

СТРУКТУРА ПРОТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

О. Е. Крафт, Ю. В. Наумов, В. М. Сигалов

Научно-исследовательский институт физики ЛГУ, Ленинград,

И. В. Сизов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о нестатистическом характере протонных резонансов для энергий возбуждения 6—15 МэВ в легких и средних ядрах. Проанализированы приведенные протонные ширины, корреляции абсолютных ширин и амплитуд. Особое внимание уделено корреляциям относительных фаз амплитуд приведенных ширин. В конце обзора обсуждается возможная причина проявления нестатистического характера протонных резонансов.

A review is given of the experimental data evidencing proton resonances non-statistical character for excitation energy 6—15 MeV in light and middle nuclei.

It was analyzed reduced proton width, absolute width and amplitude correlations. Special attention is paid amplitude relative phase correlation. In the review and discussed possible cause of proton resonances nonstatistical character manifestation.

ВВЕДЕНИЕ

Резонансы в выходе ядерных реакций под действием протонов впервые были обнаружены в 1935 г. [1]. Последующие исследования этой области ядерной физики давали и продолжают давать существенный вклад в наши представления о свойствах ядерных состояний в определенной области энергий возбуждений. Нижней границей этой области является энергия связи протона в ядре. Существует и верхняя граница. Она определяется ростом ширины уровней и уменьшением расстояния между ними. Ширина уровней растет с увеличением энергии бомбардирующей частицы из-за роста проницаемости кулоновского барьера и увеличения числа каналов, по которым может происходить распад образовавшегося резонансного состояния. Плотность ядерных состояний растет с увеличением энергии возбуждения и тем больше, чем больше массовое число ядра A .

Верхняя граница области энергий возбуждения, где еще можно наблюдать хорошо выраженные резонансы при бомбардировке протонами, определяется 10—11 МэВ в ядрах с $A \sim 60$, тогда как в легких ядрах, где плотность уровней мала, предел для наблюдения резонансов может достигать энергий возбуждения 15—17 МэВ. В тяжелых ядрах ($A > 65$) в сечениях реакций с протонами до сих пор наблюдались только аналоговые резонансы.

Хорошо известно, что эти резонансы возбуждаются в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов не только в легких и средних, но и в тяжелых ядрах вплоть до висмута. Ширины их составляют приблизительно от 1 кэВ до нескольких десятков килоэлектрон-вольт [2].

Аналоговые резонансы являются особым типом возбуждений составного ядра — это простые входные состояния с изоспином на единицу большим, чем изоспин состояний сплошного спектра составного ядра. Если бы не было смешивания аналогового состояния с окружающими, то его ширина была бы мала. Однако смешивание существует. Оно приводит к уширению аналоговых состояний, к появлению тонкой структуры аналогов. Таким образом, можно сказать, что аналоговые резонансы — это структура типа гигантского резонанса, образовавшаяся в результате распределения силы простого возбуждения по уровням составного ядра.

Тонкая структура аналоговых состояний впервые была замечена при изучении упругого рассеяния протонов на изотопах молибдена [3]. В дальнейшем эксперименты по изучению резонансов в реакциях с протонами с очень высоким разрешением по энергии (250—300 эВ) были сделаны в работах группы Билпача, которая исследовала широкий диапазон ядер $30 \leq A \leq 65$. Основное внимание в этих экспериментах уделялось исследованию свойств аналоговых резонансов. Однако в тех же функциях возбуждения в реакциях (pp), (pp') и (pn) при энергиях протонов в интервале 1—5 МэВ наблюдалось большое число других резонансов, неаналоговых, с ширинами в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сот электрон-вольт.

Кроме аналоговых резонансов в ядрах примерно при тех же энергиях существует еще один тип возбуждений, называемый гигантским резонансом Гамова — Теллера. До недавнего времени проявление этого гигантского резонанса наблюдалось лишь в некоторых косвенных эффектах, таких, например, как сильное торможение β -переходов Гамова — Теллера на низковозбужденные состояния ядер. Только в 1980—1982 гг. появились систематические данные о заселении резонанса Гамова — Теллера в прямых зарядово-обменных реакциях (pn) в конечных ядрах. Было обнаружено, что ширины резонансов Гамова — Теллера составляют 2—4 МэВ [4], что существенно превышает ширины аналогов.

Возникает вопрос: может ли наблюдаться резонанс Гамова — Теллера при возбуждениях в составном ядре в реакциях с протонами? При распределении силы резонанса Гамова — Теллера по уровням составного ядра со сложной структурой (образование тонкой структуры резонанса Гамова — Теллера) должна образоваться промежуточная структура в протонных резонансах, так же как она образуется в случае аналогов. Разница в том, что эта структура должна быть значительно более протяженной по энергии, более «размазанной», чем структура аналогов, и потому ее труднее обнаружить экспериментально.

Возможно, что наблюдаемые в реакциях (pp) , (pp') и $(p\gamma)$ неаналоговые резонансы, о которых упоминалось выше, могут возникать при распределении гигантского резонанса Гамова — Теллера по уровням составного ядра. Есть и другая возможность интерпретации структуры неаналоговых резонансов — считать, что это статистические резонансы составного ядра.

До недавнего времени основные сведения об уровнях составного ядра в энергетической области, где еще имеет смысл говорить об уровнях, получались из исследований нейтронных резонансов. По этим резонансам получено много достаточно полных экспериментальных данных в широкой области ядер. Анализ этих данных [5] по-видимому позволяет считать, что нейтронные резонансы имеют статистический характер, т. е. при захвате нейтронов возбуждаются уровни составного ядра, свойства которых описываются на основе статистической модели ядра.

В последние годы накоплен большой экспериментальный материал об энергиях, квантовых характеристиках, парциальных ширинах неаналоговых протонных резонансов. Однако о структуре этих резонансов известно пока было мало. По аналогии с нейтронными резонансами можно было предполагать, что неаналоговые протонные резонансы также имеют статистический характер. Однако существовали некоторые указания на отклонения свойств этих резонансов от статистической модели [6—8].

Прямым доказательством нестатистической природы неаналоговых резонансов было бы обнаружение промежуточной структуры в сечениях реакций с протонами [9].

Простейшим проявлением промежуточной структуры является наличие максимума в распределении приведенных ширин распада резонансов в зависимости от энергии возбуждения.

Приведенная ширина γ_i^2 , характеризующая вероятность распада резонанса с испусканием частицы i , выражается формулой:

$$\gamma_i^2 = \Gamma_i / \mathcal{P}_i,$$

где Γ_i — парциальная ширина резонанса, соответствующая вероятности испускания данной частицы; \mathcal{P}_i — проникаемость барьера вылета частицы. Величина $\gamma_i = \sqrt{\Gamma_i / \mathcal{P}_i}$ — это амплитуда распада резонанса с испусканием данной частицы. Часто в статьях γ_i называют амплитудами приведенных ширин.

В ряде работ были предприняты попытки найти максимумы в распределении приведенных ширин для неаналоговых протонных резонансов. Ниже мы рассмотрим эти работы и полученные в них результаты.

1. ПОИСКИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СТРУКТУР ПО ПРИВЕДЕННЫМ ШИРИНАМ РЕЗОНАНСОВ

В обзор данных включены те работы, которые проведены с использованием техники высокого разрешения протонного пучка и которые содержат статистический анализ полученных результатов для большого числа резонансов.

Изучение резонансов в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов показало, что в распределении приведенных ширин

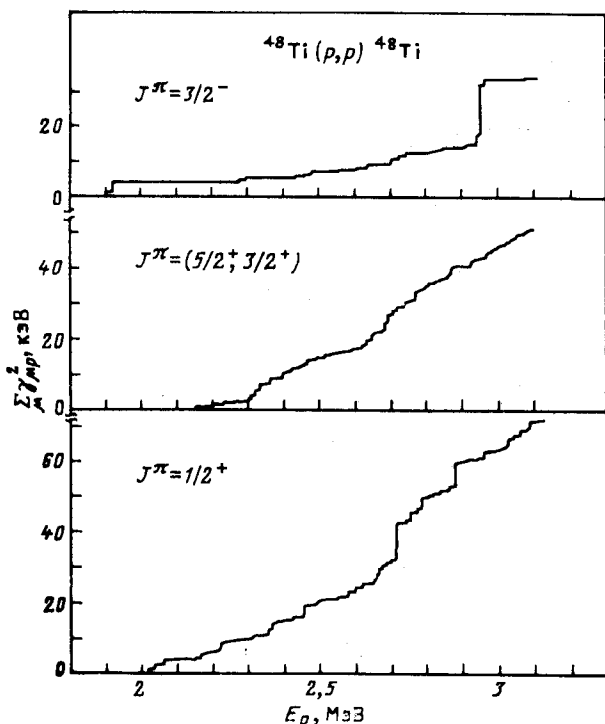


Рис. 1. Кумулятивные суммы приведенных ширин для резонансов в реакции $^{48}\text{Ti}(pp)$. В верхней части — расщепленный аналог $p_{3/2}$. В нижней — неаналоговые резонансы с $J^\pi = (5/2^+, 3/2^+)$ и $J^\pi = 1/2^+$ [10]

резонансов в зависимости от энергии возбуждения наблюдаются аномалии только для аналоговых резонансов, хотя, как уже упоминалось, наряду с аналогами существует большое число других резонансов, иногда сравнимых по интенсивности с компонентами тонкой структуры аналогов.

Разница в поведении приведенных ширин для аналогов и неаналогов показана на рис. 1, взятом из работы [10], где изучалась реакция $^{48}\text{Ti}(pp)$. В верхней части рисунка даны кумулятивные суммы

приведенных ширин для 40 резонансов с $J^\pi = 3/2^-$, возбуждаемых в этой реакции. Видна отчетливая аномалия при энергии протонов 2,95 МэВ, которая соответствует положению расщепленного аналога $3/2^-$ в ^{49}V . В нижней части кривой приведены кумулятивные суммы приведенных ширин для 112 резонансов с $J^\pi = (5/2^+, 3/2^+)$ и 70 резонансов с $J^\pi = 1/2^+$, которые не являются аналогами. Зависимость от энергии для этих резонансов оказывается монотонной.

В [11] сравнивается распределение приведенных ширин для указанных 70 резонансов с $J^\pi = 1/2^+$ с распределением Томаса —

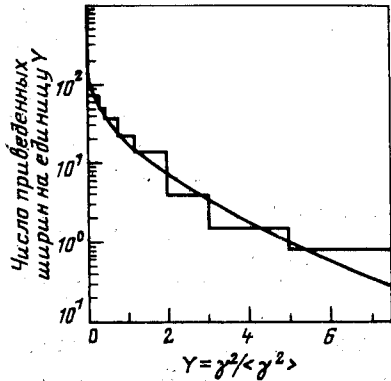


Рис. 2. Сравнение распределения приведенных ширин для резонансов $1/2^+$ в реакции $^{48}\text{Ti}(pp)$ с распределением Томаса — Портера (сплошная линия [11])

Портера. Результат показан на рис. 2. Гистограмма представляет экспериментальные данные, сплошная линия — распределение Томаса — Портера. Согласие эксперимента с расчетом хорошее.

Анализ распределения приведенных ширин для неаналоговых резонансов предпринимался и в ряде других работ. В [12] проводился анализ 71 неаналогового резонанса с $J^\pi = 3/2^-$ в ^{49}V в реакции неупругого рассеяния протонов на ^{48}Ti в энергетической области, свободной от аналогов. В неупругих протонных приведенных ширинах не наблюдалось никаких аномалий, их поведение следовало распределению Томаса — Портера с хорошей точностью.

Такой же результат для неупругих приведенных ширин был получен для 45 неаналоговых резонансов с $J^\pi = 5/2^+$ в ядре ^{49}V [13]. На рис. 3 показано распределение неупругих приведенных ширин для трех спиновых каналов распада. Видно, что согласие эксперимента с расчетом отличное.

В [14] анализировались неупругие ширины для 53 резонансов с $J^\pi = 5/2^+$ в ^{48}Sc . Никаких отклонений от распределения Томаса — Портера не наблюдалось. В [15] проводился аналогичный анализ для 37 неаналоговых резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в ^{46}Sc и 24 резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в ^{51}Mn . Распределения приведенных ширин в обоих случаях удовлетворительно согласуются с распределением Томаса — Портера. В [16] исследовались статистические свойства 56 резонан-

сов с $J^\pi = 1/2^+$ в реакции ^{60}Ni (pp) и 156 резонансов с $J^\pi = 1/2^+$ в реакции ^{62}Ni (pp). Аномалий в упругих протонных приведенных ширинах не наблюдалось.

