

АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И РЕЗОНАНСЫ

М. Г. Урин

Московский инженерно-физический институт, Москва

Изложен основанный на оболочечной модели полумикроскопический подход к теории резонансных ядерных реакций. Указанный подход применен к анализу основных параметров аналоговых состояний и аналоговых резонансов в усредненных по энергии сечениях взаимодействия нуклонов со сферическими ядрами. Выводы теории сравниваются с экспериментальными данными и результатами других сопоставимых теоретических подходов.

Based on shell model semimicroscopic approach to the resonance nuclear reactions theory is given. In the framework of the approach above the main parameters of analogue states and of analogue resonances in energy average cross sections of nucleus interaction with spherical nuclei are analysed. The theoretical conclusions are compared with some experimental data and with other comparable theoretical results.

ВВЕДЕНИЕ

Менее чем за двадцатилетний период аналоговые состояния и резонансы составили содержание интенсивно развивающегося раздела ядерной физики низких энергий. Экспериментально аналоговые состояния (АС) проявляются как узкие резонансы в сечениях взаимодействия нуклонов и γ -квантов с ядрами. Специфическая особенность аналоговых резонансов (АР), отличающая их от других гигантских резонансов, — малость (в ядерном масштабе) полных ширин АР. Это обстоятельство служит основанием для утверждения о приближенном сохранении изоспина в средне-тяжелых ядрах. Таким образом, интерес к исследованию аналоговых резонансов обусловлен возможностью получить информацию: 1) о механизме ядерных реакций (в первую очередь, с нуклонами); 2) о механизме нарушения изоспиновой симметрии ядерных состояний; 3) о структуре основного и низковозбужденных состояний атомных ядер, аналоги которых возбуждаются в реакциях или на которые распадаются АР.

В настоящем обзоре предложено описание основных параметров аналоговых резонансов на основе оболочечного подхода к теории ядерных реакций. Результаты сравниваются с некоторыми экспериментальными данными, а также с выводами других сопоставимых теоретических подходов. В первом разделе изложены

аспекты теории резонансных ядерных реакций. На основе методов теории конечных ферми-систем сформулирован определенный вариант обочечного подхода к теории ядерных реакций (полумикроскопический подход). Дана параметризация усредненных по энергии амплитуд и сечений резонансных реакций в области изолированного входного состояния. Во втором разделе аналоговые состояния и резонансы исследуются в рамках оболочечной модели без учета их связи со сложными конфигурациями. Рассмотрена изобарическая симметрия гамильтониана модели оболочек и оболочечная структура энергии симметрии, кулоновское смешивание состояний с различными значениями изоспина, аналоговые коллективные состояния и изотопическое расщепление гигантских мультипольных резонансов, естественные протонные ширины АР, а также сформулирован метод учета сильной связи протонных каналов распада АР. В третьем разделе исследовано формирование аналоговых резонансов, т. е. связь аналоговых состояний с непрерывным спектром и конфигурациями сложной природы. В терминах оболочечной и определенным образом параметризованной оптической моделей получены формулы для основных параметров АР (парциальных протонных и нейтронных ширин, ширины для «распада» на сложные конфигурации и т. п.), исследованы асимметрия и тонкая структура АР, а также квазиупругое (p, n)-рассеяние. В заключении сформулированы открытые проблемы. Ссылки на литературу ни в коей мере не претендуют на полноту и даны лишь в той мере, в какой это необходимо для изложения.

1. АСПЕКТЫ ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Оболочечный подход к теории резонансных ядерных реакций
Резонансные ядерные реакции с нуклонами и γ -квантами низких энергий — важнейший источник информации относительно механизма реакций и структуры высоковозбужденных состояний ядер. Многообразие явлений (различные типы резонансов, различные каналы распада резонансов данного типа) и большой объем экспериментальных данных (парциальные сечения, силовые функции и т. п.) делают желательным единый подход к описанию как структуры ядерных состояний, так и механизма реакций. Для не слишком больших энергий возбуждений такой подход в принципе может быть основан на оболочечной модели. Оболочечная модель и ее наиболее последовательная формулировка в рамках теории конечных ферми-систем [1] достаточно хорошо исследованы в применении к основному и низковозбужденным состояниям атомных ядер. Поэтому теоретический и практический интерес представляет исследование возможностей применения оболочечной модели к описанию параметров сечений резонансных ядерных реакций и, следовательно, структуры высоковозбужденных состояний ядер.

