известны недостаточно хорошо. В то же время решение обратной задачи, то есть оценка параметров барьера деления ядер из данных по запаздывающему делению, может дать ценную информацию. Однако в этом случае необходимо иметь сведения о структуре силовой функции β -переходов.

2.4. Запаздывающее деление, структура силовых функций β -распада и образование ядер в астрофизических процессах. Относительная распространенность ядер различных элементов, встречающихся в нашей части Вселенной, обнаруживает ряд закономерностей, которые можно связать со свойствами астрофизических процессов, в которых синтезировались данные элементы [111, 115-119].

Тяжелые ядра, т.е. ядра тяжелее железа, по-видимому, образовались в результате захвата нейтронов и последующего β^- -распада [1]. Если захват нейтронов происходит быстрее, чем β -распад, то происходит образование нейтроноизбыточных ядер, заметная распространенность которых в Солнечной системе указывает на важную роль процесса быстрого захвата нейтронов (r -процесса) в эволюции материи во Вселенной [1]. После r -процесса, который может происходить, например, во время взрыва сверхновой [120, 121], синтезированные ядра распадаются к дорожке β -стабильности. Количество

ядер того или иного элемента вблизи дорожки стабильности зависит от конкуренции ряда процессов: β^- -распада, запаздывающего деления, испускания запаздывающих нейтронов и γ -квантов [121,122]

Для проверки различных космологических моделей важно оценить временные масштабы эволюции Вселенной. При оценке времен такого типа можно использовать отношения концентраций определенных изотопов — хронометрических пар [123]: $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$, $^{247}\text{Cm}/^{232}\text{Th}$. Эффект запаздывающего деления может быть весьма существенным при образовании хронометрических пар, он оценен в [124]. Однако в перечисленных выше работах не учитывалось влияние структуры силовой функции β -переходов на образование ядер в астрофизических процессах. В [5,14,31] отмечается необходимость учета структуры $S_\beta(E)$ при анализе r -процесса и образовании хронометрических пар. Для ряда ядер, участвующих в r -процессе, анализ структуры $S_\beta(E)$ был сделан в [5,125] в рамках оболочечной модели с учетом остаточного взаимодействия Гамова — Теллера. Карта r -процесса показана на рис.16 [126]. Оказалось, что для ядер с $A=250\div 266$ и $N=165\div 175$ (материнские ядра) [5,125], для β^- -переходов Гамова — Теллера энергию возбуждения пика E_i в $S_\beta(E)$, определяющего запаздывающее деление, можно представить в виде

$$E_i(\text{МэВ}) \cong -0,15(N-160) + 0,46(Z-8) - B, \quad (44)$$

где $B=(0,3\div 3)$ МэВ. Данную зависимость можно экстраполировать вплоть до $N \cong 200$. Такое поведение $S_\beta(E)$ довольно хорошо совпадает с более поздними расчетами [68]. Заметим, что при вычислении $S_\beta(E)$ для ядер, участвующих в

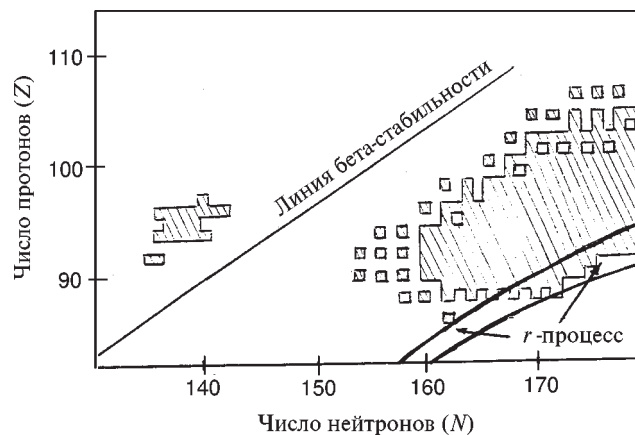


Рис.16. Фрагмент карты r -процесса. Заштрихована область ядер, где энергетически возможно запаздывающее деление

$$\theta_G = \theta_S + \Delta, \quad \theta_S = \theta_M + \delta, \quad \theta_M = (4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9 \text{ лет}$$

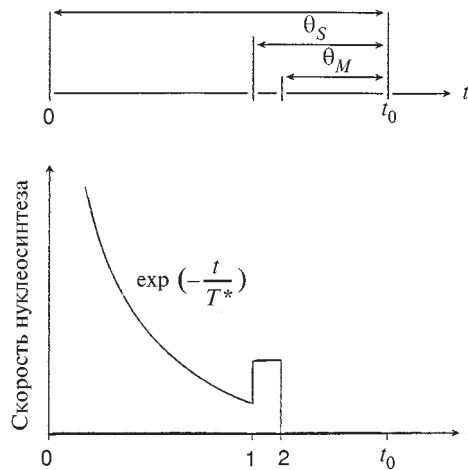


Рис.17. Схема экспоненциальной модели нуклеосинтеза и временная шкала, Δ — продолжительность нуклеосинтеза, δ — продолжительность образования и затвердевания метеоритов {2}, t_0 — настоящий момент времени, S — вклад всплеска нуклеосинтеза {1} перед образованием Солнечной системы, θ_G — возраст Галактики, θ_S — возраст Солнечной системы, θ_M — возраст метеоритов

t -процессе, необходимо сделать ряд экстраполяций в сторону ядер, значительно удаленных от полосы стабильности. Хотя результаты оценок $S_\beta(E)$ довольно чувствительны к выбору экстраполяций, все же такие расчеты позволяют сделать вывод о наличии структуры $S_\beta(E)$ и необходимости ее учета при анализе образования ядер в астрофизических процессах [5,68,125].

Обсудим качественно влияние структуры $S_\beta(E)$ на образование космохронометрических пар: $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$, $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$, $^{247}\text{Cm}/^{232}\text{Th}$. Схема экспоненциальной модели нуклеосинтеза и ее временная шкала приведены на рис.17 [119]. Временная эволюция при нуклеосинтезе определяется следующими параметрами: Δ — продолжительность нуклеосинтеза, S — вклад всплеска нуклеосинтеза в образование ядер перед формированием Солнечной системы, T^* — параметр экспоненты нуклеосинтеза, δ — продолжительность образования метеоритов, t_0 — настоящий момент времени. Возраст метеоритов определяется в независимых экспериментах и равен $\theta_M = (4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9$ лет [119]. Информация о возрасте хронометрической пары

содержится в параметре $R(i, j) = (P_i / P_j) / (N_i / N_j)$ и периодах полураспада ядер, образующих пару. Здесь P_i / P_j — отношение количества ядер после серии β -распадов, следующих за r -процессом в момент времени $t = \Delta + \delta$ (рис.17), N_i / N_j — их отношение в настоящий момент. Измерив N_i / N_j , периоды полураспада и возраст метеоритов, рассчитав P_i / P_j и R_i / R_j , можно оценивать временные параметры астрофизических процессов, используя различные модели r -процесса.

Выход нуклида i в момент затвердевания метеоритного вещества определяется выражением [119]:

$$P_i(\Delta + \delta) \cong a_i(0) \exp(-\lambda_i \delta) \left[\frac{1 - S}{1 - \lambda_i T^*} \frac{\exp(-\lambda_i \Delta) - \exp(-\Delta / T^*)}{1 - \exp(\Delta / T^*)} + S \right] = a_i(0) \varphi_i(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_i), \quad (45)$$

где $a_i(0)$ — скорость образования нуклида i в момент начала нуклеосинтеза, λ_i — постоянная распада i нуклида. Для оценки четырех неизвестных (Δ, S, T^*, δ) необходимо иметь по крайней мере четыре независимые величины отношений выходов:

$$\frac{P_i(\Delta + \delta)}{P_j(\Delta + \delta)} = \frac{a_i(0)}{a_j(0)} \cdot \frac{\varphi_i(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_i)}{\varphi_j(\Delta, S, T^*, \delta, \lambda_j)} \quad (46)$$

и четыре рассчитанных с помощью различных моделей нуклеосинтеза отношения скоростей образования нуклидов $a_i(0) / a_j(0)$. Учет структуры $S_\beta(E)$ важен именно при расчете отношений $a_i(0) / a_j(0)$.

