

γ-РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЯДРАХ fp -ОБОЛОЧКИ

Ю. В. Наумов, О. Е. Крафт, Б. Ф. Петров

Научно-исследовательский институт физики Ленинградского государственного
университета им. А. А. Жданова, Ленинград

И. В. Сизов, С. С. Паржицкий

Объединенный институт ядерных исследований Дубна

Представлены результаты экспериментального исследования γ -распада аналоговых $p_{1/2}$ -, $p_{3/2}$ - и $f_{5/2}$ -резонансов в 59 , 61 , 63 , ^{65}Cu . Построены схемы распада резонансов, измерены угловые распределения γ -излучения, определены абсолютные парциальные γ -ширины. Извлекаются данные об интенсивностях переходов аналог — антианалог, об интенсивностях аналоговых β - и γ -переходов, о положении состояний типа поляризации остова. Представлены результаты расчетов силовых функций $M1$ - γ -переходов с аналогов, проводится сравнение с экспериментом.]

The results of the experimental investigation of the $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ analogue states γ -decay in 59 , 61 , 63 , ^{65}Cu are presented. Excitation functions, γ -rays spectra, γ -rays angular distributions, partial γ -widths, are measured. The intensities of the analogue-antianalogue transitions and analogue β - and γ -transitions are deduced. The position of the corepolarisation states is determined. The strength functions of the $M1$ - γ -transitions connected with analogue states are calculated in the model with spin-isospin residual interaction.

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие области ядерной физики, связанной с изоспином, началось после открытия Андерсоном [1] в 1961 г. аналоговых состояний в ядрах средней атомной массы. Стало ясно, что понятие изоспина может быть использовано и для описания тяжелых ядер. Еще больший интерес вызвало открытие Фоксом в 1964 г. [2] аналоговых состояний как резонансов в составном ядре. В ядерной физике было обнаружено явление с характерными чертами так называемого микрогигантского резонанса или промежуточной структуры. Методы изучения аналоговых резонансов, а также различные вопросы, связанные с ролью изобарической симметрии в атомных ядрах, рассмотрены в обзоре [3].

Изучение γ -распада аналоговых резонансов оказалось информативной и плодотворной областью ядерных исследований. Кроме чисто спектроскопических сведений о низколежащих состояниях ядер извлекается информация о некоторых эффектах, обусло-

вленных природой аналоговых состояний. Подробно эти эффекты анализируются в работе [4].

Наиболее интересными являются, на наш взгляд, следующие проблемы.

1. Сравнение интенсивностей аналоговых β - и γ -переходов.
2. Изучение интенсивности переходов аналог — антианалог.
3. Исследование свойств состояний типа поляризации остова.
4. Изучение γ -распада компонент тонкой структуры аналоговых резонансов.
5. Исследование структуры неаналоговых протонных резонансов.

В настоящей статье описываются результаты экспериментального исследования этих вопросов, полученные из анализа γ -распада аналоговых резонансов в изотопах Cu . Измерения γ -распада аналогов в 59 , 61 , 63 , ^{65}Cu были проведены на электростатическом генераторе ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ.

Основной задачей являлось изучение свойств состояний типа поляризации остова — коллективных зарядовообменных возбуждений, впервые экспериментально обнаруженных авторами работы [5] при изучении γ -распада $p_{3/2}$ -аналога в ^{51}V .

Подход к изучению структуры ядра, основанный на анализе различных коллективных степеней свободы в ядре и исследовании элементарных мод ядерных возбуждений, оказался плодотворным как для экспериментаторов, так и для теоретиков [6].

С экспериментальной точки зрения изучение элементарных мод возбуждения позволяет более четко и конкретно сформулировать задачу исследования, выбрать процесс, в котором данная мода может проявляться достаточно надежно, выбрать объект — ядро, в котором изучается данное возбуждение.

До недавнего времени информация об элементарных модах ядерных возбуждений ограничивалась одночастичными возбуждениями и некоторыми низколежащими коллективными состояниями. Теоретики давно предсказали существование высоколежащих (с энергией 10—20 $M\text{эв}$) коллективных состояний, подобных известному $E1$ -гигантскому резонансу. В феноменологических коллективных моделях этим резонансам соответствуют, например, колебания формы различных мультипольностей, а также степени свободы, включающие изменение спина и изоспина. Такого типа резонансы получили название мультипольных, или экзотических, резонансов. Обычно при этом рассматривают возбуждения с изоспином $\tau = 0$ или 1 и проекцией изоспина $\mu_\tau = 0$. Иначе говоря, эти возбуждения находятся в том же ядре, что и основное состояние, на котором строится данное возбуждение. Однако можно рассматривать элементарные моды с проекцией изоспина $\mu_\tau = \pm 1$ и $\tau = 1$. Эти возбуждения построены на основном состоянии,

которое является состоянием соседнего ядра. Широко известный пример таких возбуждений — аналоговое состояние. С точки зрения микроскопического подхода аналоги — коллективные возбуждения типа протон—нейтронная дырка, связанные в момент 0^+ .

Настоящая работа посвящена изучению коллективных зарядовообменных возбуждений ($\mu_\tau = -1$) другого типа: протон—нейтронная дырка, связанных в момент 1^+ . Основная трудность в эксперименте при изучении мультипольных резонансов — найти такой процесс, в котором данное состояние проявлялось бы в большей степени, чем другие состояния более сложной природы. Такой процесс должен описываться оператором, обеспечивающим когерентность для вероятностей переходов в изучаемое коллективное состояние. В принципе каждому мультипольному резонансу можно сопоставить одну или несколько реакций, в которых можно наблюдать усиление перехода в этот резонанс. Для аналоговых резонансов таким процессом являются зарядовообменные реакции типа (p, n) или фермиевские β -переходы. Для зарядовообменных возбуждений типа 1^+ подходящим процессом могут быть гамовтеллеровские β -переходы, однако энергетическая область, доступная с помощью β -процессов, невелика.

Несколько лет назад [5] было обнаружено, что подходящим процессом, выявляющим зарядовообменные возбуждения типа 1^+ , является $M1$ - γ -распад аналоговых резонансов. Это обстоятельство, а также другие задачи, связанные с γ -распадом аналогов, стимулировали интенсивные исследования в этом направлении.

К началу наших исследований γ -распада аналогов в изотопах Cu были получены данные о γ -распаде аналогов в ядрах $f_{7/2}$ -оболочки, в изотопах Sc и V [4].

Выбор исследуемых ядер определяется их оболочечной структурой: изучались ядра вблизи замкнутых оболочек или заполненных уровней. Это обстоятельство значительно облегчает интерпретацию экспериментальных данных и проведение теоретических расчетов.

Надежность интерпретации и возможность провести достаточно простые, но отражающие действительность теоретические расчеты были основными требованиями при выборе конкретных аналоговых резонансов, подлежащих изучению. Исследовались аналоги наиболее четко выраженных одночастичных состояний, имеющих достаточно большой ($\geq 0,6$) спектроскопический фактор в реакциях передачи одного нуклона (нейтрона). Выбор в качестве объектов исследования нечетных ядер представляет ряд преимуществ с экспериментальной точки зрения (использование мишеней с нулевым спином, удобные энергетические соотношения, надежная интерпретация состояний), незначительно усложняя картину с теоретической точки зрения.

1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О γ-РАСПАДЕ АНАЛОГОВ

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

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

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

В большинстве случаев изучаются аналоги низколежащих состояний, волновые функции которых достаточно хорошо известны. Тогда можно сравнить эксперимент и результаты вычислений с какими-либо модельными функциями

$$\Psi_{T_0, T_0}^f.$$

С другой стороны, если хорошо известна Ψ^f , то данные о γ -распаде могут дать сведения о функции

$$\Psi_{T_0+1, T_0+1}^{MC}.$$

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

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

$$ft = 11530/T_0 B(M1, \sigma).$$

Здесь T_0 — изоспин аналога; величина $B (M1, \sigma)$ выражена в единицах $\mu_0^2 = [e\hbar/(2Mc)]^2$.

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

Детальное изучение γ -распада аналогов в средних и тяжелых ядрах связано с рассмотрением коллективных зарядовообменных

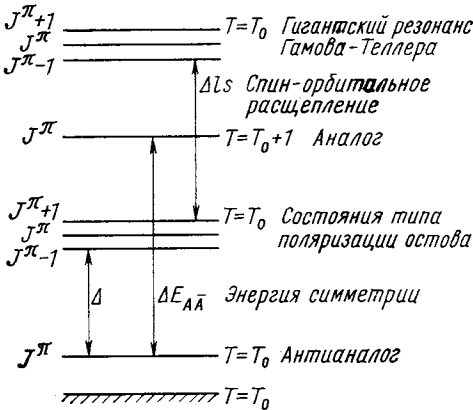


Рис. 1. Энергетические соотношения между аналоговым, антианалоговым, конфигурационным состояниями и состоянием типа поляризации остова

в момент $1+$ [8—10]. Конфигурации такого же типа существенны и при анализе γ -распада аналогов.

Коллективные зарядовообменные возбуждения появляются при учете остаточных взаимодействий. Аналоговое состояние порождается изоспин-изоспиновым остаточным взаимодействием и представляет собой суперпозицию состояний типа протонная частица — нейтронная дырка, связанных в момент $0+$ [11, 12]. $1+$ -Зарядовообменные коллективные возбуждения появляются при учете спин-изоспиновых остаточных взаимодействий. При изучении γ -распада аналоговых состояний, по-видимому, целесообразно использовать базисные функции с определенным изоспином. Эти функции строятся в виде суперпозиции частично-дырочных возбуждений. При построении состояний с определенным изоспином появятся аналоговое, антианалоговое, конфигурационные состояния, состояния типа поляризации остова, состояния типа спин-флип [13]. На рис. 1 изображены состояния, наиболее существенные при распаде аналогов, и основные конфигурации этих состояний. Энергетические соотношения между указанными состояниями типичны для ядер с $A \sim 50 \div 60$.

степеней свободы ядра. Известно, что гамов-теллеровские β -переходы на низколежащие состояния заторможены по сравнению с одночастичной оценкой. Учет парных корреляций улучшает согласие теоретических и экспериментальных значений ft [7].

Экспериментальные данные о $\lg ft$ β -распада Гамова — Теллера объясняются с помощью представлений о коллективном состоянии Гамова — Теллера, которое является когерентной суперпозицией возбуждений типа (p, n^{-1}) , связанных

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

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

При изучении γ-распада аналогов наиболее существенны частично-дырочные конфигурации, в которых протон и нейтронная дырка занимают состояния, входящие в спин-орбитальный дублет: $j_n = l \mp 1/2$; $j_p = l \pm 1/2$. Состояния с определенным изоспином, в которых основной вклад дают такие конфигурации, будем называть состояниями типа спин-флип.

Переходам аналог — антианалог уделяется большое внимание в работах по γ-распаду аналогов. Несколько лет назад, когда были известны данные о γ-распаде аналогов только в легких ядрах, казалось, что распад сильным $M1$ -переходом на антианалог является основной особенностью γ-распада аналогов. Величины $B(M1)$ для этих переходов составляли несколько единиц Вайскопфа. В последние годы появились данные о распаде аналогов в ядрах $f_{7/2}$ -оболочки, которые потребовали введения новых представлений и показали, что при анализе γ-распада аналогов нельзя ограничиваться рассмотрением только антианалогов. Оказалось, что, во-первых, имеется большое число переходов аналог — антианалог, сильно замедленных по сравнению с одночастичной оценкой; во-вторых, во многих случаях наиболее сильные γ-переходы с аналогов идут на состояния, расположенные на несколько мегаэлектронвольт выше антианалога; в-третьих, анализ аналоговых β- и γ-переходов указывает на существенное влияние неодночастичных эффектов.

Сильное подавление перехода аналог — антианалог объясняется примесью в аналоге состояний типа поляризации остова. С теоретической точки зрения, учет состояний этого типа вполне оправдан, так как вероятности переходов с аналога на чистые антианалоговое состояние и состояние типа поляризации остова сравнимы. С экспериментальной точки зрения изучение состояний

типа поляризации остова является более трудной задачей, чем исследование переходов аналог — антианалог. Эти состояния расположены на 1—2 $M\text{эв}$ выше, чем антианалог. Для этой области возбуждений сказывается общий недостаток спектроскопических сведений о ядерных уровнях. Кроме того, состояние типа поляризации остова, расположенное на большой высоте, будет распределено по близлежащим состояниям, обнаруживая явление типа силовой функции. Наконец переход к изучению заселенным высоковозбужденных состояний сопровождается значительным увеличением экспериментальных трудностей.

Полная вероятность распада аналога распределяется между переходами на антианалог и состояния типа поляризации остова. В некоторых ядрах преобладает переход на антианалог. В ядрах $f_{7/2}$ -оболочки, наоборот, подавлен переход на антианалог и переходы на состояния типа поляризации остова должны отчетливо проявляться. Вероятность перехода не зависит от состояния, занятого нечетной частицей и определяется состояниями, которые занимают нейтроны избытка. Переходы должны быть сильными, если нейтроны избытка занимают состояния $j_n = l + 1/2$, и слабыми, если $j_n = l - 1/2$. Отметим, что остаточные взаимодействия сильно искажают эту простую картину, так как появляется примесь антианалогового состояния и состояния типа спин-флип.

Рассматривая задачу о распаде аналоговых резонансов, приходим к необходимости изучения силовой функции γ -переходов, связанных с аналоговым состоянием. Учет остаточного взаимодействия приводит к тому, что переходы на состояния типа спин-флип усиливаются по сравнению с невозмущенным значением. Происходит перераспределение силы перехода от антианалогового состояния к состоянию типа поляризации остова и от последнего к состоянию типа спин-флип. Появляется некоторое состояние, достаточно сильно коллективизированное, которое несет основную силу $M1$ -перехода с аналога. Это и есть резонанс Гамова — Теллера.

Вопрос о существовании гигантского резонанса Гамова — Теллера тесно связан с вопросом о справедливости супермультиплетной симметрии в средних и тяжелых ядрах [14, 10].

Экспериментальные условия. γ -Разрядка аналогов в изотопах Cu изучалась на электростатическом ускорителе ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Максимальная энергия протонов составляла 5 $M\text{эв}$, энергетический разброс в пучке 1—3 $k\text{эв}$.

При исследовании γ -распада аналоговых резонансов возникает ряд задач, требующих знания приведенных вероятностей переходов с аналогов на уровни изучаемого ядра. Чтобы получить эти величины, необходимо идентифицировать аналог, измерить функцию возбуждения, измерить γ -спектр распада аналога, пост-

роить схему распада резонанса, определить абсолютные γ -ширины переходов, измерить угловые распределения γ -излучения.

Примерное положение аналога определяется по значению кулоновской энергии с учетом результатов по реакции передачи, в которых идентифицированы аналоговые состояния. Наиболее надежной является идентификация аналоговых резонансов в реакции упругого рассеяния протонов, измеренной с высоким разрешением. Окончательная идентификация проводится по всем известным данным с учетом независимого определения квантовых характеристик резонанса, проявляющегося в $(p\gamma)$ -реакции.

Функция возбуждения в $(p\gamma)$ -реакции измеряется с помощью кристаллов NaI(Tl) больших размеров. Порог дискриминации устанавливается так, чтобы снизить низкоэнергетический фон γ -излучения, не потеряв существенной информации о распаде аналога. При измерениях используются тонкие мишени (~ 10 — 20 мкг/см^2), нанесенные на углеродную подложку (~ 20 мкг/см^2).

γ -Спектры распада аналогов измеряются с помощью GeLi-детекторов больших объемов (16 — 40 см^3) с разрешением 6 — 7 кэв для излучения с энергией 8 — 9 Мэв . Для градуировки по энергиям используются примесные линии различной энергии. При анализе γ -спектров надо отделить прямые γ -переходы с резонансом от других γ -линий. Это можно сделать, если аналоговый резонанс имеет ряд компонент тонкой структуры. В этом случае прямые γ -переходы для разных компонент аналога будут сдвинуты по энергии на величины ΔE , соответствующие энергетическим расстояниям между компонентами, в то время как γ -кванты разрядки останутся неизменными во всех спектрах.

Размещение наблюдаемых в спектре линий в схеме распада аналога производится обычным способом с соблюдением энергетического баланса и баланса интенсивностей. Факт заселения уровня считается установленным, если наблюдается не только заселение его прямым переходом с резонанса, но и разрядка уровня.

Абсолютные значения парциальных γ -ширин в большинстве случаев определены методом «толстой» мишени. Для этих измерений использовались мишени в виде самоподдерживающихся фольг толщиной 100 — 500 мкг/см^2 .

Угловые распределения прямого γ -излучения позволяют определить величины смесей мультипольностей. Во многих случаях может быть получена информация о спинах резонанса или конечного состояния.

Таким образом, кратко описанный ряд измерений позволяет получить «полный» опыт, т. е. абсолютные значения величин $B(M1)$, $B(E1)$ или $B(E2)$, которые можно сравнить с предсказаниями различных моделей и теоретических подходов.

Выбор изотопов Cu для исследований определяется в основном тем, что мы переходим в новую оболочку по сравнению с ядрами от Ca до ^{58}Ni . Первые данные по γ -распаду аналогов в изотопах $f_{7/2}$ -оболочки были получены в 1969—1970 гг. и затем интенсивно накапливались. В то же время данных о распаде аналогов в ядрах f_p -оболочки в 1972 г., когда начиналась работа, практически еще не было. Переход к новой области ядер, несмотря на увеличение экспериментальных трудностей, позволял надеяться на получение новой информации, поскольку многие эффекты в распаде аналогов сильно зависят от оболочечной структуры изучаемых ядер.

2. γ -РАСПАД АНАЛогоВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ^{59}Cu

В материнском ядре ^{59}Ni (28 протонов и 31 нейтрон) оболочка $f_{7/2}$ заполнена для протонов и нейтронов и три активных нейтрона заполняют уровень $2p_{3/2}$ в $2p$ $1f$ -оболочке. В реакции $^{58}\text{Ni}(dp)^{59}\text{Ni}$

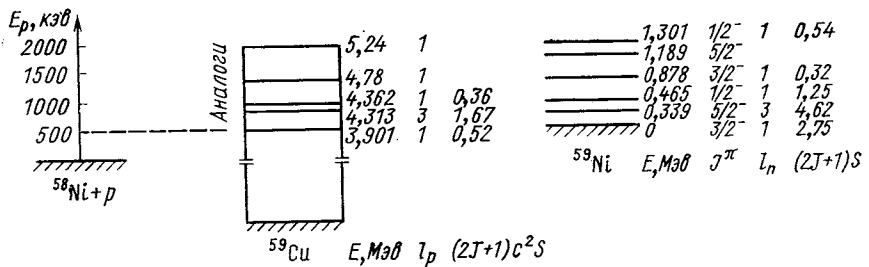


Рис. 2. Схема низколежащих уровней ^{59}Ni и положения их аналогов в ^{59}Cu

могут с большой вероятностью возбуждаться хорошо выраженные одночастичные состояния с характеристиками $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$ и $g_{9/2}$. Основное состояние ^{59}Ni ($3/2^-$), первое возбужденное ($0,339$; $5/2^-$) и второе возбужденное ($0,465$; $1/2^-$) состояния несут основную силу одночастичных $p_{3/2^-}$, $f_{5/2^-}$ и $p_{1/2^-}$ -состояний соответственно. Одночастичное $g_{9/2}$ -состояние расположено на высоте $3,06$ $Mэв$ и имеет спектроскопический фактор $0,47$. Аналоги низколежащих состояний ^{59}Ni в ^{59}Cu были идентифицированы в реакции (^3He , d) [15]. Критерием для идентификации служили значения кулоновской энергии, l_p , спин и спектроскопический фактор.

На рис. 2 приведены положения аналогов в ^{59}Cu и энергии протонов, при которых они возбуждаются в реакции $^{58}\text{Ni}(p\gamma)^{59}\text{Cu}$. Изучение резонансов в этой реакции проводилось неоднократно. Функция возбуждения в реакции $^{58}\text{Ni}(p\gamma)^{59}\text{Cu}$ в диапазоне энергий протонов от $0,8$ до $1,9$ $Mэв$ изучалась в работах [16, 17]. Квантовые характеристики наиболее сильных резонан-

сов [16 — 18]: резонансы с $E_p = 1,376; 1,424$ и $1,716$ Мэв имеют спин $3/2^-$, резонансы с $E_p = 1,663$ и $E_p = 1,844$ Мэв — $1/2^-$. Аналог второго возбужденного состояния ($0,466$ Мэв; $1/2^-$) должен находиться при энергии возбуждения $4,370$ Мэв. В этой области наблюдается резонанс $E_p = 947$ кэв, который имеет схему распада, согласующуюся с характеристиками $1/2^-$. Аналог первого возбужденного состояния идентифицирован в реакции (${}^3\text{He}, d$) при энергии возбуждения на 50 кэв ниже. В этой области энергий протонов в реакции ($p\gamma$) резонансов не обнаружено. Аналог состояния ($0,878$ Мэв; $3/2^-$) в (${}^3\text{He}, d$) идентифицирован при энергии возбуждения $4,78$ Мэв. Этой энергии возбуждения соответствует энергия протонов $E_p = 1,38$ Мэв в реакции ($p\gamma$). В этой энергетической области видны два резонанса $J^\pi = 3/2^-$: $E_p = 1,376$ и $E_p = 1,424$ Мэв, причем последний гораздо более сильный. Однозначно идентифицировать аналоги других возбужденных состояний не удается. В работе [19] предполагается, что резонанс $E_p = 1,833$ Мэв является аналогом состояния $1,189$ Мэв ${}^{59}\text{Ni}$. Такая интерпретация встречает серьезные трудности из-за большого (130 кэв) расхождения по энергии возбуждения. Кроме того, трудно ожидать появления в реакции аналога состояния $1,189$ Мэв ${}^{59}\text{Ni}$ из-за нестриппингового характера последнего. Резонанс с $E_p = 1,844$ Мэв имеет квантовые характеристики $J^\pi = 1/2^-$ [18] и по энергии возбуждения близок к аналогу возбужденного состояния ${}^{59}\text{Ni}$ с энергией $1,308$ Мэв и спином $1/2^-$. Однако, как будет видно в дальнейшем, характер γ -разрядки этого резонанса не типичен для распада $p_{1/2}$ -аналога.

Экспериментальные условия. Измерения γ -распада резонансов в ${}^{59}\text{Cu}$, так же как в ${}^{61}, {}^{63}, {}^{65}\text{Cu}$, проводились в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Протоны ускорялись на электростатическом генераторе ЭГ-5 ($E_{p\text{макс}} = 5$ Мэв); токи составляли около десяти микроампер. В работе использовались самоподдерживающиеся мишени ${}^{58}\text{Ni}$ (обогащение — 96%) толщиной $120\text{--}140$ мг/см². При меньших толщинах был слишком мал выход γ -излучения. Так как аналоги в ${}^{59}\text{Cu}$ расположены при относительно низких энергиях возбуждения, где плотность уровней еще невелика, то необходимости в применении очень тонких мишеней не было.