Из рассмотренных примеров можно сделать вывод, что в поведении протонных приведенных шириин не наблюдается нестатисти-

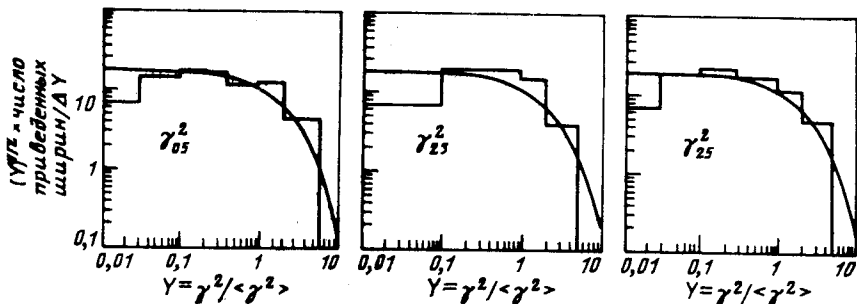


Рис. 3. Распределение неупругих приведенных шириин для трех спиновых каналов распада резонансов $5/2^+$ в ^{49}V :

гистограмма — эксперимент; сплошные кривые — нормализованное распределение Тома-са — Портера. Цифры около γ — значения орбитального момента l' неупругорассеянного протона и спина выходного канала s' [13]

ческих эффектов для неаналоговых резонансов. Таким образом, попытки обнаружить промежуточную структуру неаналоговых протонных резонансов по изучению приведенных шириин не привели к успеху.

2. ПОИСКИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СТРУКТУР ПО КОРРЕЛЯЦИЯМ В АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ШИРИИ И АМПЛИТУД

Согласно [17], промежуточная структура проявляется в нарушении предположений статистической модели в локализованной области энергий. Как мы видели, в энергетической зависимости приведенных шириин такое нарушение наблюдалось лишь для аналогов.

Нестатистические эффекты можно искать не только в поведении приведенных шириин, но и в корреляциях как шириин, так и амплитуд для разных каналов реакций. Для количественной характеристики корреляций между величинами x_i и y_i вводится коэффициент линейной корреляции, определяемый следующим образом:

$$\rho(x, y) = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{[\sum_i (x_i - \bar{x})^2]^{1/2} [\sum_i (y_i - \bar{y})^2]^{1/2}}. \quad (1)$$

Если величины x_i и y_i распределены статистически независимо, то корреляций между ними быть не может, и коэффициент линейной корреляции должен быть равен нулю.

Вначале методы корреляционного анализа использовались для поиска промежуточных структур в реакциях с нейтронами [9]. Позднее корреляционный анализ был применен к аналогам и позволил получить интересные данные о структуре $T_{<}$ -компоненты аналога. Как уже говорилось, большинство аналоговых резонансов оказываются расщепленными, фрагментированными на ряд компонент тонкой структуры. Тонкая структура появляется в результате смешивания собственно аналогового $T_{>}$ -состояния и уровней компаунд-ядра с изоспином $T_{<}$. При γ -распаде аналогов наблюдаются переходы на многие низколежащие состояния. Наиболее сильные из них определяются $T_{<}$ -компонентой аналога, для слабых переходов велика вероятность вклада $T_{<}$ -компоненты [8].

В [6] рассчитывался коэффициент линейной корреляции ρ_j для Γ_γ -ширин между переходами с компонент тонкой структуры $p_{3/2}$ -аналога в ^{61}Cu на основное состояние этого ядра, определяемыми $T_{>}$ -компонентой аналога, и переходами на состояния $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$, определяемыми $T_{<}$ -компонентой. Величины ρ_j оказались отрицательными и близкими к -1 . Иными словами, наблюдались явные антикорреляции между переходами на основное состояние и переходами на $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -состояния. В то же время для переходов с компонент тонкой структуры аналога на $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -состояния наблюдались корреляции. Этот результат был интерпретирован авторами работы следующим образом.

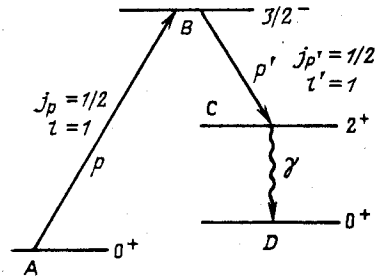
Хотя переходы на $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -уровни определяются $T_{<}$ -состояниями компаунд-ядра, однако эти состояния не имеют сложной структуры, характерной для составного ядра. Они обладают столь же простой конфигурацией, как и аналог. Другими словами, при распаде аналогов проявляются два входных состояния: одно — $T_{>}$ -компонента аналога, второе — $T_{<}$ -компонента со столь же простой структурой, как и структура аналога.

В [7] было предпринято многоканальное изучение тонкой структуры $p_{3/2}$ -аналога в ^{55}Mn . Измерялось упругое и неупругое рассеяние протонов с высоким разрешением, а также γ -распад восьми компонент тонкой структуры. Как и в случае ^{61}Cu , обнаружены антикорреляции для переходов на возбужденные уровни по отношению к переходам на основное состояние. Авторы работы также сделали вывод о существовании второго входного состояния, кроме аналога в компонентах тонкой структуры. Подобный же корреляционный анализ был применен в работах, посвященных исследованию неаналоговых протонных резонансов, о которых идет речь. В этих работах изучалось неупругое рассеяние протонов на четно-четных мишенях в ядрах f -оболочки. Изучались корреляции между ширинами и между амплитудами для разных спиновых каналов распада резонансов.

Рассмотрим для примера неупругое рассеяние протонов от четно-четного ядра с $J^\pi = 0^+$ через резонанс составного ядра со спином $J^\pi = 3/2^-$ на возбужденное состояние конечного ядра со спином 2^+ (рис. 4). Ограничимся минимальным значением орбиталь-

ного момента неупругорассеянного протона $l' = 1$. Тогда спины выходного канала реакции могут принимать значения $s' = J_c + + \bar{J}_p$, т. е. для данного случая $s' = 3/2$ или $5/2$.

Для резонанса с $J^\pi = 5/2^+$ для неупругорассеянных протонов возможны три спиновых канала: $s' = 5/2$ для $l' = 0$ и $s' = 3/2$ и $5/2$ для $l' = 2$ ($l' = 4$ дает пренебрежимо малый вклад). В [13] изучались резонансы с $J^\pi = 5/2^+$ в ^{49}V , локализованные в энергетической области порядка 800 кэВ.



В табл. 1 даны коэффициенты линейной корреляции ρ_{ij} ширин для разных спиновых каналов. Значения ρ_{ij} помещены в строках таблицы, расположенных выше диагонали. В соответствующих строках ниже диагонали (позиции ji) даны цифры, определяющие уровень статистической значимости результата. Величины

Рис. 4. Схема неупругого рассеяния протонов

γ_p^2 — приведенные ширины упругого рассеяния, величины $\gamma_{05}^2, \gamma_{23}^2, \gamma_{25}^2$ — приведенные ширины неупругого рассеяния для разных спиновых каналов распада с l' и s' , соответственно равных 0, 5/2; 2, 3/2; 2, 5/2; γ_p^2 — приведенная ширина для упругого рассеяния про-

Таблица 1. Коэффициенты линейной корреляции приведенных ширин в протонных резонансах со спином $5/2^+$ в ^{49}V

Приведенные ширины	γ_p^2	γ_{05}^2	γ_{23}^2	γ_{25}^2
γ_p^2	1	0,59	0,08	0,41
γ_{05}^2	> 99,9 %	1	0,46	0,71
γ_{23}^2	75 %	99,9 %	1	0,28
γ_{25}^2	99,5 %	> 99,9 %	97,5 %	1

$$\rho(\gamma_{05} \gamma_{25}) = 0,88 \quad \rho(\gamma_{05} \gamma_{23}) = -0,06 \quad \rho(\gamma_{23} \gamma_{25}) = 0,01$$

тонов. Внизу в таблице даны коэффициенты линейной корреляции амплитуд, определяемые по формуле:

$$\rho_{\text{ампл}} = \frac{\sum_{\nu} \gamma_{\nu c} \gamma_{\nu c'}}{\left[\left(\sum_{\nu} \gamma_{\nu c}^2 \right) \left(\sum_{\nu} \gamma_{\nu c'}^2 \right) \right]^{1/2}} \quad (2)$$

в предположении, что $\bar{\gamma}_{\nu c} = 0$.

Из таблицы видно, что многие корреляции являются статистически значимыми. В частности, очень велика амплитудная корреляция для одной пары каналов: $\rho(\gamma_{05} \gamma_{25}) = 0,88$.

Аналогичный анализ был проведен в работе [14] для 53 резонансов с $J^\pi = 5/2^+$ в ^{45}Sc в интервале энергий протонов 2,31 — 2,99 МэВ. В табл. 2 приведены коэффициенты линейной корреляции для при-

Т а б л и ц а 2. Коэффициенты линейной корреляции для приведенных ширин в протонных резонансах со спином $5/2^+$ в ^{45}Sc

Приведенные ширин	γ_p^2	γ_{05}^2	γ_{23}^2	γ_{25}^2
γ_p^2	1	0,26	0,10	0,28
γ_{05}^2	94 %	1	0,67	0,27
γ_{23}^2	50 %	> 99,9 %	1	-0,08
γ_{25}^2	95 %	95 %	40 %	1

$$\rho(\gamma_{05} \gamma_{25}) = 0,72 \quad \rho(\gamma_{05} \gamma_{23}) = 0,22 \quad \rho(\gamma_{23} \gamma_{25}) = 0,06$$

веденных ширин в трех спиновых каналах. Внизу в таблице даны амплитудные корреляции.

В [18] изучались резонансы с $J^\pi = 3/2^+$ в ^{49}V для трех спиновых каналов распада в интервале энергий протонов 2,42—3,08 МэВ. Соответствующие результаты приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Коэффициенты линейной корреляции для приведенных ширин в протонных резонансах со спином $3/2^+$ в ^{49}V

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

$$\rho(\gamma_{03} \gamma_{23}) = 0,84 \quad \rho(\gamma_{23} \gamma_{25}) = -0,65 \quad \rho(\gamma_{03} \gamma_{25}) = -0,51$$

В [15] исследовались резонансы с $J^\pi = 3/2^-$ в ^{46}Sc и ^{51}Mn в энергетических областях, свободных от аналогов. В табл. 4 даны значе-

Т а б л и ц а 4. Коэффициенты линейной корреляции для приведенных ширин в протонных резонансах со спином $3/2^-$ в ^{46}Sc

Приведенные ширин	γ_p^2	γ_{13}^2	γ_{15}^2
γ_p^2	1	-0,018	-0,04
γ_{13}^2	70%	1	0,23
γ_{15}^2	17%	82%	1

$$\rho_{\text{ампл}} = -0,66$$

ния коэффициентов линейной корреляции для ширин и амплитуд двух спиновых каналов для 37 резонансов в ^{45}Sc в энергетической области $2,8 \leq E_p \leq 3,01$ МэВ.

Данные для 24 резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в ^{51}Mn , находящихся в энергетической области $3,03 \leq E_p \leq 4,30$ МэВ, даны в табл. 5.

Таблица 5. Коэффициенты линейной корреляции для приведенных ширин в протонных резонансах со спином $3/2^-$ в ^{51}Mn

Приведенные ширинны	γ_p^2	γ_{13}^2	γ_{15}^2
γ_p^2	1	0,77	0,22
γ_{13}^2	98%	1	0,04
γ_{15}^2	69%	14%	1

$$R_{\text{ампл}} = 0,34$$

Подведем некоторые итоги, вытекающие из рассмотренных работ. Данные корреляционного анализа для неаналоговых протонных резонансов свидетельствуют о существовании статистически значимых корреляций, наблюдаемых как для ширин, так и для амплитуд, в реакциях неупругого рассеяния протонов. Наличие корреляций указывает на нестатистические эффекты, характерные для неаналоговых резонансов. К такому же выводу приводят и косвенные данные, полученные из анализа γ -распада компонент тонкой структуры аналогов.

3. ПОИСКИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СТРУКТУР ПО КОРРЕЛЯЦИЯМ В ФАЗАХ АМПЛИТУД

При описании ядерных реакций, происходящих с образованием составного ядра, оказывается удобным характеризовать реакцию отношением смеси спиновых каналов реакции δ_s , определяемым как отношение амплитуд распада через соответствующие каналы. Оно аналогично отношению смеси мультипольностей электромагнитных переходов δ , хорошо известных в ядерной спектроскопии. Для ряда резонансов составного ядра (с одинаковыми квантовыми характеристиками), которые являются статистическими, величины δ_s не будут коррелированы. Амплитуды и относительные фазы выходных каналов реакции должны быть случайными. Это предположение статистической модели может быть выражено следующей формулой:

$$\overline{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}} = \overline{\gamma_{\lambda c}^2} \delta_{cc'}, \quad (3)$$

где γ — амплитуды, усреднение производится по λ -резонансам; c и c' — спиновые каналы реакции.

Если в определенной энергетической области соотношение (3) окажется нарушенным, то это будет свидетельствовать о нестатистическом характере резонансов.

Для экспериментальной проверки этого соотношения необходимо определить δ_s .

В [19, 20] был предложен способ измерения отношения смеси спиновых каналов δ_s в реакции неупругого рассеяния протонов через резонанс. Было показано, что для определения величины и знака δ_s достаточно измерения угловых распределений неупругорассеянных протонов и угловых распределений следующих за ними γ -квантов.