Буквальное применение оболочечной модели к описанию высоковозбужденных состояний среднетяжелых ядер и соответствующих резонансных ядерных реакций с нуклонами и γ -квантами наталкивается на определенные трудности, которые связаны с необходимостью: 1) включать в рассмотрение большое число оболочечных конфигураций (наряду с частично-дырочными многочастичные конфигурации: две частицы — две дырки, три частицы — три дырки и т. д.); 2) учитывать состояния непрерывного спектра для нуклонов; 3) вводить новые феноменологические константы для описания корреляций нуклонов на малых расстояниях. Существующие подходы по-разному преодолевают перечисленные трудности. Так, в монографии [2] учет связи простых конфигураций с многочастичными выполнен на уровне параметризации усредненных по энергии амплитуд реакций. В работах [3] основное внимание уделено пп. 1 и 3 упомянутого перечня. В рамках оболочечной модели с непрерывным спектром ограничен базис многочастичных конфигураций, и поэтому такая модель применяется для достаточно легких ядер [4].

Один из путей применения оболочечной модели к описанию высоковозбужденных состояний среднетяжелых ядер и соответствующих резонансных ядерных реакций основан на существовании при достаточно больших энергиях возбуждения «иерархии» состояний: простых и сложных конфигураций. Изолированным простым конфигурациям отвечают гигантские резонансы в сечениях реакций. К систематически встречающимся гигантским резонансам относятся одночастичные резонансы, мультипольные гигантские резонансы, изобарические аналоговые резонансы. Связь простых конфигураций с более сложными приводит к появлению тонкой структуры гигантских резонансов, а при усреднении сечений — к модификации (по сравнению с «естественными» значениями) параметров гигантских резонансов.

Отказ от описания свойств индивидуальных резонансов компаунд-ядра и переход к описанию усредненных по энергии сечений взаимодействия нуклонов и γ -квантов с ядрами позволяет сформулировать основанный на оболочечной модели полумикроскопический подход к теории ядерных реакций. При указанном подходе параметры средних сечений можно выразить в терминах оболочечной и сформулированной на ее основе (феноменологической) оптической моделей. Существенно, что оптическая модель не вводится в теорию заранее, поскольку не существует априорных рецептов такого введения, а возникает в результате усреднения «микроскопических» уравнений для амплитуд реакций. В указанном подходе: 1) оболочечная модель используется для описания простых конфигураций (с учетом их связи с континуумом), а также корреляций нуклонов на больших расстояниях; параметры этой задачи определяются из анализа свойств основного и низковозбужденных

состояний ядер; 2) связь простых конфигураций с многочастичными учитывается в среднем с помощью определенным образом параметризованной оптической модели для нуклонов; параметры этой задачи могут быть найдены из анализа сечения упругого рассеяния нуклонов ядрами, сечения реакций. Таким образом, полумикроскопический подход: 1) позволяет в какой-то мере преодолеть перечисленные выше трудности применения оболочечной модели к описанию резонансных ядерных реакций с нуклонами и γ -квантами; 2) достаточно «экономно» в выборе средств; 3) достаточно содержательно, поскольку дает возможность получить количественную интерпретацию разных параметров различных гигантских резонансов в рамках единого описания. Пример применения полумикроскопического подхода к анализу одночастичных резонансов содержится в обзоре [5].

Переход к оптической модели методами теории конечных ферми-систем. Переход от оболочечной модели к оптической для описания усредненных по энергии амплитуд реакций наиболее последовательно осуществляется методами теории конечных ферми-систем (методом функций Грина). Это обстоятельство не случайно, поскольку одночастичная функция Грина для ферми-системы в принципе содержит всю информацию о релаксации одночастичной степени свободы. Приведем необходимые для дальнейшего основные свойства одночастичной функции Грина $G(x, x')$ [1]. По определению

$$G(x, x') = -i \langle 0 | \tilde{T} \Psi(x) \Psi^+(x') | 0 \rangle; \quad x = (\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\Psi(x)$ — оператор уничтожения нуклона в гейзенберговском представлении; \tilde{T} — хронологизирующий оператор; усреднение производится по основному состоянию системы из N частиц (в рассматриваемом случае — по основному состоянию гамильтониана оболочечной модели). Переход к фурье-представлению по $\tau = t - t'$ и разложению по сферическим гармоникам осуществляется согласно соотношениям ($\hbar = 1$):