Мы изучали функцию возбуждения в реакции ${}^{58}\text{Ni}(p\gamma){}^{59}\text{Cu}$ в диапазоне энергий протонов от 800 до 1940 кэв. Функция возбуждения измерялась с помощью кристалла NaI(Tl) размером 100×100 мм.

Поскольку функция возбуждения была достаточно хорошо измерена ранее, нашей основной задачей было изучение γ -разрядки некоторых резонансов и определение абсолютных значений парциальных γ -ширин. Мы измерили γ -спектры распада трех аналоговых резонансов: $E_p = 950$ ($p_{1/2}$ -аналог), 1424 ($3/2^-$)

и 1844 кэв (1/2⁻), а также изучили распад двух резонансов: $E_p = 1883$ и 1923 кэв [20].

γ-Спектры и схемы распада резонансов. γ-Спектры распада резонансов измерялись с помощью GeLi-детектора объемом 40 см³ и энергетическим разрешением 7—8 кэв для γ-излучения с энергией ~ 6,5 Мэв. Детектор помещался под углом 90° к направлению пучка протонов. 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 фотопики и пики одиночного и двойного вылета γ-перехода с энергией 6,129 Мэв, возникающего в реакции ¹⁹F(pα)¹⁶O. Энергия реакции по нашим данным: $Q = 3417 \pm 2$ кэв. Схема распада резонансов строилась на основании баланса энергий и интенсивностей для наблюдаемых γ-переходов с учетом всех известных данных об уровнях ⁵⁹Cu. В табл. 1 даны относительные интенсивности прямых переходов с резонансов на низколежащие состояния ⁵⁹Cu. Полученные из анализа схем распада энергии возбуждения для соответствующих резонансов приведены в верхней части таблицы.

Интенсивности прямых переходов

$E_{ур}, \text{кэв}$	$J\pi$	$E_p = 950 \text{ кэв};$ $E_{рез} = 4349 \pm 5 \text{ кэв};$ $(2J_p + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma = 0,096 \text{ эв};$ $J^\pi = 1/2^-$			$E_p = 1424 \text{ кэв};$ $E_{рез} = 4811 \pm 5 \text{ кэв}$ $(2J + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma = 2 \text{ эв};$ $J^\pi = 3/2^-$		
		$I_\gamma, \%$	$\Gamma_\gamma, \text{эв}$	$B(M1), \mu_0^2$	$I_\gamma, \%$	$\Gamma_\gamma, \text{эв}$	$B(M1), \mu_0^2$
0	3/2 ⁻	6	0,012	0,012	15	0,08	0,06
491	1/2 ⁻	17	0,032	0,04	62	0,32	0,34
912	5/2 ⁻	—	—	—	—	—	—
1987	5/2	—	—	—	9	0,045	0,17
2265	3/2	17	0,032	0,32	4	0,02	0,10
2318	1/2	25	0,048	0,48	—	—	—
2324	3/2	—	—	—	3	0,015	0,08
2707	5/2	—	—	—	—	—	—
2927	5/2	—	—	—	—	—	—
3025	(3/2)	11	0,020	0,72	3	0,015	0,22
3114	(5/2)	9	0,016	0,72	—	—	—
3130	(3/2)	15	0,028	1,32	—	—	—
3434	(5/2)	—	—	—	—	—	—
3438	(1/2)	—	—	—	4	0,02	0,65
3616	—	—	—	—	—	—	—
3905	—	—	—	—	—	—	—

Примечание. Величина g — статистический множитель.

Абсолютные значения парциальных γ-ширин. Абсолютные значения парциальных γ-ширин были определены нами методом измерения выхода γ-излучения из толстой мишени (потеря энергии протона в мишени много больше ширины резонанса) при резонансной энергии, соответствующей ступеньке в функции возбуждения (pγ)-реакции. Измерялся выход γ-излучения при энергии протонов $E_p = 1,844 \text{ Мэв}$, совпадающей с положением сильного резонанса с простой схемой распада. Процедура измерения заключалась в следующем. Функция возбуждения реакции $^{58}\text{Ni}(p\gamma)^{59}\text{Cu}$ снималась с использованием толстой мишени ^{58}Ni ($\sim 0,5 \text{ мг/см}^2$) в области энергий протонов $\sim 1,84 \text{ Мэв}$. При энергии, соответствующей ступеньке в функции возбуждения, измерялся спектр γ-излучения с помощью сцинтилляционного детектора NaI размером $100 \times 100 \text{ мм}$ (учет фона осуществлялся измерением γ-спектра слева от резонанса). При тех же энергиях протонов γ-спектры измерялись с помощью GeLi-детектора. Площади фотопиков для всех спектров нормировались на число падающих протонов. Поскольку геометрические размеры и эффективность для кристаллов NaI(Tl) хорошо известны, можно получить величину выхода γ-излучения и провести калибровку GeLi-детектора

Таблица 1

с резонансов в ^{59}Cu

$E_p = 1844 \text{ кэв};$ $E_{\text{рез}} = 5227 \pm 3 \text{ кэв};$ $(2J + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma = 3,4 \text{ эв};$ $J^\pi = 1/2^-$			$E_p = 1883 \text{ кэв};$ $E_{\text{рез}} = 5267 \pm 3 \text{ кэв};$ $(2J + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma = 0,22 \text{ эв};$ $J^\pi = 3/2$			$E_p = 1923 \text{ кэв};$ $E_{\text{рез}} = 5311 \pm 4 \text{ кэв};$ $(2J + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma = 0,46 \text{ эв}$		
$I_\gamma, \%$	$\Gamma_\gamma, \text{ эв}$	$B(M1), \mu_0^2$	$I_\gamma, \%$	$\Gamma_\gamma, \text{ эв}$	$B(M1), \mu_0^2$	$I_\gamma, \%$	$g\Gamma_\gamma, \text{ эв}$	$gB(M1), \mu_0^2$
90	1,5	0,90	29	0,015	0,01	13	0,03	0,02
5	0,09	0,09	18	0,01	0,008	—	—	—
—	—	—	7	0,004	0,01	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—
4	0,07	0,28	—	—	—	—	—	—
—	—	—	8	0,005	0,015	—	—	—
—	—	—	—	—	—	57	0,13	0,41
—	—	—	12	0,007	0,035	—	—	—
—	—	—	7	0,004	0,025	—	—	—
—	—	—	—	—	—	8	0,018	0,12
—	—	—	12	0,007	0,06	—	—	—
—	—	—	—	—	—	7	0,017	0,14
—	—	—	7	0,004	0,05	—	—	—
—	—	—	—	—	—	6	0,013	0,23
—	—	—	—	—	—	9	0,02	0,62

равный $(2J_{\text{рез}}+1)/(2j_p + 1)(2J_{\text{миш}} + 1)$.

по абсолютным эффективностям. Таким образом было получено абсолютное значение силы $(2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$ для распада резонанса $E_p = 1844$ кэв на основное состояние; оно равно $3,0 \pm 0,4$ эв. Зная относительные интенсивности γ -излучения при распаде этого резонанса, можно получить силы для других переходов с него. Полная сила резонанса определяется суммированием парциальных сил. Для резонанса $E_p = 1844$ кэв величина $(2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$ равна $3,4$ эв с погрешностью порядка 20%. Пользуясь абсолютной калибровкой GeLi-детектора и зная относительные интенсивности γ -излучения при распаде резонансов, можно получить парциальные и полные γ -ширины для них. Измеренные нами полные силы резонансов оказались в 1,3 раза выше, чем в работе [17], в то время как относительные силы хорошо согласуются с данными этой работы. Метод, примененный нами для определения абсолютных выходов, ранее проверялся при измерениях сил резонансов в ^{61}Cu и ^{63}Cu [21].

Для определения величины Γ_γ из известных сил резонансов необходимо знание спинов резонансов. Спины резонансов $E_p = 1424$ и 1844 кэв хорошо известны: $3/2$ и $1/2$. Спин резонанса $E_p = 950$ кэв, по-видимому, $1/2$, как это следует из схемы распада резонанса. Спин резонанса $E_p = 1883$ кэв установлен в работе [19]: $3/2$. Спин резонанса $E_p = 1923$ кэв также, по-видимому, равен $3/2$, что следует из анализа схемы распада этого резонанса.

Обычно при определении величины Γ_γ делают предположение, что $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$. Это предположение оправдано при энергиях протонов, больших или равных $1,2$ Мэв. Для резонанса с $E_p = 950$ кэв отношение Γ_p/Γ ($\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$), определенное в работе [22], оказалось равным $1/4$. Полученные значения парциальных γ -ширин с учетом этого отношения приведены в табл. 1.

Для каждого резонанса в табл. 1 даны величины $B(M1)$ в единицах μ_0^2 . Эти значения вычислены в предположении дипольного характера γ -переходов с резонансов. Поправки на возможные примеси $E2$ -переходов, как правило, составляют 5–10% для величин $B(M1)$ [23].

Аналоговые β - и γ -переходы. Ядро ^{59}Cu испытывает β^+ -распад на уровни материнского ядра ^{59}Ni . γ -Переходы с аналогов на основное состояние ^{59}Cu и β^+ -переходы из основного состояния ^{59}Cu на материнские состояния ^{59}Ni являются аналоговыми β - и γ -переходами. Если пренебречь l -частью в операторе изовекторного γ -перехода, то можно получить определенное соотношение между интенсивностями аналоговых γ - и β -переходов. Для случая ^{59}Cu это соотношение имеет вид (см. формулу (27) в работе [4]):

$$ft = \frac{11530}{T_0 B(M1, \sigma)} \frac{(2J_i + 1)_\beta}{(2J_i + 1)_\gamma} = \frac{11530}{T_0 B(M1, \sigma)} \frac{(2J_0 + 1)}{(2J_A + 1)}. \quad (4)$$

В этом выражении T_0 — изоспин аналога, равный $3/2$ для ^{59}Cu ; $B(M1, \sigma)$ — спиновая часть вероятности γ -перехода с аналога на основное состояние ^{59}Cu , выраженная в единицах μ_0^2 ; J_0 — спин основного состояния ^{59}Cu , равный $3/2$; J_A — спин рассматриваемого аналога. Из величины ft для β -перехода можно по этой формуле найти значение $B(M1, \sigma)$, которое сравнивается с экспериментальным значением $B(M1)$ для γ -перехода аналог — основное состояние ^{59}Cu .

Экспериментальные значения для величин ft β^+ -распада ^{59}Cu взяты из [24].

Наблюдаются переходы на многие состояния ^{59}Ni , в том числе и на состояния $0,466$ ($1/2^-$); $0,878$ ($3/2^-$) и $1,303$ $M\text{эв}$ ($1/2^-$), аналоги которых изучаются в нашей работе. Величины $\lg ft$ для переходов на эти состояния равны соответственно $6,03$; $5,31$ и $4,70$. Величины $B(M1, \sigma)$ оказались равными $0,014$; $0,038$ и $0,32 \mu_0^2$. Экспериментальные значения $B(M1)$ для распадов соответствующих аналогов на основное состояние равны $0,012$; $0,06$ и $0,90 \mu_0^2$. Отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$, характеризующие вклад l -части в γ -переход, равны $0,8$; $1,58$; $2,8$. Эти значения находятся в согласии с общей систематикой отношения $B(M1)/B(M1, \sigma)$ для распада аналогов. Вклад l -части в γ -переход оказывается сравнимым с вкладом σ -части. Однако отсутствие очень больших или очень малых отношений $B(M1)/B(M1, \sigma)$ свидетельствует о наличии корреляций между вероятностями аналоговых γ - и β -переходов.

Переходы аналог—антианалог. Антианалогом для $p_{1/2}$ -аналога может быть только состояние $0,491$ $M\text{эв}$ ^{59}Cu с квантовыми характеристиками $1/2^-$. Спектроскопический фактор для этого состояния не очень велик ($0,55$), однако оставшаяся сила $p_{1/2}$ -состояния распределена по многим уровням ^{59}Cu вплоть до энергий возбуждения 6 $M\text{эв}$. Экспериментальное значение $B(M1)$ для перехода $p_{1/2}$ аналог — антианалог равно $0,04 \mu_0^2$. «Одночастичное» значение $B(M1)$ для этого перехода, вычисленное по формуле (52) в работе [4], равно $0,13 \mu_0^2$, т. е. переход замедлен в 3 раза. Учет отличия спектроскопического фактора материнского состояния $0,466$ $M\text{эв}$, $1/2^-$ в ^{59}Ni ($0,62$ от $1,00$) уменьшает это расхождение.

Главная сила $p_{3/2}$ -состояния в материнском ядре ^{59}Ni сосредоточена в основном состоянии этого ядра. Аналог основного состояния ^{59}Ni , как отмечалось, расположен в ^{59}Cu на высоте $3,901$ $M\text{эв}$. В $(p\gamma)$ -реакции это состояние возбудить трудно из-за малой энергии протонов ($E_p \approx 500$ $к\text{эв}$). Мы не можем дать экспериментальное значение вероятности перехода аналог — антианалог для $p_{3/2}$, полученное прямым образом из распада резонанса. Однако мы можем получить это значение двумя другими способами.

Мы измеряли γ -распад резонанса $E_p = 1424$ кэв, $3/2^-$, который является аналогом состоянию ^{59}Ni с энергией $0,878$ Мэв. Это состояние несет небольшую долю одночастичной $p_{3/2}$ -силы: спектроскопический фактор его равен $0,08$. Если предположить, что γ -распад аналогов определяется в основном одночастичной компонентой материнского состояния, то можно получить оценку $B(M1)$ для чистого $p_{3/2}$ -материнского состояния. Вероятность перехода из резонанса $E_p = 1424$ кэв на основное состояние $3/2^-$ ^{59}Cu равна $B(M1) = 0,06 \mu_0^2$. Учитывая спектроскопический фактор материнского состояния, для приведенной вероятности $p_{3/2}$ -перехода аналог — антианалог в ^{59}Cu получим значение $B(M1) = 0,75 \mu_0^2$.

Другую оценку этой величины можно получить следующим образом. Как видно из рис. 2, переход $p_{3/2}$ аналог — антианалог является аналоговым по отношению к β -переходу из основного состояния ^{59}Cu в основное состояние ^{59}Ni . В этом случае можно вычислить по формуле (1) значение $B(M1, \sigma)$ для интересующего нас γ -перехода из значения ft соответствующего β -распада. Вычисления дают значение $B(M1, \sigma) = 0,071 \mu_0^2$, в 10 раз меньше значения $B(M1)$, которое было оценено выше с учетом спектроскопического фактора состояния $0,878$ Мэв ($3/2^-$) в ^{59}Ni . Отношение $B(M1)/B(M1, \sigma) = 10$ выходит за рамки систематики отношений $B(M1)/B(M1, \sigma)$ для распада аналогов. Обычно эти величины находятся в пределах значений 1—5 и только в одном-двух случаях оказываются ббльшими.

Таблица 2

Аналоговые β - и γ -переходы в ^{59}Cu

E_x^{MC} $^{59}\text{Ni}, \text{ кэв}$	$J\pi$	$\lg ft$	$B(M1, \sigma),$ μ_0^2	$B(M1),$ μ_0^2	$\frac{B(M1)}{B(M1, \sigma)}$
0	$3/2^-$	5,03	0,07	(0,75)	(10)
465	$1/2^-$	6,03	0,014	0,012	0,8
878	$3/2^-$	5,31	0,038	0,06	1,6
1303	$1/2^-$	4,70	0,32	0,90	2,8

Переходы аналог — антианалог

Со- стоя- ние	$B(M1)_{\text{эксперим}}, \mu_0^2$	$B(M1)_{\text{теор}}, \mu_0^2$ [4]
$p_{3/2}$	$0,75 \div 0,07$	2,84
$p_{1/2}$	0,04	0,13

Из всего сказанного можно сделать лишь заключение о том, что для $p_{3/2}$ -перехода аналог — антианалог $B(M1) \leq 0,75 \mu_0^2$, в то время как для $p_{1/2}$ -перехода аналог — антианалог $B(M1) \leq 2,84 \mu_0^2$. Данные по интенсивностям переходов аналог — антианалог в ^{59}Cu , а также по интенсивностям аналоговых β - и γ -переходов даны в табл. 2. Видно, что полученные значения меньше теоретических.

Состояния типа поляризации остова. γ -Распад аналогов в ^{59}Cu характерен резко выраженной избирательностью в заселении низколежащих состояний. На рис. 3 изображено распределение величин $B(M1)$ для прямых переходов с аналога $p_{1/2}$ с $E_p = 950$ кэв. Видно, что наиболее интенсивно заселяются высоковозбужденные состояния ^{59}Cu , причем выделяются две группы уровней при

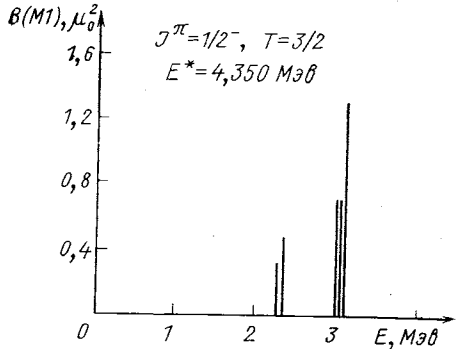


Рис. 3. Значения $B(M1)$ для γ -распада $p_{1/2}$ -аналога в ^{59}Cu (эксперимент)

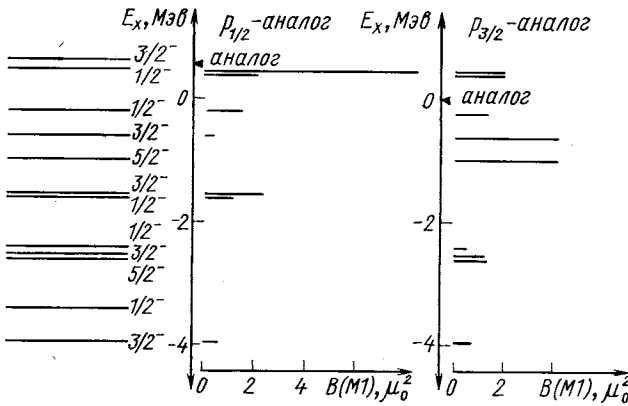


Рис. 4. Значения $B(M1)$ для γ -распада $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{59}Cu (расчет).

Энергии E_x отсчитываются от положения аналога. $G_0 = 1,0$ Мэв; $G_1 = 0,7$ Мэв; $\Delta = 0,0$; $\varepsilon_{1sp} = 1,0$ Мэв

энергиях возбуждения 2,3 и 3,1 Мэв. Расчет с учетом остаточных взаимодействий (подробности расчетов приведены в разд. 5) показывает, что ближайшими к аналоговым должны быть состояния с большими компонентами типа $p_{3/2}(p_{3/2}p_{3/2}^{-1})_{1^+}$, т. е. состояния типа поляризации остова. При разумных значениях параметров

энергия возбуждения состояний типа поляризации остова согласуется с энергией возбуждения состояний, сильно заселяющихся при распаде $p_{1/2}$ -аналога. На рис. 4 и в табл. 3 представлены результаты расчетов распределения $B(M1)$ $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов. Видно, что расчеты предсказывают существование группы состояний, сильно заселяющихся при γ -распаде аналогов. Рассчитанное значение суммы $B(M1)$ для переходов на состояния типа поляризации остова равно $3\mu_0^2$ для распада $p_{1/2}$ -аналога. Экспериментальное значение суммы $B(M1)$ для переходов на состояния с энергией возбуждения $2,3$ $Mэв$ равно $0,8\mu_0^2$ и на состояния $3,1$ $Mэв$ — $2,8\mu_0^2$. Наиболее вероятна следующая интерпретация: состояния типа поляризации остова можно отождествить с двумя экспериментально наблюдаемыми максимумами. Расщепление максимума на две компоненты произошло вследствие каких-то не учтенных в расчете взаимодействий.

3. γ -РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ^{61}Cu

Низколежащие состояния материнского ядра ^{61}Ni хорошо известны [25]. Основное состояние ^{61}Ni ($3/2^-$) несет значительную часть $p_{3/2}$ -силы. Второе возбужденное состояние можно считать одночастичным $p_{1/2}$ -состоянием.

Аналоговое состояние, соответствующее основному состоянию ^{61}Ni , должно находиться при энергии возбуждения $6,4$ $Mэв$ в ^{61}Cu (разность кулоновских энергий ^{61}Cu и ^{61}Ni равна $9,41$ $Mэв$, разность масс составляет $2,23$ $Mэв$). $p_{3/2}$ -Аналоговое состояние в ^{61}Cu было идентифицировано в реакции $^{60}\text{Ni}(^3\text{He}, d)^{61}\text{Cu}$ [26] при энергии возбуждения $6,402$ $Mэв$. Эта область энергий возбуждений доступна в реакции ($p\gamma$) при энергиях протонов порядка $1,6$ $Mэв$. Функция возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$ была измерена в 1957 г. [61] в диапазоне энергий от 725 до 1793 $кэв$. В работах [16, 27] были измерены угловые распределения наиболее сильных γ -переходов для некоторых резонансов и определены их спины. Естественно, что идентификация изобар-аналоговых резонансов (ИАР) в этих работах не проводилась. Обычно ИАР проявляются в функции возбуждения ($p\gamma$)-реакции как наиболее сильные резонансы, что объясняется, видимо, их относительно простой структурой. В нужной нам области энергий возбуждения наблюдаются четыре сильных резонанса с $E_p = 1588, 1599, 1605$ и 1620 $кэв$. В наших измерениях из анализа схем распада и угловых распределений прямых γ -переходов следует значение спина $3/2$ для перечисленных резонансов. Мы считаем, что эти четыре резонанса являются компонентами тонкой структуры $p_{3/2}$ -резонанса, аналогового основному состоянию ^{61}Ni .

Аналог первого возбужденного состояния ^{61}Ni (68 $кэв$, $5/2^-$) был идентифицирован в реакции $^{60}\text{Ni}(^3\text{He}, d)^{61}\text{Cu}$ [26] на высоте

Таблица 3
Волновые функции состояний и вероятности переходов для $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{59}Cu *

$J\pi$	E_x , Мэв	$p_{3/2}(p_{3/2}p_{3/2}^{-1})_{1+}$	$p_{3/2}(p_{1/2}p_{3/2}^{-1})_{1+}$	$p_{1/2}(p_{3/2}p_{3/2}^{-1})_{1+}$	$p_{1/2}(p_{1/2}p_{3/2}^{-1})_{1+}$	$p_{1/2}$ или $p_{3/2}$	$V(M1), \mu_0^2$ $p_{1/2}$	$V(M1), \mu_0^2$ $p_{3/2}$
3/2-	0,474	0,497	0,254	0,490	0,715	0,380	8,37	1,93
1/2-	0,447	0,352	0,443	0,357	0,535	0,516	1,95	1,90
1/2-	-0,193	-0,344	0,474	0,339	0,675	-0,294	1,31	1,26
3/2-	-0,610	0,462	0,717	-0,129	-0,433	0,261	0,23	4,31
5/2-	-0,980	0,494	0,870	—	—	—	—	4,28
3/2-	-1,574	-0,060	-0,168	0,822	-0,534	0,087	2,22	0,009
1/2-	-1,602	-0,037	-0,108	0,855	-0,503	0,047	1,12	0,004
1/2-	-2,415	-0,681	0,756	0,101	0,025	-0,332	0,004	0,39
3/2-	-2,541	0,773	-0,598	-0,102	-0,027	0,182	0,000	1,37
5/2-	-2,610	0,870	-0,494	—	—	—	—	1,43
1/2-	-3,412	0,647	0,162	0,125	0,062	-0,732	0,001	0,003
3/2-	-3,928	-0,382	-0,185	-0,238	-0,125	0,864	0,49	0,83

* $G_0 = 1,0$ Мэв; $G_1 = 0,7$ Мэв; $\Delta = 0,0$ Мэв; $\epsilon_{isp} = 1,0$ Мэв. Энергии E_x отсчитываются от аналогового состояния.