В рассмотренном ранее примере неупругого рассеяния протонов от четно-четной мишени с $J^\pi = 0^+$ через резонанс составного ядра со спином $3/2^-$ на возбужденное состояние конечного ядра со спином 2^+ (см. рис. 4) отношение смеси двух выходных спиновых каналов δ_s определяется как отношение амплитуд распада состояния B через эти два спиновых канала:

$$\delta_s = \gamma_{s_{15}} / \gamma_{s_{13}}. \quad (4)$$

Здесь мы ограничились минимальным значением орбитального момента неупругого рассеянного протона $l' = 1$. Неупругая ширина $\Gamma_{p'}$ резонанса будет пропорциональна сумме квадратов двух амплитуд:

$$\Gamma_{p'} \approx (\gamma_{s_{13}})^2 + (\gamma_{s_{15}})^2. \quad (5)$$

В [19, 20] показано, что изучение углового распределения неупругорассеянных протонов и углового распределения следующих за ними γ -квантов дает возможность однозначного определения как спина резонансного состояния B , так и величины δ_s . В частности, для рассмотренного примера отношение смеси спиновых каналов δ_s связано с параметрами углового распределения неупругорассеянных протонов и γ -квантов, соответствующих переходу $2^+ \rightarrow 0^+$, следующими соотношениями:

для неупругорассеянных протонов

$$\delta_s(p') = \pm \sqrt{(4 + 5a_{2p'}) / (1 - 5a_{2p'})}; \quad (6)$$

для γ -квантов перехода $2^+ \rightarrow 0^+$

$$\delta_s(\gamma) = (2 \pm \sqrt{2a_{2\gamma} - 4a_{2\gamma}^2}) / (4 - 10a_{2\gamma}). \quad (7)$$

Здесь a_2 — коэффициент при полиноме Лежандра P_2 .

Этих уравнений достаточно для определения как значения, так и знака δ_s в рассмотренном случае.

Для других значений J^π резонансов будут другие соотношения, связывающие δ_s с угловыми распределениями протонов и γ -квантов. В случае $J^\pi = 5/2^+$ для неупругорассеянных протонов возможны три спиновых канала [13, 14]: $s' = 5/2$ для $l' = 0$ и $s' = 3/2$

и $5/2$ для $l' = 2$, как уже упоминалось, $l' = 4$ дает пренебрежимый вклад. Таким образом, здесь имеется три выходных амплитуды, т. е. два независимых отношения амплитуд:

$$\delta_1 = \gamma_{s_{23}}/\gamma_{s_{05}}, \quad \delta_2 = \gamma_{s_{25}}/\gamma_{s_{05}} \quad (8)$$

(амплитуда для $l' = 0$ произвольно выбирается положительной).

Угловое распределение для неупругорассеянных протонов и γ -квантов в случае $J^\pi = 5/2^+$ выражается через коэффициенты a_2 и a_4 при полиномах Лежандра P_2 и P_4 . Параметры $a_{2p'}$, $a_{4p'}$, $a_{2\gamma}$ и $a_{4\gamma}$ связаны с величинами δ_1 и δ_2 следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} a_{2p'} &= \frac{(20/49) P\delta_1^2 - (20/49) P\delta_2^2 - \left(\frac{4\sqrt{14}}{7}\right) P^{1/2} \cos(\alpha_0 - \alpha_2) \delta_2}{1 + P\delta_1^2 + P\delta_2^2}; \\ a_{4p'} &= \frac{-(48/49) P\delta_1^2 + (27/49) P\delta_2^2}{1 + P\delta_1^2 + P\delta_2^2}; \\ a_{2\gamma} &= \frac{(4/7) - (2/35) P\delta_1^2 + (2/35) P\delta_2^2 - (96/245) P\delta_1\delta_2}{1 + P\delta_1^2 + P\delta_2^2}; \\ a_{4\gamma} &= \frac{-(4/7) + (2/7) P\delta_2^2 - (48/49) P\delta_1\delta_2}{1 + P\delta_1^2 + P\delta_2^2}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Здесь $P = P(2)/P(0)$, где $P(2)$ и $P(0)$ — проницаемости для $l' = 2$ и $l' = 0$ соответственно, $\cos(\alpha_0 - \alpha_2)$ — интерференционный член для $l' = 0$ и $l' = 2$. Четырех квадратных уравнений достаточно для определения величин и знаков δ_1 и δ_2 .

В [21] рассмотрены резонансы с $J^\pi = 5/2^-$. В этом случае возможны $l' = 1$ и $l' = 3$ (вклад $l' = 5$ пренебрежимо мал) и соответственно четыре неупругих канала.

Особый случай представляет неупругое рассеяние протонов через резонанс с $J^\pi = 3/2^+$ (l' равно 0 и 2). В этом случае существуют три выходных спиновых канала и две неизвестные величины δ_1 и δ_2 , как и в случае $J^\pi = 5/2^+$, но угловые распределения как неупругорассеянных протонов, так и соответствующих γ -квантов содержат в разложении по полиномам Лежандра только член с a_2 . Таким образом, здесь мы получаем два квадратных уравнения, связывающих $a_{2p'}$ и $a_{2\gamma}$ с величинами δ_1 и δ_2 :

$$\left. \begin{aligned} a_{2p'} &= \frac{-(5/7) P\delta_1^2 - 2\sqrt{P} \cos(\alpha_0 - \alpha_2) \delta_2}{1 + P\delta_1^2 + P\delta_2^2}; \\ a_{2\gamma} &= \frac{(1/2) - (3/10) P\delta_2^2 - (2/35) P\delta_1^2 - (2/35) \sqrt{21} \delta_1\delta_2}{1 + P\delta_1^2 + P\delta_2^2}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В этом случае получаются два решения для δ_1 и δ_2 , а не одно. Для того чтобы выбрать правильное решение из двух возможных, необходимы дополнительные экспериментальные данные. Такие данные можно получить из угловых корреляций между неупругорассеянными протонами и следующими за ними γ -квантами.

Этот предложенный простой способ определения δ_s группой Биллача был использован затем в работах этой группы для большого числа резонансов в ядрах f -оболочки.

В одной из первых работ этой серии [22] анализировалось поведение δ_s для 15 компонент фрагментированного аналога с $J^\pi = 3/2^-$ в ядре ^{45}Sc в реакции $^{44}\text{Ca}(pp'\gamma)^{44}\text{Ca}$. Оказалось, что относительные знаки δ_s для всех 15 компонент аналога одинаковы.

Это свидетельствует о нестатистическом поведении резонансов в окрестности аналога, что является вполне естественным, так как аналоговое состояние — это простое входное состояние. Для таких состояний, как показано в [9], относительные фазы амплитуд должны быть одинаковыми для всех компонент. Результат, полученный в данной работе, это первая экспериментальная демонстрация предсказанного теоретически постоянства фазы для амплитуд фрагментированного аналога. Подобный же результат был получен затем в [23]. В ней изучались относительные знаки амплитуд фрагментированного аналога $3/2^-$ в ^{47}V . Оказалось, что из 11 компонент тонкой структуры аналога 10 имели одинаковый знак амплитуд.

Относительные знаки пяти компонент тонкой структуры аналога с $J^\pi = 5/2^-$ в ^{55}Co [21] также оказались одинаковыми. Однако неожиданным было то обстоятельство, что знаки δ_s оказались коррелированными и для энергетической области, выходящей за пределы аналога. Впервые это было отмечено в [22], где изучались резонансы в реакции $^{44}\text{Ca}(pp'\gamma)$. Расщепленный аналог с $J^\pi = 3/2^-$ соответствовал энергии протонов около 2,62 МэВ. В области $E_p \sim 2,7 \div 2,8$ МэВ, т. е. выше аналога, наблюдались девять резонансов с $J^\pi = 3/2^-$, у которых также были одинаковые относительные знаки амплитуд. По мнению авторов, этот результат указывает на существование второго входного состояния, не связанного с анаговым.

В дальнейшем группой Биллача была предпринята серия исследований в ряде ядер, причем рассматривались резонансы, заведомо являющиеся анаговыми (не та энергетика, не те квантовые характеристики, которые соответствуют аналогам). В [12] исследовались резонансы с $J^\pi = 3/2^-$ в ^{49}V в энергетической области, свободной от аналогов. Для этих резонансов ожидался статистические результаты. Однако оказалось, что хотя распределение приведенных ширин хорошо согласуется с распределением Томаса — Портера, но сильное отклонение от статистики наблюдается в распределении относительных знаков амплитуд.

Согласно статистической модели, распределение амплитуд приведенных ширин в каждом канале должно подчиняться нормальному распределению со средним значением, равным нулю. Если средние значения приведенных ширин каналов s и s' равны, то отношение амплитуд $\delta \equiv \gamma_{\lambda c} / \gamma_{\lambda c'}$ будет следовать распределению Коши:

$$P(\delta) d\delta = \frac{d\delta}{\pi(1+\delta^2)}. \quad (11)$$

В этом случае величина Φ , связанная с δ соотношением

$$\Phi = \text{arctg } \delta$$

и называемая параметром или углом смешивания, будет распределена равномерно в интервале углов от $-\pi/2$ до $+\pi/2$:

$$W(\Phi) d\Phi = d\Phi/\pi. \tag{12}$$

Если средние значения приведенных ширин неравны, то распределение будет другим. На рис. 5 даны распределения величины Φ для

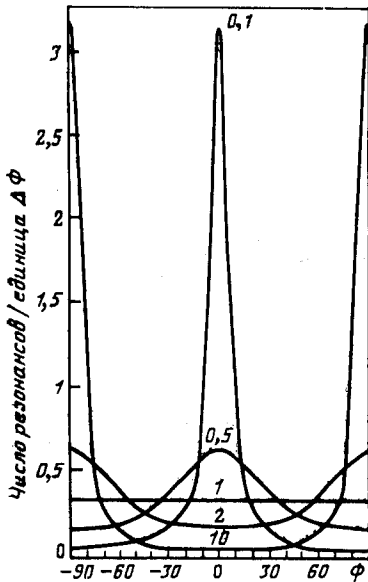


Рис. 5. Функция распределения величин $\Phi = \text{arctg } \delta$ для разных значений $a = (\langle \gamma_c^2 \rangle / \langle \gamma_c'^2 \rangle)^{1/2}$ (цифры у кривых) [12]

разных значений отношения $a = (\langle \gamma_c^2 \rangle / \langle \gamma_c'^2 \rangle)^{1/2}$. Видно, что для $a \neq 1$ распределение неравномерно, но симметрично относительно угла 0° . В случае неравенства средних приведенных ширин для визуального рассмотрения удобно обратиться к величинам $\delta' = \delta/a$ и $\Phi' = \text{arctg } \delta'$. Распределение Φ' должно быть равномерным в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ при справедливости статистической модели.

На рис. 6 [12] показано распределение Φ' в изображении спинового канала для резонансов $3/2^-$ в ^{40}V . По чисто статистической модели распределение должно быть равномерным для величины Φ' (пунктир). На рисунке видны две аномалии в распределении Φ' , указывающие на нестатистические явления, локализованные в энергетических интервалах около 300 кэВ.

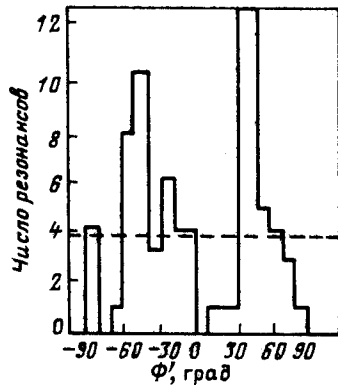
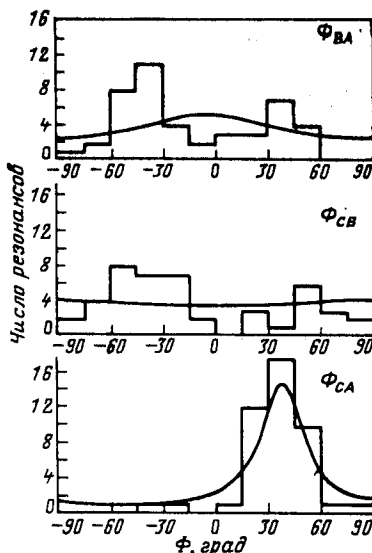


Рис. 6. Распределение величин $\Phi' = \text{arctg } (\delta/a)$ для резонансов $3/2^-$ в реакции $^{40}\text{Ti}(pp')$; пунктир — распределение по статистической модели [12]

Рис. 7. Распределение (гистограмма) величин $\Phi_{BA} = \arctg(\gamma_{23}/\gamma_{05})$, $\Phi_{CA} = \arctg(\gamma_{25}/\gamma_{05})$, $\Phi_{CB} = \arctg(\gamma_{25}/\gamma_{23})$ для резонансов $5/2^+$ в ^{49}V ; сплошные линии — распределение Кригера — Портера [13]



Для 45 резонансов с $J^\pi = 5/2^+$ в ^{49}V [13] были определены величины и относительные знаки неупругих протонных амплитуд для трех каналов распада. Приведенные ширины в каждом канале следуют распределению Томаса — Портера (см. рис. 3), но в амплитудах каналов наблюдаются сильные корреляции: так, для одной пары каналов относительный знак амплитуд одинаков для 43 резонансов из 45. На рис. 7 даны гистограммы для углов $\Phi_{BA} = \arctg(\gamma_{23}/\gamma_{05})$, $\Phi_{CB} = \arctg(\gamma_{25}/\gamma_{23})$ и $\Phi_{CA} = \arctg(\gamma_{25}/\gamma_{05})$ (независимыми являются два угла из трех).