$$\left. \begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \tau) &= \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) \exp(-i\varepsilon\tau) d\varepsilon/2\pi; \\ G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) &= \frac{1}{rr'} \sum_{jlm} G_{(jl)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) \Phi_{jlm}(\mathbf{n}) \Phi_{jlm}^+(\mathbf{n}'), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $\Phi_{jlm}(\mathbf{n})$ — шаровые спиноры. Пусть $r^{-1}\chi_{0Ejl}(r)$ — регулярное решение радиального уравнения Шредингера с потенциалом оболочечной модели, так что $(h_{0jl}(r) - E)\chi_{0Ejl}(r) = 0$. (Для $E > 0$ функции χ_{0Ejl} предполагаются нормированными на δ -функцию от энергии.) Тогда функцию Грина $G_{(jl)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$ можно предста-

вить в следующем виде:

$$G_{cjl}(r, r'; \epsilon) = \sum_E \chi_{0Ejl}(r) \chi_{0Ejl}(r') G_{Ejl}(\epsilon). \quad (3)$$

(Предположение о диагональности $G_E(\epsilon)$ обсуждается ниже.) Для функции Грина $G_E(\epsilon)$ имеет место разложение Лемана:

$$G_E(\epsilon) = \sum_c \frac{b_c(E)}{\epsilon - \mu - E_c + i\delta} + \sum_{c'} \frac{\tilde{b}_{c'}(E)}{\epsilon - \mu + E_{c'} - i\delta} \equiv G_E^{(+)}(\epsilon) + G_E^{(-)}(\epsilon). \quad (4)$$

Здесь μ — химпотенциал; $E_c (E_{c'})$ — энергии возбужденных состояний системы из $N + 1 (N - 1)$ частиц. Согласно (1)–(4) функция Грина, отвечающая движению нуклонов в среднем поле оболочечной модели, имеет вид (здесь и в дальнейшем спариванием пренебрегаем):

$$G_E(\epsilon) \rightarrow G_{0E}(\epsilon) = [1 - n(E)]/(\epsilon - E + i\delta) + n(E)/(\epsilon - E - i\delta) \equiv G_{0E}^{(+)}(\epsilon) + G_{0E}^{(-)}(\epsilon), \quad (5)$$

где $n(E)$ — числа заполнения. Функция Грина $G(r, r'; \epsilon)$, отвечающая движению нуклона в ядерной среде, удовлетворяет уравнению Дайсона:

$$\begin{aligned} G(r, r'; \epsilon) &= G_0(r, r'; \epsilon) + \\ &+ \int G_0(r, r_1; \epsilon) T_0(r_1, r_2; \epsilon) G(r_2, r'; \epsilon) dr_1 dr_2 = \\ &= G_0(r, r'; \epsilon) + \int G_0(r, r_1; \epsilon) T(r_1, r_2; \epsilon) G_0(r_2, r'; \epsilon) dr_1 dr_2. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $T_0 (T)$ — неприводимая (приводимая) собственно энергетическая часть, которая при достаточно больших значениях $|\epsilon - \mu|$ представляет собой быстропеременную функцию указанного аргумента из-за виртуального возбуждения многочастичных конфигураций.

При анализе усредненных по энергии амплитуд реакций возникает необходимость вычислять функции Грина для комплексных значений ϵ : $\epsilon - \mu \rightarrow \epsilon - \mu + iI \text{Sgn}(\epsilon - \mu)$ (I — интервал усреднения). В отсутствие изолированных входных состояний, когда оправдано предположение о доминирующей роли корреляций на малых расстояниях (порядка обратного фермиевского импульса K_0^{-1}) в формировании величины $T_0(r, r'; \epsilon - \mu + iI \text{Sgn}(\epsilon - \mu))$, последнюю можно параметризовать в следующем виде:

$$T_0(r, r'; \epsilon - \mu + iI \text{Sgn}(\epsilon - \mu)) = \Delta h(r; \epsilon - \mu) \delta(r - r'), \quad (7)$$

причем $\text{Im} \Delta h(r; \epsilon - \mu) = -w(r; |\epsilon - \mu|) \text{Sgn}(\epsilon - \mu)$ [1]. После указанной замены функция $G(r, r'; \epsilon - \mu + iI \text{Sgn}(\epsilon - \mu)) \equiv g(r, r'; \epsilon - \mu)$ представляет собой согласно (6), (7) функцию Грина радиального уравнения Шредингера с гамильто-