6,469 Мэв. В ($p\gamma$)-реакции в этой области выделяются два резонанса $E_p = 1669$ и 1674 кэв. Мы измеряли γ -спектры распада обоих резонансов. Оказалось, что они имеют различный характер: в распаде резонанса $E_p = 1669$ кэв доминирует переход на основное состояние ($3/2^-$), а в распаде резонанса $E_p = 1674$ кэв самым сильным является переход на состояние 1310 кэв ($7/2^-$). Из угловых распределений прямых переходов с резонанса $E_p = 1674$ кэв однозначно следует значение спина $5/2$ для этого резонанса. Мы считаем, что резонанс $E_p = 1674$ кэв несет основную часть $T_{>}$ -компоненты $f_{5/2}$ -аналога.

Аналог второго возбужденного состояния ^{61}Ni (284 кэв, $1/2^-$) должен быть расположен в области $E_p \approx 1,8$ Мэв. В этой области

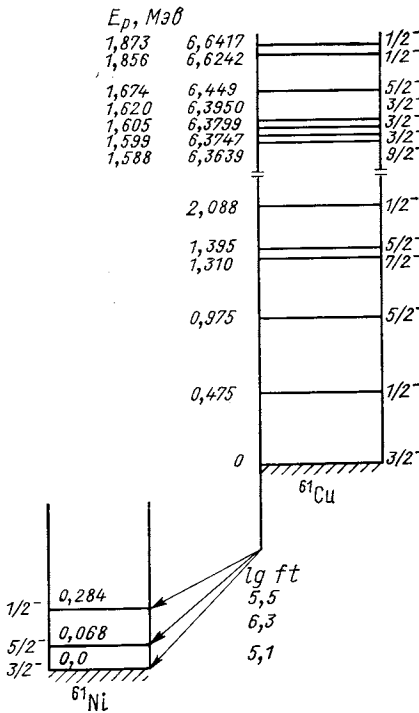


Рис. 5. Схема уровней ^{61}Ni , их аналогов в ^{61}Cu и низколежащих состояний ^{61}Cu

до нашей работы функция возбуждения не измерялась, однако известны измерения функции возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(pp)$ с высоким разрешением по протонам [18]. Было установлено [18], что при $E_p = 1856$ и 1875 кэв возбуждаются две компоненты тонкой структуры аналога $p_{1/2}$, несущие основную силу $T_{>}$ -состояния. Упрощенная схема состояний материнского ядра ^{61}Ni , аналогов в ^{61}Cu и низколежащих состояний ^{61}Cu изображена на рис. 5.

Функции возбуждения и γ -спектры распада резонансов. ИАР возбуждались в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$. Использовались мишени ^{60}Ni (95% обогащения) толщиной 10 или 20 мкг/см^2 . Функции возбуждения измерялись только в области расположения аналоговых резонансов. В области $p_{3/2}$ ИАР функция возбуждения измерялась в диапазоне энергий протонов (лабораторная система) $1570 -$

1640 кэв; при изучении $p_{1/2}$ -аналога — в диапазоне $E_p = 1830 \div 1860$ кэв; при изучении $f_{5/2}$ -аналога — в области $1650 - 1680$ кэв.

Функции возбуждения в области $p_{3/2}$ -и $p_{1/2}$ -аналогов изображены на рис. 6 и 7. Отметим, что вблизи двух резонансов $E_p = 1856$ и 1873 кэв, наблюдавшихся в реакции (pp), появляется еще

один резонанс при энергии $E_p = 1849$ кэв, который не возбуждается с заметным сечением в упругом рассеянии протонов. Мы измерили γ -спектры распада трех резонансов. Распад резонанса $E_p = 1849$ кэв характерен доминирующим переходом на основное состояние в отличие от распада других двух резонансов, где γ -ширина

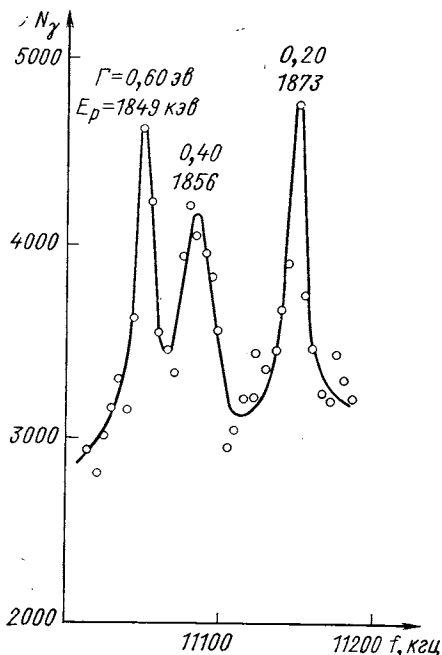
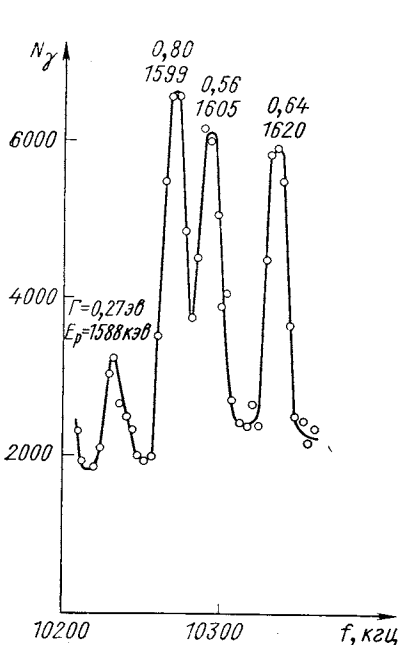


Рис. 6. Функция возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$ в области $p_{3/2}$ -аналога

Рис. 7. Функция возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$ в области $p_{1/2}$ -аналога

перехода на основное состояние составляет 10—20% полной γ -ширины. Учитывая эти данные, мы приходим к выводу о том, что резонанс $E_p = 1849$ кэв не является компонентой тонкой структуры $p_{1/2}$ -аналога.

После обнаружения и идентификации ИАР измерялись γ -спектры его распада. Анализ γ -спектров показал, что при распаде каждого резонанса заселяются до 20 низколежащих состояний ^{61}Cu . Схемы распада резонанса строились на основании энергетических сумм и разностей с учетом интенсивностей γ -переходов. Наиболее надежные данные относятся к уровням, существование которых известно из каких-либо ядерных реакций [28—30]. Цепочка распада резонанса считается установленной, если видны и прямой γ -переход с резонанса, и переходы, соответствующие раз-

рядке заселяемого состояния. Были построены схемы распада $P_{3/2^-}$, $P_{1/2^-}$ и $f_{5/2}$ -резонансов и получены данные о схеме разрядки уровней ^{61}Cu до энергий порядка 3 Мэв [31].

Абсолютные γ -ширины резонансов. Абсолютные значения γ -ширин резонансов получены методом толстой мишени. Мы использовали мишень толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$, что соответствует энергетическим потерям 45 кэв для протонов с энергией $1,6 \text{ Мэв}$. Обогащение мишени составляло 95% . Выход γ -излучения измерялся

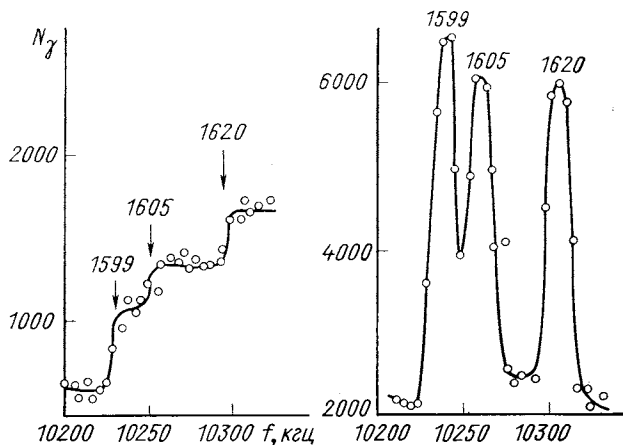


Рис. 8. Функция возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(p\gamma)^{61}\text{Cu}$, снятая с толстой (слева) и тонкой (справа) мишенями

с помощью кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$ размером $100 \times 100 \text{ мм}$, помещенного на расстоянии 70 мм от мишени под углом 90° к протонному пучку. При измерении функции возбуждения детектор регистрировал γ -кванты с энергией $> 3 \text{ Мэв}$.

Функция возбуждения изображена на рис. 8. Ясно видны три ступеньки, соответствующие резонансным энергиям протонов. Для сравнения рядом приведен участок функции возбуждения, измеренной с помощью мишени толщиной 1 кэв .

Для определения абсолютных значений вероятностей распада резонансов производилась абсолютная калибровка GeLi -детектора с помощью кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$, абсолютная эффективность которого известна.

При резонансной энергии протонов с помощью детектора $\text{NaI}(\text{Tl})$ измерялась область γ -спектра, где хорошо выделялся фотопик перехода с ИАР на основное состояние ^{61}Cu ($E_\gamma = 6,4 \text{ Мэв}$).

Используя результаты измерений угловых распределений (см. ниже), мы получили интегральную интенсивность γ -переходов

и определили абсолютный выход γ-излучения, соответствующий переходу из ИАР на основное состояние ^{61}Cu . Одновременно с измерением γ-спектров производилась регистрация падающих на мишень протонов, так что можно было определить число испущенных квантов данной энергии на один протон. Протонный заряд измерялся с помощью калиброванного интегратора. Используя соотношение $\int \sigma dE = 2g\pi^2\lambda^2\Gamma_\gamma$ для $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$, мы определили абсолютные значения γ-ширин для переходов с ИАР на основное состояние [21].

Величины полных или парциальных γ-ширин для других переходов с ИАР можно получить, используя относительные интенсивности переходов, определенные при измерениях с GeLi-детектором и тонкой мишенью. Пользуясь абсолютной калибровкой GeLi-детектора, можно определить γ-ширины других резонансов, γ-распад которых изучался в тех же условиях, что и распад $p_{3/2}$ — ИАР, и для которых измерено число квантов данной энергии, приходящихся на один протон.

Погрешности в величинах Γ_γ составляют 20—30%. Это средние квадратические отклонения, учитывающие статистический разброс, погрешности в определении эффективности детектора, интенсивности протонного пучка и телесного угла. Основной является погрешность в определении телесного угла на γ-детектор (12%).

Угловые распределения γ-излучения. Измерены угловые распределения γ-излучения при распаде резонансов с $E_p = 1599, 1605, 1620, 1674, 1856$ и 1873 кэв в ^{61}Cu . Результаты измерений позволяют сделать выводы о спинах этих резонансов и спинах некоторых высоковозбужденных состояний ^{61}Cu . Определены мультипольности для многих прямых γ-переходов с каждого из резонансов на уровни ^{61}Cu [23].

γ-Излучение регистрировалось GeLi-детектором объемом 40 см^3 с энергетическим разрешением 7—8 кэв для γ-линий с энергией 6,5 Мэв. При данной E_p измерялись γ-спектры под углами 90, 60, 30, 0° к направлению падающего пучка. При измерении угловых распределений γ-излучения определялись интенсивность пучка протонов интегратором тока и интегральная интенсивность γ-излучения, зарегистрированного кристаллом NaI(Tl) ($100 \times 100 \text{ мм}$), расположенным под углом 90° к пучку. Это позволило нормировать интенсивность как на число прошедших через мишень протонов, так и на число испущенных из мишени γ-квантов. Обе нормировки дали результаты, совпадающие с погрешностью 0,5%, что свидетельствует о стабильной работе установки и надежности измерений.

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 I^π , то коэффициенты a_k для прямого γ -излучения зависят только от спинов резонанса и конечного состояния и от смеси мультипольностей δ .

Обработка угловых распределений производится следующим образом. Измеренные угловые распределения, т. е. значения отсчетов в соответствующих пиках γ -спектра, нормированные на число прошедших через мишень протонов, представляют в виде разложения по полиномам Лежандра степени не выше 4. Экспериментальные значения коэффициентов разложения $a_k^{\text{экс}}$ и $a_k^{\text{теор}}$ находят с помощью метода наименьших квадратов. Если спины начального и конечного состояний известны, то строится зависимость величины $a_k^{\text{теор}}$ от смеси мультипольностей δ и по кривой $a_k^{\text{теор}}(\delta)$ определяются значение δ и его погрешность. В том случае, когда спин начального или конечного состояния неизвестен, вычисляется величина

$$S(\delta) = \sum_{i=1}^N [Y_i(\theta_i) - W_i(\theta_i)]^2 / \sigma_i^2,$$

где $Y_i(\theta_i)$ — экспериментально определенная вероятность γ -излучения под углом θ_i ; $W_i(\theta_i)$ — теоретическое значение этой вероятности при определенном предположении о неизвестном спине; σ_i — погрешность измерений. Вычисления проводятся при различных предположениях о значении неизвестного спина и величины δ . Минимальное значение S соответствует наилучшему набору значений спина и δ . Это значение должно подчиняться $\chi^2(N-P)$ -распределению с $(N-P)$ степенями свободы, где N — число независимых измерений и P — число определяемых параметров. Степень достоверности минимального значения S может быть определена нахождением вероятности появления значения S для $(N-P)$ степеней свободы из распределения $\chi^2(N-P)$. Погрешность величины δ может быть определена из анализа поведения величины $S(\delta)$ [32] или по зависимости $a_k(\delta)$.

Изучено угловое распределение более 60 γ -линий, соответствующих прямым γ -переходам с резонансов на низколежащие состояния ^{61}Cu . В некоторых случаях получены угловые распределения для фотопика и пиков одиночного и двойного вылета одного γ -перехода. Соответствующие коэффициенты $a_k^{\text{экс}}$, как правило, согласуются в пределах погрешностей.

В тех случаях, когда анализ угловых распределений γ-излучения приводил к выводу о том, что спин резонанса равен 3/2, результаты вновь обрабатывались так, чтобы можно было описать угловое распределение с помощью одного коэффициента a_2 (для

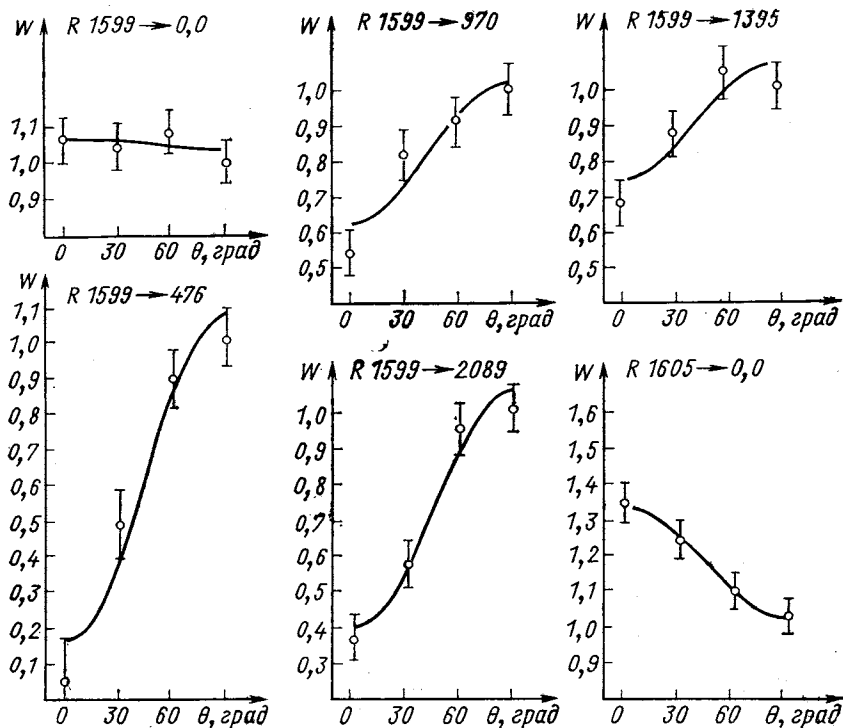


Рис. 9. угловые распределения γ-излучения при распаде резонансов в ^{61}Si

$J_{\text{рез}} = 3/2$ $a_2 = 0$). Величина δ определялась из значения этого коэффициента. При распаде резонансов со спином 3/2 для δ получаются два решения, одинаково достоверные. Некоторые измеренные угловые распределения представлены на рис. 9, 10.

Значения спинов резонансов определялись из угловых распределений прямых γ-переходов с резонансов на низколежащие состояния с энергиями 0,0 (3/2⁻), 476 (1/2⁻), 970 (5/2⁻), 1395 (5/2⁻) и 2089 кэв (1/2⁻). Спины этих состояний хорошо известны. Угловое распределение одного γ-перехода, как правило, не позволяет однозначно определить неизвестный спин одного из состояний, участвующих в переходе. Однако в случае γ-распада резонансов с каждого резонанса наблюдается несколько прямых переходов. Совместный анализ угловых распределений этих переходов может

дать однозначное определение спина резонанса. Анализ величины $S(J_i, \delta, J_R)$ показывает, что угловые распределения для последовательностей $J_i \rightarrow 3/2$, $J_i \rightarrow 5/2$ дают примерно одинаковое $\chi_{\text{мин}}^2$ для разных J_i , т. е. не позволяют сделать вывод о значении спина резонанса. Однако переходы на состояния со спином $1/2$ ($J_i \rightarrow 1/2$) оказываются очень чувствительными к спину

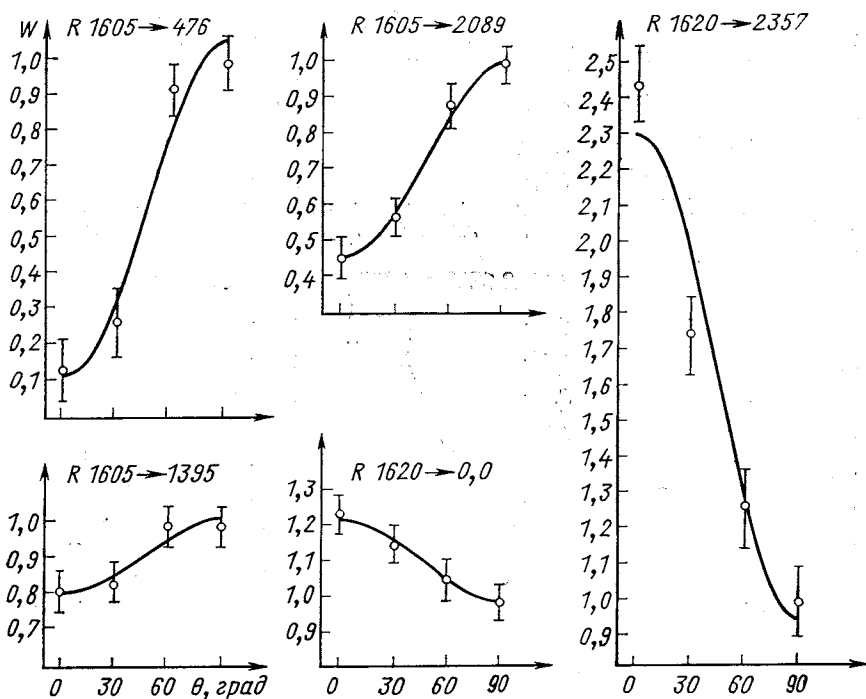


Рис. 10. Угловые распределения γ -излучения при распаде резонансов в ^{61}Cu

резонанса. Рис. 11 иллюстрирует эти свойства. Из него видно, что спин резонанса при $E_p = 1599$ кэв определяется однозначно и равен $3/2$. Аналогичным образом получены значения спина $3/2$ для резонансов при $E_p = 1605$ и 1620 кэв. Спин резонанса при $E_p = 1674$ кэв оказался равным $5/2$. Этот вывод сделан из анализа переходов на основное состояние $3/2$ и на уровень 1310 кэв ($7/2$). В случае резонансов $E_p = 1856$ и 1873 кэв угловые распределения в пределах погрешности измерений изотропны. Это обстоятельство согласуется со значением $1/2$ для спинов этих резонансов, однако другие значения спина из измерений угловых

распределений не могут быть исключены. Совокупность данных о γ-распаде резонансов, данных по реакции (pp) [48] и угловых распределений позволяет сделать вывод о том, что наиболее вероятное значение спинов этих резонансов 1/2.

Спины некоторых возбужденных состояний ^{61}Cu установлены на основании анализа совокупности данных по реакциям, заселению и разрядке состояний и по угловым распределениям, измеренным нами. Спины состояний 2203 (5/2⁻), 2357 (3/2⁻), 2473 (3/2⁻), 2584 (5/2⁻), 2687 (3/2⁻) и 2792 (5/2⁻) известны из работы [29]. Наши данные по угловым распределениям прямых переходов с резонансов на эти состояния согласуются с приведенными значениями спинов. Спины состояний 3002, 3022, 3062 и 3094 кэв практически неизвестны. Измерения угловых распределений позволили нам однозначно определить спин уровня 3002 кэв—5/2. Для уровней 3022 и 3062 кэв наиболее вероятны значения спина 1/2 и 3/2 соответственно. Уровень 3094 кэв имеет спин 1/2 или 3/2.

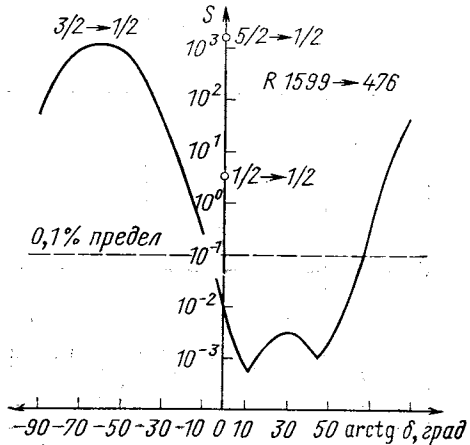


Рис. 11. χ^2 -Анализ для переходов с резонанса $E_D = 1599$ кэв на уровень с энергией 476 кэв

Полученные значения смесей мультипольностей позволяют определить парциальные γ-ширины отдельно для $M1$ - и $E2$ -компонент. Определенные таким образом парциальные ширины и $B(M1)$ и $B(E2)$ представлены табл. 4. Заметим, что приведенные в таблице значения $B(M1)$ в подавляющем большинстве случаев отличаются от значений, полученных в предположении чистых $M1$ -переходов, на 5—10%. Максимальное отличие для трех переходов составляет 30%. Полученные значения $B(E2)$ составляют, как правило, 0,01—0,1 ед. Вайскопфа.