Авторы сравнивают экспериментальное распределение для углов с теоретическим распределением Кригера — Портера (сплошные линии на рисунке), которое опирается на довольно общие предположения об инвариантности распределения ширин относительно линейного ортонормального преобразования базиса функций составного ядра [24]. Это распределение в случае одного канала реакции приводит к обычному нормальному распределению для амплитуд и распределению Томаса — Портера для приведенных ширин. В случае нескольких выходных каналов оказываются возможными канал-канальные корреляции. При этом если амплитуды ширин в каждом канале следуют нормальному распределению со средним значением, равным нулю, то, несмотря на корреляции, приведенные ширины будут иметь распределение Томаса — Портера.

Для двух выходных каналов распределение Кригера — Портера, приспособленное к углу Φ авторами работы [13], выглядит следующим образом:

$$P(\Phi) = \frac{(M)^{1/2}}{\pi} (M_{11} \cos^2 \Phi + M_{21} \sin^2 \Phi + M_{12} \sin^2 \Phi)^{-1}, \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} |M|^{-1} &= \langle \gamma_1^2 \rangle \langle \gamma_2^2 \rangle - \langle \gamma_1 \gamma_2 \rangle^2; \\ M_{11} &= \langle \gamma_2^2 \rangle |M|, \quad M_{22} = \langle \gamma_1^2 \rangle |M|; \\ M_{12} &= -\langle \gamma_1 \gamma_2 \rangle |M|. \end{aligned}$$

Если корреляций в каналах нет, то $M_{12} = 0$ и распределение для Φ будет симметричным относительно угла 0° . Таким образом, асимметрия в распределении Φ означает наличие амплитудных корреляций. Однако почему возникают корреляции, какова их физическая природа — остается неизвестным.

На рис. 8—11 приведены экспериментальные данные и теоретический анализ (распределение Кригера — Портера) для резонансов

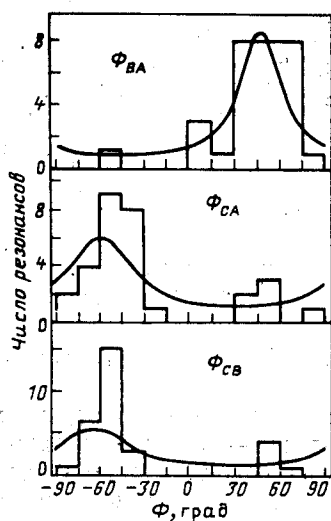


Рис. 8. Распределение величин $\Phi_{ВА}$, $\Phi_{СА}$, $\Phi_{СВ}$ для резонансов $5/2^+$ в ^{45}Sc ; сплошные линии — расчет по Кригеру — Портеру [14];

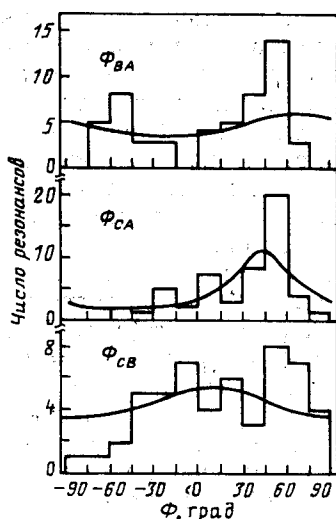


Рис. 9. Распределение величин $\Phi_{ВА}$, $\Phi_{СА}$, $\Phi_{СВ}$ для резонансов $3/2^+$ в ^{49}V [18]

$5/2^+$ в ^{45}Sc [14], $3/2^+$ в ^{49}V [18], $3/2^-$ в ^{45}Sc и $3/2^-$ в ^{51}Mn [15] соответственно. Из рисунков видно, что распределение для углов Φ сильно отличается от равномерного или симметричного. Распределение Кригера — Портера, включающее амплитудные корреляции, тоже не всегда удовлетворительно совпадает с экспериментом.

Авторы работ на основании полученных данных делают вывод о существовании нестатистических эффектов. Высказываются предположения о причинах этих эффектов. В некоторых работах авторы приходят к выводу о существовании входного состояния (неаналогового). В [18, 25] существование больших амплитудных корреляций объясняется возможным вкладом прямых ядерных реакций в резонансной области. Другой интерпретации наблюдаемой промежуточной структуры, отличающейся от аналогового состояния, в литературе нет.

В рассмотренных выше работах нестатистические эффекты в протонных резонансах проявлялись при анализе реакций неупругого рассеяния протонов.

В работе [26] одним из авторов данной статьи, Ю. В. Наумовым, был предложен новый метод поиска промежуточных структур в реакции ($p\gamma$) через резонанс. Этот метод основан на анализе знаков смеси мультипольностей δ для γ -распада резонансов. Было показано,

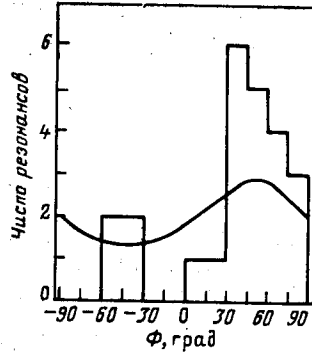
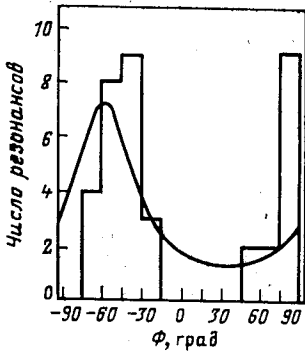


Рис. 10. Распределение величин Φ для резонансов $3/2^-$ в ^{45}Sc [15]

Рис. 11. Распределение величин Φ для резонансов $3/2^-$ в ^{61}Mn [15]

что если величины δ для γ -переходов с ряда резонансов одного спина и четности на одни и те же уровни ядра имеют одинаковые знаки, то такая корреляция в знаках δ означает существование промежуточной структуры.

Действительно, гамма-ширины, Γ_γ , для переходов с резонансов на данный уровень, согласно статистической теории, подчиняются распределению χ^2 с одной степенью свободы. В этом случае амплитуды $\gamma_{\lambda c} \sim \sqrt{\Gamma_\gamma}$ должны подчиняться нормальному распределению с шириной распределения $\sigma \sim \sqrt{\langle \Gamma_\gamma \rangle}$ и средним значением, равным нулю.

Гамма-распад протонных резонансов характеризуется, как правило, сильными переходами типа $M1 + E2$ [8, 27] на нижние уровни ядра. Поэтому в дальнейшем под смесью мультипольностей будет подразумеваться величина $\delta = \pm \sqrt{\Gamma_\gamma(E2)/\Gamma_\gamma(M1)}$.

Применяя рассуждения, приведенные на с. 1296, применительно к смеси мультипольностей δ для γ -распада резонансов, приходим к следующим выводам.

Если бы распределения амплитуд $M1$ - и $E2$ -переходов описывались нормальными распределениями с одинаковыми дисперсиями, то смесь мультипольностей δ подчинялась бы распределению Коши:

$$\omega(\delta) = 1/\pi (1 + \delta^2).$$

В этом случае величина Φ , связанная с δ формулой $\Phi = \text{arctg } \delta$, была бы распределена равномерно в интервале углов от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Если $\sigma(E2) \neq \sigma(M1)$, то Φ не будет равномерно распределенным в указанном интервале, и распределение $\Phi = \text{arctg } \delta$ для разных значений отношения дисперсий будет выглядеть как показано на рис. 5. Подчеркнем, что хотя форма кривых при разных отношениях дисперсий различна, однако распределение всегда симметрично относительно 0° .

Перейдя в случае неравных дисперсий к величине $\Phi' = \text{arctg } \delta'$, где $\delta' = \delta / \frac{\sigma(E2)}{\sigma(M1)}$, получим для функции распределения δ вид

$$\omega(\delta) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha^2 + \delta^2},$$

где

$$\alpha = \sigma(E2)/\sigma(M1). \quad (14)$$

Распределение Φ' будет равномерным, если справедлива статистическая модель. Отклонение от равномерного распределения величин $\Phi' = \text{arctg } (\delta/\alpha)$ будет свидетельствовать о наличии промежуточной структуры.

Величину и знак δ можно определить из анализа угловых распределений γ -переходов в реакции ($p\gamma$). Дисперсии распределения определяются усреднением по наблюдаемым на опыте резонансам. При этом нельзя исключить, что окажутся пропущенными некоторые слабые резонансы. Это может привести к тому, что полученные нами средние гамма-ширины будут несколько отличаться от истинных и таким образом оценка α будет не вполне точной. Однако, как уже говорилось, распределение параметра смешивания в любом случае должно остаться симметричным относительно 0° , если верна статистическая модель.

В ряде работ, выполненных сотрудниками ЛГУ и ОИЯИ, были проанализированы знаки δ для γ -распада резонансов в нечетных изотопах меди: $^{69}, ^{61}, ^{63}\text{Cu}$ [26, 28].

На основании этого анализа сделан вывод о существовании нестатистических эффектов в неаналоговых протонных резонансах, свидетельствующих о наличии промежуточной структуры, отличной от аналогов, и дана интерпретация этой промежуточной структуры.

Методика эксперимента, анализ результатов и заключение о природе промежуточной структуры изложены ниже.

Методика эксперимента. Изучение угловых распределений γ -переходов с резонансов в реакции ($p\gamma$) на четно-четных изотопах никеля — $^{58}, ^{60}, ^{62}\text{Ni}$ — проводилось в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Протоны ускорялись с помощью электростатического генератора ЭГ-5 с максимальной энергией протонов $E_p = 5$ МэВ. Токи составляли около 10 мкА.

Поиск резонансов в функции возбуждения осуществлялся с помощью кристалла NaI (Tl) размерами 100×100 мм. Сцинтиллятор

находился в режиме интегрального счета. Порог дискриминации выбирался таким образом, чтобы энергия излучения, которую регистрирует детектор, составляла примерно половину энергии возбуждения в данном ядре — $E^*/2$. При этом исключалась регистрация некоторых фоновых линий с малой энергией и в то же время сохранялась существенная часть информации о распаде резонанса. Если распад резонанса происходил на нижние уровни ядра, то детектор регистрировал эти переходы, имеющие большие энергии ($E_\gamma > E^*/2$). При распаде резонанса на высоковозбужденные состояния ядра, когда энергия γ -излучения с резонанса была меньше $E^*/2$, регистрировались γ -переходы с этих состояний на основное.

Для исследования распада резонансов необходимо выбрать соответствующую толщину мишени. Энергетические потери в ней должны быть меньше расстояния между резонансами. С другой стороны, есть и нижний предел для толщины мишени. Этот предел связан с разрешающей способностью системы, ускоряющей протоны. Толщину мишени естественно выбрать такой, чтобы потери энергии в ней были порядка разрешающей способности ускорителя. Для ядер с $A \sim 60$ и $E_p = 1,5 \div 3$ МэВ при использовании протонного пучка с разрешением 1—2 кэВ удобными оказались мишени толщиной 10—20 мкг/см².

После обнаружения резонанса γ -спектры его распада измерялись с помощью Ge(Li)-детектора объемом 40 см³ и энергетическим разрешением 7—8 кэВ для γ -излучения с энергией около 7 МэВ. Спектры регистрировались 4000-канальным анализатором импульсов.

Градуировка по энергиям γ -излучения в области до 2,6 МэВ производилась по многим 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 $^{19}\text{F}(p\alpha)^{16}\text{O}$. При градуировке использовались также известные переходы в распаде аналогов.

Ge(Li)-детектор располагался под углами 0, 30, 60 и 90° к направлению падающего пучка протонов. При измерении угловых распределений γ -квантов определялась интенсивность пучка протонов интегратором тока и интегральная интенсивность γ -квантов, зарегистрированных кристаллом NaI(Tl), расположенным под углом 90° к пучку. Это позволяло нормировать интенсивность γ -излучения, регистрируемого Ge(Li)-детектором, как на число прошедших через мишень протонов, так и на число испущенных на мишени квантов. В качестве дополнительного монитора использовался полупроводниковый детектор, регистрирующий упругорассеянные протоны.

Вероятность испускания в ядерной реакции γ -излучения под углом θ к направлению падающих частиц представляют в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos \theta).$$

Если в реакции $(p\gamma)$ используется мишень с нулевым спином и возбуждаемое состояние представляет собой изолированный резонанс с определенным значением спина, то коэффициенты A_n для прямого γ -излучения зависят только от спина резонанса и спина конечного состояния и от смеси мультипольностей δ [29]. Ниже мы приводим эти зависимости для случая разложения по полиномам Лежандра степени не выше 4.