нианом оптической модели

$$\left. \begin{aligned} (h_{jl} - \varepsilon) g_{(jl)}(r, r'; \varepsilon - \mu) &= -\delta(r - r'); \\ h_{jl}(r; \varepsilon - \mu) &= h_{0jl}(r) + \Delta h(r; \varepsilon - \mu). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

В связи с (7), (8) отметим, что: 1) оптическая модель возникает как для положительных, так и для отрицательных энергий; 2) оптическая добавка к оболочечному потенциалу не вычисляется в рамках излагаемого полумикроскопического подхода, а параметризуется с помощью небольшого числа феноменологических параметров.

Процедура усреднения амплитуды рассеяния нуклона (или γ -кванта) на ядре $f(E)$ основана на аналитических свойствах амплитуды. Предположение, что резонансам составного ядра отвечают простые полюса функции $f(E)$, приводит к известному соотношению (см., например, [2]):

$$\bar{f}(E) = f(E + iI), \quad (9)$$

где интервал усреднения $I \gg d = \rho^{-1}$ (d — средний энергетический интервал между резонансами с определенными значениями момента и четности).

Обратимся к анализу средней амплитуды рассеяния нуклона на ядре в рамках оболочечного подхода. Приводимая собственно энергетическая часть T определяет соответствующий данным значениям jl диагональный элемент матрицы рассеяния нуклона с энергией $E > 0$:

$$S(E) = \exp(2i\delta_0) - 2\pi i \int \chi_{0E}^{(+)}(r) T(r, r'; \varepsilon = E) \chi_{0E}^{(+)}(r') dr dr'. \quad (10)$$

Здесь $\delta_0(E)$ — фаза рассеяния нуклона на оболочечном потенциале; $\chi_{0E}^{(\pm)} = \exp(\pm i\delta_0) \chi_{0E}$. Вывод (10) проводится с использованием соотношений (5), (6) так же, как для рассеяния на потенциале [6]. Согласно (9), (10) представим выражение для

$$\begin{aligned} \bar{S}(E) &= S(E + iI) = \\ &= \exp(2i\delta_0) - 2\pi i \int \chi_{0E}^{(+)}(r) T_0(r, r'; E + iI) \chi_{0E}^{(+)}(r') dr dr', \end{aligned} \quad (11)$$

где функция $\chi_E^{(\pm)}(r)$ определяется соотношением $\{T_0 \chi_E^{(+)}\} = \{T \chi_{0E}^{(+)}\}$ (скобки $\{\dots\}$ обозначают интегрирование по конфигурационному пространству). Согласно (6)—(8) после замены $E \rightarrow E + iI$ указанная функция удовлетворяет уравнению

$$\chi_E^{(+)}(r) = \chi_{0E}^{(+)}(r) + \int g_0(r, r'; E) \Delta h(r'; E) \chi_E^{(+)}(r') dr', \quad (12)$$

т. е. является собственной функцией гамильтониана оптической модели: $(h - E) \chi_E^{(\pm)} = 0$. На основании (11), (12) заключаем, что

$$\bar{S}(E) = \exp[2i\xi - 2\eta], \quad (13)$$

где ξ и η — действительная и мнимая части фазы рассеяния нуклона на оптическом потенциале. Предположение о том, что нуклонный распад резонансов составного ядра происходит статистически независимо по различным каналам, приводит к утверждению, что средняя T - (и, следовательно, S -) матрица диагональна по индексам a , нумерующим нуклонные каналы:

$$\bar{S}_{aa'} = \delta_{aa'} \exp [2i\xi_a - 2\eta_a]. \quad (14)$$

Одночастичная функция Грина определяет такую важную в приложениях величину, как поляризуемость ядра $\mathcal{F}(\omega)$, отвечающую внешнему одночастичному полю V . Если $V = \sum_i V(i)$ — мультипольный оператор, то $\text{Im } \mathcal{F}(\omega)$ определяет сечение поглощения γ -квантов соответствующей мультипольности и пропорциональна мнимой части амплитуды рассеяния γ -квантов на нулевой угол. Поэтому согласно (9)

$$\text{Im } \bar{\mathcal{F}}(\omega) = \text{Im } \mathcal{F}(\omega + iI). \quad (15)$$