В табл.5 приведены значения $a_i(0) / a_j(0)$ для ряда космохронометров, полученные без учета запаздывающего деления (*) [127], с учетом запаздывающего деления, но с $S_\beta(E) \cong \rho(E)^{(**)}$ [126], и с учетом запаздывающего деления и структуры $S_\beta(E)^{(***)}$ [111]. Из данных табл.5 очевидна заметная роль запаздывающего деления и структуры $S_\beta(E)$. Однако следует иметь в виду, что расчеты вероятности запаздывающего деления для многих ядер, образующихся в r -процессе, имеют довольно низкую надежность [71], и ряд выводов носит качественный характер. Параметр $R(i, j)$ не является модельно-независимым, т.к. отношение P_i / P_j зависит от динамики r -процесса, а также от последующего облучения нейтронами [122], и, используя космохронометрические пары, можно получать лишь модельные оценки временных параметров нуклеосинтеза.

Таблица 5. Отношения скоростей образования космохронометров в r -процессе:
 (*) — без учета запаздывающего деления; (**) — с учетом запаздывающего деления, но $S_{\beta}(E) \cong \rho(E)$; (***) — с учетом запаздывающего деления и структуры $S_{\beta}(E)$ силовой функции β -распада

Изотопы	$a_i(0)/a_j(0)$ (*)	$a_i(0)/a_j(0)$ (**)	$a_i(0)/a_j(0)$ (***)
$^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$	$0,47 \pm 0,1$	0,331	0,12
$^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$	$15 \pm 0,5$	0,89	1,24
$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$	$19^{+0,2}_{-0,3}$	1,7	1,4
$^{247}\text{Cm}/^{232}\text{Th}$	0,34	0,15	0,21

Первые расчеты отношений $a_i(0)/a_j(0)$ с учетом запаздывающего деления сделаны в [122]. Показано, что в районе $A \cong 145$ вероятность β -запаздывающего деления значительна: $P \cong 0,5$, что влечет за собой уменьшение образования ядер ^{235}U и ^{244}Pu , и поэтому с учетом запаздывающего деления $a_i(0)/a_j(0)$ для $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$ и $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ заметно уменьшается. В то же время $a_i(0)/a_j(0)$ для $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ изменяется значительно меньше по сравнению с данными работы [127]. Однако в [122] использовалась $S_{\beta}(E) \cong \rho(E)$, а в этом случае доля запаздывающего деления в области $A \cong 244$ определяется долей β^- -переходов, идущих в энергетический интервал шириной ~ 1 МэВ ниже основного состояния материнского ядра [5]. Если взять $S_{\beta}(E)$, рассчитанную в [5,125], с шириной пиков $\text{FWHM} = 1$ МэВ, то в указанный интервал попадает значительно меньшая, чем для $S_{\beta}(E) \cong \rho(E)$, доля β^- -переходов. В этом случае отношения $a_i(0)/a_j(0)$ для космохронометров должны увеличиться, по сравнению с данными [122], но оставаться меньшими, чем в [127]. Данный вывод подтвердился в работе [111], где были получены оценки временных параметров нуклеосинтеза $\Delta \cong 16 \cdot 10^9$ лет и возраста Галактики $\theta_G = (\Delta + \delta + 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}) = 20,8 \cdot 10^9$ лет. Эти значения Δ и θ_G превышают полученные ранее значения указанных параметров [128], что ведет к довольно интересным заключениям, однако их обсуждение выходит далеко за рамки обзора.

Таким образом, вся совокупность рассмотренных выше данных однозначно свидетельствует о том, что, только используя нестатистическую силовую функцию β^- - и β^+ (EC)-распадов, в которой учтены эффекты структуры ядра, можно корректно проводить анализ запаздывающего деления ядер и связанных с ним процессов.

3. НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В (p, γ) И $(p, p'\gamma)$ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ И РАСПАДЕ НЕАНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

3.1. Исследования структуры резонансов в реакциях с протонами низких энергий. Исследования структуры ядер в реакциях с протонами играют важную роль в развитии наших представлений о свойствах ядер. Особое место в таких исследованиях занимает изучение свойств и структуры различных резонансов. Область энергий возбуждений, где можно наблюдать хорошо выраженные резонансы в реакциях под действием протонов, доходит до 10—12 МэВ в ядрах с $A \approx 60$, до 15—17 МэВ в легких ядрах, где меньшая плотность уровней. В ядрах с $A > 70$ в сечениях реакций с протонами наблюдаются, как правило, только аналоговые резонансы. Аналоговые резонансы возбуждаются в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов в ядрах вплоть до висмута, их ширины составляют от долей кэВ до нескольких кэВ [6]. Аналоговый резонанс — это структура типа гигантского резонанса, образовавшаяся из-за распределения силы «простого» возбуждения по уровням составного ядра, причем изоспин аналога на единицу больше, чем изоспин состояний составного ядра. Выделенность аналогового резонанса и связанные с ним нестатистические эффекты хорошо известны [6,129] и обусловлены изоспиновой симметрией ядерных сил. В функциях возбуждения реакций $(p, p'\gamma)$ и (p, γ) наблюдается большое число других резонансов — неаналоговых [4,11,13]. Есть две возможности для интерпретации неаналоговых резонансов: считать, что наблюдаемые резонансы это 1) статистические резонансы составного ядра, 2) структуры типа гигантского резонанса, связанные с распределением возбуждения простого типа (например, типа GT-резонанса или его сателлитов) по уровням составного ядра. Во втором случае физическая интерпретация экспериментов должна отличаться от статистической. В данном разделе анализируются проявления нестатистических эффектов в (p, γ) и $(p, p'\gamma)$ ядерных реакциях при возбуждении и распаде неаналоговых резонансов составного ядра.

3.2. Методика экспериментов. Значительный экспериментальный материал по исследованию реакций (p, γ) получен в [11,13,15] при облучении мишеней из Ni протонами низких энергий. Эксперименты проводились на электростатическом генераторе ЭГ-5. Мишени из изотопов $^{58,60,62}\text{Ni}$ (95% обогащения) имели толщину $20 \div 40$ мкг/см². Энергия ускоряемых протонов могла варьироваться при поиске резонансов, и ее максимальная величина могла составлять 5 МэВ. Токи были до 10 мкА. Методика экспериментов подробно описана в [11,13,30], она использовалась для обнаружения нестатистических корреляций приведенных ширин $B(E2)$ и $B(M1)\gamma$ -распада неаналоговых резонансов [12,130], выявления и исследования нестатистических эффектов в угловых распределениях γ -излучения в [15,131], оценки доли нестатистиче-

ской компоненты в волновых функциях неаналоговых резонансов в [132]. Схемы экспериментальной установки и реакции (p, γ) приведены на рис. 18. Поиск резонансов в функции возбуждения осуществлялся с помощью γ -спектрометра с детектором на основе кристалла NaI(Tl) размером 100x100 мм. Спектрометр работал в режиме интегрального счета. Порог дискриминации выбирался так, чтобы энергии регистрируемого γ -излучения составляли половину энергии возбуждения $E^*/2$ в данном ядре. При указанном пороге дискриминации исключалась регистрация ряда фоновых γ -линий с энергией меньше $E^*/2$ и регистрировалась существенная часть γ -излучения от распада резонанса. Если γ -распад резонанса происходил на уровне ядра с энергией возбуждения меньшей, чем $E^*/2$, то спектрометр регистрировал эти переходы ($E_\gamma > E^*/2$). При распаде резонанса на уровне с энергией большей, чем $E^*/2$, регистрировались γ -переходы с этих уровней на основной и ряд низколежащих состояний ($E_\gamma > E^*/2$).

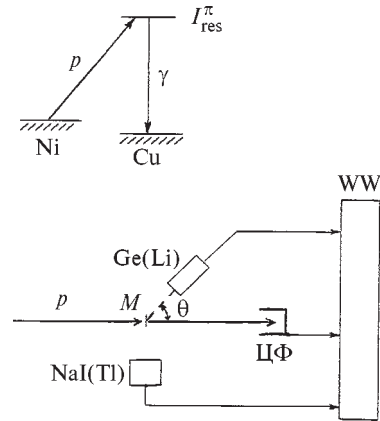


Рис.18. Схема экспериментальной установки для исследования возбуждения и распада резонансов в реакции (p, γ) : p — пучок протонов, M — мишень, ЦФ — цилиндр Фарадея, Ge(Li) — германий-литиевый детектор, установленный под углом θ к пучку протонов, NaI(Tl) — сцинтилляционный детектор, WW — система накопления и анализа данных

Толщина мишени выбиралась такой, чтобы энергетические потери в ней были бы порядка разрешающей способности ускорителя и меньшими, чем расстояние между резонансами. Для ядер с $A \approx 60$ и $E_p < 5$ МэВ при разрешении $\Delta E_p \approx 1 \div 2$ кэВ удобно использовать мишени толщиной $10 \div 20$ мкг/см².