$J_{\text{рез}} = 1/2$. Все угловые распределения изотропны.

$J_{\text{рез}} = 3/2$. $A_4 = 0$ для всех распределений.

$$J_{\text{ур}} = 1/2, \quad A_2 = \frac{-0,5 - 1,732\delta + 0,5\delta^2}{1 + \delta^2};$$

$$J_{\text{ур}} = 3/2, \quad A_2 = \frac{0,4 - 1,55\delta}{1 + \delta^2};$$

$$J_{\text{ур}} = 5/2, \quad A_2 = \frac{-0,10 + 1,18\delta - 0,357\delta^2}{1 + \delta^2};$$

$$J_{\text{ур}} = 7/2, \quad A_2 = +0,1428.$$

$J_{\text{рез}} = 5/2$.

$$J_{\text{ур}} = 1/2, \quad A_2 = 0,571, \quad A_4 = -0,571;$$

$$J_{\text{ур}} = 3/2, \quad A_2 = \frac{-0,400 - 2,03\delta + 0,204\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = \frac{0,65\delta^2}{1 + \delta^2};$$

$$J_{\text{ур}} = 5/2, \quad A_2 = \frac{0,457 - 1,084\delta - 0,204\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = \frac{-0,367\delta^2}{1 + \delta^2};$$

$$J_{\text{ур}} = 7/2, \quad A_2 = \frac{-0,143 + 1,485\delta - 0,347\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = \frac{0,109\delta^2}{1 + \delta^2}.$$

$J_{\text{рез}} = 7/2$.

$$J_{\text{ур}} = 3/2, \quad A_2 = 0,51, \quad A_4 = -0,367;$$

$$J_{\text{ур}} = 5/2, \quad A_2 = \frac{-0,357 - 2,06\delta + 0,085\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = \frac{0,653\delta^2}{1 + \delta^2};$$

$$J_{\text{ур}} = 7/2, \quad A_2 = \frac{0,476 - 0,825\delta - 0,272\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = \frac{-0,49\delta^2}{1 + \delta^2}.$$

Сравнивая экспериментально полученные угловые распределения для γ -переходов с данного резонанса, спин которого не известен, с теоретическими распределениями при разных предположениях о его спине, можно построить функцию

$$\chi^2(\delta) = \sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - W_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (15)$$

где Y_i — относительная интенсивность γ -перехода под углом θ ; W_i — теоретическое значение вероятности перехода под этим углом; σ_i — погрешность в определении интенсивности.

Минимальное значение χ^2 соответствует наилучшему набору значений спина резонанса и смеси мультипольностей δ . Угловое распределение для одного 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 коэффициентами A_2 квадратным уравнением, поэтому при его решении получаются два значения δ . Одно из этих значений мало и соответствует основному вкладу $M1$ -мультипольности в интенсивность перехода. Второе значение велико и относится в основном к $E2$ -мультипольности. Большое значение δ можно отбросить, так как его использование приводит к неоправданно большим значениям $B(E2)$, между тем как экспериментально установлено, что для γ -распада резонансов в ядрах fp -оболочки характерными являются сильные $M1$ -переходы с примесью $E2$, лишь в редких случаях превышающей 10% [30].

Таким образом, из угловых распределений мы получаем значение δ с определенным знаком. Подчеркнем, что имеет смысл не сам по себе знак δ , а относительный знак δ для распада различных резонансов.

Промежуточная структура протонных резонансов в ядре ^{59}Cu . Резонансы в ^{59}Cu возбуждались в реакции $^{58}\text{Ni}(p\gamma)^{59}\text{Cu}$. Нами были изучены угловые распределения γ -квантов для 28 протонных резонансов в области энергий протонов от 2120 до 3460 кэВ, что соответствует энергиям возбуждения от 5520 до 6815 кэВ. Конечной целью работы было определение и анализ величин δ для γ -переходов с резонансов на низколежащие уровни ядра. Для достижения этой цели прежде всего необходимо было определить спины резонансов.

В табл. 6 приводятся энергии и спины резонансов, полученные в наших измерениях наряду с данными [31]. Авторы этой работы получили значения спинов на основании измерения анизотропии γ -излучения в предположении, что все γ -переходы имеют чисто дипольный характер.

О методе измерения спинов в наших измерениях уже говорилось выше. В данном ядре изучались угловые распределения γ -переходов с резонансов на уровни ^{59}Cu с известными квантовыми характеристиками: 0, $3/2^-$; 491, $1/2^-$; 912, $5/2^-$; 1398, $7/2^-$; 1865, $5/2^-$, $7/2^-$; 1987, $5/2^-$; 2265, $3/2^-$; 2318, $1/2^-$; 2324, $3/2^-$; 2707, $5/2^-$; 2927, $5/2^-$; 3116, $5/2^-$ (энергии даны в кэВ). Для каждого углового распределения была построена зависимость χ^2 от δ . Очень критичными при выборе спина резонанса оказались γ -переходы на уровни с $J^\pi = 1/2^-$. На рис. 12 и 13 приведены примеры угловых распределений и χ^2 -анализ для γ -переходов с резонансов с $E_p = 2704$ кэВ и $E_p = 2869$ кэВ на уровень 491 кэВ, $1/2^-$.

Для большинства резонансов в табл. 6 приведены не только значения спинов, но и четности. Определение четности основывалось на анализе характера γ -распада резонансов и на том экспери-

Таблица 6. Энергии и спины протонных резонансов в ^{59}Cu

E _p , кэВ	J ^π		E _p , кэВ	J ^π	
	Наши данные	[31]		Наши данные	[31]
2136	5/2	5/2 ⁺	2668	3/2 ⁻	3/2 ⁻
2161	5/2, 3/2	5/2 ⁻	2704	3/2 ⁻	—
2210	3/2 ⁻	—	2721	3/2 ⁻	3/2 ⁻
2232	5/2, 7/2 ⁻	3/2 ⁻ , 7/2 ⁻ *	2756	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	—
2256	1/2, 3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	5/2 ⁻	2831	3/2 ⁻	(9/2 ⁺)
2269	5/2 ⁻	3/2 ⁻	2869	3/2 ⁻	—
2332	5/2 ⁻	5/2 ⁻	2938	3/2 ⁻	3/2 ⁻
2338	3/2 ⁻ , 5/2	3/2 ⁻	2967	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	3/2 ⁻
2480	5/2	5/2 ⁻ , 3/2 ⁻	2978	3/2 ⁻	5/2 ⁻
2512	3/2 ⁻	3/2 ⁻	2999	3/2 ⁻	3/2 ⁺
2529	7/2	5/2 ⁻	3051	5/2, 3/2 ⁻	3/2 ⁻
2548	5/2	—	3062	3/2 ⁻	3/2 ⁻
2574	3/2, 5/2	—	3106	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	3/2 ⁻
2603	5/2	—	3453	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	—

Примечание. * — значение спина из [32]; погрешности в определении энергии резонансов составляют, по нашим данным, 3 – 5 кэВ.

ментальном факте, что в данной области энергий возбуждения рассматриваемых ядер не было обнаружено смешанных переходов типа $E1 + M2$ -переходов. Поэтому отличные от нуля значения δ свидетельствовали о наличии смеси $M1$ - и $E2$ -переходов.

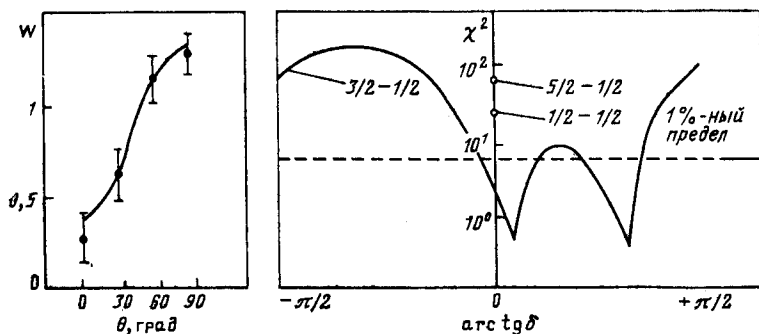


Рис. 12. Угловое распределение и χ^2 -анализ для γ -излучения перехода с резонанса $E_p = 2704$ кэВ на уровень 491 кэВ ($1/2^-$) в ^{59}Cu

Поиск промежуточной структуры производился для резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ в исследованной области энергий. В анализ были включены те резонансы, спин которых был определен неоднозначно: в тех случаях, когда на основании наших измерений мы не могли

сделать выбор между спинами $3/2^-$ и $5/2^-$, использовалось значение $3/2^-$.

В табл. 7 приведены полученные нами значения A_2 и δ . Наибольшее количество данных получено для переходов типа $3/2^- \rightarrow 3/2^-$. Их оказалось 25. Для всех без исключения переходов этого типа значение δ оказалось положительным. На рис. 14 приведено распределение величин $\Phi = \arctg \delta/\alpha$, где $1/\alpha = 1,42$ для 25 наблюдаемых переходов. Пунктирная линия соответствует равномерному распределению Φ , предсказываемому статистической моделью. Видно, что

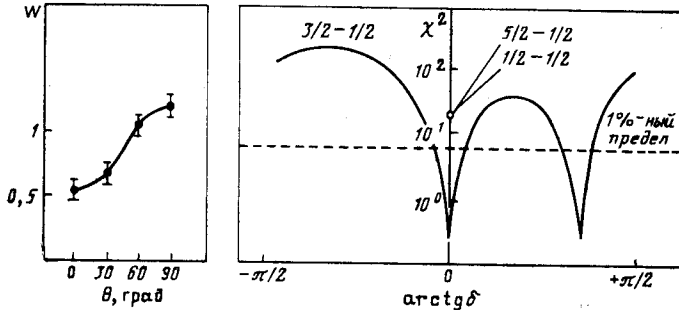


Рис. 13. Угловое распределение и χ^2 -анализ для γ -излучения перехода с резонанса $E_p = 2869$ кэВ на уровень 491 кэВ в ^{68}Cu

есть резкое отличие от этого распределения прежде всего из-за отсутствия отрицательных значений δ .

Нужно отметить следующее обстоятельство. По данным [32], смесь мультипольностей δ для распада резонансов с $J^\pi = 3/2^-$ и энергиями $E_p = 1424$ и 1883 кэВ на основное состояние ^{68}Cu , $3/2^-$, имеет другой знак — отрицательный. Мы провели контрольное изучение γ -распада резонанса с $E_p = 1883$ кэВ. Для γ -перехода на основное состояние было получено значение $\delta = -0,25 \pm 0,07$, что в пределах погрешности совпадает с значением $\delta = -0,18 \pm 0,09$ из [32]. С точки зрения определения промежуточной структуры как нарушения предположений статистической модели в локализованной области энергий указанный факт может быть понят как выход за пределы этой области.

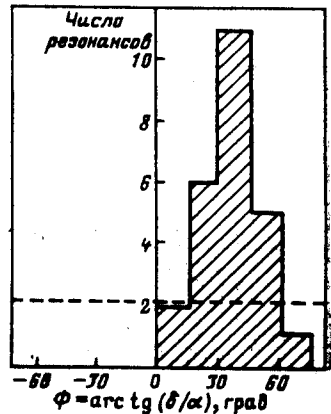


Рис. 14. Распределение величин $\Phi = \arctg(\delta/\alpha)$ для переходов типа $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ в ^{68}Cu [28]

Таблица 7. Коэффициенты угловых корреляций и смеси

$E_{ур}, \text{кэВ}; J_{ур}^{\pi}$	$0, 3/2^{-}$	$2265, 3/2^{-}$	$2324, 3/2^{-}$
2161	$A_2 - 0,13 (10)$ $\delta + 0,35 (8)$	—	—
2210	$A_2 - 0,52 (10)$ $\delta + 0,81^{+44}_{-19}$	—	—
2338	$A_2 - 0,20 (13)$ $\delta + 0,41 (12)$	—	$-0,44 (11)$ $0,67^{+33}_{-11}$
2512	$A_2 - 0,25 (9)$ $\delta 0,45 (9)$	—	$-0,31 (40)$ $+0,51^{+75}_{-31}$
2574	$A_2 - 0,49 (6)$ $\delta + 0,77 (12)$	$-0,40 (23)$ $+0,62^{+58}_{-24}$	—
2668	$A_2 - 0,41 (5)$ $\delta + 0,63 (6)$	$-0,45 (34)$ $+0,70^{+59}_{-36}$	—
2704	A_2 δ	—	—
2721	$A_2 - 0,49 (5)$ $\delta + 0,76^{+13}_{-8}$	—	—
2756	$A_2 + 0,05 (13)$ $\delta + 0,23 (9)$	—	—
2831	$A_2 + 0,22 (12)$ $\delta + 0,11 (8)$	—	—
2869	$A_2 - 0,63 (9)$ $\delta + 1,29^{+0}_{-39}$	—	—
2938	$A_2 + 0,10 (8)$ $\delta + 0,19 (5)$	$-0,13 (25)$ $+0,35 (17)$	—
2960	$A_2 - 0,54 (10)$ $\delta + 0,88^{+41}_{-20}$	$-0,43 (19)$ $+0,67^{+53}_{-22}$	—