По определению,

$$\mathcal{F}(\omega) = \sum_s |V_{s0}|^2 \left(\frac{1}{\omega - E_s + i\delta} - \frac{1}{\omega + E_s - i\delta} \right), \quad (16)$$

где индекс s нумерует возбужденные состояния системы. Поляризуемость $\mathcal{F}(\omega)$ следующим образом определяется одночастичной функцией Грина [1]:

$$\mathcal{F} = \{V\delta\rho[\tilde{V}]\}; \quad \tilde{V} = V + \{\hat{F}\delta\rho[\tilde{V}]\}. \quad (17)$$

Здесь $\delta\rho[V]$ — изменение одночастичной матрицы плотности под действием слабого поля; \tilde{V} — эффективное поле, которое отличается от внешнего поля V за счет поляризационных эффектов, обусловленных эффективным взаимодействием нуклонов в канале частица — дырка \hat{F} . Изменение матрицы плотности в первом по полю V порядке равно: $\delta\rho[V] = \{AV\}$, где $A(\omega)$ есть так называемая функция отклика, представляющая собой изменение матрицы плотности под действием единичного поля. Явное выражение для этой функции можно получить на основании соотношений (1)–(3):

$$\left. \begin{aligned} A(r, r'; \omega) &= \sum_{ab} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') \chi_b(r) \chi_b(r') A_{ab}(\omega); \\ A_{ab}(\omega) &= \int_{\tau \rightarrow 0-} G_a(\varepsilon) G_b(\varepsilon - \omega) \exp(-i\varepsilon\tau) d\varepsilon / 2\pi, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

где t_{ab} — геометрический фактор, зависящий от мультипольности внешнего поля и квантовых чисел $j_a l_a, j_b l_b$. Для полей монопольной

симметрии, которые в основном рассматриваются в настоящей работе, $t_{ab} = t_b \delta_{ab} = (2j_b + 1) \delta_{ab}$. Выразим в (17) $\mathcal{F}(\omega)$ и $\tilde{V}(\omega)$ в терминах функции отклика, предполагая, что эффективное взаимодействие выбрано в виде $\hat{F}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rightarrow F \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$:

$$\mathcal{F}(\omega) = \{V A \tilde{V}\} \equiv \int V(r) A(r, r'; \omega) \tilde{V}(r; \omega) dr dr'; \quad (19)$$

$$\tilde{V}(r, \omega) = V(r) + (F/4\pi r^2) \int A(r, r'; \omega) \tilde{V}(r'; \omega) dr'. \quad (20)$$

Эти соотношения позволяют получить выражение для $\text{Im } \mathcal{F}(\omega)$ в виде, удобном для приложений к задачам с учетом непрерывного спектра. Умножив почленно уравнение (20) один раз на \tilde{V}^* , а другой — на V и проинтегрировав по конфигурационному пространству, найдем согласно (19), (20):

$$\text{Im } \mathcal{F}(\omega) = \text{Im } \{\tilde{V}^* A \tilde{V}\}. \quad (21)$$

Обратимся к анализу средней функции отклика $\bar{A}(\omega) = A(\omega + iI)$. Явное выражение для этой величины в терминах оболочечной и оптической моделей с точным учетом непрерывного спектра удается найти лишь в некоторых предельных случаях. Учтем вначале затухание только одночастичных (но не однодырочных) состояний. Это приближение отвечает следующей замене в выражении (18) для $A_{ab}(\omega)$: $G_b(\varepsilon) \rightarrow G_{0b}(\varepsilon)$. Вычисление указанной величины в этом случае согласно (18), (4), (5) приводит к формуле:

$$\begin{aligned} A_{ab}^{ph_0}(\omega) &= n(E_b) G_a(E_b + \omega) - G_a^{(-)}(E_b + \omega) = \\ &= -(1 - n(E_b)) G_a(E_b + \omega) + G_a^{(+)}(E_b + \omega). \end{aligned} \quad (22)$$