Аналоговые β- и γ-переходы. Как уже было сказано, между величиной ft для β-перехода и величиной $B(M1)$ соответствующего γ-перехода с аналога существует определенная связь. В случае ^{61}Cu такое соответствие может быть установлено для β-переходов из основного состояния ^{61}Cu на некоторое состояние в ^{61}Ni и для γ-перехода из соответствующего ИАР на основное состояние ^{61}Cu .

В табл. 5 даны $B(M1, \sigma)$, вычисленные из известных ft для β-распада ^{61}Cu , и $B(M1)$ для γ-распада ИАР. Для $p_{3/2}$ ИАР дана

Частичные ширины для распада аналогов в ^{61}Cu

$E_{\text{рез}} - E_{\text{ур}}, \text{кэВ}$	$J^{\pi}_{\text{ур}}$	$\delta_2 = \frac{E_2}{M_1}$	$\Gamma \cdot 10^3, \text{эВ}$	$\Gamma (E_2) \cdot 10^2, \text{эВ}$	$\Gamma (M_1) \cdot 10^2, \text{эВ}$	$B (E_2), \text{э}^2/\text{м}^4$	$B (M_1) \cdot 10^2, \mu\text{б}^2$
6375—0	3/2 ⁻	0,036 256	17,7	$0,6 \pm 0,2$ $17,6 \pm 3,0$	7 ± 3 $0,065 \pm 0,12$ $-0,05$	0,72 20,7	5,7 0,02
6375—476	1/2 ⁻	0,053	8,3	$0,42 \pm 0,35$ $-0,45$	$7,9 \pm 2,0$	0,72	3,3
6375—970	5/2 ⁻	1600 0,029 400	6,4	$8,3 \pm 2,0$ $0,2 \pm 0,2$ $6,4 \pm 1,4$	$0,0 \pm 0,1$ $6,2 \pm 1,4$	14,4 0,5	0 3,4
6375—1395	5/2 ⁻	0,014 121	12,9	$0,18 \pm 0,16$ $12,8 \pm 2,7$	$0,012 \pm 0,1$ $12,7 \pm 2,7$ $0,1 \pm 0,1$	17,3 0,75 52	0,002 8,9 0,07
6375—2089	1/2 ⁻	0,0 2,89	4,6	$0,0 \pm 0,1$ $3,4 \pm 1,2$	$4,6 \pm 1,0$ $1,2 \pm 0,5$	0	5,1
6375—2203	(5/2 ⁻)	0,09 9,61	5,1	$0,01 \pm 0,42$ $4,6 \pm 1,3$ $-2,0$	$4,7 \pm 5,1$ $0,5 \pm 1,0$ $-0,5$	30 46	1,3 5,1 5,5 ± 6,0
6375—2473	3/2 ⁻	0,25 25	2,6	$0,52 \pm 0,18$ $2,5 \pm 0,7$	$2,4 \pm 0,6$ $0,10 \pm 0,20$ $-0,05$	7,2 35	3,0 0,45
6375—2584	5/2	0,01	3,9	$0,04 - 0,5$	$3,8 \pm 0,8$ $-1,3$	0,6	6,2
6375—2687	3/2 ⁻	9,6 0,09	2,7	$3,6 \pm 0,9$ $0,23 \pm 0,16$	$0,4 \pm 0,1$ $2,4 \pm 0,8$ $-0,3$	57 4,0	0,4 4,2
6375—2859	(1/2—5/2) ⁻	289 0,0036 4	1,9	$2,7 \pm 0,8$ $0,0 \pm 0,1$ $1,5 \pm 0,5$	$0,0 \pm 0,05$ $1,9 \pm 0,5$ $0,38 \pm 0,25$	48 0	0
6375—3022	(1/2—5/2) ⁻	0,01 9	1,48	$0,015 \pm 0,040$ $-0,015$ $1,34 \pm 0,40$	$1,47 \pm 0,30$ $0,14 \pm 0,17$ $-0,05$	0,43 39	3,3 0,3

Продолжение табл. 4

$E_{\text{реш}} - E_{\text{ур}}, \text{мэв}$	$J_{\text{ур}}^{\pi}$	$\delta z = \frac{E_2}{M_1}$	$\Gamma \cdot 10^3, \text{св}$	$\Gamma(E_2) \cdot 10^3, \text{св}$	$\Gamma(M_1) \cdot 10^2, \text{св}$	$V(E_2), \text{с}^2/\text{м}^4$	$V(M_1) \cdot 10^5, \mu_0^2$
6396—2859	(1/2—5/2)	0,025 9	4,7	0,40±0,06 4,2±1,0	4,6±0,9 0,5±0,2	2,3 96	9,0 0,9
6449—0	3/2	0,00 9	0,56	0,00 0,5±0,2	0,56±0,12 0,05±0,10	0 0,6	0,17 0,02
6449—970	5/2	0,096 16	10	0,1±0,30 0,96±0,20	0,9±0,3 0,03±0,02	0,23 2,5	0,5 0,02
6449—1310	7/2	0,0025 100	4,9	0,01±0,04 4,8±1,0	4,9±1,0 0,04±0,03	0,04 16,7	3,0 0,02
6449—1395	5/2	0,16 49	0,3	0,04±0,02 0,29±0,06	0,24±0,07 0,00	0,15 1,1	0,15 0
6449—2203	(5/2)	0,04 9	4,5	0,17±0,15 4,0±1,2	4,3±0,9 0,4±0,5 -0,2	1,5 36	4,8 0,5
6449—2473	3/2	0,00 9	2,1	0,00 1,9±0,6	2,1±0,4 0,20±0,22 -0,07	0 23	2,8 0,28
6449—3002	(1/2—7/2)	0,01	1,4	0,014±0,008	1,4±0,4	0,4	2,9
6449—3062	(1/2—7/2)	0,0144	1,3	0,02±0,08	1,3±0,3	0,5	2,9

сумма по четырем компонентам тонкой структуры. Как видно, $B(M1)$ значительно превышает $B(M1, \sigma)$. По одночастичной оценке усиление для $p_{3/2} - p_{3/2}$ γ -перехода возможно примерно в 1,5 раза по сравнению с β -переходом. Однако известно, что абсолютная величина матричного элемента β -перехода приблизительно на порядок меньше одночастичной оценки. Торможение

Таблица 5

Аналоговые β - и γ -переходы и переходы типа аналог — антианалог в ^{61}Cu

Аналог	$\lg ft$	$B(M1, \sigma), \mu_0^2$	$B(M1), \mu_0^2$ ИАР-о.с.	$B(M1), \mu_0^2$ ИАР-АА (эксперимент)	$B(M1), \mu_0^2$ ИАР-АА (по формуле (5) из [4])
$p_{3/2}$	5,1	0,036	0,24	0,24	2,13
$f_{5/2}$	6,3	0,0015	0,0027	0,0047	0,014
$p_{1/2}$	5,5	0,028	0,024	0,057	0,094

объясняется тем, что происходит концентрация силы β -переходов вблизи аналогового резонанса. Факторы ослабления для β - и γ -переходов могут быть разными.

Из соотношения значений приведенных вероятностей для β - и γ -переходов ($p_{3/2}$ -аналог) можно сделать вывод о влиянии коллективных эффектов, т. е. о смешивании низколежащих состояний с состояниями типа поляризации остова.

Для переходов с $f_{5/2}$ - и $p_{1/2}$ -аналогов величины $B(M1)$ и $B(M1, \sigma)$ примерно совпадают. Это свидетельствует о малом вкладе l -части (в соответствии с одночастичными оценками).

Переходы аналог — антианалог. В ^{61}Cu антианалоговыми состояниями для соответствующих аналогов можно считать следующие уровни: основное состояние ($3/2^-$) — $p_{3/2}$ -антианалог, уровень 476,4 ($1/2^-$) — $p_{1/2}$ -антианалог и уровень 970 кэв ($5/2^-$) — $f_{5/2}$ -антианалог. Эти состояния имеют большие (больше 0,6) спектроскопические факторы в реакциях передачи протона.

Экспериментальные значения вероятности переходов типа аналог — антианалог приведены в табл. 5. Там же даны значения, полученные без учета эффектов поляризации остова. Видно, что $p_{3/2}$ -переход аналог — антианалог заторможен приблизительно на порядок. Это торможение объясняется вкладом состояний типа поляризации остова.

В ядрах sd -оболочки интенсивность перехода аналог — антианалог соответствует одночастичной оценке, в ядрах $f_{7/2}$ -оболочки этот переход заторможен очень сильно. При распаде $p_{3/2}$ ИАР в ^{61}Cu мы встречаемся с промежуточным случаем — торможением на порядок.

Таблица 6
 Волновые функции состояний $\epsilon_1 C_1$ и вероятности переходов для $p_{3/2^-}$ и $p_{1/2^-}$ -аналогов в $\epsilon_1 C_1$ *

$J\pi$	$E_{\pi}, \text{Мэв}$	$p_{3/2^-} (f_{3/2} f_{3/2}^1)_{1+}$	$p_{3/2^-} (f_{3/2} f_{3/2}^1)_{1+}$	$p_{3/2^-} (f_{3/2} f_{3/2}^1)_{1+}$	$p_{1/2^-} (f_{3/2} f_{3/2}^1)_{1+}$	$p_{1/2^-} (f_{3/2} f_{3/2}^1)_{1+}$	$p_{1/2^-} (f_{3/2} f_{3/2}^1)_{1+}$	$p_{3/2^-}$ или $p_{1/2^-}$	$B(M1), \mu_N^2 p_{3/2}$	$B(M1), \mu_N^2 p_{1/2}$
3/2-	-0,300	0,266	0,410	0,384	0,268	0,415	0,393	0,464	2,62	3,45
1/2-	-0,467	0,356	0,548	0,376	0,176	0,267	0,254	0,515	4,49	0,55
1/2-	-1,538	-0,199	-0,306	-0,277	0,378	0,574	0,563	-0,039	0,23	1,48
3/2-	-1,586	-0,296	-0,453	-0,442	0,302	0,463	0,453	-0,036	1,06	1,84
5/2-	-1,682	0,425	0,647	0,633	-	-	-	-	2,88	-
1/2-	-3,580	-0,163	-0,280	0,873	0,047	0,026	0,160	-0,326	0,01	0,00
3/2-	-3,694	0,009	0,036	-0,023	-0,845	-0,520	0,780	-0,015	0,00	0,004
1/2-	-3,696	0,025	0,041	-0,090	-0,350	-0,531	0,765	-0,039	0,00	0,02
3/2-	-3,819	-0,009	0,036	-0,025	0,837	-0,545	0,005	-0,006	0,00	0,81
1/2-	-3,819	0,000	0,000	0,000	0,335	-0,550	0,000	0,000	0,00	0,41
3/2-	-3,872	-0,334	-0,519	0,785	0,022	-0,029	0,041	-0,022	0,02	0,00
5/2-	-3,874	-0,343	-0,532	0,774	-	-	-	-	0,03	-
5/2-	-3,999	0,838	-0,546	-0,004	-	-	-	-	0,60	-
3/2-	-3,999	0,840	-0,542	-0,003	0,019	-0,020	0,010	-0,001	0,40	0,00
1/2-	-3,999	0,842	-0,539	-0,014	-0,001	-0,001	-0,001	0,003	0,19	0,00
1/2-	-5,292	-0,312	-0,485	0,103	-0,079	-0,120	-0,094	0,792	0,10	0,00
3/2-	-6,302	-0,158	-0,247	-0,201	-0,128	-0,212	-0,174	0,884	0,87	0,32

* $G_0 = 1 \text{ Мэв}$; $G_1 = 0,9 \text{ Мэв}$; $\Delta = 1,0 \text{ Мэв}$; $\epsilon_{1sr} = 0,2 \text{ Мэв}$. Энергии отсчитываются от аналогового состояния.

Вероятности переходов типа $f_{5/2}$ и $p_{1/2}$ совпадают с одночастичной оценкой с точностью до множителя 2.

Вероятности переходов аналог — антианалог типа $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$ в ^{61}Cu ранее не были рассчитаны. Мы вычислили эти вероятности по модели, описанной ниже. В табл. 6 приведены энергии, волновые функции и вероятности заселения состояний для $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{61}Cu . Расчеты предсказывают незначительное подавление перехода аналог — антианалог типа $p_{3/2}$ и довольно значительное подавление перехода аналог — антианалог типа $p_{1/2}$. Относительно перехода типа $p_{3/2}$ предсказания согласуются с экспериментом. Что касается переходов типа $p_{1/2}$, то эксперимент не дает столь сильного замедления. Надо, однако, отметить, что переход аналог — антианалог типа $p_{1/2}$ очень слабый. Возможно, в этот переход дает заметный вклад $T_{<}$ -компонента аналога.

Для распада $f_{5/2}$ -аналога результаты расчета приведены в табл. 7. Антианалогом также является самое нижнее состояние.

198

Таблица 7

Волновые функции состояний и вероятности переходов для $f_{5/2}$ -аналога в ^{61}Cu *

J^π	$E_x, \text{МэВ}$	$f_{5/2}(f_{5/2} p_{5/2}^2)_{1+}$	$f_{5/2}(p_{3/2} p_{3/2}^2)_{1+}$	$f_{5/2}(p_{1/2} p_{3/2}^2)_{1+}$	$f_{5/2}$	$B(M1), \mu^2_0$
5/2-	-1,292	0,405	0,622	0,596	0,308	1,86
3/2-	-1,681	0,426	0,649	0,631	—	1,29
7/2-	-1,681	0,426	0,649	0,631	—	2,56
7/2-	-3,875	-0,338	-0,533	0,776	—	0,03
5/2-	-3,875	-0,332	-0,522	0,786	-0,029	0,02
3/2-	-3,875	-0,338	-0,533	0,776	—	0,01
7/2-	-4,000	0,839	-0,543	-0,008	—	0,54
5/2-	-4,000	0,840	-0,543	-0,006	0,002	0,40
3/2-	-4,000	0,839	-0,543	-0,008	—	0,27
5/2-	-5,39	-0,143	-0,217	-0,169	0,951	0,10

Условия те же, что в табл. 6.

Расчет предсказывает даже усиление перехода аналог — антианалог по сравнению с одночастичной оценкой. Такой эффект возможен за счет примеси состояний типа спин-флип к антианалоговому. Экспериментальное значение оказывается меньше полученного по одночастичной оценке. Это указывает, возможно, на переоценку примеси состояний типа спин-флип к антианалоговому.

Состояния типа поляризации остова. Распределение величин $B(M1)$ с аналога на низколежащие состояния приведены на рис. 12—14. При анализе этих распределений обращает на себя внимание прежде всего избирательность заселения состояний в ^{61}Cu , связанная с тем, что при γ -распаде ИАР проявляются наиболее сильно уровни с большими компонентами состояний типа поляризации остова. Максимум в силовой функции $B(M1)$ с аналогов

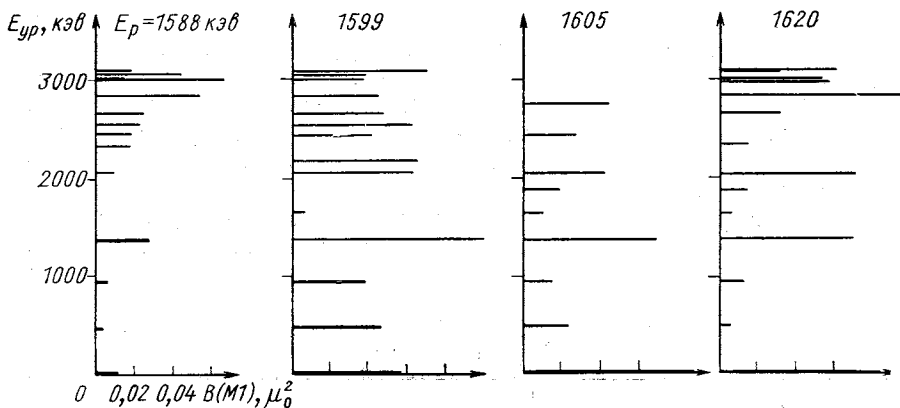


Рис. 12. Распределение $B(M1)$ для переходов с $p_{3/2}$ -аналога в ^{61}Cu (эксперимент)

четко проявляется при распаде $p_{1/2}$ -аналога. Это следовало ожидать, так как вероятность перехода с аналога распределяется между переходами на антианалог и на состояния типа поляризации остова. Для $p_{1/2}$ -аналога переход на антианалог имеет малую интенсивность, поэтому можно ожидать проявления состояний типа поляризации остова.

Как видно из табл. 6, при энергиях возбуждения 2,5—3 Мэв находится группа состояний с большими компонентами типа $j_{n1} (j_p j_{n-1})_{1+}$, $j_p = j_{n-1}$. Расчет произведен при $\Delta = 1$ Мэв. Небольшим изменением этого параметра можно добиться полного согласия среднего положения состояний типа поляризации остова и положения максимума в экспериментальных распределениях. Рассчитанные распределения $B(M1)$ приведены на рис. 15 и 16. Полные суммы величин $B(M1)$ на состояния типа поляризации остова для распада $p_{3/2}$ -, $p_{1/2}$ - и $f_{5/2}$ -аналогов в ^{61}Cu равны согласно расчету 1,3', 1,3 и $1,1\mu_0^2$ соответственно. В экспериментально наблюдаемых распределениях суммы $B(M1)$ равны 1,0; 0,5 и $0,1\mu_0^2$ для тех же аналогов.

γ -Распад компонент тонкой структуры аналогов. $p_{3/2}$ - и $p_{1/2}$ -Аналоговые резонансы в ^{61}Cu оказываются расщепленными на

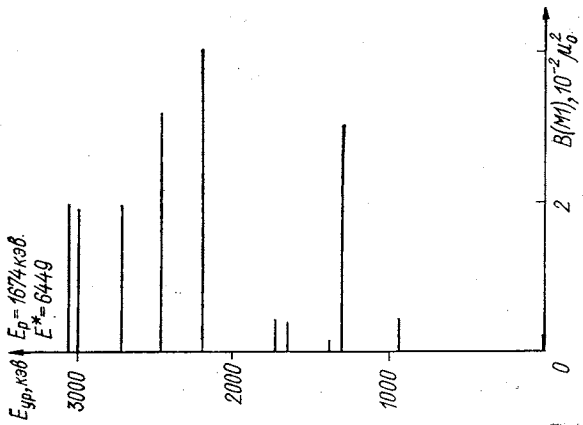


Рис. 14. Распределение $V(M1)$ для переходов с $f_{5/2}$ -аналога в ^{61}Cu (эксперимент)

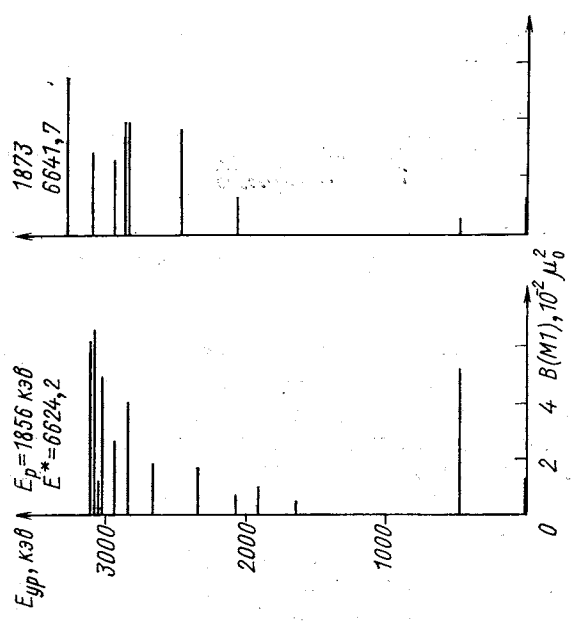


Рис. 13. Распределение $V(M1)$ для переходов с $p_{1/2}$ -аналога в ^{61}Cu (эксперимент)

несколько компонент. Распределение $T_{>}$ -компоненты аналога, т. е. конфигурации собственно аналогового состояния, по $T_{<}$ -состояниям составного ядра образует тонкую структуру аналогов. $p_{3/2}$ -Аналог распределен по четырем резонансам. Сила $p_{1/2}$ -аналога ($T_{>}$ -компонента) в основном сосредоточена в двух резонансах. Волновые функции аналоговых резонансов в общем случае

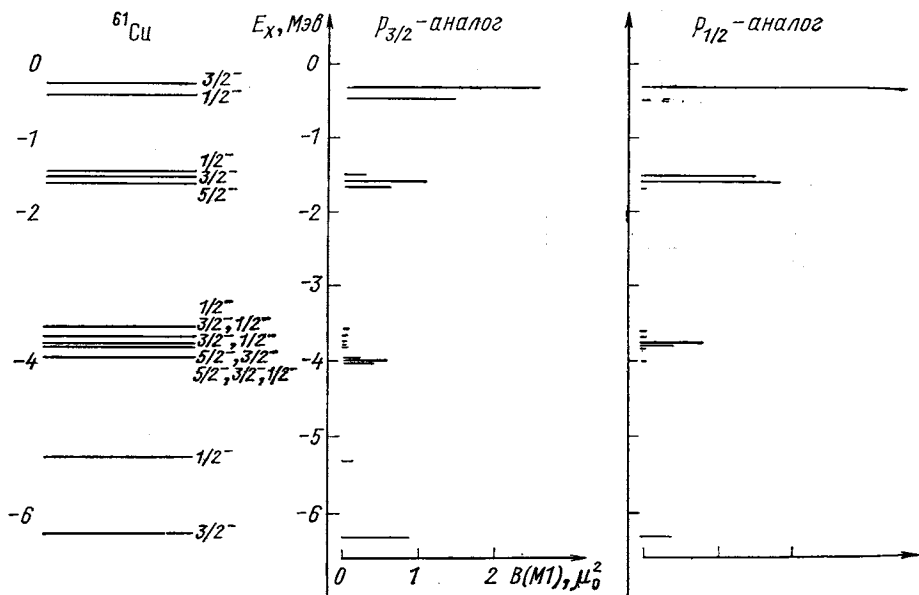


Рис. 15. Распределение $B(M1)$ для $p_{3/2}$ - и $p_{1/2}$ -аналогов в ^{61}Cu (расчет). Энергии отсчитываются от положения аналога; $G_0 = 1,0 \text{ Мэв}$; $G_1 = 0,9 \text{ Мэв}$; $\Delta'_1 = 1,0 \text{ Мэв}$; $\varepsilon_{1sp} = 0,2 \text{ Мэв}$

являются смесью компонент $T_{>}$ и $T_{<}$. Это обстоятельство хорошо известно, однако получить количественные данные об относительном вкладе каждой из компонент в данный γ -переход очень трудно. В то же время ясно, что некоторые переходы, особенно наиболее слабые, могут целиком определяться $T_{<}$ -компонентой резонанса и не иметь никакого отношения к собственно аналоговой $T_{>}$ -компоненте.

В настоящее время все теоретические предсказания о γ -распаде аналогов игнорируют возможность проявления $T_{<}$ -компоненты. В экспериментальных работах также не делают попыток разделить вклады $T_{>}$ - и $T_{<}$ -компонент. В случае $p_{3/2}$ -аналога в ^{61}Cu мы предприняли одну из первых попыток сделать такие оценки. В работе [33] мы предложили использовать коэффициент

корреляции для анализа корреляций между парциальными γ -ширинами распада аналогов.