мультипольностей γ -квантов, разряжающих резонансы ^{59}Cu

491, $1/2^-$	912, $5/2^-$	1987, $5/2^-$	2707, $5/2^-$	2927, $5/2^-$	3116, $5/2^-$
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	$-0,55$ (12) $-0,40^{+12}_{-17}$	—	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—
$-0,69$ (11) $+0,12$ (9)	—	$+0,02$ (38) $+0,11^{+79}_{-34}$	—	—	—
$-0,66$ (14) $+0,10$ (8)	—	—	—	—	—
$-0,39$ (20) $-0,06$ (11)	—	—	—	—	—
$-0,39$ (18) $-0,06$ (10)	—	—	—	—	—
$-0,64$ (7) $+0,08$ (5)	—	$-0,08$ (11) $+0,02^{+4}_{-9}$	—	—	—
$-0,46$ (7) $-0,02$ (4)	—	—	—	—	—
$-0,64$ (10) $+0,09$ (7)	—	$-0,41$ (11) $-0,28$ (11)	$-0,39$ (10) $-0,25$ (10)	$-0,31$ (18) $-0,18$ (9)	$-0,47$ (27) $-0,33$ (20)
$-0,55$ (14) $+0,03$ (9)	—	—	—	—	—

$E_{ур}, \text{кэВ}; J_{ур}^{\pi}$			
$E_{р}, \text{кэВ}$	0, 3/2 ⁻	2265, 3/2 ⁻	2324, 3/2 ⁻
2978	$A_2 - 0,51 (26)$ $\delta + 0,80^{+49}_{-35}$	$-0,17 (19)$ $+0,38^{+32}_{-20}$	—
2999	$A_2 + 0,07 (8)$ $\delta + 0,21 (5)$	—	—
3051	$A_2 - 0,39 (7)$ $\delta - 0,61 (9)$	—	—
3062	A_2 δ	$-0,33 (20)$ $+0,54^{+45}_{-19}$	$-0,24 (23)$ $+0,45^{+27}_{-19}$
3106	A_2 δ	—	—
3453	$A_2 + 0,38 (24)$ $\delta + 0,02^{+14}_{-25}$	—	—

Для 13 переходов типа 3/2⁻—1/2⁻ величины δ близки к 0, девять из них имеют положительный знак, остальные в пределах погрешности не противоречат этому знаку.

Для 15 переходов типа 3/2⁻—5/2⁻ в 12 случаях δ имеет отрицательный знак. В трех случаях, для которых δ оказалось положительным, погрешности измерений, как можно видеть из табл. 7, очень велики.

Полученные данные для смеси мультипольностей γ -переходов с резонансов, в особенности для переходов типа 3/2⁻—3/2⁻, свидетельствуют о наличии явно выраженного нестатистического вклада в структуру протонных резонансов в ядре ⁶⁰Su. Корреляции в знаках δ можно объяснить промежуточной структурой, распределенной в исследуемом диапазоне энергий возбуждения.

Промежуточная структура протонных резонансов в ⁶¹Su. Резонансы в ⁶¹Su возбуждались в реакции ⁶⁰Ni (*p* γ) при энергии протонов от 1451 до 1850 кэВ, что соответствует энергии возбуждения в ⁶¹Su от 6200 до 6600 кэВ. Мишени ⁶⁰Ni (95% обогащения) имели толщину 10—20 мкг/см². В указанной области энергий протонов расположены аналоговые состояния $P_{3/2}$, $f_{5/2}$ и $P_{1/2}$, данные о которых опубликованы в [27]. Помимо них в этой энергетической обла-

Продолжение табл. 7

491, 1/2 ⁻	912, 5/2 ⁻	1987, 5/2 ⁻	2707, 5/2 ⁻	2927, 5/2 ⁻	3116, 5/2 ⁻
-0,60 (26) +0,06 ⁺²¹ ₋₁₄	-0,48 (12) -0,34 ⁺¹¹ ₋₁₄	—	—	—	—
-0,73 (5) +0,15 (4)	-0,30 (14) -0,17 (13)	—	—	—	—
—	—	-0,33 (15) -0,20 (14)	—	—	—
-0,47 (14) -0,02 (7)	+0,03 (20) +0,12 ⁺²¹ ₋₁₈	—	-0,32 (25) -0,19 (23)	—	—
-0,74 (11) +0,16 (9)	-0,58 (17) -0,45 (9)	—	—	—	—
-0,89 (12) +0,30 ⁺²⁵ ₋₁₂	—	-0,69 (21) +0,61 ⁺²⁷ ₋₄₄	—	-0,60 (11) -0,55 ⁺²⁰ ₋₉	—

сти наблюдалось много других резонансов с меньшими гамма-ширинами [35]. Спины этих резонансов, за некоторыми исключениями,

 Таблица 8. Энергии и спины протонных резонансов в ⁶¹Cu

E_p , кэВ	$J_{рез}^{\pi}$	E_p , кэВ	$J_{рез}^{\pi}$
1451	1/2—5/2	1694	3/2 ⁻ *
1461	1/2, 3/2	1698	3/2
1465	3/2	1711	3/2
1483	3/2, 5/2	1721	3/2, 5/2
1491	3/2, 5/2	1734	3/2 ⁻
1515	3/2 ⁻	1757	3/2
1519	3/2	1764	3/2 ⁻ , 5/2
1566	3/2	1770	3/2 ⁻
1577	3/2 ⁻	1793	3/2 ⁻
1643	1/2—5/2	1815	3/2 ⁻ , 5/2
1649	3/2, 5/2	1835	3/2 ⁻
1669	5/2	1850	3/2 ⁻

Примечание. * — спин впервые определен в [33]; погрешности в определении энергий протонов составляют 3 кэВ.

Таблица 9. Коэффициенты угловых корреляций и смеси

$E_{ур}, \text{кэВ}; J_{ур}^{\pi}$		0, 3/2 ⁻	1663, 3/2 ⁻	2357, 3/2 ⁻	2473, 3/2 ⁻
$E_p, \text{кэВ}$					
1491	$A_2 + 0,39 (15)$ $\delta + 0,00_{-9}^{+10}$	—	—	—	—
1515	$A_2 + 0,22 (11)$ $\delta + 0,12_{-7}^{+8}$	—	—	—	—
1577	$A_2 - 0,35 (9)$ $\delta + 0,56 (10)$	$-0,37 (12)$ $+0,58_{-12}^{+18}$	—	—	—
1588*	$A_2 + 0,18 (5)$ $\delta + 0,14 (3)$	—	$-0,15 (21)$ $+0,37_{-15}^{+20}$	$+0,12 (9)$ $+0,18 (6)$	—
1599*	$A_2 + 0,10 (6)$ $\delta + 0,20_{-5}^{+3}$	—	—	$-0,29 (9)$ $+0,50 (10)$	—
1605*	$A_2 + 0,22 (6)$ $\delta + 0,11 (4)$	—	—	$+0,09 (18)$ $+0,20 (12)$	—
1620*	$A_2 + 0,14 (2)$ $\delta + 0,16 (1)$	—	$+0,64 (13)$ $-0,17 (10)$	—	—
1649	$A_2 - 0,36 (15)$ $\delta + 0,57_{-15}^{+23}$	—	—	—	—
1694	$A_2 + 0,29 (4)$ $\delta + 0,07 (2)$	$+0,14 (14)$ $+0,16_{-9}^{+10}$	—	—	—
1698	$A_2 + 0,26 (13)$ $\delta + 0,09 (9)$	—	—	—	—
1734	$A_2 - 0,31 (6)$ $\delta + 0,51 (6)$	$-0,13 (22)$ $+0,35_{-15}^{+22}$	—	—	—
1764	$A_2 + 0,09 (5)$ $\delta + 0,19 (4)$	$+0,26 (11)$ $+0,08_{-6}^{+8}$	—	—	—

мультипольностей γ -квантов, разряжающих резонансы ^{61}Cu

2687, 3/2 ⁻	476, 1/2 ⁻	2089, 1/2 ⁻	970, 5/2 ⁻	1395, 5/2 ⁻	2203, 5/2 ⁻
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—
—	-0,44 (8) -0,03 $^{+4}_{-6}$	—	—	—	—
+0,33 (22) +0,04 (14)	—	-0,59 (22) +0,05 $^{+17}_{-13}$	-0,26 (14) -0,13 (11)	-0,31 (7) -0,17 (7)	—
-0,09 (15) +0,32 $^{+12}_{-10}$	-0,80 (13) +0,20 $^{+14}_{-9}$	-0,50 (8) 0,00 (4)	-0,30 (8) -0,17 (7)	-0,25 (6) -0,12 (4)	+0,05 (20) +0,14 $^{+22}_{-18}$
—	—	-0,45 (2) -0,03 (1)	-0,13 (11) -0,03 (10)	-0,12 (6) -0,02 (5)	—
-0,16 (19) +0,37 $^{+19}_{-13}$	—	-0,50 (16) 0,00 (10)	-0,09 (26) +0,01 (25)	-0,12 (14) -0,02 (10)	—
—	—	—	—	—	—
—	-0,52 (7) +0,01 (4)	—	-0,19 (10) -0,07 (8)	—	—
—	—	—	—	—	—
—	-0,58 (17) +0,04 $^{+12}_{-9}$	—	+0,08 (17) +0,17 $^{+19}_{-16}$	-0,04 (19) +0,05 (19)	—
—	+0,23 (13) -0,39 $^{+6}_{-9}$	—	—	-0,27 (10) -0,14 (8)	—

$E_{ур}, \text{кэВ}; J_{ур}^{\pi}$	$0, 3/2^-$	$1663, 3/2^-$	$2357, 3/2^-$	$2473, 3/2^-$
$E_p, \text{кэВ}$				
1770	$A_2 + 0,37 (4)$ $\delta + 0,02 (3)$	$-0,09 (9)$ $+0,32 (7)$	—	—
1793	$A_2 + 0,05 (12)$ $\delta + 0,23_{-10}^{+8}$	—	—	—
1815	A_2 δ	—	$-0,14 (11)$ $+0,36 (9)$	—
1835	$A_2 + 0,10 (8)$ $\delta + 0,19 (5)$	—	$+0,22 (13)$ $+0,12 (8)$	—
1850	$A_2 - 0,30 (3)$ $\delta + 0,51 (3)$	—	—	—

* Компоненты тонкой структуры аналогового $p_{3/2}$ -резонанса.

до сих пор определены не были. Не было никаких данных о мультипольных смесях для γ -переходов с этих резонансов.

В табл. 8 приведены полученные данные об энергиях и спинах наблюдаемых резонансов. Последние определены по угловым распределениям γ -переходов на нижележащие уровни ^{61}Cu .

В табл. 9 даны значения A_2 и δ для резонансов со спином $3/2$. Так же как и для ^{59}Cu , сюда включены те резонансы, спины которых определены неоднозначно, но значение $3/2$ является возможным. В таблицу также включены данные о четырех компонентах тонкой структуры аналогового $p_{3/2}$ -резонанса, полученные нами ранее [27]. Из таблицы можно видеть, что для переходов типа $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ знаки δ в подавляющем большинстве случаев оказываются одинаковыми для γ -переходов с разных резонансов на данный уровень.

Как правило, наиболее интенсивные переходы с резонансов — это переходы на основное состояние ^{61}Cu . Для них все δ без исключения имеют один знак, такой же, как и для аналогов.

На рис. 15 приведено распределение величины $\Phi = \arctg(\delta/\alpha)$. Учтены все переходы с резонансов со спином $3/2^-$ на низколежащие состояния $3/2^-$ (31 γ -переход, значение $1/\alpha = 1,96$).

Из рисунка видно, что имеется резкое отличие от равномерного распределения прежде всего из-за почти полного отсутствия отри-

Продолжение табл. 9

2687, 3/2 ⁻	476, 1/2 ⁻	2089, 1/2 ⁻	970, 5/2 ⁻	1395, 5/2 ⁻	2203, 5/2 ⁻
—	-0,62 (13) +0,07 ⁺⁸ ₋₈	—	—	—	—
—	-0,25 (13) -0,14 (7)	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—

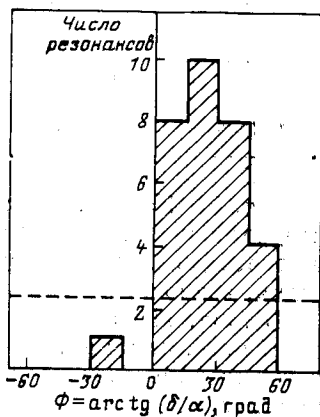
цательных значений δ . Знак δ для исследованных 3/2⁻—3/2⁻-переходов в ^{61}Cu совпадает со знаком δ аналогичных переходов в ^{69}Cu . Отмечаем этот экспериментальный факт, хотя пока неясно, что он означает.