После обнаружения резонанса γ -спектры его распада измерялись с помощью Ge(Li)-детектора объемом 40 см³ и энергетическим разрешением $7 \div 8$ кэВ для γ -энергии 7 МэВ.

Для каждого исследуемого резонанса измерялись γ -спектры под углами 0°, 30°, 60° и 90° к направлению падающего пучка. При измерении угловых распределений определялись интенсивность пучка протонов, интегральная интенсивность γ -лучей, зарегистрированных кристаллом NaI(Tl), а также интенсивность γ -линий, зарегистрированных вторым Ge(Li)-детектором под углом 135°, что позволяло надежно проводить нормировку γ -спектров, снятых под разными углами.

Градуировка по энергиям γ -излучения в области до 2,6 МэВ производилась по многочисленным внутренним реперам. В области больших энергий возбуждения удобными реперами служили фотопик и пики одиночного и

двойного вылета γ -перехода с энергией 6,129 МэВ, возникающего в реакции $^{19}\text{F}(\rho, \alpha)^{16}\text{O}$.

Угловые распределения γ -излучения представляются в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos \theta), \quad (47)$$

где θ — угол между направлением пучка и детектором γ -излучения.

Для реакций (ρ, γ) и мишеней с нулевым спином ядра, при возбуждении изолированного резонанса с определенным значением спина, коэффициенты разложения (47) зависят только от спина резонанса (I_{res}), спина конечного состояния (I_f) и от смеси мультипольностей

$$\delta = \frac{\langle I_f \| E2 \| I_{\text{res}} \rangle}{\langle I_f \| M1 \| I_{\text{res}} \rangle}, \quad (48)$$

где $\langle I_f \| Q_\gamma \| I_{\text{res}} \rangle$ — приведенный матричный элемент $E2$ или γ -перехода [132].

Выражения, связывающие A_k с I_{res} , I_f и δ , даны в [15].

Сравниваются экспериментальные угловые распределения для γ -переходов с исследуемого резонанса, спин которого неизвестен, с теоретическими распределениями при различных значениях δ и I_{res} . Спины конечных состояний (I_f) (низколежащих уровней) известны из других экспериментов. Далее строится функция [11,21]:

$$\chi^2(\delta) = \sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - W_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (49)$$

при различных значениях I_{res} , где Y_i — экспериментальное значение интенсивности γ -перехода под углом θ_i , W_i — теоретическое значение интенсивности, σ_i — дисперсия Y_i . По минимуму χ^2 определяются I_{res} и δ . Пример такого анализа, проделанного в [13], приведен на рис.19. Минимальное значение χ^2 (рис.19,б) для углового распределения γ -перехода (рис.19,а) соответствует наилучшему выбору спина резонанса I_{res} и смеси мультипольностей δ .

Угловое распределение для одного γ -перехода иногда не позволяет однозначно определить спин резонанса. Совместный анализ угловых распределений нескольких переходов с данного резонанса может существенно облегчить определение спина резонанса. Величина δ связана с коэффициентом A_2 квадратным уравнением, поэтому при его решении получаются два значения δ . Минимум χ^2 также достигается при двух значениях δ . Из двух значений δ

одно, как правило, мало и соответствует основному вкладу $M1$ -мультипольности в интенсивность перехода. Второе значение велико и соответствует основному вкладу $E2$ -перехода. Согласно систематике [30,133] для γ -переходов в ядрах f_p -оболочки характерны сильные $M1$ -переходы с примесью $E2$ -переходов, лишь в редких случаях превышающей 10%. Поэтому, как правило, большие значения δ можно отбросить, т.к. они приводят к неоправданно большим значениям $B(E2)$. Однако в общем случае нельзя дать каких-либо рекомендаций, какое значение δ нужно выбрать в такого рода экспериментах. Поэтому нестатистические эффекты в общем случае удобнее анализировать [15], используя непосредственно коэффициенты A_2 .

Рассмотрим определение спинов и смесей мультипольностей для реакции ${}^{60}\text{Ni}(p,\gamma){}^{61}\text{Cu}$. В работе [13] изучены свойства резонансов в реакции ${}^{60}\text{Ni}(p,\gamma){}^{61}\text{Cu}$ при энергии протонов $E_p = 1920 \div 2460$ кэВ. На рис.19 приведено угловое распределение (рис.19,а) и χ^2 -анализ (рис.19,б) для γ -перехода с резонанса $E_p = 2442$ кэВ на уровень 475 кэВ. Спин конечного состояния $E^* = 475$ кэВ известен: $I_f = 1/2^-$ [62]. Из χ^2 -анализа резонансу с $E_p = 2442$ кэВ и энергией возбуждения $E^* = 7193$ кэВ можно однозначно приписать спин $I_{\text{res}} = 3/2$, т.к. минимальные значения χ^2 для $I_{\text{res}} = 1/2$ или $5/2$ (показаны символом *) на рис.19,б) значительно превышают минимум χ^2 для $I_{\text{res}} = 3/2$. Указанным резонансам приписывалась отрицательная четность. Определение четности основывалось на том, что в данной области должны распола-

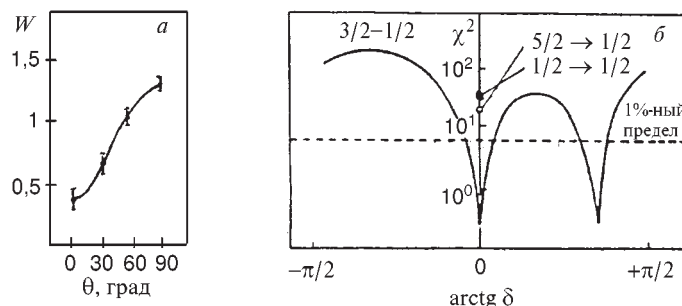


Рис.19. Анализ реакции ${}^{60}\text{Ni}(p,\gamma){}^{61}\text{Cu}$ для резонанса $E_p = 2442$ кэВ (E_p — энергия налетающих протонов, E^* — энергия возбуждения ядра ${}^{61}\text{Cu}$). Приведены угловое распределение (а) и χ^2 -анализ (б) для γ -перехода с резонанса $E^* = 7193$ кэВ ($E_p = 2442$ кэВ) на уровень 475 кэВ в ${}^{61}\text{Cu}$. Показана зависимость χ^2 от значения арктангенса смеси мультипольности δ для γ -перехода $3/2 \rightarrow 1/2$ и минимумы χ^2 для γ -переходов $5/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightarrow 1/2$

гаться резонансы с сильной одночастичной $P_{3/2}$ компонентой ($\ell=1$), резонансы с положительной четностью ($\ell=2$) должны иметь меньшее сечение возбуждения из-за более сильного центробежного барьера, и, кроме того, в рассмотренной области энергий возбуждения для изучаемых ядер не обнаружено смешанных переходов типа $E1+M2$ [1,29], поэтому отличные от нуля δ свидетельствуют о наличии смеси типа $M1+E2$, что в данном случае характерно для резонансов с отрицательной четностью.

3.3. Нестатистические эффекты в угловых распределениях в реакциях (p, γ) . Для мишени из четно-четных ядер угловое распределение γ -излучения в (p, γ) -реакции для i резонанса и перехода $I_{\text{res}} = 3/2 \xrightarrow{\gamma} I_f = 3/2$ записывается в виде [15]:

$$W_i(\theta) = \sum_k A_k(i) P_k(\cos \theta), \quad (50)$$

$$A_2(i) = \frac{0,4 - 155\delta_i}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = 0.$$

В различных моделях вычисляются распределения матричных элементов или величин смесей мультипольностей δ . Экспериментально измеряются коэффициенты $A_2(i)$ и извлечение значений δ , как правило, производится с использованием ряда предположений. Поэтому представляет интерес получить выражения непосредственно для распределений коэффициентов A_2 и провести сравнение с экспериментом. Это сделано в работах [9,15,131].