В случае распада $p_{3/2}$ -аналога в ^{61}Cu естественно предположить, что переход на основное состояние определяется $T_>$ -компонентой. Если переходы на другие состояния также определяются этой компонентой, то должны наблюдаться корреляции между парциальными γ -ширинами. Результаты сравнений показывают, что корреляций между парциальными ширинами переходов на основное состояние и на некоторые возбужденные состояния не наблюдается. Напротив, наблюдаются корреляции между ширинами переходов на эти состояния между собой и антикорреляции с переходом на основное состояние.

Результаты можно объяснить следующим образом: $T_<$ -компонента резонанса оказывается не сложной функцией составного ядра, а относительно простой конфигурацией, играющей роль второго (после аналога) входного состояния.

Еще одна особенность распада компонент тонкой структуры аналогов проявляется в наших экспериментах. Оказывается, что вероятности переходов на одно и то же состояние довольно сильно флуктуируют при переходе от резонанса к резонансу. Правда, как правило, заселяются одни и те же состояния. Некоторые состояния ^{61}Cu не заселяются при распаде ни одного из четырех резонансов, несмотря на отсутствие запретов по спине.

Отметим еще одно обстоятельство, свидетельствующее об относительно простой структуре неаналоговых протонных резонансов. В реакции проявляется довольно сильный резонанс $E_p = 1849 \text{ кэВ}$, который не наблюдается в упругом рассеянии протонов. γ -Распад этого резонанса отличается доминирующим переходом на основное состояние.

4. γ-РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ^{63}Cu

Энергии, квантовые характеристики, спектроскопические факторы уровней материнского ядра ^{63}Ni хорошо известны. Уровни этого ядра неоднократно изучались в реакциях передачи нейтрона.

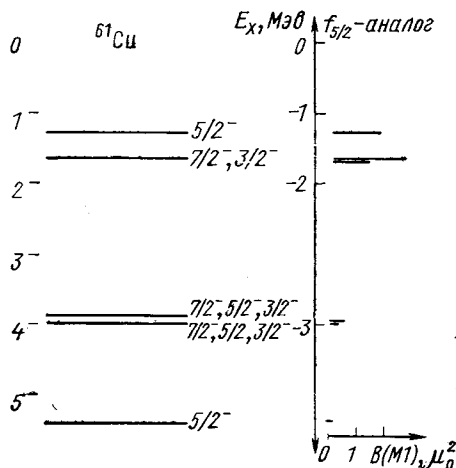


Рис. 16. Распределение $B(M1)$ для $f_{5/2}$ -аналога в ^{61}Cu (расчет).
Условия те же, что на рис. 15

Реакция $^{62}\text{Ni}(dp)$ ^{63}Ni исследовалась в работах [34—36]. В отличие от ^{59}Ni и ^{61}Ni , в ^{63}Ni одночастичные состояния выражены менее четко. Например, сила $p_{1/2}$ -состояния распределена по многим уровням ядра, причем два из них с энергией 0,0 и 1,003 $Mэв$ имеют наибольшие и приблизительно равные спектроскопические факторы. Концентрация сил $p_{3/2}$ и $f_{5/2}$ выражена в большей степени. Уровни 0,088 ($5/2^-$) и 0,155 $Mэв$ ($3/2^-$) несут основную силу $f_{5/2^-}$ и $p_{3/2}$ -одночастичных состояний. С учетом того обстоятельства, что одночастичные силы в ^{63}Ni оказываются сильно фрагментированы, мы будем все же говорить об основном состоянии, первом возбужденном и втором возбужденном как о $p_{1/2^-}$, $f_{5/2^-}$ и $p_{3/2}$ -состояниях. Одночастичное $g_{9/2}$ -состояние находится в ^{63}Ni на высоте 1,29 $Mэв$.

Аналог основного состояния ^{63}Ni ($1/2^-$) был идентифицирован в работе [18], в которой изучалась функция возбуждения в упругом рассеянии протонов на ^{62}Ni . При $E_p = 2484$ $кэв$ наблюдается сильный резонанс $1/2^-$ ($\Gamma_p = 180$ $эв$), несущий основную силу $T_{>}$ -компоненты $p_{1/2}$ -аналога. В этой же работе был идентифицирован аналог второго возбужденного состояния ^{63}Ni ($3/2^-$) с энергией 0,155 $Mэв$. Этот аналог, фрагментированный на несколько компонент, обнаружен при $E_p \approx 2660$ $кэв$. Основная сила сосредоточена в двух резонансах с $J^\pi = 3/2^-$ при $E_p = 2658$ и 2659 $кэв$. Аналог первого возбужденного состояния ^{63}Ni (88 $кэв$, $5/2^-$) в реакции упругого рассеяния протонов не наблюдается, что, по-видимому, объясняется большим центробежным барьером для $l_p = 3$. В [37] утверждается, что аналог $f_{5/2}$ находится при $E_p = 2,576$ $Mэв$. В этой работе, а также в [38] предприняты попытки определить спин резонанса при помощи поляризационных измерений. Трудно, однако, понять, почему этот резонанс не проявился в измерениях, выполненных с высоким разрешением авторами работы [18]. Аналоги некоторых более высоковозбужденных состояний ^{63}Ni обнаружены в реакции (pp) [18] и как резонансы в реакции $^{62}\text{Ni}(pn)$ [39].

Ранее аналоги низколежащих состояний ^{63}Ni в реакции ($\gamma\gamma$) не изучались. Так как энергии $p_{1/2^-}$ и $p_{3/2}$ -аналогов с погрешностью 2—3 $кэв$ установлены в реакции упругого рассеяния протонов, то идентификация их в реакции ($p\gamma$) не представляла большой трудности. Более сложным был поиск $f_{5/2}$ -аналога, положение которого в реакции (pp) не установлено. Между тем в реакции ($p\gamma$) он мог быть обнаружен. Примерное положение $f_{5/2}$ -аналога можно оценить, зная положение аналога основному состоянию ^{63}Ni . Однако неопределенность этой оценки составляет 30—40 $кэв$ (она связана с неопределенностью величины ΔE_c — разности кулоновских энергий).

При измерении функции возбуждения в соответствующей энергетической области мы обнаружили три сильных резонанса

четыре из этих резонансов наблюдались в упругом рассеянии протонов [18], где им были приписаны квантовые характеристики $1/2^+$. Резонанс $E_p = 2516$ кэв, а также некоторые другие резонансы в изучаемой области энергий протонов не наблюдались в упругом рассеянии, хотя оказались довольно сильными в реакции ($p\gamma$).

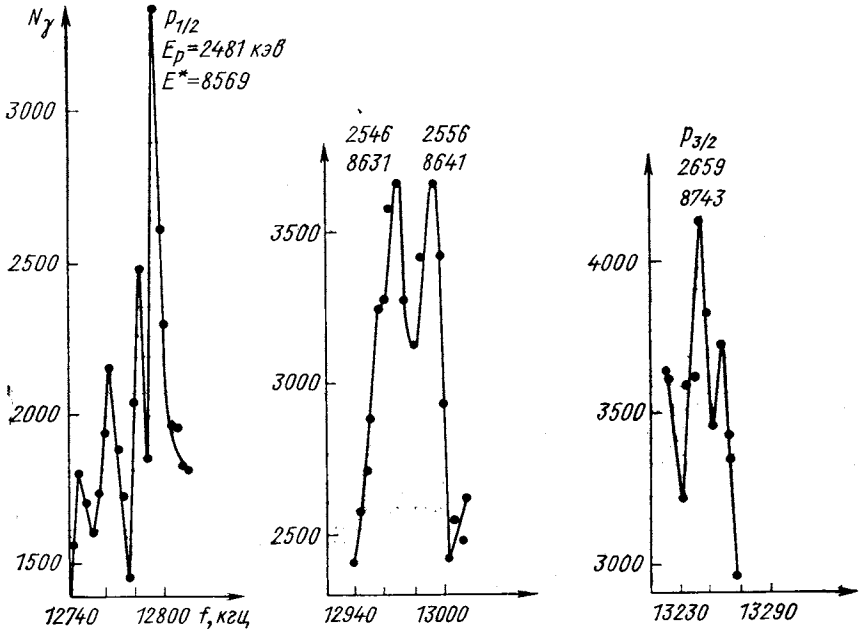


Рис. 18. Функция возбуждения в реакции $^{62}\text{Ni}(p\gamma)^{63}\text{Cu}$ в окрестности аналоговых резонансов

γ -Спектры распада резонансов измерялись для трех аналогов с $E_p = 2481$ ($p_{1/2}$), 2546 и 2556 ($f_{3/2}$) и 2659 кэв ($p_{3/2}$) для ряда резонансов около $p_{1/2}$ -аналога ($E_p = 2455, 2469, 2476, 2492$ и 2516 кэв), а также вблизи $f_{3/2}$ -аналога ($E_p = 2586$ кэв). γ -Спектры измерялись с помощью GeLi-детекторов объемом 40 см³ и с разрешающей способностью 10–12 кэв для γ -излучения с энергией 8,5 Мэв.

В спектре каждого резонанса наблюдалось более 100 линий, включающих как прямые γ -переходы с резонансов, так и γ -излучение, принадлежащее разрядке низколежащих состояний. При распаде аналогов и других изученных нами резонансов заселяется около 40 уровней ^{63}Cu с энергиями до 4 Мэв. Для каждого резонанса построена схема распада, сбалансированная по энергиям и интенсивностям. При построении схем распада использовались энер-

гии низколежащих состояний ^{63}Cu , известные из распада ^{63}Zn [45], и уровней с более высокими энергиями возбуждения, известных из реакции неупругого рассеяния протонов на ^{63}Cu [46, 47]. В табл. 8 приведены данные о прямом заселении с аналоговых резонансов уровней ^{63}Cu . В первой колонке даны их энергии, полученные из наших измерений, с указанием средней квадратической погрешности. Большая часть низколежащих состояний до 3100 *кэв* наблюдалась при β -распаде ^{63}Zn . Исключением являются состояния с энергиями 2405, 2678, 2831, 2956 и 2978 *кэв*. Эти уровни и уровни с энергиями > 3000 *кэв* наблюдались в неупругом рассеянии протонов. Уровень 3264 *кэв* введен впер-
 вые.

Значения квантовых характеристик во второй колонке табл. 8 взяты из [45]. Для остальных уровней значения J^π неизвестны. При построении схем распада прослеживалась γ -разрядка низколежащих состояний.

Абсолютные значения парциальных γ -ширин. Абсолютные значения парциальных γ -ширин в ^{63}Cu измерены нами методом толстой мишени. В реакции $^{62}\text{Ni}(p\gamma)^{63}\text{Cu}$ аналоговые резонансы находятся в области энергий возбуждения составного ядра около 8,5 *Мэв*. В этой области плотность уровней больше, чем в случае ^{61}Cu . В функции возбуждения, полученной с тонкой мишенью (10 *мкг/см²*), что соответствует энергетическим потерям 0,75 *кэв* для $E_p = 2,5$ *Мэв*, в области расположения $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ ИАР резонансные пики находятся на расстояниях 2—3 *кэв* друг от друга. Поэтому при измерениях с толстой мишенью были выбраны те резонансы, которые оказались достаточно изолированными, а именно резонансы с $E_p = 2,556$ и 2,516 *Мэв*. Резонанс при $E_p = 2,556$ *Мэв* мы интерпретировали как $f_{5/2}$ -аналог в ^{63}Cu . Характеристики резонанса $E_p = 2,516$ *Мэв* могут быть установлены из анализа схемы распада резонанса. Наиболее вероятное значение спина этого резонанса 3/2. Определив прямым способом силы резонансов 2,516 и 2,556 *Мэв*, можно получить силы других резонансов.

Угловые распределения γ -излучения. Угловые распределения прямых γ -переходов с аналогов в ^{63}Cu на низколежащие состояния измерены нами для резонансов $E_p = 2481, 2566$ и 2569 *кэв* [48]. Основная задача при измерении угловых распределений — определение спинов резонансов, проявляющихся в реакции $(p\gamma)$. Квантовые характеристики резонансов $E_p = 2481$ и 2659 *кэв* определены из упругого рассеяния протонов. Однако некоторые косвенные данные позволяют предполагать, что проявляющийся в $(p\gamma)$ -реакции резонанс при $E_p = 2481$ *кэв* представляет собой неразрешенный дублет двух состояний со спинами 1/2 и 3/2 или 5/2. Угловые распределения подтвердили такое предположение. В случае резонанса $E_p = 2659$ *кэв* угловые распределения дали

однозначное определение спина резонанса $3/2$, подтвердив данные по упругому рассеянию. Для резонанса $E_p = 2556$ кэВ мы получили однозначно спин резонанса $5/2$. Для γ -переходов с резонансов $E_p = 2556$ и 2659 кэВ определены величины смесей мультипольностей δ .

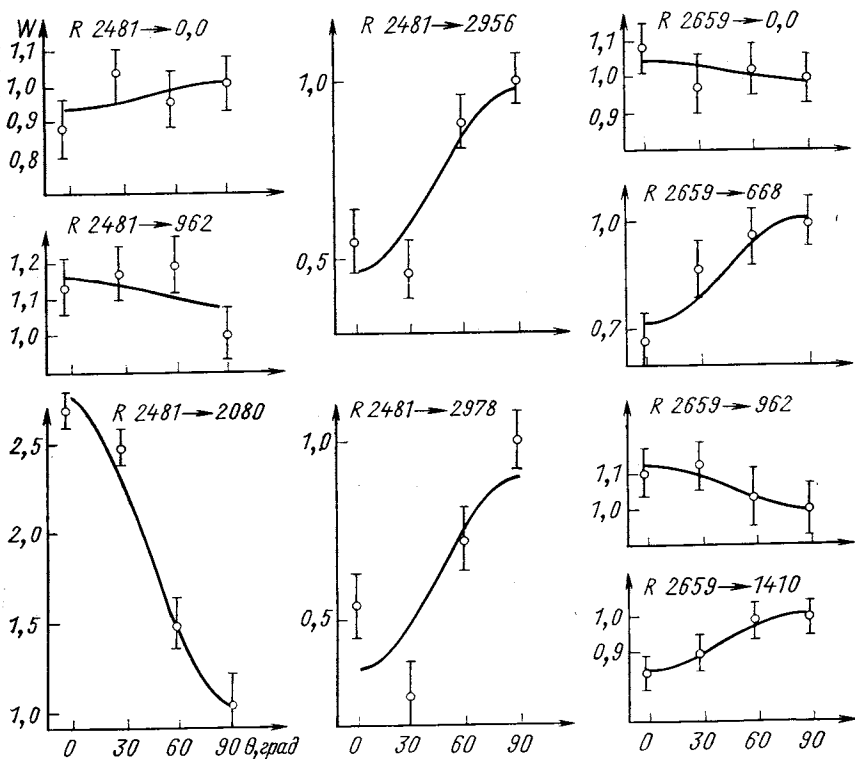


Рис. 19. Угловые распределения некоторых γ -переходов с аналогов в ^{63}Cu

Угловые распределения измерялись в тех же условиях, что и в случае ^{61}Cu , для углов 0 , 30 , 60 и 90° к направлению пучка протонов.

При распаде аналогов в ^{63}Cu изучены угловые распределения более 50 γ -линий в спектрах распада резонансов. Для иллюстрации на рис. 19, 20 представлены угловые распределения некоторых переходов.

Угловые распределения прямых γ -переходов с резонанса $E_p = 2481$ кэВ ($1/2^-$) должны быть изотропными. Действительно, для большинства переходов получены значения a_2 , согласующиеся

в пределах погрешностей со значением $a_2 = 0$. Однако переходы на некоторые уровни оказываются сильно асимметричными. Объяснить эту большую асимметрию какими-либо экспериментальными погрешностями не удастся. Естественно предположить, что резонанс $E_p = 2481$ кэв, который проявляется в реакции ($p\gamma$),

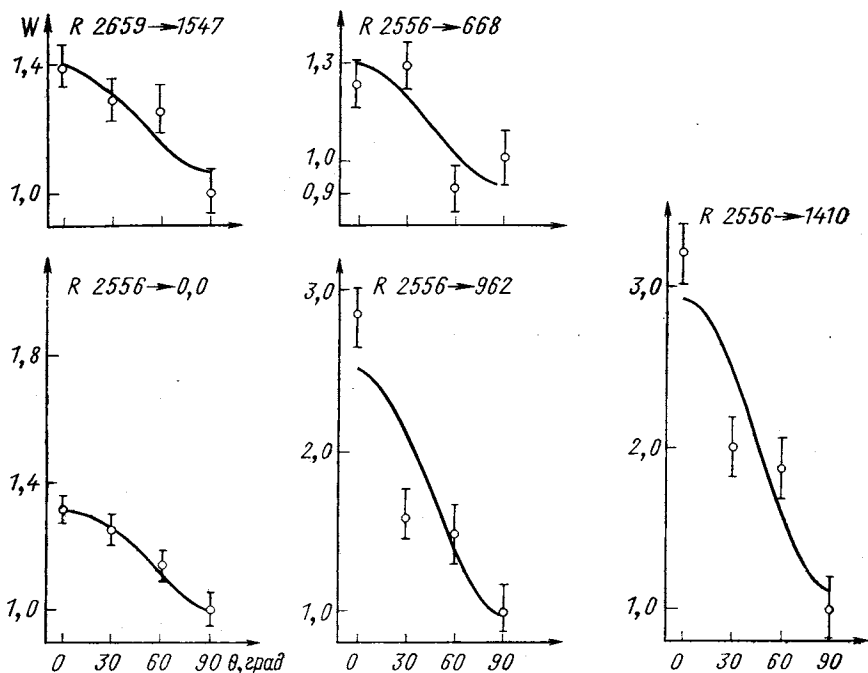


Рис. 20. Угловые распределения γ -переходов с аналогов в ^{63}Cu

сложный и представляет собой дублет состояний. Одно из них со спином $1/2^-$ проявляется со значительной силой в реакции упругого рассеяния протонов, другое, со спином $3/2$ или $5/2$, возбуждается вместе с первым в ($p\gamma$)-реакции.

Угловые распределения прямых γ -переходов с резонанса $E_p = 2659$ кэв дают определенное значение спина этого резонанса, равное $3/2$. Это следует из анализа углового распределения перехода с резонанса на уровень 668 кэв ($1/2^-$) (рис. 21).

Спин резонанса $E_p = 2556$ кэв также однозначно определяется из угловых распределений переходов на разные уровни.

Нами были измерены также угловые распределения γ -переходов при распаде некоторых резонансов вблизи $p_{1/2}$ -аналога [49]. Были изучены резонансы при энергиях протонов $E_p = 2455, 2469, 2476, 2492$ и 2516 кэв. Первым четырем резонансам из реакции

упругого рассеяния протонов были приписаны квантовые характеристики $1/2^+$. Однако анализ γ -разрядки резонансов позволяет считать, что значения их спинов ограничены значениями $3/2$ и $5/2$.

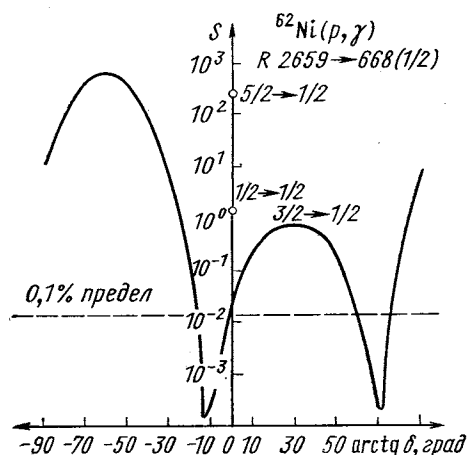


Рис. 21. χ^2 -Анализ для перехода с резонанса $E_p = 2659$ кэв на уровень с энергией 668 кэв в ^{63}Cu

падает на основное состояние ^{63}Cu ($3/2^-$). Значение $lg ft$ для этого перехода равно 6,5. Аналогом для него является γ -переход с $p_{1/2}$ -аналогом на основное состояние ^{63}Cu . Величина $V(M1, \delta)$, вычисленная из значения ft , составляет $0,001\mu_0^2$. Экспериментальное значение $V(M1)$ для перехода с резонанса $E_p = 2481$ кэв на основное состояние ^{63}Cu равно $0,03\mu_0^2$. Отношение $V(M1)/V(M1, \delta)$ равно 30.

Систематика отношений $V(M1)/V(M1, \delta)$, приведенная в [4], показывает, что это отношение, как правило,

больше 1; в большинстве случаев оно находится в пределах от 1 до 5. Значение отношения $V(M1)/V(M1, \delta)$ для ^{63}Cu является самым большим. Из этого можно было бы сделать вывод о значительном вкладе l -части в рассматриваемый переход. Однако надо учесть, что угловые распределения γ -переходов с этого резонанса указывают на его сложный характер. По-видимому, именно этим и объясняется anomalously большое значение $V(M1)/V(M1, \delta)$.

Данные по угловым распределениям указывают сильную асимметрию для некоторых γ -переходов с этих резонансов. Это исключает значение спина, равное $1/2$, для резонансов $E_p = 2455, 2469, 2476, 2492$ и 2516 кэв. Совокупность данных по разрядке и угловым распределениям позволяет сделать вывод, что в реакциях (pp) и ($p\gamma$) возбуждаются разные резонансы, которые совпадают по энергиям в пределах погрешностей.

Аналоговые β - и γ -переходы. Ядро ^{63}Ni ($1/2^-$) рас-

падает на основное состояние ^{63}Cu ($3/2^-$). Значение $lg ft$ для

Таблица 9

Переходы аналог — антианалог в ^{63}Cu

Аналог	$V(M1), \mu_0^2$	
	Эксперимент	Расчет по формуле (52) из [4]
$p_{1/2}$	0,019	0,077
$f_{5/2}$	0,0185	0,011
$p_{3/1}$	0,0077	1,70

Волновые функции состояний и вероятности переходов для $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{63}Cu *

J^π	$E_x, \text{Мэв}$	$p_{3/2}^z(f_{3/2}^z/f_{1/2}^z)_{I+}$	$p_{3/2}^z(d_{3/2}^z/d_{1/2}^z)_{I+}$	$p_{3/2}^z(d_{1/2}^z/d_{3/2}^z)_{I+}$	$p_{1/2}^z(f_{3/2}^z/f_{1/2}^z)_{I+}$	$p_{1/2}^z(d_{3/2}^z/d_{1/2}^z)_{I+}$	$p_{1/2}^z(d_{1/2}^z/d_{3/2}^z)_{I+}$	$p_{3/2}^z$ или $p_{1/2}^z$	$B(M1), \mu_0^2$	$B(M1), \mu_0^2$
3/2-	-2,978	0,414	0,451	0,377	0,297	0,328	0,275	0,460	2,05	1,79
1/2-	-3,023	0,504	0,548	0,350	0,167	0,181	0,152	0,489	1,04	0,21
5/2-	-3,981	0,582	0,632	0,512	-	-	-	-	1,86	-
3/2-	-4,110	-0,353	-0,384	-0,310	0,461	0,501	0,408	0,050	0,37	1,70
1/2-	-4,167	-0,203	-0,220	-0,191	0,544	0,589	0,479	0,041	0,00	1,10
1/2-	-5,998	-0,179	-0,231	-0,911	0,061	0,066	0,054	-0,272	0,00	0,00
5/2-	-5,996	0,736	-0,677	0,000	-	-	-	-	0,21	0,00
3/2-	-5,996	0,744	-0,668	-0,018	0,001	0,001	0,000	-0,002	0,66	-
1/2-	-5,996	0,740	-0,672	-0,022	-0,002	-0,002	-0,001	0,008	0,44	0,00
3/2-	-6,142	-0,389	-0,402	0,850	-0,016	-0,019	0,012	0,021	0,01	0,00
5/2-	-6,143	-0,347	-0,377	0,859	-	-	-	-	0,01	-
3/2-	-6,211	0,003	0,004	0,003	0,745	-0,667	-0,013	-0,008	0,00	0,89
1/2-	-6,211	0,000	0,000	0,000	0,735	-0,678	0,000	0,000	0,00	0,44
3/2-	-6,357	-0,002	-0,002	-0,030	-0,343	-0,400	0,849	0,027	0,00	0,01
1/2-	-6,358	-0,011	-0,011	-0,001	-0,351	-0,386	0,856	0,018	0,00	0,01
1/2-	-7,354	-0,358	-0,382	0,102	-0,098	-0,106	-0,114	0,828	0,14	0,00
3/2-	-8,093	-0,185	-0,204	-0,197	-0,162	-0,192	-0,192	0,886	0,69	0,23

* $G_0 = 1,0 \text{ Мэв}$; $\Delta = 1,0 \text{ Мэв}$; $G_1 = 0,7 \text{ Мэв}$; $e_{1sp} = -0,2 \text{ Мэв}$. Энергии E_x отсчитываются от аналога.