Анализ 3/2⁻—1/2⁻- и 3/2⁻—5/2⁻-переходов не дает достаточно убедительной информации. Во-первых, таких переходов относительно мало, во-вторых, они слабы. Значения δ для них, как правило, определены с большой погрешностью, не позволяющей выбрать знак.

Экспериментальные результаты, полученные для резонансов в ^{61}Cu , позволяют сделать следующие выводы.

1. Относительные фазы δ для компонент тонкой структуры аналога одинаковы. Подобный результат был получен в опытах по изучению неупругого рассеяния протонов [22].

Рис. 15. Распределение величин $\Phi = \arctg(\delta/\alpha)$ для переходов типа 3/2⁻—3/2⁻ в ^{61}Cu [26]



2. Относительные фазы δ для γ -распада неаналоговых резонансов со спином $3/2$ в исследуемом диапазоне энергий (400 кэВ) также одинаковы, что свидетельствует о наличии промежуточной структуры.

Промежуточная структура протонных резонансов в ^{63}Cu . Резонансы в ядре ^{63}Cu возбуждались в реакции $^{62}\text{Ni}(p\gamma)$. Измерения производились в области энергий протонов от 1943 до 3175 кэВ, что соответствует энергиям возбуждения в ^{63}Cu от 8040 до 9250 кэВ. Для определения спинов резонансов и значений δ были изучены угловые распределения γ -переходов с резонансов на нижележащие уровни ^{63}Cu с известными квантовыми характеристиками. Четность приписывалась резонансам на тех же основаниях, о которых упомянулось выше.

Таблица 10. Энергии и спины протонных резонансов в ^{63}Cu

E_p^*	$J_{\text{рез}}^{\pi}$	E_p^*	$J_{\text{рез}}^{\pi}$
1943	$3/2^-$	2642	$3/2^-$
1953	$3/2^-$	2675	$3/2^-$
1958	$3/2^-, 7/2^-$	2682	$3/2^-, 5/2^-$
1976	$3/2^-(5/2^-)$	2690	$3/2^-$
1984	$7/2^-$	2696	$3/2^-$
2022	$3/2^-(5/2)$	2710	$3/2^-$
2085	$3/2(5/2)$	2722	$3/2^-, 5/2^-$
2113	$3/2^-$	2730	$3/2^-$
2169	$3/2, 5/2$	2765	$3/2^-$
2231	$3/2^-, 5/2^-$	2783	$3/2^-(1/2)$
2238	$3/2^-$	2811	$3/2^-(1/2)$
2251	$3/2^-, 5/2^-$	2818	$3/2^-, 5/2$
2268	$3/2^-$	2833	$3/2^-$
2275	$1/2^-—5/2^-$	2839	$3/2^-, 5/2^-$
2285	$1/2^-—5/2^-$	2865	$3/2, 5/2$
2512	$5/2^-, 3/2^-$	2880	$1/2—5/2$
2584	$3/2^-, 5/2^-$	2933	$3/2, 5/2$
2613	$3/2^-, 5/2$	2951	$3/2, 5/2$
2620	$3/2, 5/2$	3154	$3/2, 5/2$
2635	$3/2^-, 5/2^-$	3185	$3/2, 1/2$

* Погрешность в определении энергий протонов составляет ± 5 кэВ.

В табл. 10 приведены полученные нами значения энергий и спинов резонансов. Во многих случаях анализ угловых распределений γ -переходов не позволяет однозначно выбрать значение спина резонанса, возможными оказываются два значения.

В табл. 11 даны значения A_2 и δ для резонансов со спином $3/2^-$. В таблицу, как и в предыдущих случаях, включены резонансы, спин которых определен неоднозначно, но значение $3/2$ оказывается возможным.

Для переходов типа $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ получены 63 значения δ . Только в одном случае δ имеет отрицательный знак — для перехода с резонанса 1943 кэВ на уровень 1547 кэВ. Все остальные значения δ положительны. Четкая корреляция в знаках δ означает существование промежуточной структуры. Изменение знака δ при низкой энергии протонов (1943 кэВ), видимо, указывает, так же как и в случае ^{68}Cu , на нижнюю границу промежуточной структуры.

Для γ -переходов типа $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ получено 19 значений (все переходы — на уровень 668 кэВ, $1/2^-$). Из них 15 значений отрицательных, четыре положительных. Однако из положительных значений лишь одно не перекрывается в пределах погрешности с нулевым значением.

Для γ -переходов типа $3/2^- \rightarrow 5/2^-$ получены 22 значения δ . В 17 случаях δ положительно, в пяти — отрицательно. Для отрицательных значений лишь в одном случае, для перехода с резонанса 2696 кэВ на уровень 962 кэВ, $5/2^-$, значение δ существенно отлочно от нуля.

Таким образом, в случае ^{68}Cu для γ -переходов типа $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ и $3/2^- \rightarrow 5/2^-$ наблюдается явная асимметрия в распределении δ , что подтверждает предположение о наличии промежуточной структуры в данном изотопе.

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СТРУКТУРЫ

Данные о смеси мультипольностей γ -переходов с резонансов, в особенности для переходов типа $3/2^- \rightarrow 3/2^-$, говорят о наличии явно выраженного нестатистического вклада в структуру протонных резонансов для нечетных изотопов меди: 68 , 61 , ^{63}Cu . Совпадение знаков δ в этих ядрах указывает, видимо, на сходство промежуточной структуры в них. В [26] этот эффект объяснялся наличием резонанса Гамова — Теллера, проявлением его тонкой структуры.

Покажем, что вся совокупность полученных экспериментальных данных объясняется, если предположить, что промежуточная структура возникает при распределении конфигурации типа гигантского резонанса Гамова — Теллера по резонансам с более сложной структурой.

Прежде всего необходимо объяснить резкое различие в структуре нейтронных и протонных резонансов. Будем считать для простоты, что нейтронные резонансы — это статистические резонансы, в которых промежуточная структура не проявляется, а протонные резонансы — это резонансы с относительно простыми конфигурациями, с основными свойствами, обусловленными промежуточными структурами.

Столь сильную разницу между нейтронными и протонными резонансами естественно объяснить существованием нейтронного избытка и частично-дырочных конфигураций, которые при этом возникают. Например, аналоговое состояние, которое наблюдается среди про-

Таблица 11. Коэффициенты угловых корреляций и смеси

$E_{ур}, \text{кэВ}; J_{ур}^{\pi}$	$0, 3/2^{-}$	$1547, 3/2^{-}$	$2012, 3/2^{-}$
$E_p, \text{кэВ}$			
1943	$A_2 - 0,54 (18)$ $\delta + 0,89^{+40}_{-31}$	$+0,73 (18)$ $-0,25^{+15}_{-10}$	—
1953	$A_2 - 0,38 (13)$ $\delta + 0,60^{+20}_{-14}$	$+0,22 (20)$ $+0,11^{+15}_{-13}$	—
1958	$A_2 + 0,003 (90)$ $\delta + 0,26 (6)$	—	—
1976	$A_2 + 0,014 (70)$ $\delta + 0,25 (5)$	$-0,38 (15)$ $+0,60^{+24}_{-18}$	—
2022	$A_2 + 0,31 (13)$ $\delta + 0,06 (9)$	—	—
2085	$A_2 - 0,11 (8)$ $\delta + 0,34 (6)$	$+0,22 (17)$ $+0,12 (11)$	$-0,18 (20)$ $+0,39^{+21}_{-15}$
2113	$A_2 - 0,21 (10)$ $\delta + 0,42 (9)$	$+0,08 (3)$ $+0,20 (2)$	—
2169	$A_2 - 0,59 (15)$ $\delta 0,68 - 1,29$	$+0,16 (15)$ $+0,15 (11)$	—
2231	$A_2 - 0,47 (9)$ $\delta + 0,72^{+22}_{-13}$	—	—
2238	$A_2 - 0,25 (10)$ $\delta + 0,46 (10)$	$-0,34 (12)$ $+0,55^{+16}_{-10}$	—
2251	$A_2 - 0,43 (10)$ $\delta + 0,69^{+18}_{-9}$	—	—
2268	$A_2 - 0,34 (9)$ $\delta + 0,55 (10)$	—	—
2275	$A_2 + 0,063 (102)$ $\delta + 0,21 (7)$	—	—

мультипольностей γ -квантов, разряжающих резонансы в ^{63}Cu

2497, 3/2 ⁻	668, 1/2 ⁻	962, 5/2 ⁻	1410, 5/2 ⁻
—	-0,10 (10) -0,22 (6)	—	—
—	-0,24 (15) -0,14 (8)	—	+0,06 (12) +0,15 (12)
-0,004 (160) +0,26 (12)	—	+0,13 (30) +0,22 ⁺⁵⁸ ₋₂₈	—
—	—	+0,58 (20) +0,80 (19)	—
+0,53 (32) -0,07 ⁺¹⁹ ₋₂₉	—	+0,34 (17) +0,57 ⁺²³ ₋₃₁	—
—	+0,38 (19) -0,49 ⁺¹² ₋₁₅	+0,22 (13) +0,32 ⁺²⁸ ₋₁₄	+0,08 (11) +0,16 ⁺¹³ ₋₁₀
—	-0,64 (14) +0,09 (10)	+0,17 (34) +0,26 ⁺⁵⁴ ₋₃₂	+0,25 (15) +0,37 ⁺⁴³ ₋₁₈
+0,27 (40) +0,08 (28)	-0,46 (13) -0,03 (7)	-0,11 (9) -0,01 (8)	—
—	—	+0,045 (144) +0,13 ⁺¹⁶ ₋₁₃	—
—	-0,38 (17) -0,07 (10)	+0,04 (19) +0,13 ⁺²¹ ₋₁₇	+0,11 (19) +0,19 ⁺²⁷ ₋₂₀
—	—	—	—
—	—	—	—
—	—	-0,10 (16) 0,00 (14)	—

$E_{ур}, \text{кэВ}; J_{ур}^{\pi}$			
$E_p, \text{кэВ}$	0, 3/2 ⁻	1547, 3/2 ⁻	2012, 3/2 ⁻
2285	$A_2 - 0,29 (13)$ $\delta + 0,50^{+15}_{-12}$	—	—
2512	$A_2 - 0,37 (11)$ $\delta + 0,58^{+15}_{-12}$	-0,25 (18) $+0,45^{+20}_{-14}$	—
2584	$A_2 - 0,34 (16)$ $\delta + 0,55^{+23}_{-16}$	-0,16 (32) $+0,37^{+37}_{-22}$	-0,23 (32) $+0,44^{+46}_{-24}$
2613	$A_2 - 0,54 (11)$ $\delta + 0,89^{+40}_{-19}$	-0,10 (26) $+0,33^{+24}_{-18}$	—
2620	$A_2 - 0,42 (9)$ $\delta + 0,65^{+15}_{-11}$	+0,07 (22) $+0,21 (14)$	—
2635	$A_2 - 0,29 (11)$ $\delta + 0,49^{+13}_{-10}$	+0,07 (20) $+0,21 (14)$	—
2642	$A_2 - 0,36 (10)$ $\delta + 0,57^{+14}_{-10}$	—	—
2675	$A_2 - 0,49 (13)$ $\delta + 0,76^{+59}_{-19}$	-0,71 (18) 0,82—1,29	—
2682	$A_2 - 0,53 (9)$ $\delta + 0,85^{+40}_{-17}$	—	—
2690	$A_2 - 0,21 (10)$ $\delta + 0,42^{+10}_{-8}$	—	-0,28 (27) $+0,49^{+41}_{-28}$
2696	$A_2 - 0,35 (12)$ $\delta + 0,56^{+17}_{-12}$	—	—
2710	$A_2 - 0,63 (12)$ $\delta 0,80 - 1,29$	—	—

Продолжение табл. 11

2497, 3/2-	668, 1/2-	962, 5/2-	1410, 5/2-
—	—	—	—
—	-0,24 (21) -0,14 (11)	—	—
—	+0,01 (22) -0,28 (12)	-0,01 (29) +0,03 ⁺³⁵ ₋₂₀	—
—	—	—	-0,041 (21) +0,05 ⁺²¹ ₋₁₈
—	—	—	-0,23 (18) -0,11 (16)
—	—	—	—
—	-0,70 (15) +0,13 (11)	—	—
—	-0,45 (12) -0,03 (7)	—	—
—	—	—	—
—	-0,44 (18) -0,04 (8)	—	—
—	-0,66 (18) +0,10 (12)	-0,47 (14) -0,33 ⁺¹³ ₋₁₈	-0,15 (18) -0,04 (15)
—	-0,38 (15) -0,07 (8)	—	—