В статистической модели матричные элементы γ -переходов распределены по нормальному закону со средним значением, равным нулю, и дисперсией σ . В этом случае плотность вероятности появления величины δ для изучаемого резонанса описывается распределением Коши [11]:

$$P(\delta) = \frac{a}{\pi(a^2 + \delta^2)}, \quad (51)$$

где $a = \sigma(E2) / \sigma(M1)$. Как следует из (51), среднее значение $\langle \delta \rangle = 0$, и распределение δ симметрично относительно $\delta = 0$.

Плотность вероятности $P(A_2)$ для коэффициентов A_2 , как показано в [15], связана с $P(\delta)$ модельно-независимым образом:

$$P(A_2) = P[\delta_1(A_2)] \left| \frac{d\delta_1}{dA_2} \right| + P[\delta_2(A_2)] \left| \frac{d\delta_2}{dA_2} \right|, \quad (52)$$

где $\delta_1(A_2)$ и $\delta_2(A_2)$ — два решения квадратного уравнения, связывающего A_2 и δ . Так, для (p, γ) -реакции $I_{\text{res}} = 3/2 \xrightarrow{\gamma} I_f = 3/2$ [15]:

$$\delta_1(A_2) = \frac{-0,775 + \sqrt{0,6 - A_2(A_2 - 0,4)}}{A_2},$$

$$\delta_2(A_2) = \frac{-0,775 - \sqrt{0,6 - A_2(A_2 - 0,4)}}{A_2}.$$
(53)

Подставляя (51) и (53) в (52), получим выражение для плотности распределения коэффициентов A_2 в статистической модели [15]. Наиболее просто $P(A_2)$ записывается в статистической модели при $a \equiv \sigma(E2) / \sigma(E1) = 1$

$$P(A_2) = \frac{1}{2\pi \sqrt{0,6 - A_2(A_2 - 0,4)}},$$

$$\int_{0,6}^1 P(A_2) dA_2 = 1$$
(54)

При сравнении с экспериментом параметр a варьируется для наилучшего описания экспериментальных данных [15].

В статистической модели отсутствуют корреляции при распаде по различным спиновым каналам. Распределение, учитывающее нестатистические корреляции $E2$ и $M1\gamma$ -переходов, приведено в [15]. В случае (ρ, γ) -реакции при $E2$ и $M1\gamma$ -распаде и постоянном коэффициенте корреляции для матричных элементов $E2$ и $M1\gamma$ -переходов получаем:

$$P(\varphi) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{a^2 - \langle \delta \rangle^2}}{a^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi - \langle \delta \rangle \sin 2\varphi},$$

$$\varphi = \arctg(\delta),$$
(55)

где $\langle \delta \rangle$ — среднее значение величины δ . Аналитические выражения для связи δ и коэффициентов A_2 известны (50), (53), что без труда позволяет рассчитать распределения $P(A_k)$. Естественно, при $\langle \delta \rangle \rightarrow 0$ получим соответствующие формулы статистической модели.

В [11-13, 15, 135] изучены угловые распределения для γ -распада на основные состояния $I_f^\pi = 3/2^-$ для 19, 25 и 37 неаналоговых резонансов со спином и четностью $I_{\text{гес}}^\pi = 3/2^-$ в ядрах $^{59,61,63}\text{Cu}$. Диапазон энергий возбуждения составил $5,3 \div 7$ МэВ в ^{59}Cu , $6 \div 7$ МэВ в ^{61}Cu и $8 \div 9,5$ МэВ в ^{63}Cu .

Данные о характеристиках резонансов с $I^\pi = 3/2^-$ приведены в работах [11, 13, 15]. Исходя из этих данных, в [15] получены экспериментальные плотности распределения $P(A_2)$. Результаты анализа $P(A_2)$ для $^{62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{63}\text{Cu}$ реакции приведены на рис.20. На рис.21 дана зависимость величин смеси мульти-

польностей γ -переходов δ от энергии резонансов в ^{63}Cu . В реакциях $^{58,60}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59,61}\text{Cu}$ зависимость $\delta(E_\rho)$ имеет такой же характер, как и в реакции $^{62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{63}\text{Cu}$, и распределения $P(A_2)$ также не соответствуют статистической модели [15]. В [15,132] получены экспериментальные данные о средних значениях величин δ :

$$\begin{aligned} \langle \delta \rangle &= (0,5 \pm 0,1) \text{ в } ^{59}\text{Cu}, \\ \langle \delta \rangle &= (0,7 \pm 0,1) \text{ в } ^{61}\text{Cu}, \\ \langle \delta \rangle &= (0,6 \pm 0,1) \text{ в } ^{63}\text{Cu}. \end{aligned} \quad (56)$$

Статистическая модель дает значение $\langle \delta \rangle = 0$, что не соответствует экспериментальным величинам.

На рис.20 приведены, помимо экспериментальных значений плотности вероятностей $P(A_2)$, теоретические [15] значения $P(A_2)$, полученные в рамках статистической модели ($\langle \delta \rangle = 0$ (54)) и в рамках модели [15], учитывающей нестатистические корреляции $E2$ - и γ -переходов (55). Параметр $\langle \delta \rangle$ выбирался из экспериментальной (56) оценки $\langle \delta \rangle = 0,5 \div 0,7$, параметр a в (55) варьировался для наилучшего согласия с экспериментом. Из сравнения расчетов с экспериментами сделаны следующие выводы [15].

1. Статистическая модель не описывает экспериментальные данные по плотности распределения величин A_2 в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$.

2. Распределения $P(A_2)$, в которых учтены корреляции $E2$ и $M1\gamma$ -переходов, лучше описывают экспериментальные данные в реакциях $^{58,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59,63}\text{Cu}$. Для реакции $^{60}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{62}\text{Cu}$ в обоих случаях (статистическая модель и модель с учетом $E2$ и $M1$ -корреляций) теоретические оценки $P(A_2)$ значительно расходятся с экспериментом.

3. Для лучшего согласия теории с экспериментом следует считать параметр a в (55) зависящим от энергии резонанса, что соответствует учету деталей распределения простых конфигураций в волновых функциях резонансов по энергии возбуждения ядра.

В [132], исходя из анализа угловых распределений в (ρ, γ) -реакциях,

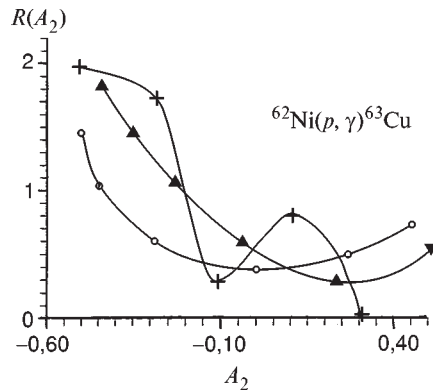


Рис.20. Рассчитанные и экспериментальные значения распределений $P(A_2)$ коэффициентов для γ -распада неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ на основное состояние ядра ^{63}Cu : (o) — статистическая модель, (+) — эксперимент, (Δ) — нестатистическая модель

сделаны оценки величин компонент в волновых функциях резонансов, обуславливающих нестатистические эффекты («простых» или нестатистических компонент). Волновая функция резонанса записывалась в виде

$$\Psi_i = \sum_j C_{ij} \varphi_j + C_{n_i} \varphi_n, \quad (57)$$

где C_{n_i} — примесь нестатистической («простой») компоненты φ_n для i -резонанса, $\sum_j C_{ij} \varphi_j$ — статисти-

ческая часть волновой функции i -резонанса, причем C_{ij} — случайные числа и

$$\sum_j |C_{ij}|^2 + |C_{n_i}|^2 = 1 \quad (58)$$

Средние значения коэффициентов $\langle |C_{n_i}|^2 \rangle$ для реакций $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$ составляют 20–50%, то есть резонансы, возбуждаемые в реакции (p, γ) , не должны описываться чисто статистической моделью. Аналогичный вывод был сделан в работе [30] из других соображений. В [30] изучался коэффициент линейной корреляции γ -ширин переходов с компонент тонкой структуры $p_{3/2}$ аналога в ^{61}Cu на основное состояние и на возбужденные $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$ состояния этого ядра. При γ -распаде на основное состояние γ -ширины определяются заведомо нестатистической компонентой аналога с большим значением изоспина ($T_>$). При γ -распаде на $p_{1/2}$ и $p_{5/2}$ состояния γ -ширины определяются, как считалось, статистической, примесной компонентой с меньшим изоспином ($T_<$). В случае статистической природы $T_<$ -компоненты никаких корреляций между γ -ширинами быть не должно. Однако анализ экспериментальных данных [30] показал наличие корреляций между γ -ширинами, а это означает, что состояния $T_<$ не имеют сложной природы, характерной для статистической модели.