Переходы аналог — антианалог. В ядре ^{63}Cu антианалогами для $p_{1/2^-}$, $f_{5/2^-}$ и $p_{3/2^-}$ -аналогов могут считаться уровни 668 ($1/2^-$, $S = 0,74$), 962 ($5/2^-$, $S = 0,29$) и 1410 кэв ($5/2^-$, $S = 0,34$) и основное состояние ($3/2^-$, $S = 0,78$).

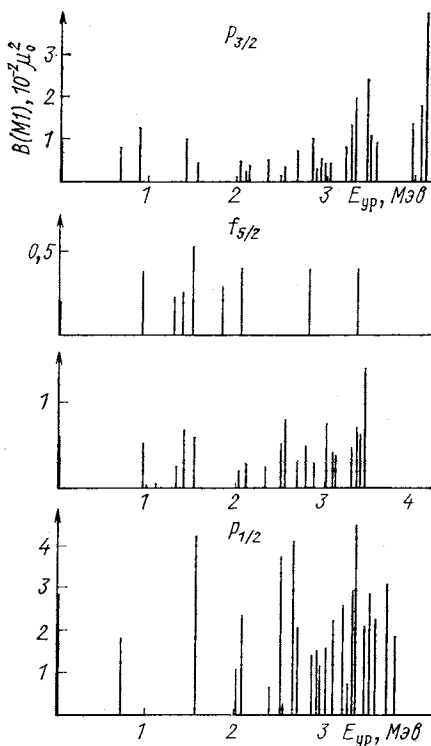


Рис. 22. Силовые функции для $M1$ -переходов с $p_{3/2^-}$, $f_{5/2^-}$ и $p_{1/2^-}$ -аналогов в ^{63}Cu (эксперимент)

Экспериментальные значения вероятностей переходов аналог — антианалог в ^{63}Cu приведены в табл. 9. Там же даны теоретические значения, вычисленные по формуле (52) из работы [4]. Видно, что предсказание одночастичной модели для абсолютных значений $B(M1)$ выполняется по порядку величины в случае переходов $p_{1/2^-} \rightarrow p_{1/2^-}$ и $f_{5/2^-} \rightarrow f_{5/2^-}$. Для $p_{3/2^-}$ -аналога наблюдается торможение перехода аналог — антианалог более чем на два порядка.

В модели с остаточным взаимодействием (см. ниже) качественно объясняется торможение как $p_{1/2^-}$, так и $p_{3/2^-}$ -переходов аналог — антианалог. В табл. 10 приводятся энергии, волновые функции и вероятности заселения состояний при распаде $p_{1/2^-}$ и $p_{3/2^-}$ -аналогов в ^{63}Cu . Переход аналог — антианалог типа $p_{3/2^-}$ заторможен, но торможение значительно меньше, чем наблюдаемое экспериментально. Переход аналог — антианалог типа $p_{1/2^-}$ заторможен более сильно, чем наблюдается на опыте.

Для $f_{5/2^-}$ -аналога данные приведены в табл. 11. В случае $f_{5/2^-}$ -перехода аналог — антианалог экспериментальное значение больше, чем одночастичное. Значение, вычисленное в модели с остаточным взаимодействием, также больше, чем одночастичная невозмущенная величина.

Состояния типа поляризации остова. Силовые функции для распада $p_{3/2^-}$, $f_{5/2^-}$ и $p_{1/2^-}$ -аналогов в ^{63}Cu приведены на рис. 22. Правда, в случае $p_{1/2^-}$ -аналога необходимо помнить, что резонанс $E_p = 2481$ кэв сложный. С экспериментальной точки зрения распад резонанса $E_p = 2481$ кэв не является чистым

распадом $P_{1/2}$ -аналога. Видно, что для $P_{3/2}$ -аналога и менее ярко для $f_{5/2}$ - и $P_{1/2}$ -аналогов наблюдается максимум в распределении вероятностей переходов. Максимум наблюдается для переходов на уровни с энергиями возбуждения 3,5 Мэв. Энергии

Таблица 11

Волновые функции состояний и вероятности переходов для $f_{5/2}$ -аналога в ^{63}Cu при $G_0 = 1,0$ Мэв; $\Delta = 1,0$ Мэв; $G_1 = 0,70$ Мэв; $\epsilon_{isp} = -0,2$ Мэв (энергии E_x отсчитываются от аналога)

$J\pi$	E_x , Мэв	$f_{5/2} (f_{5/2} f_{5/2}^{-1})_{1+}$	$f_{5/2} (P_{3/2} P_{3/2}^{-1})_{1+}$	$f_{5/2} (P_{1/2} P_{3/2}^{-1})_{1+}$	$f_{5/2}$	$B(M1) \mu_0^2$
5/2-	-3,665	0,555	0,604	0,493	0,292	1,21
7/2-	-3,976	0,582	0,633	0,510	—	1,65
3/2-	-3,976	0,582	0,633	0,510	—	0,83
5/2-	-6,001	0,736	-0,677	0,000	0,000	0,44
7/2-	-6,001	0,736	-0,677	0,000	—	0,59
3/2-	-6,001	0,736	-0,677	0,000	—	0,30
5/2-	-6,142	-0,354	-0,385	0,851	0,033	0,01
7/2-	-6,144	-0,345	-0,376	0,860	—	0,01
3/2-	-6,144	-0,345	-0,376	0,860	—	0,01
5/2-	-7,313	-0,157	-0,171	-0,180	0,956	0,05

возбуждения аналогов равны 8,6 Мэв. Рассчитанные распределения величин $B(M1)$ для переходов с аналогов даны на рис. 23

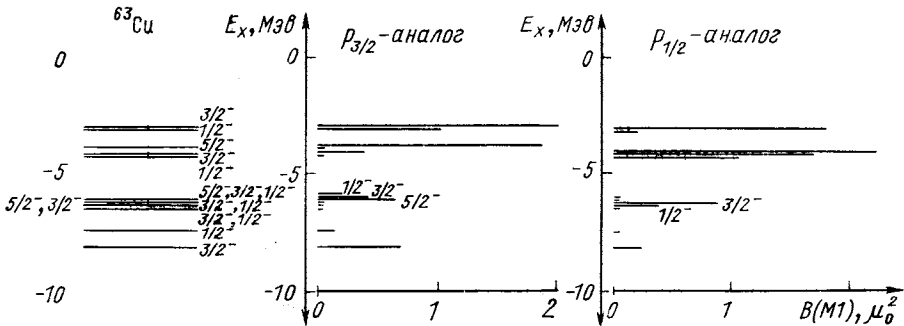


Рис. 23. Силовая функция $M1$ -переходов с $P_{3/2}$ - и $P_{1/2}$ -аналогов в ^{63}Cu (расчет). Энергии отсчитываются от положения аналога; $G_0 = 1,0$ Мэв; $G_1 = 0,7$ Мэв; $\Delta = 1,0$ Мэв; $\epsilon_{isp} = -0,2$ Мэв

и 24 ($\Delta = 1,0$ Мэв). При $\Delta = 2,0$ Мэв энергия возбуждения состояния типа поляризации остова совпадает с энергией максимума в экспериментальных распределениях. Сумма $B(M1)$ с $P_{3/2}$ -

$f_{5/2}$ - и $p_{1/2}$ -аналогов на все состояния типа поляризации остова оказалась примерно одинаковой для всех аналогов и равной $1,3\mu_0^2$. Соответствующие экспериментальные значения равны 0,3; 0,3 и $0,1\mu_0^2$. Последнее значение представляет собой полную сумму $B(M1)$, наблюдаемую при распаде аналога $f_{5/2}$.

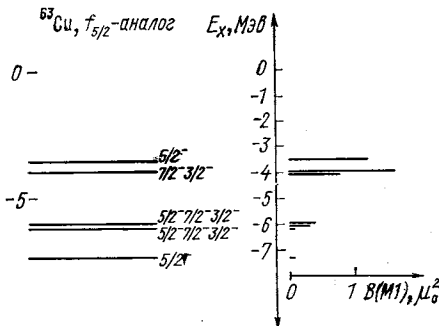


Рис. 24. Силовая функция $M1$ -переходов с $f_{5/2}$ -аналога в ^{65}Cu (расчет). Условия те же, что и на рис. 23

Изучение аналоговых состояний в ^{65}Cu проводилось в ряде работ. В [39, 50] аналоги уровням ^{66}Ni изучались в реакции (pn) ^{64}Cu . Были обнаружены аналоги $f_{5/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ и $d_{5/2}$ соответственно основному состоянию ^{65}Ni и состояниям с энергиями 0,064; 0,692 и 1,92 Мэв.

В [51] изучались реакции (pp) и (pp') на ^{64}Ni . Были идентифицированы аналоги уровням $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ и $d_{5/2}$. В работе [18] исследовалась реакция упругого рассеяния протонов на ^{64}Ni при E_p в интервале от 3100 до 3300 кэв с высоким разрешением (200 — 300 эв). Обнаружена хорошо развитая тонкая структура аналогового резонанса $1/2^-$, содержащая 15 компонент. Наиболее интенсивная компонента наблюдалась при

$E_p = 3219$ кэв. Протонная ширина Γ_p для нее равна 500 эв. Аналоговое $p_{1/2}$ -состояние находится в ^{65}Cu при энергии 10 618 кэв. Эта энергия больше энергии отделения нейтрона (9 908 кэв), поэтому открыт нейтронный канал и нейтронная ширина Γ_n равна 410 эв.

5. γ -РАСПАД АНАЛогоВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ^{65}Cu

Родительский уровень ^{65}Ni , аналог которого мы изучали, — это уровень с энергией 0,064 Мэв, несущий основную одночастичную $p_{1/2}$ -силу: $(2J + 1) S(dp) = 1,23$ [35].

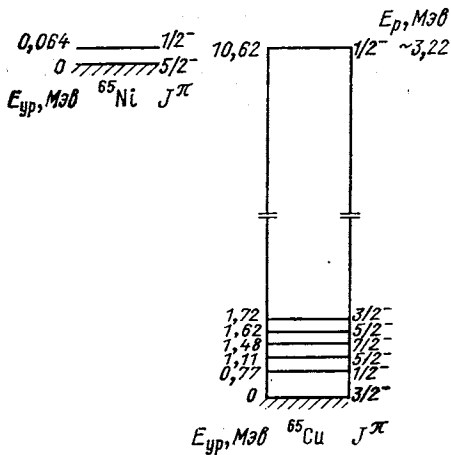


Рис. 25. Схема уровней ^{65}Ni , их аналогов в ^{65}Cu и низколежащих состояний ^{65}Cu

Аналог основному состоянию $^{65}\text{Ni } f_{5/2}$ не наблюдался в (pp)- и (pp')-реакциях, по-видимому, из-за большого центробежного барьера ($l_p = 3$). Аналоговые резонансы в ($p\gamma$)-реакции ранее не изучались. На рис. 25 дана схема состояний изобарической пары ^{65}Ni и ^{65}Cu .

Функция возбуждения. Мы измерили функцию возбуждения в реакции $^{64}\text{Ni}(p\gamma)^{65}\text{Cu}$ при E_p в интервале от 3100 до 3300 кэв.

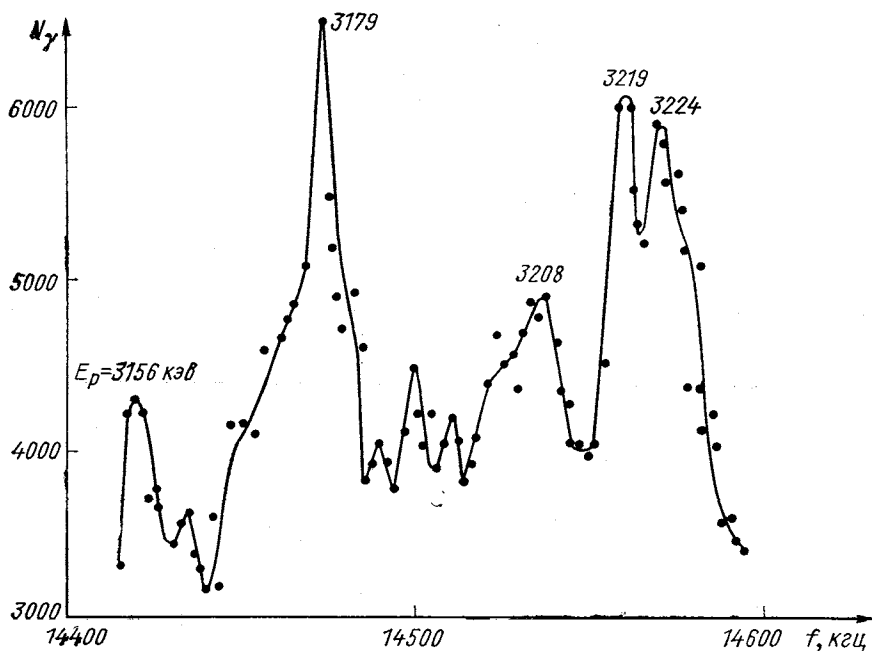


Рис. 26. Функция возбуждения в реакции $^{64}\text{Ni}(p\gamma)^{65}\text{Cu}$ в области $p_{1/2}$ -аналога

Участок функции возбуждения от 3150 до 3230 кэв приведен на рис. 26.

При $E_p = 3208, 3219$ и 3224 кэв видны пики, соответствующие наиболее сильным компонентам тонкой структуры $p_{1/2}$ -аналога, наблюдаемым в [18]. Кроме этих пиков при $E_p = 3156$ и 3179 кэв видны максимумы, которые в [18] приписаны резонансам с $J^\pi = 1/2^+$.

После установления положения аналога изучался γ -распад наиболее сильной его компоненты с $E_p = 3219$ кэв.

Схема распада аналога. γ -Спектр распада аналога изучался в условиях, которые были уже описаны. Подробности определения энергий, относительных интенсивностей γ -линий, абсолютных зна-

чений γ -ширин для переходов с аналога были даны выше. Трудность измерений и идентификации γ -спектров при распаде аналогов в ^{65}Cu по сравнению с измерениями $^{59}, ^{61}, ^{63}\text{Cu}$ заключается в большой энергии протонов, при которой возбуждаются аналоги в ^{65}Cu . При такой энергии оказываются открытыми нейтронные каналы в реакциях, происходящих на примесях легких элементов, присутствующих в мишени или цилиндре Фарадея. Поэтому при идентификации γ -линий проводилось сравнение спектров, измеренных с тонкой (10 мкг/см^2) и толстой (100 мкг/см^2) мишенями ^{64}Ni при данной E_p . В толстой мишени примесные линии оказывались гораздо более слабыми, чем линии, принадлежащие распаду аналога. Такие линии исключались из рассмотрения.

В результате анализа γ -спектра резонанса была построена схема его распада. При распаде аналога прямыми переходами

Таблица 12

Вероятности прямых переходов с $p_{1/2}$ -аналога на уровни ^{65}Cu при $E_p = 3219 \text{ кэв}$, $E_{\text{рез}} = 10618 + 3 \text{ кэв}$

$E_{ур}$, кэв	$J_{ур}^{\pi}$	I_{γ} , %	Γ_{γ} , ес	$B(M1)$, μ_0^2
0	3/2 ⁻	100	0,15	0,011
770,6±0,5	1/2 ⁻	10	0,015	0,0014
1623,8±0,7	5/2 ⁻	6	0,009	E2
1725,0±0,5	3/2 ⁻	76	0,11	0,014
2214,6±1,5	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	14	0,021	0,0030
2331±2	3/2 ⁻	15	0,022	0,0032
2644±2	—	17	0,025	0,0042
2656±3	7/2 ⁻ , 5/2 ⁻	10	0,016	—
2867±3	—	58	0,085	0,016
2990±2	—	13	0,019	0,0037
2996±4	—	13	0,019	0,0037
3081±3	—	36	0,053	0,011
3154±3	—	28	0,041	0,0086
3449±3	—	25	0,037	0,0087
3506±3	—	13	0,020	0,0047
3740±3	—	10	0,014	0,0038
3895±3	—	22	0,032	0,0091
3923±3	—	27	0,040	0,012
3958±3	—	16	0,023	0,0068
4057±3	—	20	0,029	0,0090
4084±4	—	17	0,025	0,0076
4117±4	—	19	0,028	0,0088
4183±4	—	31	0,045	0,015
4245±4	—	21	0,030	0,010

заселяются 24 уровня ^{65}Cu с энергиями до 4,3 Мэв. В табл. 12 приведены данные о распаде резонанса. В первой колонке даны

энергии заселяемых уровней, полученные из наших измерений. Низколежащие уровни (до 1725 кэв) наблюдались при β-распаде ^{65}Ni . Большая часть высоколежащих уровней, наблюдаемых в наших измерениях, известна из разных реакций [52]. Уровни

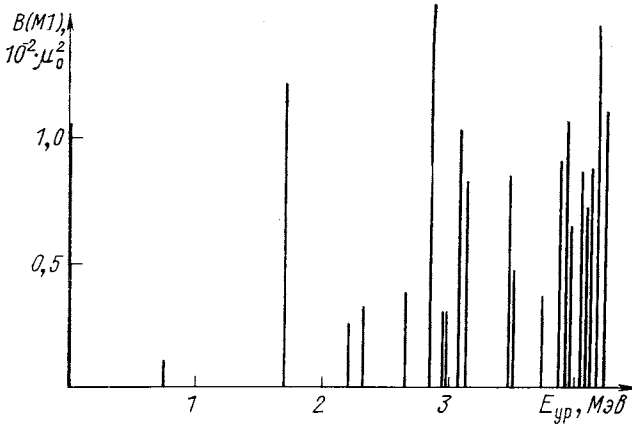


Рис. 27. Величины $B(M1)$ для γ -распада $p_{1/2}$ -аналога в ^{65}Cu (эксперимент)

3449, 3923, 4057 и 4117 кэв введены нами впервые. Значения квантовых характеристик J^π для этих уровней взяты из [52]. Для остальных уровней значения J^π достаточно надежно не установлены. В таблице даны I_γ — относительные интенсивности γ -переходов с аналога на данный уровень, парциальные ширины Γ_γ и $B(M1)$. Так как спин резонанса при $E_p = 3219$ кэв предполагается равным $1/2$, то γ -излучение, идущее с резонанса на любой уровень, должно быть изотропным. Нами было измерено угловое распределение для некоторых γ -линий, идущих с резонанса. Измерения производились для углов 0, 30, 60 и 90° относительно падающего пучка протонов. В пределах погрешности измерений угловые распределения для γ -переходов на основное состояние ^{65}Cu и уровни с энергиями 770,6; 1623; 1725 оказались изотропными. Величины $B(M1)$ найдены в предположении, что переходы являются чистыми $M1$ -переходами. На рис. 27 представлена силовая функция γ -распада для основной компоненты $p_{1/2}$ -аналога. Погрешности в определении Γ_γ и $B(M1)$ составляют 30% для сильных линий и могут составлять 100% для слабых.

Переход аналог — антианалог. Антианалоговым для $p_{1/2}$ -аналога может считаться уровень ^{65}Cu с энергией 770,6 кэв, несущий основную одночастичную $p_{1/2}$ -силу: $(2J + 1) S (^3\text{He}, d) = 1,5$ [52]. Значение $B(M1)$ -перехода аналог — антианалог равно

0,0014 ± 0,0006 μ_0^2 для компоненты с $E_p = 3219$ кэв, которая согласно [18] составляет половину всей силы $p_{1/2}$ -аналога. Таким

Таблица 13

Переходы аналог — антианалог в изотопах Си

Ядро	T_z	$B(M1), \mu_0^2$ (эксперимент)	$B(M1), \mu_0^2$ (расчет)	$\frac{B(M1)_{\text{эксперим}}}{B(M1)_{\text{расч}}}$
$p_{1/2}$ -Аналог				
^{59}Cu	1/2	0,04	0,13	0,3
^{61}Cu	3/2	0,057	0,090	0,6
^{63}Cu	5/2	0,019	0,077	0,25
^{65}Cu	7/2	0,003	0,058	0,05
$p_{3/2}$ -Аналог				
^{61}Cu	3/2	0,24	2,13	0,1
^{63}Cu	5/2	0,0077	1,70	0,004
$g_{9/2}$ -Аналог				
^{59}Cu	1/2	1,48	5,1	0,29
^{61}Cu	3/2	0,80	3,6	0,22
^{63}Cu	5/2	0,36	2,8	0,13

образом, можно считать, что полное значение $B(M1)$ для перехода аналог — антианалог равно 0,003 μ_0^2 ; это гораздо меньше одночастичной оценки, равной 0,058 μ_0^2 .

Таблица 14

Волновые функции состояний и вероятности переходов для $p_{1/2}$ -аналога в ^{65}Cu *

J^π	E_x , Мэв	$p_{1/2} (f_{5/2} f_{5/2}^{-1})_{1^+}$	$p_{1/2} (p_{3/2} p_{3/2}^{-1})_{1^+}$	$p_{1/2} (p_{1/2} p_{3/2}^{-1})_{1^+}$	$p_{1/2}$	$B(M1), \mu_0^2$
1/2 ⁻	-2,481	0,404	0,618	0,646	0,193	2,704
3/2 ⁻	-2,732	0,411	0,627	0,662	—	5,281
1/2 ⁻	-6,712	0,355	0,544	-0,759	0,056	0,044
3/2 ⁻	-6,718	0,362	0,544	-0,750	—	0,090
3/2 ⁻	-7,200	0,837	-0,547	0,000	—	0,421
1/2 ⁻	-7,200	0,837	-0,547	0,000	0,001	0,210
1/2 ⁻	-9,257	-0,101	-0,152	-0,084	0,980	0,006

* $G_0 = 1,0$ Мэв; $G_1 = 1,0$ Мэв; $\Delta = 1,8$ Мэв; $\epsilon_{lsp} = 0,8$ Мэв. Энергии E_x отсчитываются от $p_{1/2}$ -аналога, $E_A = 10,618$ Мэв.