$E_{ур}$, кэВ; $J_{ур}^{\pi}$	E_p , кэВ		
	0, 3/2 ⁻	1547, 3/2 ⁻	2012, 3/2 ⁻
2722	$A_2 - 0,70 (10)$ $\delta + 1,29$	—	—
2730	$A_2 - 0,67 (10)$ $\delta 1,20 - 1,29$	—	—
2765	$A_2 - 0,16 (9)$ $\delta + 0,38 (10)$	—	—
2783	$A_2 + 0,13 (11)$ $\delta + 0,17 (9)$	—	—
2811	$A_2 - 0,28 (10)$ $\delta + 0,48 (9)$	$-0,24 (31)$ $+0,40_{-20}^{+50}$	—
2818	$A_2 - 0,22 (10)$ $\delta + 0,43 (9)$	$+0,57 (35)$ $0,44 - 1,29$	—
2833	$A_2 - 0,54 (13)$ $\delta + 0,87_{-20}^{+42}$	—	—
2839	$A_2 - 0,41 (9)$ $\delta + 0,63 (13)$	$-0,20 (29)$ $+0,41_{-20}^{+35}$	—
2865	$A_2 - 0,60 (12)$ $\delta 0,75 - 1,29$	$-0,59 (16)$ $0,44 - 1,29$	—
2880	$A_2 + 0,05 (10)$ $\delta + 0,30 (10)$	$-0,13 (23)$ $+0,45 (20)$	—
2933	A_2 δ	$-0,76 (30)$ $0,49 - 1,29$	—
2951	$A_2 + 0,10 (29)$ $\delta + 0,17_{-17}^{+23}$	—	—
3154	$A_2 - 0,76 (12)$ $\delta \sim +1,29$	—	—
3185	$A_2 - 0,04 (23)$ $\delta + 0,29_{-16}^{+19}$	—	—

Продолжение табл. 11

2497, 3/2 ⁻	668, 1/2 ⁻	962, 5/2 ⁻	1410, 5/2 ⁻
—	—	—	-0,53 (25) -0,39 ⁺²⁴ ₋₄₁
—	-0,44 (16) -0,04 (9)	—	—
—	-0,27 (12) -0,13 ⁺⁵ ₋₈	—	—
—	+0,16 (23) -0,35 (15)	—	—
—	—	+0,19 (16) +0,30 ⁺³⁰ ₋₁₅	—
—	—	0,00 (16) +0,09 (10)	—
—	-0,55 (14) +0,03 (12)	—	—
—	-0,24 (26) -0,14 (14)	—	—
—	—	—	—
—	—	—	—
—	-0,39 (24) -0,06 ⁺²⁰ ₋₁₄	-0,29 (18) -0,16 ⁺¹⁶ ₋₂₀	—
—	—	—	—
—	—	—	—
—	—	—	—

тонных резонансов, представляет собой входное состояние или промежуточную структуру с конфигурацией зарядово-обменного типа, т. е. протонная частица — нейтронная дырка, связанные в момент 0^+ . Аналогичного зарядово-обменного возбуждения для нейтронов не существует. Поэтому различие в структуре протонных и нейтронных резонансов естественно объяснить существованием зарядово-обменных состояний. Для протонов это состояния типа протонная частица — нейтронная дырка, связанные в момент J , для нейтронов это состояния нейтронная частица — протонная дырка, связанные также в момент J .

Поскольку нас интересуют γ -переходы низкой мультипольности, в частности $M1$ -переходы, то можно ограничиться рассмотрением частично-дырочных возбуждений с $J^\pi = 1^+$. Остаточные взаимодействия типа Гамова — Теллера смешивают такие конфигурации и приводят к появлению коллективных возбуждений типа гамов-теллеровского резонанса. Существование нейтронного избытка приводит к резко отличающимся свойствам входных зарядово-обменных состояний для протонов и нейтронов.

Энергетические положения и силы переходов рассчитывались для случая протон-нейтронная дырка с $J^\pi = 1^+$ в [34], для случая нейтрон-протонная дырка с $J^\pi = 1^+$ в [35].

Для нейтронных резонансов зарядово-обменные входные возбуждения, как правило, находятся ниже энергии связи нейтрона, а силы переходов ослаблены существованием нейтронного избытка. Для протонных резонансов ситуация обратная. Коллективный резонанс Гамова — Теллера расположен вблизи аналогового состояния (в пределах 1—2 МэВ), он всегда существует в ядрах с нейтронным избытком, и силы переходов увеличиваются с ростом нейтронного избытка.

Расчеты предсказывают только положение центра тяжести резонанса Гамова — Теллера. В реальных ядрах эта конфигурация распределена по состояниям более сложной структуры. Поскольку, как уже говорилось, ширины резонанса Гамова — Теллера составляют 2—4 МэВ [4], можно сделать вывод о проявлении его тонкой структуры в исследуемых нами в изотопах меди областях энергий возбуждения.

В изотопе ^{60}Cu $p_{3/2}$ -аналог находится при энергии возбуждения 3900 кэВ. Мы исследовали область энергий от 5500 до 6815 кэВ, т. е. находились на 1,6—2 МэВ выше аналога. В ^{61}Cu $p_{3/2}$ -аналог расположен в области энергий возбуждения около 6400 кэВ. Нами была исследована область энергий от 6200 до 6600 кэВ, т. е. вблизи $p_{3/2}$ -аналога. В случае ^{63}Cu энергия возбуждения, соответствующая $p_{3/2}$ -аналогу, равна 8743 кэВ. Мы изучали резонансы в области энергий от 8040 до 9250 кэВ.

Пока трудно количественно сравнивать энергетическое положение экспериментально наблюдаемого резонанса Гамова — Теллера с существующими в настоящее время расчетами положений мак-

симумов этого резонанса в ядрах, так как области энергий, исследованных в рассмотренных изотопах меди, — 1300 кэВ в ^{58}Cu , 400 кэВ — в ^{61}Cu , 1200 кэВ в ^{63}Cu — далеко не исчерпывают всей области, где концентрируется сила гигантского резонанса Гамова — Теллера. Однако качественные сравнения эксперимента и расчетов позволяют считать, что существует удовлетворительное согласие.

Расчеты положения резонанса Гамова — Теллера в широкой области ядер [36], проведенные в схематической модели, учитывающей изоспин-изоспиновое и спин-изоспиновое остаточные взаимодействия, показали, что при отсчете от аналогового состояния энергия резонанса Гамова — Теллера плавно меняется с атомным номером ядра-мишени от 4—5 МэВ для легких ядер до 1 МэВ для тяжелых. Наши данные в изотопах меди не противоречат этим расчетам.

Характерной чертой наблюдаемых нами резонансов в изотопах меди является сильный $M1$ -переход в основное состояние. Это обстоятельство получает объяснение, если предположить, что эти резонансы являются гамов-теллеровскими. Действительно, так как резонанс Гамова — Теллера — это когерентная суперпозиция частично-дырочных возбуждений $\sum_i a_i p_{3/2}^{\dagger} [pn^{-1}]_{1+}$, основное состояние — почти чистое одночастичное состояние $p_{3/2}$, а в операторе $M1$ -перехода изоскалярная часть сильно подавлена по сравнению с изовекторной, то должны наблюдаться сильные $M1$ -переходы на основное состояние.

Согласно оценкам, сделанным в [27] для ^{61}Cu , величина $B(M1)$ для перехода с резонанса Гамова — Теллера на аналоговое состояние составляет $\sim 3 \mu_0^2$. Можно ожидать, что $B(M1)$ для перехода с резонанса Гамова — Теллера на основное состояние будет того же порядка. Однако конфигурация этого резонанса распределена по многим резонансам составного ядра. В интервале энергии протонов 1577—1850 кэВ в ^{61}Cu мы наблюдали девять резонансов. В области протяженностью примерно 2,5 МэВ, в которой предполагается распределенным резонанс Гамова — Теллера, может находиться около 100 резонансов, несущих силу этого гигантского резонанса. Следовательно, можно ожидать для каждого резонанса значение $B(M1) \cong 0,03 \mu_0^2$ для перехода на основное состояние. Полученное экспериментально среднее значение $B(M1)$ для переходов на основное состояние ^{61}Cu для указанных девяти резонансов составляет $0,027 \mu_0^2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность экспериментальных данных, рассмотренная в настоящем обзоре, приводит к выводу, что в неаналоговых протонных резонансах в ядрах средней массы ($A \sim 45 \div 65$) при энергиях протонов в диапазоне 1—5 МэВ наблюдаются нестатистические эффекты, связанные с наличием промежуточной структуры.

Промежуточная структура в реакции неупругого рассеяния протонов проявляется в корреляции знаков амплитуд для распада резонансов.

В реакции ($p\gamma$) через резонанс промежуточная структура проявляется в том, что знаки смеси мультипольностей γ -переходов с ряда резонансов на одни и те же уровни ядра оказываются одинаковыми.

Анализ особенностей γ -распада неаналоговых протонных резонансов наряду с теоретическими представлениями о резонансе Гамова — Теллера приводит авторов к выводу, что наблюдаемая промежуточная структура является следствием тонкой структуры резонанса Гамова — Теллера. Она интерпретируется как распределение силы гигантского резонанса Гамова — Теллера по резонансным состояниям более сложной структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hafstad L.R., Tuve M.A.//Phys. Rev. 1935. Vol. 47. P. 506.
2. Наумов Ю. В., Крафт О. Е. Изоспин в ядерной физике. Л.: Наука, 1972.
3. Richard P., Moore C.F., Robson D., Fox J.D.//Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 13. P. 343—345.
4. Gaarde S., Rapaport J., Tadeucci T.N. e.a.//Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 369. P. 258—280.
5. Бечварж Ф.//2-я школа по нейтронной физике. Алушта, Дубна, 1974. С. 294—314.
6. Крафт О. Е., Лебедев П. П., Наумов Ю. В., Сизов И. В. Препринт ОИЯИ P15-7072. Дубна, 1973.
7. Peters W.C., Bilpuch E.G., Mitchell G.E.//Nucl. Phys. A. 1973. Vol. 207. P. 622—640.
8. Наумов Ю. В., Крафт О. Е.//ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. Вып. 4. С. 892—970.
9. Lane A.M.//Ann. Phys. 1971. Vol. 63. P. 171—218.
10. Prochnow N.H., Newson H.W., Bilpuch E.G., Mitchell G.E.//Nucl. Phys. A. 1972. Vol. 194. P. 353—379.
11. Bilpuch E.G., Prochnow N.H., Cusson R.Y. e.a.//Phys. Lett. B. 1971. Vol. 35. P. 303—306.
12. Wells W.K., Bilpuch E.G., Mitchell G.E.//Z. Phys. A. 1980. Vol. 297. P. 215—222.
13. Chou B.H., Mitchell G.E., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R.//Z. Phys. A. 1981. Vol. 300. P. 157—164.
14. Shriner J.F., Jr., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E.//Z. Phys. A. 1982. Vol. 305. P. 307—312.
15. Shriner J.F., Jr., Whatley K.M., Bilpuch E.G. e.a.//Z. Phys. A. 1984. Vol. 313. P. 51—56.
16. Arai E., Ogawa M., Sato H.//Nucl. Phys. A. 1976. Vol. 256. P. 127—140.
17. Mahaus C., Weidenmüller H.//Nucl. Phys. A. 1969. Vol. 130. P. 481—496.
18. Ramakrishnan P., Chou B.H., Mitchell G.E. e.a.//Z. Phys. A. 1983. Vol. 311. P. 157—162.
19. Dittrich T.R., Gould C.R., Mitchell G.E. e.a.//Phys. Lett. B. 1975. Vol. 59. P. 230—232.
20. Dittrich T.R., Gould C.R., Mitchell G.E. e.a.//Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 279. P. 430—444.
21. Watson W.A., Bilpuch E.G., Mitchell G.E.//Z. Phys. A. 1980. Vol. 294. P. 153—158.

22. Mitchell G.E., Dittrich T.R., Bilpuch E.G.//Z. Phys. A. 1979. Vol. 289. P. 211—218.
23. Chandler J.R., Mitchell G.E., Bilpuch E.G.//Phys. Rev. C. 1979. Vol. 20. P. 52—54.
24. Krieger T.J., Porter C.E.//J. Math. Phys. 1963. Vol. 4. P. 1272—1279.
25. Lane A.M., Mitchell G.E., Bilpuch E.G., Shriner J.F., Jr.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 321—323.
26. Быков А. А., Крафт О. Е., Наумов Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ Р15-80-786. Дубна, 1980; Быков А. А., Крафт О. Е., Наумов Ю. В. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 822—828.
27. Наумов Ю. В., Крафт О. Е., Петров Б. Ф. и др.//ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. Вып. 6. С. 1282—1349.
28. Крафт О. Е., Наумов Ю. В., Паржицкий С. С. и др. Препринт ОИЯИ Р15—83-786. Дубна, 1983; Сигалов В. М., Крафт О. Е., Наумов Ю. В. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2191—2197.
29. Фергюсон А. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969.
30. Крафт О. Е., Наумов Ю. В., Паржицкий С. С., Сизов И. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 1182—1192.
31. Hossain M.D.//Nuovo cimento. 1980. Vol. 60. P. 157—170.
32. Trentelman J.P., Cooke V.E., Leslie J.R. e.a.//Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 246. P. 457—476.
33. Butler J.M., Gossett C.R.//Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 1473—1495.
34. Наумов Ю. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. С. 1645—1655.
35. Быков А. А., Наумов Ю. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. С. 1911—1917.
36. Наумов Ю. В., Быков А. А., Изосимов И. Н.//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. Вып. 2. С. 420—479.