3.4. Корреляции величин $B(E2)$ и $B(M1)$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$. В статистической модели отсутствуют корреляции между парциальными ширинами при распадах по различным каналам [136]. В

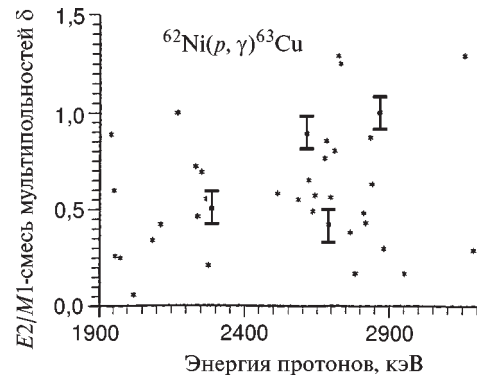


Рис.21. Зависимость величины смеси мультипольностей δ от энергии налетающих протонов для неаналоговых резонансов с $l^\pi = 3/2^-$ в ^{63}Cu . Диапазон энергий возбуждения резонансов в ^{63}Cu составлял от 8040 до 9250 кэВ. Среднее значение $\langle \delta \rangle = 0,6 \pm 0,1$, в то время как статистическая модель дает

[9,12,131] были обнаружены нестатистические корреляции приведенных вероятностей $E2$ и $M1$ γ -распада неаналоговых резонансов в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$.

Экспериментально изучалось угловое распределение γ -излучения при γ -переходах с различных резонансов с фиксированными спином и четностью $J_f^\pi = 3/2^-$ на основное состояние ядер Cu ($J_f^\pi = 3/2^-$) в реакции $\text{Ni}(\rho, \gamma)\text{Cu}$, и далее исследовались величины [9,12,130,131]:

$$x_i = \frac{I_{\gamma_i} \delta_i^2 k_p^2}{(1+\delta^2) E_{\gamma_i}^5 W_i(\theta) \epsilon_{\gamma}(i)},$$

$$y_i = \frac{I_{\gamma_i} k_p^2}{(1+\delta_i^2) E_{\gamma_i}^3 W_i(\theta) \epsilon_{\gamma}(i)},$$
(59)

где I_{γ_i} и E_{γ_i} — интенсивность и энергия γ -перехода, k_p — волновой вектор протона, $\epsilon_{\gamma}(i)$ — эффективность регистрации γ -излучения с энергией E_{γ_i} . Затем вычисляется коэффициент корреляции $\rho(x, y)$:

$$\rho(x, y) = \frac{\sum_i (x_i - \langle x \rangle)(y_i - \langle y \rangle)}{\left[\sum_i (x_i - \langle x \rangle)^2 \sum_i (y_i - \langle y \rangle)^2 \right]^{1/2} \kappa}$$
(60)

где κ — поправка, связанная с погрешностями определения x_i и y_i [30,137]:

$$\kappa \approx \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\sum_i (\Delta x_i)^2}{\sum_i (x_i - \langle x \rangle)^2} \frac{\sum_i (\Delta y_i)^2}{\sum_i (y_i - \langle y \rangle)^2} \right] \right\}.$$
(61)

Если мы работаем с разрешением по энергии падающего пучка протонов $\Delta E_p \gg \Gamma$ и $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_p$, то [130]:

$$\rho(x, y) = \rho(B(E2), B(M1)),$$
(62)

где Γ — полная ширина резонанса, Γ_p — ширина по входному каналу, $B(E2)$ и $B(M1)$ — приведенные вероятности $E2$ и $M1$ γ -распада. Именно описанная выше ситуация и реализована в экспериментах [11,13,130]. Протоны ускорялись электростатическим генератором ЭГ-5. Разрешение по энергии протонов составляло 2–3 кэВ, что позволяло отделять резонансы друг от друга. Величина Γ_γ имеет порядок 10^{-2} эВ, а $\Gamma_p \cong 10 \div 100$ эВ [6,12,30], т.е. реализуется ситуация, в которой верно выражение (62). Для определения коэффициента корреляции

ляции $\rho(B(E2), B(M1))$ величины $B(E2)$ и $B(M1)$ могут быть известны с точностью до постоянного множителя, т.к. согласно (60) этот множитель сокращается. Этот факт позволил [12,130] в (ρ, γ) -реакциях использовать относительные интенсивности γ -переходов для вычисления ρ , что уменьшает погрешность результата по сравнению с абсолютными методами. Действительно, в традиционном методе определения абсолютных значений Γ_γ с «толстой» ($\cong 500$ мкг/см²) мишенью [6,30] необходимо знать изотопный состав мишени, тормозную способность вещества мишени, протонный заряд, падающий на мишень, эффективность детектора γ -излучения ϵ_γ . В экспериментах с использованием «тонкой» ($\cong 20$ мкг/см²) мишени необходимо знать лишь относительные величины эффективности ϵ_γ , полного протонного заряда, интенсивности γ -излучения. Относительная эффективность ϵ_γ определялась из известного [21,130] баланса интенсивностей γ -переходов исследованных многими авторами резонансов (это резонансы, соответствующие энергии налетающих протонов $E_p = 1424$ кэВ в ^{59}Cu , $E_p = 1599$ кэВ в ^{61}Cu , $E_p = 2659$ кэВ в ^{63}Cu). Для контроля выгорания мишени в течение эксперимента измеряются интенсивности γ -излучения для реперных резонансов [12,130].

В реакции $^{62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{63}\text{Cu}$ определено значение $\rho(B(E2), B(M1))$ для γ -распада на основное состояние ядра ^{63}Cu $n=37$ неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и энергией возбуждения E от 8,04 до 9,25 МэВ. Оказалось, что [12,130]:

$$\rho(B(E2), B(M1)) = 0,6 \pm 0,1$$

Для реакции $^{60}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{61}\text{Cu}$ исследовалось $n=25$ неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и E_i от 6,2 до 7,2 МэВ. Оказалось, что при γ -распаде на основное состояние ядра ^{61}Cu :

$$\rho(B(E2), B(M1)) = 0,6 \pm 0,1$$

Для реакции $^{58}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59}\text{Cu}$ исследовалось $n=19$ неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и энергией возбуждения от 5,5 до 6,8 МэВ. При γ -распаде на основное состояние ядра ^{59}Cu :

$$\rho(B(E2), B(M1)) = 0,7 \pm 0,1$$

Таким образом, в результате проделанных экспериментов и их анализа в [12,130] установлено наличие корреляций приведенных вероятностей $E2$ и $M1$ γ -переходов при γ -распаде неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$, что говорит о нестатистическом характере исследованных резонансов.

Совокупность экспериментальных данных по изучению угловых распределений γ -распада неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)^{59,61,63}\text{Cu}$ и их анализ позволяют сделать вывод о нестатистиче-

ской природе неаналоговых резонансов, исследованных в [11–13,15, 130–132].

3.5. Нестатистические эффекты в $(p, p'\gamma)$ -реакциях. Исследованию реакций $(p, p'\gamma)$, идущих с образованием резонансов составного ядра, посвящено значительное число работ [4,10,134,138,139]. Схема реакции показана на рис.22. Экспериментально исследуются угловые распределения протонов, гамма-квантов, $p'\gamma$ -угловые корреляции и ширины для распада резонансов составного ядра. В качестве мишени используются ядра с $J^\pi = 0^+$. Распад резонансов может происходить по различным спиновым каналам. Так, например, для распада резонансов $J^\pi = 3/2^+$ с возбуждением состояния $J^\pi = 2^+$ (рис.22) протон может уносить угловой момент $\ell=0$ или $\ell=2$, и спин канала может быть равным $1/2, 3/2, 5/2$. Вероятность распада резонанса с испусканием частицы i характеризуется приведенной шириной γ_i^2 , которая связана с парциальной шириной Γ_i , соответствующей распаду резонанса с вылетом частицы i и проницаемостью барьера вылета частицы P_i , соотношением

$$\gamma_i^2 = \Gamma_i / P_i. \quad (63)$$

Отношение амплитуд распадов по различным спиновым каналам характеризуется величиной

$$\delta_s = \gamma_s / \gamma_{s'}. \quad (64)$$

В экспериментах [4,10,134,138,139] поведение приведенных ширин следует распределению Портера — Томаса, то есть не противоречит статистической модели. В то же время с точки зрения статистической модели корреляции ширин и амплитуд при распаде по различным спиновым каналам отсутствуют, а положительные и отрицательные значения δ_s встречаются одинаково часто. В работах [4,10,134,138,139] обнаружены три типа нестатистических эффектов, связанных с наличием корреляций приведенных ширин, приведенных амплитуд при распаде по различным спиновым каналам, а также с отличием распределений δ_s от статистической модели. Данные нестатистические эффекты могут встречаться в различных комбинациях для исследуемого ядра при разных энергиях возбуждения резонансов.