В табл. 13 приведены экспериментальные значения $B(M1)$ для переходов $p_{1/2}$ аналог — антианалог в изотопах Си и их одно-

частичные значения. Обращает на себя внимание увеличение заторможенности переходов по сравнению с одночастичными с увеличением T_z ядра (кроме ^{68}Cu). Подобная тенденция наблюдается и для переходов аналог — антианалог типа $p_{3/2}$ и $g_{9/2}$ в изотопах Cu, экспериментальные и рассчитанные значения $V(M1)$ для которых также помещены в табл. 13.

Состояния типа поляризации остова. Из рис. 27 видна концентрация сил переходов с $p_{1/2}$ -аналога на уровне ^{65}Cu в области энергий 3—4 $Mэв$. В работе [4] было показано, что в силовых функциях γ -переходов с аналогов проявляется максимум, который интерпретируется как сильное заселение состояний типа поляризации остова. Энергии этих состояний хорошо предсказываются расчетами в оболочечной модели с остаточным взаимодействием [53]. В этой же модели была рассчитана силовая функция $M1$ γ -переходов с $p_{1/2}$ -аналога в ^{65}Cu . При значениях параметров, выбранных так же, как и для ядер, рассчитанных в [53], получаем, что состояния типа поляризации остова должны быть расположены на расстоянии 7 $Mэв$ от аналога.

В табл. 14 приведены энергии, волновые функции и вероятности заселения состояний при распаде $p_{1/2}$ -аналога в ^{65}Cu . Видно, что расчет предсказывает замедление перехода аналог — антианалог и сильное заселение состояний при энергии 7,2 $Mэв$ от аналога в соответствии с экспериментом и систематикой по γ -распаду аналогов.

Представляет интерес отметить экспериментально наблюдаемую закономерность в поведении энергетического расстояния ΔE от аналога до состояния типа поляризации остова в изотопах меди: ΔE оказывается прямо пропорциональной нейтронному избытку $(N - Z)$ материнского ядра. Это иллюстрируется рис. 28. Зависимость ΔE для распада аналогов в изотопах Cu от нейтронного избытка $(N - Z)$ соответствующих изотопов Ni является прямой линией с наклоном 0,75 $Mэв/нуклон$ избытка.

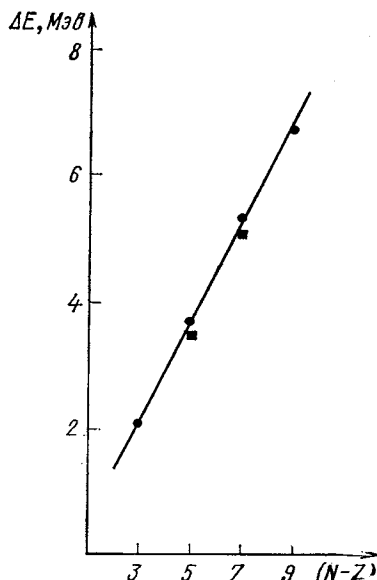


Рис. 28. Зависимость ΔE (расстояния от аналога до состояний типа поляризации остова) от нейтронного избытка $(N - Z)$ в материнском ядре для изотопов Cu: ● — данные для $p_{1/2}$ -аналогов; ■ — для $p_{3/2}$ -аналогов

6. РАСЧЕТЫ ВЕРОЯТНОСТЕЙ γ -ПЕРЕХОДОВ С АНАЛОГОВ В ИЗОТОПАХ Sc, V И Cu

Экспериментальные данные показывают, что при γ -распаде аналогов проявляется ряд интересных эффектов, связанных как с природой аналоговых резонансов, так и со свойствами зарядо-вообменных возбуждений типа протон — нейтронная дырка со спином 1^+ . При анализе этих данных возникает целый ряд вопросов, для ответов на которые необходимы расчеты силовых функций в модели с остаточным взаимодействием. Основными являются следующие вопросы: 1) насколько существенны состояния типа поляризации остова при γ -распаде аналогов; 2) чему равна энергия возбуждения состояний типа поляризации остова; 3) как влияет примесь состояний типа поляризации остова к антианалогу на вероятность переходов аналог — антианалог; 4) как сильно отличаются силовые функции для гамов-теллеровских β -переходов и $M1$ — γ -переходов с аналогов.

Почти все эти вопросы возникли в процессе анализа результатов наших измерений по γ -распаду аналогов в ^{51}V [5]. Чтобы ответить на них, необходимы расчеты по модели, более сложной, чем одночастичная. Первые реалистические расчеты провел Икеда в 1969 г. За истекшее с 1969 г. время появилось много экспериментальных данных по ядрам в $f_{7/2}$ -оболочке и $2p1f$ -оболочке. Однако систематических расчетов, даже в простой модели, сделано не было. Необходимость в таких расчетах ощущалась при попытке систематизировать экспериментальные данные.

Нами использовалась модель, впервые сформулированная в работах [8, 54], где с ее помощью была рассчитана силовая функция гамов-теллеровских β -переходов. Позднее эта модель была применена для расчета силовой функции $M1$ — γ -переходов с аналогов в ^{51}V [5] и ^{49}Sc [55].

Мы получили компактные выражения для матричных элементов взаимодействия и для вероятностей переходов. Ниже сформулирована использованная модель, приведены соответствующие выражения для матричных элементов и вероятностей переходов и описаны результаты расчетов.

Рассматривая зарядообменные возбуждения частично-дырочного типа, будем исходить из гамильтониана оболочечной модели независимых частиц \mathcal{H}_0 и остаточного взаимодействия специфического типа

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_I. \quad (2)$$

В гамильтониан независимых частиц входят следующие члены:

$$\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}'_0 + \mathcal{H}_{I_s} + \mathcal{H}_c, \quad (3)$$

где $\mathcal{H}'_0 = \sum_i [T_i + V(r_i)]$ — кинетическая и потенциальная энергии частиц; $\mathcal{H}_{ls} = \sum_i 1/2V_{ls}l_i\sigma_i$ — спин-орбитальное взаимодействие; и $\mathcal{H}_c = \sum_{ij} \left(\frac{1+\tau_{zi}}{2} \right) v_c(r_{ij})$ — кулоновское взаимодействие.

Остаточное взаимодействие записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I = \mathcal{H}_\tau + \mathcal{H}_{\sigma\tau} + \mathcal{H}_\sigma = & \frac{G_0}{2} \sum_{i>j} \tau_i\tau_j + \\ & + \frac{G_1}{2} \sum_{i>j} \tau_i\tau_j\sigma_i\sigma_j + \frac{G_2}{2} \sum_{i>j} \sigma_i\sigma_j. \end{aligned} \quad (4)$$

Мы будем использовать взаимодействие дальнего действия типа в виде мультипольных сил. Радиальные интегралы заменяются константой K . Из взаимодействия (4) только изоспиновая часть принимается во внимание.

Базисные состояния и их энергии. В качестве базисных функций выбираются одночастичные и частично-дырочные конфигурации, наиболее существенные при рассмотрении задачи о γ -распаде аналогов. Поскольку изучается распад хорошо выраженных однопротонных аналогов, то волновые функции соответствующих материнских состояний можно считать однопейтронными:

$$\Psi^{MC} = |j_{n1}\rangle = a_{j_{n1}}^+ |\hat{0}\rangle, \quad (5)$$

где $|\hat{0}\rangle$ — волновая функция ядра-мишени. Базисные функции включают конфигурации, образованные из (5) действием оператора Y_- :

$$\Psi_i = Y_- |j_{n1}\rangle. \quad (6)$$

Эти состояния являются собственными функциями одночастичного гамильтониана $\tilde{\mathcal{H}}_0$:

$$\tilde{\mathcal{H}}_0 \Psi_i = E_i \Psi_i.$$

Одночастичные конфигурации включают соответствующее (5) однопротонное состояние

$$\Psi_1 = |j_{p1}\rangle \quad (7)$$

и его спин-орбитальный партнер

$$\Psi'_1 = |j_{p2}\rangle. \quad (8)$$

В дальнейшем штрих у функции Ψ означает, что нечетная частица занимает второй член спин-орбитального дублета.

Частично-дырочные конфигурации имеют следующий вид:

$$\Psi_2 = |[j_{n_1} (j_p j_{n-1})_I] J\rangle = \sum_{\substack{m_{n_1} m \\ m_p m_n}} \langle j_{n_1} m_{n_1} I m | JM\rangle \langle j_p m_p j_n - m_n | I m\rangle \times \\ \times (-)^{j_n - m_n} a_{j_{n_1} m_{n_1}}^\dagger a_{j_p m_p}^\dagger a_{j_n m_n} | \hat{0} \rangle. \quad (9)$$

Конфигурация Ψ_2' записывается так, как и (9), вместо j_{n_1} содержит частицу на уровне j_{n_2} , который является спин-орбитальным партнером j_{n_1} . В функциях Ψ_2 и Ψ_2' протон j_p и нейтронная дырка j_{n-1} находятся в одном и том же состоянии.

Функции Ψ_3 и Ψ_3' записываются так же, как и (9), но содержат конфигурации, в которых протон j_p и нейтронная дырка j_{n-1} находятся на разных состояниях, образующих спин-орбитальный дублет. В численных расчетах учитывались частично-дырочные возбуждения только с $I^\pi = 1^+$. Как будет показано в дальнейшем, эти возбуждения играют основную роль при β -распаде и $M1$ γ -распаде аналогов.

Частичные и частично-дырочные конфигурации для рассматриваемых ядер учитывают следующие оболочки: $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$ и $g_{9/2}$.

Энергии базисных состояний E_i , отсчитанные от энергии аналогового состояния, выражаются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= -2T_0 G_0; & E'_1 &= -2T_0 G_0 + \varepsilon_{p(ls)}; \\ E_2 &= -2T_0 G_0 + \Delta; & E'_2 &= -2T_0 G_0 + \Delta + \varepsilon_{n(ls)}; \\ E_3 &= -2T_0 G_0 + \Delta + \varepsilon_{np(ls)}; \\ E'_3 &= -2T_0 G_0 + \Delta + \varepsilon_{n(ls)} + \varepsilon_{np(ls)}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В этих выражениях T_0 — изоспин аналога, Δ — энергия спаривания нейтронов избытка, $\varepsilon_{n(ls)}$, $\varepsilon_{p(ls)}$ — спин-орбитальное расщепление нейтронных или протонных состояний, $\varepsilon_{np(ls)}$ — разность энергий протонного состояния $j_p = l - 1/2$ и соответствующего нейтронного состояния $j_n = l + 1/2$.

Состояния Ψ_2 и Ψ_2' имеют определенный изоспин, на единицу меньше, чем изоспин аналогового состояния.

Конфигурации Ψ_1 , Ψ_1' и Ψ_3 , Ψ_3' не имеют определенного изоспина. Однако при решении задач, связанных с изоспином, бывает удобно использовать базис, обладающий определенным изоспином. Особенно важным это может оказаться в тех случаях, когда используется сильно ограниченный базис.

Параметры теории. Параметры, которые должны быть заданы при расчетах, делятся на две группы: параметры взаимодействия G_0 и G_1 и параметры, определяющие среднее поле.

Константа G_0 , определяющая энергию симметрии, достаточно хорошо известна. Она определяется из анализа квазиупругого

рассеяния, из изоспинового расщепления одночастичных состояний и из других опытов [3]. Значение этой константы колеблется довольно сильно от ядра к ядру, но в среднем можно принять ее значение равным $G_0 = 50/A \text{ Мэв}$.

Константа G_1 , определяющая величину спин-изоспинового взаимодействия, точно не известна. В отличие от G_0 , для константы G_1 нет физической измеряемой величины, прямо связанной с G_1 . Однако можно установить пределы, в которых может изменяться константа G_1 [8]. Одно из крайних значений для G_1 осуществляется тогда, когда наблюдается супермультиплетная симметрия, как, например, в легких ядрах. При этом

$$G_0 = G_1 = G_2; \quad V_{ls}(r) = \mathcal{H}_c = 0; \quad [\mathcal{H}_I, T] = 0; \\ [\mathcal{H}_I, Y] = 0; \quad [\mathcal{H}_I, S] = 0; \\ \mathcal{H}_I = G_0/2 \sum_{i>j} (1 + \tau_i \tau_j) (1 + \sigma_i \sigma_j) + \text{const.}$$

В легких ядрах известны случаи, когда наблюдается расщепление состояний с $T = 0, J = 1^+$ и $T = 1, J = 0^+$ ($2-3 \text{ Мэв}$). Отсюда можно оценить отношение констант: $G_0 : G_1 : G_2 = 3:2:1$. В других случаях получаются промежуточные оценки. Таким образом, для величины G_1/G_0 имеются следующие пределы: $2/3 \leq G_1/G_0 \leq 1$. Из анализа (pn) -реакции оказывается, что константа G_1 близка к пределу $(2/3) G_0$ [56].

Параметрами, определяющими среднее поле, являются величины спин-орбитального расщепления и энергия спаривания Δ . В численных расчетах не делалось различия между спин-орбитальными расщеплениями для нейтронов и протонов.

В настоящих расчетах величины спин-орбитальных расщеплений брались из экспериментальных данных для материнского ядра. Такой выбор автоматически дает правильное расположение аналоговых состояний. Наши вычисления проведены с несколькими значениями Δ от 0 до 2 Мэв . Все параметры варьировались в некоторых пределах, допускаемых экспериментальными данными и теоретическими соображениями. Варьирование проводилось для определения чувствительности результатов к значениям параметров.

Матричные элементы взаимодействия V . Для вычисления матрицы гамильтониана \mathcal{H} и последующей ее диагонализации необходимо вычислить следующие матричные элементы:

а) диагональные и недиагональные матричные элементы типа

$$\langle \Psi_{3i} | V | \Psi_{3k} \rangle, \langle \Psi_{3i} | V | \Psi'_{3k} \rangle, \langle \Psi'_{3i} | V | \Psi'_{3k} \rangle, \\ \langle \Psi_{2i} | V | \Psi_{2k} \rangle, \langle \Psi_{2i} | V | \Psi'_{2k} \rangle, \langle \Psi'_{2i} | V | \Psi'_{2k} \rangle;$$

б) недиагональные матричные элементы типа

$$\langle \Psi_{2i} | V | \Psi_{1k} \rangle, \langle \Psi'_{2i} | V | \Psi_{1k} \rangle, \langle \Psi'_{2i} | V | \Psi'_{1k} \rangle;$$

в) диагональные матричные элементы типа

$$\langle \Psi'_{1i} | V | \Psi'_{1k} \rangle, \langle \Psi'_{1i} | V | \Psi'_{1k} \rangle.$$

Для каждого случая можно получить аналитические выражения.

Используя выражение (9), после суммирования по магнитным квантовым числам получили следующие выражения для матричных элементов взаимодействия:

$$\begin{aligned} & \langle [j'_{n_1} (p' n'^{-1})_{I'}] J' | V | [j_{n_1} (p, n^{-1})_I] J \rangle = \\ & = 1/3 \langle j'_p \| \sigma \| j'_n \rangle \langle j_p \| \sigma \| j_n \rangle \delta_{j'_{n_1} j_{n_1}} \delta_{I', I} \delta_{J', J} + \\ & + V \sqrt{(2J+1)(2I'+1)} \left\{ \begin{array}{ccc} J & j'_{n_1} & I' \\ j_{n_1} & 1 & j'_p \\ I & j_p & j_n \end{array} \right\} \langle j'_p \| \sigma \| j_{n_1} \rangle \times \\ & \times \langle j_p \| \sigma \| j'_{n_1} \rangle \delta_{j'_n j_n} \delta_{J' J}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \langle [j'_{n_1} (p' n'^{-1})_{I'}] J' | V | j_{p_1} \rangle = \\ & = \frac{1}{\sqrt{3(2j_p+1)}} \langle j'_p \| \sigma \| j'_n \rangle \langle j_{p_1} \| \sigma \| j'_{n_1} \rangle \delta_{I', I} \delta_{J', j_{p_1}}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\langle j'_{p_1} | V | j_{p_1} \rangle = 0. \quad (13)$$

В численных расчетах второй член в выражении (11) не учитывался.

Выражения (11) — (13) получены для случая, когда протоны и нейтроны (кроме нечетного нейтрона в материнском ядре) полностью заполняют соседние оболочки, т. е. когда нейтроны избытка заполняют полностью оболочку j_n , а протоны полностью заполняют предыдущую оболочку. При этом протонные уровни, соответствующие нейтронной оболочке j_n , полностью свободны. В других случаях, когда нейтроны не полностью заполняют оболочку или когда имеется несколько протонов на уровнях, соответствующих нейтронной оболочке j_n , вводятся соответствующие коэффициенты заполнения u_p и v_n . Тогда каждому матричному элементу типа $\langle j_p \| \sigma \| j_n \rangle$ сопоставляется некоторая величина $\langle j_p \| \sigma \| j_n \rangle u_p v_n$:

$$\langle j_p \| \sigma \| j_n \rangle \rightarrow \langle j_p \| \sigma \| j_n \rangle u_p v_n,$$

где $v_n = \sqrt{n_{j_n}/(2j_n+1)}$; $u_p = \sqrt{1-n_{j_p}/(2j_p+1)}$;

n_{j_n} — число нейтронов на уровне j_n ; n_{j_p} — число протонов на уровне j_p .

Для вычисления матричных элементов взаимодействия надо знать величины $\langle l_j \| \sigma \| l_{j'} \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle l_j \| \sigma \| l_{j'} \rangle = & (-)^{l+1/2-j'} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \sqrt{2-\delta_{jj'}} \times \\ & \times \left[\frac{(j+j'+2)!(j'+l-1/2)!(j+l-1/2)!}{(j+j'-1)!(j'+l+3/2)!(j+l+3/2)!} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Приведем также соотношение

$$\langle j \parallel \sigma \parallel j' \rangle = (-)^{j-j'} \langle j' \parallel \sigma \parallel j \rangle. \quad (15)$$

Матрица гамильтониана численно диагонализировалась, так что для каждого значения спина J получался набор волновых функций

$$\Psi_i(J, M) = \sum_k c_{ik}^J \Psi_k. \quad (16)$$

Вероятности переходов. Приведенная вероятность $M1$ γ -перехода с аналога на состояния $\Psi_f(J, M)$ выражается следующим образом:

$$B(M1, \text{ан.} \rightarrow JM) = \frac{1}{2J_i+1} |\langle \Psi_{T_0, T_0}^{J_i} \parallel F^\lambda(k\tau=1) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0}^{\text{AC}} \rangle|. \quad (17)$$

γ -Распад [аналогов можно рассматривать как зарядовообменный процесс:

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_{T_0, T_0} \parallel \sum_i m_i^\gamma(x_i) t_z(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0}^{\text{AC}} \rangle = \\ & = \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} \langle \Psi_{T_0, T_0} \parallel \sum_i m_i^\gamma(x_i) [T_-, t_z(i)] \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle = \\ & = \frac{1}{\sqrt{2(T_0+1)}} \langle \Psi_{T_0, T_0} \parallel \sum_i m_i^\gamma(x_i) t_-(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle. \end{aligned} \quad (18)$$

Вероятность β -перехода из материнского состояния $\Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}}$ в состояние Ψ_{T_0, T_0} , определяется приведенным матричным элементом типа

$$\langle \Psi_{T_0, T_0} \parallel \sum_i m_i^\beta(x_i) \tau_-(i) \parallel \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{MC}} \rangle. \quad (19)$$

Приведенную вероятность перехода с аналога можно, пользуясь (18), записать следующим образом:

$$\begin{aligned} & B(M1, \text{ан.} \rightarrow JM) = \\ & = \frac{3}{4\pi} \mu_-^2 \frac{1}{2T_0} \sum_M |\langle \Psi_i(JM) \parallel m(M1) j_{n_1} m_{n_1} \rangle|^2 = \\ & = \left| \sum_k c_{ik}^{J_i} B^{1/2}(M1, j_{n_1} \rightarrow \Psi_k) \right|^2, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\mu_- = \mu_p - \mu_n = 4,71$ — разность магнитных моментов протона и нейтрона; T_0 — изоспин аналога и

$$m(M1) = \sum_i \left(\sigma_i + \frac{g_l}{\mu_-} l_i \right) t_-(i). \quad (21)$$

Используя соотношение между ft для β -перехода и величиной $B(M1, \sigma)$ для перехода с аналога, можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} B(M1, \sigma) &= B(M1, \sigma; \Psi^{\text{MC}} \rightarrow \Psi_i(JM)) = \\ &= \frac{3}{4\pi} \mu_-^2 \sum_M |\langle \Psi_i(JM) | m(M1, \sigma) | j_{n_1} m_{n_1} \rangle|^2 = \\ &= \left| \sum_k c_{ik}^J B^{1/2}(M1, \sigma; j_{n_1} \rightarrow \Psi_k) \right|^2, \end{aligned} \quad (22)$$

где $m(M1, \sigma) = Y_- = \sum_i \sigma_i \tau_-(i)$.

Вероятности переходов на невозмущенные состояния выражаются в виде

$$\begin{aligned} B(M1, \sigma; j_{n_1} \rightarrow \Psi_1) &= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \mu_-^2 \times \\ &\times \frac{1}{(2j_{n_1} + 1)} \langle j'_{p_1} \| \sigma \| j_{n_1} \rangle; \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} B(M1, \sigma; j_{n_1} \rightarrow \Psi_2) &= B(M1, \sigma; j_{n_1} \rightarrow \Psi_3) = \\ &= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \mu_-^2 \frac{2J' + 1}{3(2j_{n_1} + 1)} \langle j'_p \| \sigma \| j'_n \rangle^2 \delta_{j_{n_1} j_{n_1}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Приведенная вероятность для γ -перехода вычисляется следующим образом:

$$B(M1; j_{n_1} \rightarrow \Psi_i) = B(M1, \sigma; j_{n_1} \rightarrow \Psi_i) (1 + g_l k / \mu_-)^2, \quad (25)$$

где

$$k = \begin{cases} +l & \text{для переходов } j_> \rightarrow j_>; \\ -1/2 & \text{для переходов } j_> \rightarrow j_< \text{ или } j_< \rightarrow j_>; \\ -(l+1) & \text{для переходов } j_< \rightarrow j_<. \end{cases}$$

Численные расчеты. Численные расчеты проводились для следующих аналоговых состояний [53]:

- 1) $p_{3/2}$ в ^{43}Sc , ^{45}Sc , ^{47}Sc , ^{49}Sc , ^{49}V , ^{47}V , ^{51}V ;
- 2) $p_{3/2}$ в ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu ;
- 3) $p_{1/2}$ в ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu ;
- 4) $f_{5/2}$ в ^{61}Cu и ^{63}Cu ;
- 5) $g_{9/2}$ в ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu .

Экспериментальные данные имеются для всех изученных случаев.

Нами получены данные для распада $p_{3/2}$ -аналогов в ^{43}Sc и ^{51}V , $p_{3/2}$ - и $p_{1/2}$ -аналогов в ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu и $f_{5/2}$ -аналогов в ^{61}Cu и ^{63}Cu . Результаты по остальным аналогам получены другими группами.