В качестве типичного примера приведем данные по исследованию реакции ${}^{48}\text{Ti}(p, p'\gamma){}^{48}\text{Ti}$ с возбуждением резонансов в составном ядре ${}^{49}\text{V}$ [138,139]. Коэффициенты линейной корреляции для приведенных ши-

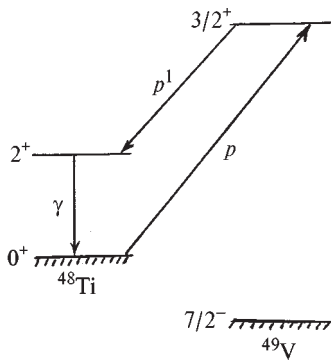


Рис.22. Схема неупругого рассеяния протонов

рин и амплитуд при распаде протонных резонансов со спином $J^\pi = 3/2^+$ в ^{49}V даны в табл.6. Там же в процентах указан уровень статистической значимости результата. Из данных, приведенных в табл.6, можно сделать вывод [138,139] о наличии нестатистических корреляций как приведенных амплитуд γ_j , так и приведенных ширин γ_i^2 для протонов при распаде резонансов по различным спиновым каналам в реакции $^{48}\text{Ti}(\rho, \rho'\gamma)^{48}\text{Ti}$. Аналогичные результаты получены и для ряда других ядер [4,10,134,138,139].

Пример распределения отношений амплитуд δ_s для неупругого рассеяния протонов по различным спиновым каналам через резонансы составного ядра ^{49}V в реакции $^{49}\text{Ti}(\rho, \rho'\gamma)^{49}\text{Ti}$ приведены на рис.23 [138,139]. На том же рисунке пунктирной линией показаны расчеты по статистической модели, которые существенным образом отличаются от экспериментальных данных. Таким образом, в реакциях неупругого рассеяния протонов через резонансы составного ядра наблюдается отчетливое проявление нестатистических эффектов.

Таблица 6. Коэффициенты линейной корреляции приведенных ширин и амплитуд для распада неаналоговых протонных резонансов $J^\pi = 3/2^+$ по различным спиновым каналам в реакции $^{48}\text{Ti}(\rho, \rho'\gamma)$ в интервале энергий налетающих протонов $E_p = (2,42 \div 3,08)$ МэВ

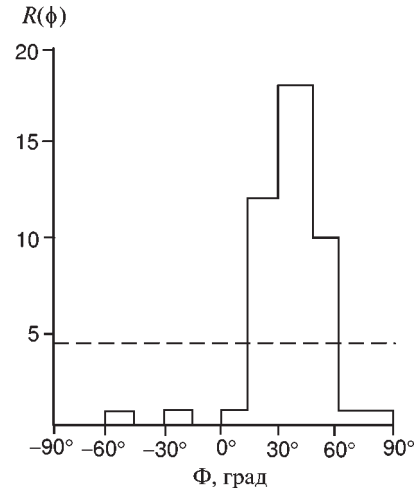
Ширин	γ_ρ^2	γ_{03}^2	γ_{23}^2	γ_{25}^2
γ_ρ^2	1	0,02	- 0,05	0,00
γ_{03}^2	8%	1	0,43	0,85
γ_{23}^2	19%	98%	1	0,15
γ_{25}^2	1%	> 99,9%	56%	1

Коэффициенты корреляции приведенных амплитуд $\rho(\gamma_{03}\gamma_{23})=0,84$; $\rho(\gamma_{23}\gamma_{25})=-0,65$; $\rho(\gamma_{03}\gamma_{25})=-0,57$.

Значения коэффициентов корреляции ρ_{ji} для приведенных ширин расположены в строках таблицы выше диагонали. Ниже диагонали (позиции) указаны уровни статистической значимости для ρ_{ji} . Величины γ_ρ^2 — приведенные ширин упругого рассеяния, γ_{ab}^2 — приведенные ширин неупругого рассеяния, где a — орбитальный момент неупруго рассеянного протона, $b = 2S$, где S — полный спин выходного канала.

В то же время резонансы, возбуждаемые в реакциях с нейтронами, как правило, неплохо описываются статистической моделью [140]. Столь резкую разницу между свойствами нейтронных и протонных резонансов можно объяснить существованием избытка нейтронов. Действительно, облучая протонами ядра с $(N-Z) > 0$, можно возбуждать простейшие конфигурации типа

Рис.23. Распределение экспериментальных значений $\Phi = \text{arctg}(\gamma_{25}/\gamma_{05})$ для резонансов $3/2^-$ в ^{49}V . Статистическая модель всегда должна давать симметричное относительно $\Phi=0^\circ$ распределение. Распределение экспериментальных значений Φ явно несимметрично относительно $\Phi=0^\circ$. Пунктиром показаны результаты расчета по статистической модели при $\langle \gamma_{25}^2/\gamma_{05}^2 \rangle = 1$, где $\langle \gamma_{ij}^2 \rangle$ — среднее значение приведенной ширины для соответствующего спинового канала



$[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$. Данные конфигурации в изученном диапазоне энергий могут возбуждаться с заметным сечением только при наличии избытка нейтронов в ядре, т.е. при $(N-Z) > 0$. С другой стороны, нестатистические эффекты свидетельствуют о наличии определенного типа симметрии ядерного взаимодействия. Нестатистические эффекты, обусловленные конфигурациями $[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$, связаны со спин-изоспиновой $SU(4)$ -симметрией ядерного взаимодействия, и с ростом избытка нейтронов эффекты $SU(4)$ -симметрии могут возрастать [79]. В реакциях $^{58,60,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)$ $^{59,61,63}\text{Cu}$ нестатистические эффекты связываются с возбуждением $[\pi\rho \otimes \nu h]_{\uparrow}$ и $\left\{ [\pi\rho_1 \otimes \nu h_J]_{\uparrow} \otimes \nu\rho_J \right\}_{3/2}$ компонент в волновых функциях резонансов [9,131]. Таким образом, анализ γ -распада неаналоговых резонансов в $^{58,60,62}\text{Ni}(\rho, \gamma)$ $^{59,61,63}\text{Cu}$ реакциях указывает на наличие частичной $SU(4)$ -симметрии ядерного взаимодействия. Поскольку нестатистические эффекты для неаналоговых резонансов менее ярко выражены, чем для аналоговых резонансов [6,12,132], то спин-изоспиновая $SU(4)$ -симметрия представляет, как и следовало ожидать, более приближенный вид симметрии, чем изоспиновая симметрия ядерного взаимодействия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре изложены результаты работ, в которых исследовался ряд нестатистических эффектов при распадах атомных ядер и в ядерных реакциях, идущих с образованием составного ядра.

Анализ всей совокупности экспериментальных и теоретических результатов, рассмотренных в данном обзоре, однозначно свидетельствует о наличии нестатистических эффектов в ядрах, связанных с элементарными модами ядерных возбуждений. Только с учетом нестатистических эффектов можно корректно описывать значительный набор процессов в атомных ядрах и ядерных реакциях. Ожидается, что нестатистические эффекты могут более ярко проявляться в ядрах, сильно удаленных от полосы стабильности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бор О., Моттelson Б. — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, т.1.
2. Hansen P.G. — Adv. Nucl. Phys., 1973, v.7, p.159.
3. Lane A.M. — Ann. Phys., 1971, v.63, p.171.
4. Wells W.K., Bilpuch E.G., Mitchell G.E. — Z.Phys., 1980, v.A297, p.215.
5. Наумов Ю.В., Быков А.А., Изосимов И.Н. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.2, с.421.
6. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. — Изоспин в ядерной физике. Л.:Наука, 1971.
7. Эллиот Дж., Добер П. — Симметрия в физике. М.: Мир, 1983, т.1
8. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. — Ядерная физика, 1974, т.19, с.62.
9. Izosimov I.N. — Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Eds. Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E., Kalpakchieva R.) Dubna, 1993, p.528.
10. Shriner J.F., Jr, Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E. — Z.Phys., 1982, v.A305, p.307.
11. Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Сигалов В.М., Сизов И.В. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.4, с.1284.
12. Изосимов И.Н., Паржицкий С.С., Сизов И.В. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, т.52, с.78.
13. Изосимов И.Н., Крафт О.Е., Паржицкий С.С. и др. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, т.52, с. 72.
14. Изосимов И.Н., Наумов Ю.В. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, с.2248.
15. Изосимов И.Н. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1989, т.53, с.2451.
16. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. — Бета-процессы. Л.: Наука, 1972, с.51.
17. Fujita J., Ikeda K. — Nucl. Phys., 1965, v.67, p.145.
18. Ikeda K. — Progr. Theor. Phys., 1964, v.31, p.434.
19. Endt P.M. — Nuclear Structure (Ed. Hossain A.). North Holland, Amsterdam, 1967.
20. Gaarde S., Kemp K., Naumov Yu. V., Amundsen P.R. — Nucl. Phys., 1970, v.A143, p.497.
21. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. — ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.4, с.892.
22. Doering R.R., Galonsky A., Patterson D.M., Bertsch G. — Phys. Rev. Lett., 1975, v.35, p.1691.
23. Horen D.J., Goodman C.D., Vainum D.E. et al. — Phys.Lett., 1981, v.B99, p.383.
24. Наумов Ю.В., Изосимов И.Н., Петров Б.Ф., Быков А.А. — ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с.55.
25. Быков А.А., Изосимов И.Н., Наумов Ю.В., Петров Б.Ф. — Тезисы 31-го Сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с.333.
26. Kratz K.L., Rudolph W., Ohm H. et al. — Investigation of Beta Strength Functions by Neutron and Gamma Ray Spectroscopy. Institut fur Kernchemie, Mainz, 1978, Germany.

27. **Быков А.А., Витман В.Д., Наумов Ю.В. и др.** — Препринт ЛИЯФ №628, Л., 1980; Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.874.
28. **Izosimov I.N., Kalinnikov V.G., Myakushin M.Yu. et al.** — Preprint JINR, E6-96-454, Dubna, 1996; J. Phys.G, 1998, v.24, p.831.
29. **Бор О., Моттelson Б.** — Структура атомного ядра. М.:Мир, 1977, т.2.
30. **Наумов Ю.В., Крафт О.Е.** — Мат. 11. Зимн. школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., ЛИЯФ, 1976, с.34.
31. **Klapdor H.V., Wene C.O., Izosimov I.N., Naumov Yu.V.** — Phys. Lett., 1978, v.78B, p.20.
32. **Klapdor H.V., Wene C.O., Izosimov I.N., Naumov Yu.V.** — Z. Phys., 1979, v.A292, p.249.
33. **Борзов И.Н., Трыков Е.Л., Фаянс С.А.** — Мат. 24-й Зимн.школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л.: ЛИЯФ, 1989, с.331.
34. **Губа В.Г., Николаев М.А., Урин М.Г.** — Мат. 24-й Зимн. Школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л.: ЛИЯФ, 1989, с.364.
35. **Takahashi K., Yamada M., Kondon T.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1973, v.12, p.101.
36. **Takahashi K., Yamada M.** — Progr. Theor. Phys., 1969, v.41, p.1470.
37. **Гапонов Ю.В., Лютоганский Ю.С.** — Изобарические состояния сферических ядер. М.: ИАЭ, 1974.
38. **Гапонов Ю.В., Лютоганский Ю.С.** — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1324.
39. **Moller P., Randrup J.** — Nucl. Phys., 1990, v.A514, p.1.
40. **Staudt A., Bender E., Muto K., Klapdor-Kleingrothaus H.V.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1990, v.44, p.79.
41. **Mathews G.J., Bloom S.D., Fuller G.M., Bahcall J.N.** — Phys. Rev., 1985, v.C32, p.796.
42. **Krumlinde J., Moller P.** — Nucl. Phys., 1984, v.A417, p.420.
43. **Izumoto T.** — Nucl.Phys., 1983, v.A395, p.189.
44. **Пятов Н.И., Фаянс С.А.** — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.953.
45. **Борзов И.Н., Фаянс С.А.** — Препринт ФЭИ, №1129, 1981.
46. **Соловьев В.Г.** — Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
47. **Kuzmin V.A., Soloviev V.G.** — J. Phys. G., 1984, v.10, p.1507.
48. **Муравьев С.Е., Урин М.Г.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.973.
49. **Изосимов И.Н., Явниц С.Г., Егоров С.А.** — Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов. ОИЯИ, Д7-90-142, Дубна, 1990, с.287.
50. **Frisk F., Hamamoto I., Zang X.Z.** — Preprint Lund-Mph-95/09, Lund, 1995; Phys. Rev., 1996, v.C52, p.2468.
51. **Bender E., Muto K., Klapdor H.V.** — Phys. Lett. B, 1988, v.208, p.53.
52. **Moller P., Randrup J.** — Preprint LBL-27504, 1989; Nucl. Phys., 1990, v.A514, p.1.
53. **Preston M.A.** — Physics of Nucleus. Addison-Wesley, Reading, 1962.
54. **Gove N.B., Martin M.J.** — At. Data and Nucl. Data Tables, 1971, v.10, p.205.
55. **Быков А.А., Витман В.Д., Наумов Ю.В. и др.** — Препринт ЛИЯФ №647, Л., 1981; Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т.46, с.2230.
56. **Jonson B., Hagberg E., Hansen P.G. et al.** — Conf. on Nucl. Far from Stability. Cargese, France, 1976; CERN Report 76-13, p.277.
57. **Быков А.А., Витман В.Д., Морозов В.Ф., Наумов Ю.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, т.44, с.918.
58. **Карнаухов В.А. Петров Л.А.** — Ядра, удаленные от полосы β -стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
59. **Kratz K.-L., Ohm H., Summerer K. et al.** — Phys.Lett.B, 1979, v.86, p.21.

60. **Наумов Ю.В., Крафт О.Е., Петров Б.Ф. и др.** — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.1282.
61. **Hansen P.G., Jonson B.** — Charged Particle Emission from Nuclei. CRC, Boca Raton, 1989, p.21 (Ed. Poenaru D.N., Ivascu M.S.).
62. **Table of Radioactive Isotopes.** N.Y.: 1986 (Eds. Browne E., Firestone R.B.); Table of isotopes. N.Y.: 1978 (Eds. Lederer G.M., Shirley J.S.).
63. **Hardy J.C.** — CERN Report 76-13, 1976, p.267.
64. **Богданов Д.Д., Карнаухов В.А., Петров Л.А.** — Ядерная физика, 1973, т.18, с.3.
65. **Kratz K.-L., Krumlinde J., Leander G.A., Moller P.** — ACS Symp. Ser., 1986, v.324, p.159.
66. **Jahnsen T., Pappas A.C., Tunaal T.** — Delayed Fission Neutrons. Vienna, IAEA, 1968.
67. **Kratz K.-L., Ohm A., Schroder A. et al.** — Proc. Int. Conf. on Nuclei Far from Stability. Helsinki, 1981, p.317.
68. **Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T. et al.** — Preprint MPI H, 1981, v.24.
69. **Nir-El Y., Amiel S.** — CERN Report 76-13, 1976.
70. **Hardy I.C., Carraz L.C., Jonson B., Hansen G.** — Phys. Lett., 1971, v.71B, p.307.
71. **Izosimov I.N.** — Proc. Int. Conf. Exotic Nuclei (Ed. Penionzhkevich Yu.E., Kalpakchieva R.), Foros, Crimea, 1991, p.214.
72. **Greenwood R.C., Helmer R.G., Putnam M.H., Watts K.D.** — Nucl. Instr. and Meth., 1997, v.A390, p.95.
73. **Karney M., Nitschke J.M., Archambault L.F. et al.** — GSI-Preprint 96-63, December 1996.
74. **Быков А.А., Витман В.Д., Наумов Ю.В. и др.** — Препринт ЛИЯФ 748, Л., 1982.
75. **Kalinnikov V.G., Gromov K.Ya., Yanicki M. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1992, v.B70, p.62.
76. **Wawryszczuk J., Yuldashev M.B., Gromov K.Ya. et al.** — Z. Phys., 1997, v.A357, p.39.
77. **Izosimov I.N.** — In: Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Trieste, Italy, 1997, p.91.
78. **Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T.** — At. Data Nucl. and Data Tables, 1984, v.31, p.81.
79. **Izosimov I.N.** — JINR E7-93-126, Dubna, 1993, p.74.
80. **Берлович Э.Е., Новиков Ю.Н.** — ДАН СССР, 1969, т.185, с.1025.
81. **Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н.** — Ядерная физика, 1966, т.4, с.279.
82. **Скобелев Н.К.** — Ядерная физика, 1972, т.15, с.444.
83. **Кузнецов В.И.** — ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.6, с.1285.
84. **Белов Л.Г., Гангрский Ю.П., Миллер М.Б. и др.** — Препринт ОИЯИ P15-9795, Дубна, 1976.
85. **Гангрский Ю.П., Маринеску Г.М., Миллер М.Б. и др.** — Препринт ОИЯИ P15-10613, Дубна, 1977; Ядерная физика, 1978, т.27, с.894.
86. **Батист Л.Х., Берлович Э.Е., Гаврилов В.В. и др.** — Препринт ЛИЯФ №363, Л., 1977.
87. **Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н.** — Ядерная физика, 1967, т.5, с.271.
88. **Habs D., Kleve-Nebenius H., Metag V. et al.** — Z. Phys., 1978, v.A285, p.53.
89. **Гангрский Ю.П., Миллер М.Б., Харисов И.Ф. и др.** — Препринт ОИЯИ P7-10797, Дубна, 1977; Ядерная физика, 1980, т.31, с.306.
90. **Hall H.L., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al.** — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.1866.
91. **Hall H.L., Gregorich K.E., Henderson R.A. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.618.