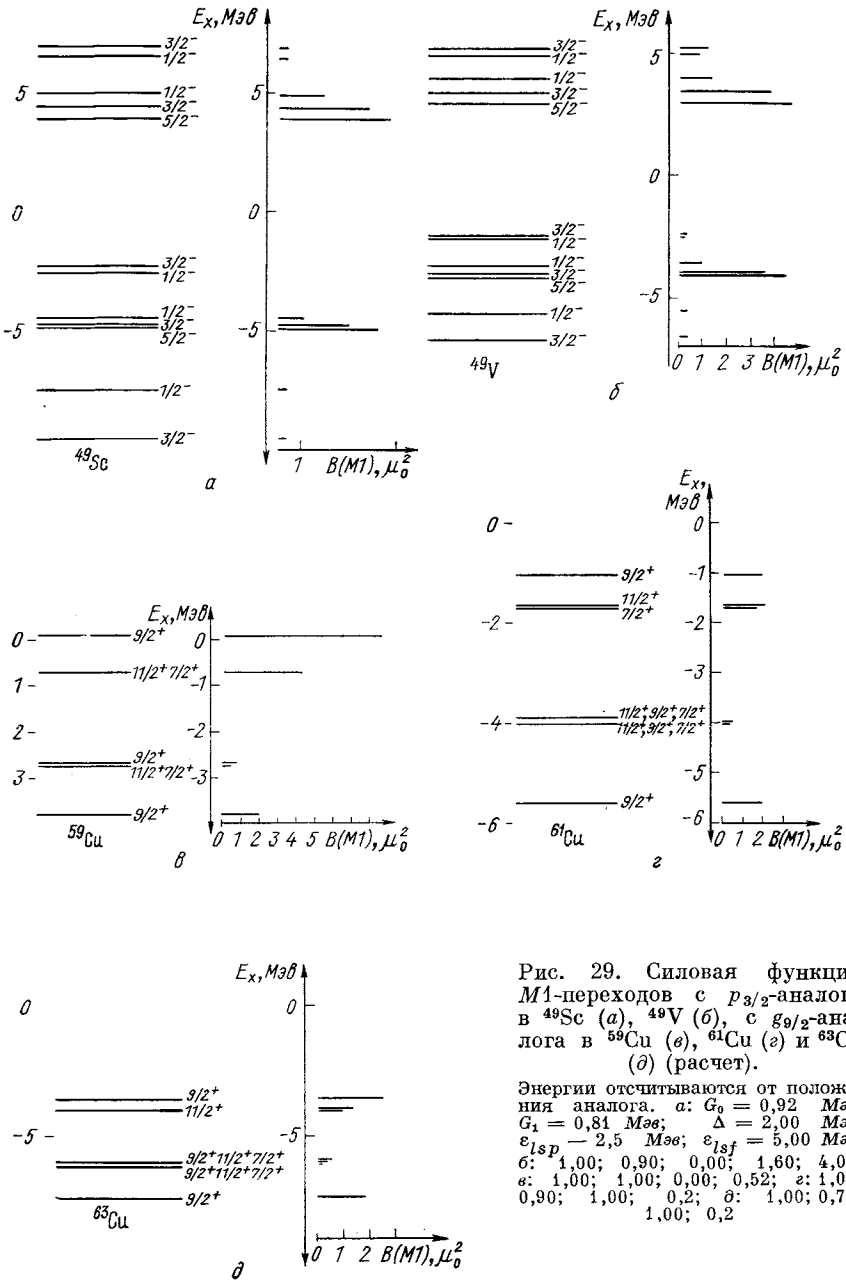


Рис. 29. Силовая функция $M1$ -переходов с $p_{3/2}$ -аналога в ^{49}Sc (а), ^{49}V (б), с $g_{9/2}$ -аналога в ^{59}Cu (в), ^{61}Cu (г) и ^{63}Cu (д) (расчет).

Энергии отсчитываются от положения аналога. а: $G_0 = 0,92 \text{ Мэв}$; $G_1 = 0,81 \text{ Мэв}$; $\Delta = 2,00 \text{ Мэв}$; $\epsilon_{lsp} = 2,5 \text{ Мэв}$; $\epsilon_{lsf} = 5,00 \text{ Мэв}$; б: 1,00; 0,90; 0,00; 1,60; 4,00; в: 1,00; 1,00; 0,00; 0,52; г: 1,00; 0,90; 1,00; 0,2; д: 1,00; 0,70; 1,00; 0,2

В результате расчетов мы можем проследить особенности поведения силовых функций $M1$ -переходов с одних и тех же аналогов в разных изотопах одного элемента. Другая возможность — изучить особенности распада различных аналогов в одном и том же ядре (изотопы меди).

В каждой из пяти групп качественный характер силовой функции $M1$ -переходов с аналогов одинаков. Результаты для некоторых ядер уже были даны. Здесь представлены результаты расчетов для других ядер. На рис. 29 изображены силовые функции $M1$ — γ -переходов с $p_{3/2}$ -аналогов в ^{49}Sc , ^{49}V и с $g_{9/2}$ -аналогов в ^{59}Cu , ^{61}Cu , ^{63}Cu . В табл. 15 приведены волновые функции состояний

Таблица 15

Волновые функции и вероятности переходов
для $g_{9/2}$ -аналогов в ^{63}Cu *

J^π	E_x , Мэв	$g_{9/2} (f_{5/2}^{-1})_{1+}$	$g_{9/2} (p_{3/2}^{-1})_{1+}$	$g_{9/2} (p_{1/2}^{-1})_{1+}$	$g_{9/2}$	$B(M1)$, μ_0^2
9/2+	-3,600	0,566	0,590	0,482	0,315	2,59
11/2+	-3,976	0,582	0,633	0,510	—	1,49
7/2+	-3,976	0,582	0,633	0,510	—	1,01
9/2+	-5,990	-0,694	0,716	-0,010	-0,079	0,32
11/2-	-6,001	0,736	-0,677	0,000	—	0,53
7/2+	-6,001	0,736	-0,677	0,000	—	0,35
9/2+	-6,143	-0,367	-0,346	0,863	-0,015	0,01
11/2+	-6,144	-0,345	-0,376	0,860	—	0,01
7/2+	-6,144	-0,345	-0,376	0,860	—	0,01
9/2+	-7,383	-0,252	-0,142	-1,148	0,946	1,96

* $G_0 = 1,0$ Мэв; $G_1 = 0,70$ Мэв; $\Delta = 1,0$ Мэв; $\varepsilon_{isp} = -0,2$ Мэв. Энергии E_x отсчитываются от аналога.

^{63}Cu , связанные с $g_{9/2}$ -аналогом. Волновые функции в других случаях имеют качественно похожий характер в каждой группе.

7. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Во всех случаях самыми нижними состояниями оказываются состояния с большим вкладом соответствующей одночастичной компоненты. Эти состояния и называются антианалоговыми. Все остальные компоненты, вклад которых может быть довольно велик, примешиваются к одночастичной компоненте в противофазе, уменьшая вероятность перехода, аналог — антианалог.

При энергиях возбуждений на несколько мегаэлектронвольт выше антианалога расположена группа состояний, в волновых

функциях которых основной является частично-дырочная конфигурация, в которой протон и нейтронная дырка находятся на одном и том же уровне. Подобные состояния называются состояниями типа поляризации остова. Отметим, что во всех ядрах эта группа локализована в относительно небольшом интервале энергий возбуждения и интенсивно заселяется при γ -распаде аналога.

Большая часть силы $M1$ -переходов, связанных с аналогом, приходится на состояния, лежащие вблизи или выше аналога. Эти состояния образуют так называемый гамов-теллеровский гигантский резонанс. Основная компонента в волновых функциях этих состояний — частично-дырочная типа спин-флип [Ψ_3]. Амплитуды различных компонент, входящих в функции этих состояний, имеют один и тот же знак. Эти состояния можно рассматривать как коллективные состояния типа частица — дырка, появление которых в настоящей модели закономерно, так как модель является частным случаем «схематической модели» [57, 58].

Аналоговые β - и γ -переходы. Распределения величин $B(M1)$ для γ -переходов с аналога и $B(M1, \sigma)$ для β -переходов из соответствующего материнского состояния проявляют одинаковую черту: концентрацию вероятности переходов на уровни, расположенные выше или вблизи аналогового резонанса. Большая часть (до 90%) силы переходов оказывается сосредоточенной на уровнях, составляющих гамов-теллеровский гигантский резонанс. Различие силовых функций для $M1$ γ - и β -переходов оказывается наиболее сильным для заселения состояний типа поляризации остова. β -Переходы заселяют такие состояния относительно слабо, в то время как в γ -распаде аналогов состояния типа поляризации остова проявляются почти столь же сильно, как и гамов-теллеровский гигантский резонанс. Возможно, что этот эффект связан с модельным видом выбранного взаимодействия, обеспечивающего большую концентрацию β -переходов. Для перехода на антианалоговые состояния вероятности β - и γ -переходов оказываются сравнимыми по величине.

Переходы аналог — антианалог. Рассчитанные значения $B(M1)$ для переходов аналог — антианалог приведены в табл. 16. Там же даны теоретические и экспериментальные значения $B(M1)$ для одночастичных переходов. Отметим, что рассчитанные в настоящей модели вероятности переходов аналог — антианалог лучше согласуются с экспериментом, чем расчеты по одночастичной модели. Предсказывается подавление вероятности переходов для $p_{3/2}$ -аналогов в изотопах Sc и V и одночастичная величина переходов для $g_{9/2}$ -аналогов в изотопах Cu. Для $p_{3/2}$ -аналогов в $^{61}, ^{63}\text{Cu}$ предсказываются значения $B(M1)$ аналог — антианалоговых переходов несколько меньше одночастичной оценки. Таким образом, качественный характер зависимости вероятности переходов аналог — антианалог от квантовых характеристик

аналогов и рассматриваемого ядра предсказывается моделью правильно. Однако в количественном отношении имеются расхождения. Подавление переходов аналог — антианалог для $p_{3/2}$ -состояний в Sc и V значительно меньше, чем наблюдается на эксперименте. Варьированием константы C_1 в широких пределах добиться согласия с экспериментом не удается. Такое же расхождение наблюдается и для $p_{3/2}$ -аналогов в ^{63}Cu . Вероятности переходов для $g_{9/2}$ - и $p_{3/2}$ -аналогов в ^{61}Cu описываются достаточно хорошо.

Таблица 16

Переходы аналог — антианалог и заселение состояний
типа поляризации остова

Ядро	Аналог	$B(M1), \mu_0^2$ аналог — антианалог (расчет)	$B(M1), \mu_0^2$ аналог — антианалог (одночаст. расчет)	$B(M1), \mu_0^2$ аналог — антианалог (эксперимент) [4]	$B(M1), \mu_0^2$ поляри- зации (расчет)	$B(M1), \mu_0^2$ поляри- зации (эксперимент) [4]
^{43}Sc	$p_{3/2}$	0,72	2,85	0,012	11,3	0,17
^{45}Sc	$p_{3/2}$	0,37	2,06	—	9,6	2,1
^{47}Sc	$p_{3/2}$	0,31	1,58	0,012	8,4	0,3
^{49}Sc	$p_{3/2}$	0,24	1,27	0,002	8,4	5,2
^{47}V	$p_{3/2}$	0,64	2,85	0,017	11,7	0,7
^{49}V	$p_{3/2}$	0,48	2,06	0,032	9,2	1,2
^{51}V	$p_{3/2}$	0,30	1,53	0,015	9,2	1,3
^{59}Cu	$g_{9/2}$	3,13	4,92	1,48	1,3	—
^{61}Cu	$g_{9/2}$	2,08	3,53	0,80	1,3	—
^{63}Cu	$g_{9/2}$	1,90	2,70	0,36	1,2	—
^{61}Cu	$p_{3/2}$	0,87	2,06	0,24	1,3	1,0
^{63}Cu	$p_{3/2}$	0,69	1,58	0,0077	1,3	0,3
^{59}Cu	$p_{1/2}$	0,001	0,13	0,04	3,0	0,8
^{61}Cu	$p_{1/2}$	0,001	0,09	0,057	1,3	0,5
^{63}Cu	$p_{1/2}$	0,001	0,07	0,019	1,3	0,3
^{61}Cu	$f_{5/2}$	0,09	0,014	0,0047	1,1	0,1
^{63}Cu	$f_{5/2}$	0,05	0,010	0,019	1,3	0,1
^{65}Cu	$p_{1/2}$	0,006	0,06	~ 0,0014	0,63	0,1

Состояния типа поляризации остова. Как было отмечено ранее, в каждом ядре выделяется группа состояний, в волновых функциях которых когерентно складываются компоненты типа Ψ_2 . Если бы учитывались только такие компоненты, мы получили бы коллективное состояние типа

$$j_{n1} (j_p j_{n-1})_{1+}, j_p = j_{n-1}.$$

Учет состояний типа спин-флип приводит к смешиванию двух конфигураций с перекачкой интенсивности перехода в верхнее состояние, образующее гамов-теллеровский гигантский резонанс.

Энергетическое положение (относительно аналога) состояний типа поляризации остова слабо зависит от константы G_1 . Наиболее сильная зависимость наблюдается от величины Δ : $E_A - E_n = E_0 - \Delta$, где E_0 не зависит от Δ . Уровни, образующие состояния типа поляризации остова, имеют спины $j_{n1} - 1$; j_{n1} ; $j_{n1} + 1$. В реальных ядрах конфигурации, соответствующие состояниям типа поляризации остова, распределяются по реальным уровням ядра, проявляясь структурой типа гигантского резонанса.

При разумных значениях параметров рассчитанные средние энергии возбуждения состояний типа поляризации остова (отсчитанные от основных состояний) для $p_{3/2}$ -аналогов следующие: $^{43}\text{Sc} - 3,8$; $^{45}\text{Sc} - 5,0$; $^{47}\text{Sc} - 6,7$; $^{49}\text{Sc} - 6,8$; $^{47}\text{V} - 4,7$; $^{49}\text{V} - 3,8$; $^{51}\text{V} - 4,8$; $^{61}\text{Cu} - 2,8$; $^{63}\text{Cu} - 3,7$; $f_{5/2}$ в $^{61}\text{Cu} - 2,9$; $^{63}\text{Cu} - 3,9$; $g_{9/2}$ в $^{59}\text{Cu} - 4,4$; $^{61}\text{Cu} - 4,1$; $^{63}\text{Cu} - 3,7$ Мэв.

Характерной чертой экспериментальных данных по γ -распаду аналогов в изотопах Sc, V, Cu является сильное заселение групп состояний, расположенных на несколько мегаэлектронвольт выше антианалога. Экспериментальные энергии возбуждения этих состояний хорошо согласуются с вычисленным положением состояний типа поляризации остова.

Экспериментальные данные позволяют определить суммарную величину $B(M1)$ для переходов на эти состояния и сравнить ее с вычисленным значением $B(M1)$ для переходов на состояния типа поляризации остова. В табл. 16 приведены теоретические значения и соответствующие экспериментальные данные. Отметим, что расчеты дают правильное соотношение величины $B(M1)$ переходов на антианалог и на состояния типа поляризации остова для разных ядер. Для изотопов Sc и V предсказывается преимущественное заселение состояний типа поляризации остова, а для изотопов Cu ($g_{9/2}$ -аналоги) — преимущественное заселение антианалогов. Для других аналогов в изотопах Cu также получается правильное соотношение. Абсолютные значения $B(M1)$ для переходов на состояния типа поляризации остова предсказываются большими, чем экспериментальные.

Для некоторых ядер это различие невелико (в несколько раз), однако встречается и случаи сильного отклонения. Для изотопов Cu согласие можно считать хорошим. Для $g_{9/2}$ -аналогов данных о заселении состояний типа поляризации остова нет, что связано, по-видимому, с экспериментальными трудностями.

Отметим интересное свойство состояний типа поляризации остова, которое проявляется при расчетах. Разность энергий аналога и соответствующего состояния типа поляризации остова не зависит, с хорошей точностью, от характеристик нечетной частицы. Подобный эффект обнаружен ранее экспериментально.

Гамов-теллеровский резонанс. Во всех ядрах группа состояний, расположенных вблизи или выше аналогового, несет основ-

ную силу перехода. Эти состояния образуют гамов-теллеровский резонанс. Для β -переходов свыше 90% полной силы может быть сконцентрировано в области гамов-теллеровского резонанса. В случае $M1$ γ -переходов эта доля меньше и может достигать до 50%.

Настоящая модель правильно описывает основные качественные характеристики γ -распада аналогов. Предсказывается правильное соотношение между интенсивностями переходов аналог — антианалог для различных ядер и различных аналогов, энергия состояний типа поляризации остова хорошо согласуется с экспериментальными значениями положения максимума в силовых функциях γ -переходов с аналогов.

Однако для абсолютных значений интенсивностей переходов наблюдается расхождение между вычисленными и экспериментальными значениями. Лучше всего согласуются вероятности для сильных переходов. Для вероятности перехода аналог — антианалог в Sc и V расчеты дают менее сильное торможение, чем наблюдается экспериментально.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anderson J., Wong C. «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 250.
2. Fox J., Moore C., Robson D. Ibid., 1964, v. 12, p. 198.
3. Наумов Ю. В., Крафт О. Е. Извспин в ядерной физике. М.— Л., «Наука», 1972.
4. Наумов Ю. В., Крафт О. Е. «ЭЧАЯ», 1975, т. 6, вып. 4, с. 892; «Материалы XI Зимней школы ЛИЯФ», 33, Ленинград, 1976; «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, т. 39, с. 1656; Наумов Ю. В. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1974, т. 38, с. 1617.
5. Gaarde S. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 143, p. 497; Klappdor H. «Phys. Lett. B», 1971, v. 35, p. 405.
6. Моттelson Б. «УФН», 1976, т. 120, с. 563.
7. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
8. Fujita T., Ikeda K. «Nucl. Phys.», 1975, v. 67, p. 145.
9. Gabrakov S. I., Kuliev A. A., Pyatov N. I. «Phys. Lett. B», 1971, v. 36, p. 275.
10. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 62.
11. Бирбраир Б. Л. Там же, 1967, т. 6, с. 1198.
12. Зарцкий Д. Ф., Урин М. Г. Там же, 1968, т. 8, с. 731.
13. Алешин В. П. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1973, т. 37, с. 1959.
14. Fujita T., Futami Y., Ikeda K. «Progr. Theor. Phys.», v. 38, p. 107.
15. Morrison G. C., Schiffer J. P. In: Isobaric Spin in Nuclear Physics. Ed. J.D. Fox, D. Robson. L., Academic Press, 1966, p. 748.
16. Butler J. M., Gossett G. «Phys. Rev.», 1957, v. 108, p. 1473.
17. Carver J. H., Jones G. A. «Nucl. Phys.», 1960, v. 19, p. 184.
18. Brown J. e.a. Ibid., 1970, v. 153, p. 481.
19. Trentelman J. P. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 246, p. 457.
20. Крафт О. Е. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1977, т. 41, с. 82.
21. Крафт О. Е., Наумов Ю. В., Сизов И. В. Там же, 1975, т. 39, с. 70.
22. Galés S. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 268, p. 257.
23. Крафт О. Е. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1976, т. 40, с. 1182.
24. Van Patter D., Rauch F., Seim B. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 204, p. 172.
25. Cosman E. e.a. «Phys. Rev.», 1967, v. 163, p. 1134.

26. Pullen D. J., Rosner B. *Ibid.*, 1968, v. 170, p. 1034.
27. Gossett C., August L. «*Phys. Rev. B*», 1965, v. 137, p. 381.
28. Rosner B., Holbrow C., Pullen D. In: *Isobaric Spin in Nuclear Physics*.
29. Hoffman E., Sarantites D., Lee N. «*Nucl. Phys. A*», 1971, v. 173, p. 146.
30. «*Nucl. Data B*», 1968, v. 2, N 5.
31. Крафт О. Е., Наумов Ю. В., Сизов И. В. Сообщения ОИЯИ P15-8201, P15-8202, 1974; «*Ядерная физика*», 1974, т. 20, с. 1081; т. 21, с. 919.
32. Cline D., Lesar P. «*Nucl. Instrum. and Methods*», 1970, v. 82, p. 291.
33. Крафт О. Е. и др. Сообщение ОИЯИ P15-7072, 1973.
34. Anfinsen T. e.a. «*Nucl. Phys. A*», 1970, v. 157, p. 561.
35. Fulmer R., McCarthy A. «*Phys. Rev.*», 1963, v. 131, p. 2133.
36. Litvin V. F. e.a. «*Nucl. Phys.*», 1972, v. 184, p. 105.
37. Takasaki E. «*J. Phys. Soc. Japan*», 1972, v. 32, p. 569.
38. Лопатко И. Д. и др. «*Изв. АН СССР. Сер. физ.*», 1971, т. 35, с. 1707.
39. Гужовский Б. Я. и др. Там же, 1969, т. 33, с. 129.
40. Крафт О. Е. и др. В кн.: Тезисы докладов на XXIV совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., «Наука», 1974, с. 55.
41. Крафт О. Е. и др. В кн.: Тезисы докладов на XXV совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., «Наука», 1975, с. 63.
42. Крафт О. Е. и др. Сообщение ОИЯИ P15-8810, 1975; «*Изв. АН СССР. Сер. физ.*», 1975, т. 39, с. 1268.
43. Ramavataram K. e.a. «*Phys. Rev. C*», 1974, v. 9, p. 237.
44. Wimpey I. F., Mitchell G. E., Bilpuch E. G. «*Nucl. Phys. A*», 1974, v. 9, p. 9.
45. Klaasse A., Goudsmit P. «*Z. Phys.*», 1974, Bd 266, S. 75.
46. Mazari M., Buechner W., de Figueiredo R. «*Phys. Rev.*», 1957, v. 108, p. 373.
47. «*Nucl. Data B*», 1967, v. 2, N 3.
48. Крафт О. Е. и др. В кн.: XXVI совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., «Наука», 1976, с. 56; «*Изв. АН СССР. Сер. физ.*», 1977, т. 41, с. 44.
49. Крафт О. Е. и др. В кн.: XXVI совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., «Наука», 1976, с. 54.
50. Боркин И. М. и др. «*Изв. АН СССР. Сер. физ.*», 1966, т. 30, с. 271.
51. Ramavataram K. e.a. «*Nucl. Phys. A*», 1972, v. 191, p. 881.
52. «*Nucl. Data B*», 1975, v. 16, N 3.
53. Наумов Ю. В. «*Изв. АН СССР. Сер. физ.*», 1975, т. 39, с. 1645.
54. Ikeda K. «*Progr. Theor. Phys.*», 1964, v. 31, p. 434.
55. Gaarde C. e.a. «*Nucl. Phys.*», 1972, v. 184, p. 241.
56. Anderson I., Wong C., Madsen V. «*Phys. Rev. Lett.*», 1970, v. 24, p. 1074.
57. Broun G., Bolsterli M. *Ibid.*, 1959, v. 3, p. 472.
58. Goswami A., Pal M. «*Nucl. Phys.*», 1962, v. 35, p. 544.