92. **Lazarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Shirokovsky I.V. et al.** — *Europhys. Lett.*, 1987, v.4, p.893.
93. **Lazarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Shirokovsky I.V. et al.** — *Proc. Int. Conf. on Fifty Years Res. in Nucl. Fission (Berlin, April 3–7, 1989). Contr. Papers. West Berlin, 1989, p.6.*
94. **Поликанов С.М.** — *Изомерия формы фтомных ядер.* М.: Атомиздат, 1977.
95. **Klapdor-Kleingrothaus H.V.** — *Межд. Школа–семинар по физике тяжелых ионов.* ОИЯИ Д7-90-12, Дубна, 1990, с.440.
96. **Axel P.** — *Phys. Rev.*, 1962, v.126, p.671.
97. **Агеев В.А., Головня В.Я., Громова Е.А. и др.** — *Ядерная физика*, 1987, т.46, с.700.
98. **Strutinsky V.M.** — *Nucl. Phys.*, 1967, v.A95, p.420.
99. **Moller P., Nix J.R.** — *Proc. Third IAEA Symp. On Physics and Chemistry of Fission.* Rochester, N.Y. 1973 IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.103.
100. **Иванова С.П., Комов А.Л., Малов Л.А., Соловьев В.Г.** — *ЭЧАЯ*, 1976, т.7, с.450.
101. **Wapstra A.H., Bos K.A.** — *At. Data and Nucl. Data Tables*, 1976, v.17, No.5–6, p.274.
102. **Krats K.-L., Rudolph W., Ohm H. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1979, v.A317, p.335.
103. **Krats K.-L., Rudolph W., Ohm H. et al.** — *Phys. Lett.*, 1976, v.65B, p.231.
104. **Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A.** — *Heavy Ions and Nuclear Fission (Treatise on Heavy Ion Science)* Ed. Bromley D.A., N.Y.: Plenum Press, 1985, v.4, p.3.
105. **Лазарев Ю.А., Оганесян Ю.Ц., Третьякова С.П. и др.** — *Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов.* ОИЯИ Д7-90-142, Дубна, 1990, с.208.
106. **Мезилев К.А., Новиков Ю.Н., Попов А.В. и др.** — *Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов.* ОИЯИ Д7-90-142, Дубна, 1990, с.199.
107. **Изосимов И.Н.** — *Изв. РАН, сер. физ.*, 1993, т.57, с.29.
108. **Moller P., Nix J.R.** — *At. Data and Nucl. Data Tables*, 1981, v.26, p.165.
109. **Klapdor H.V.** — *Fortschr. Physik*, 1985, v.33, p.1.
110. **Изосимов И.Н.** — *Изв.АН СССР, сер. физ.*, 1992, т.56, с.39.
111. **Thielemann F.-K., Metzinger J., Klapdor H.V.** — *Z.Phys.*, 1983, v.A309, p.301.
112. **Pashkevich V.V.** — *Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics (Alushta, USSR, April 14–21, 1983).* JINR, D7-83-644, Dubna, 1983, p.405.
113. **Егоров С.А., Рубчя В.А., Хлебников С.В.** — *Ядерная физика*, 1987, т.46, с.60.
114. **Weber J., Britt H.C., Gavron A. et al.** — *Phys. Rev.*, 1976, v.C13, p.2413.
115. **Thelemann F.-K., Wiescher M.** — *Primordial Nucleosynthesis (Ed. Thompson W., Carney B.)* Singapore: World Scientific, 1990, p.92.
116. **Morrisey D.** — *Unstable Nuclei in Astrophysics.* (Eds. Kubono S., Kajino T.) Singapore: World Scientific, 1991, p.12.
117. **Hashimoto M., Nomoto K., Shigeyama T.** — *Astron. Astrophys.*, 1989, v.210, p.L5.
118. **Cameron A.G.W.** — *Cosmic Abundences of Matter.* Ed. Waddington, AIP Conf. Proc. 1989, v.183, p.349.
119. **Крамаровский Я.М., Чечев В.П.** — *Синтез элементов во Вселенной.* М.: Наука, 1987.
120. **Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fower W.A., Hoyle F.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1957, v.29, p.547.
121. **Thielemann F.-K., Kratz K.-L.** — *Preprint IKMz 91-4, Universitat Mainz*, 1991.
122. **Wene C.O.** — *Astron. and Astrophys.*, 1975, v.44, p.233.
123. **Schramm D.N., Wasserbyrg G.S.** — *Astrophys.J.*, 1970, v.162, p.57.
124. **Klapdor H.V., Wene C.O.** — *Astrophys. J. Lett.*, 1979, v.230L, p.113.
125. **Изосимов И.Н., Наумов Ю.В.** — *Тез. 30-го Сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.* Л.: Наука, 1980, с.265.

126. **Wene C.O., Johansson S.A.E.** — CERN Report 76-13, 1976, p.584.
127. **Schramm D.N.** — Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1974, v.12, p.383.
128. **Fowler W.A.** — Colorado Associated Univ. Press, 1972, p.66; Proc. R.A. Welch Foundation Conf. on Chem. Rev. XXI Cosmochemistry. Houston, 1978, p.61.
129. **Наумов Ю.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т.39, с.1645.
130. **Изосимов И.Н., Крафт О.Е., Паржицкий С.С., Сизов И.В.** — Сообщение ОИЯИ, P15-87-256, Дубна, 1987.
131. **Izosimov I.N.** — Proc. Eighth Int. Symp. on Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. Kern J. Switzerland, 1983, p.593.
132. **Изосимов И.Н., Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Сигалов В.М.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.1952.
133. **Крафт О.Е., Наумов Ю.В., Паржицкий С.С., Сизов И.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.40, с.1182.
134. **Mitchell G.E., Dittrich T.R., Vilpuch E.G.** — Z.Phys., 1979, v.A289, p.211.
135. **Izosimov I.N.** — In: Proc. European Phys. Soc. XV Nucl. Phys. Division Conf. St. Petersburg, Russia, 1995, p.635.
136. **Бунаков В.Е.** — Мат. VII Зимн. школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., 1972, с.46.
137. **Кендалл М., Стьюарт А.** — Теория распределений. М.: Наука, 1966.
138. **Chou В. Н., Mitchell G.E., Vilpuch E.G., Westerfeldt C.R.** — Z.Phys., 1981, v.A300, p.157.
139. **Ramakrishnan P., Chou В.Н., Mitchell G.E. et al.** — Z.Phys., 1983, v.A311, p.160.
140. **Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М. и др.** — Сообщение ОИЯИ P3-12516, Дубна, 1979.