Воспользовавшись этими выражениями для $A_{ab}^{ph_0}(\omega)$, а также разложением (3), представим функцию отклика (18) в виде:

$$\left. \begin{aligned} A^{ph_0} &= A_1^{ph_0} + A_2^{ph_0}; \\ A_1^{ph_0}(r, r'; \omega) &= \sum_{(a)b} t_{ab} G_{(a)}(r, r'; E_b + \omega) (n(E_b) - \\ &- n(E_b + \omega)) \chi_b(r) \chi_b(r'); \\ A_2^{ph_0}(r, r'; \omega) &= \sum_{ab} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_b + \omega) G_a^{(+)}(E_b + \omega) - \\ &- (1 - n(E_b + \omega)) G_a^{(-)}(E_b + \omega)) \chi_b(r) \chi_b(r'). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Разбиение A^{ph_0} на два слагаемых сделано таким образом, чтобы $\text{Im } A_2^{ph_0} = 0$, как это следует из разложения Лемана (4). Поэтому после замены $\omega \rightarrow \omega + iI$ величину $A_2^{ph_0}$ с точностью порядка $(u/D)^2$ (D — энергетический интервал между одночастичными уровнями с одинаковыми значениями момента и четности) можно вычислить без учета связи одночастичных конфигураций с многочастич-

ными, т. е. заменой $G_a^{(\pm)} \rightarrow G_{0a}^{(\pm)}$. Таким образом, на основании (23), (8), (5) получим следующее выражение для средней функции отклика $\bar{A}^{ph_0} = \bar{A}_1^{ph_0} + \bar{A}_2^{ph_0}$ в терминах оболочечной и оптической моделей:

$$\left. \begin{aligned} \bar{A}_1^{ph_0}(r, r'; \omega) &= \sum_{(a)b} t_{ab} g_{(a)}(r, r'; E_b + \omega) (n(E_b) - \\ &- n(E_b + \omega)) \chi_b(r) \chi_b(r'); \\ \bar{A}_2^{ph_0}(r, r'; \omega) &= \sum_{ab} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_b + \omega) - \\ &- n(E_a)) (E_b - E_a + \omega)^{-1} \chi_b(r) \chi_b(r'). \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Формула для $\text{Im } \bar{A}_1^{ph_0}$ (24) использована для количественной интерпретации валентного механизма (γn) -реакции вблизи порога [5].

Аналогичным образом функция отклика вычисляется при учете затухания только однодырочных (но не одночастичных) состояний. Это приближение отвечает следующей замене в выражении (18) для $A_{ab}(\omega)$: $G_a(\varepsilon) \rightarrow G_{0a}(\varepsilon)$. В этом случае вычисление указанной величины согласно (18), (4), (5) приводит к формуле

$$\begin{aligned} A_{ab}^{p_0h}(\omega) &= -(1 - n(E_a)) G_b(E_a - \omega) + G_b^{(+)}(E_a - \omega) = \\ &= n(E_a) G_b(E_a - \omega) - G_b^{(-)}(E_a - \omega). \end{aligned} \quad (25)$$

Воспользовавшись данным выражением для $A_{ab}^{p_0h}$, а также разложением (3), представим функцию отклика (18) в виде:

$$\left. \begin{aligned} A^{p_0h} &= A_1^{p_0h} + A_2^{p_0h}; \\ A_1^{p_0h}(r, r'; \omega) &= - \sum_{a(b)} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_a - \omega) - \\ &- n(E_a)) g_{(b)}(r, r'; E_a - \omega); \\ A_2^{p_0h}(r, r'; \omega) &= \sum_{ab} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_a - \omega) G_b^{(+)}(E_a - \omega) - \\ &- (1 - n(E_a - \omega)) G_b^{(-)}(E_a - \omega)) \chi_b(r) \chi_b(r'), \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

причем $\text{Im } A_2^{p_0h} = 0$. После замены $\omega \rightarrow \omega + iI$ на основании (26), (8), (5) получим следующее выражение для средней функции отклика $\bar{A}^{p_0h} = \bar{A}_1^{p_0h} + \bar{A}_2^{p_0h}$ в терминах оболочечной и оптической моделей:

$$\left. \begin{aligned} \bar{A}_1^{p_0h}(r, r'; \omega) &= - \sum_{a(b)} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_a - \omega) - \\ &- n(E_a)) g_{(b)}(r, r'; E_a - \omega); \\ \bar{A}_2^{p_0h}(r, r'; \omega) &= - \sum_{ab} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_b) - \\ &- n(E_a - \omega)) (E_a - E_b - \omega)^{-1} \chi_b(r) \chi_b(r'). \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Естественно, что при выключении эффектов затухания квазичастиц формулы (24), (27) приводят к известному выражению, точно учитывающему вклад непрерывного спектра в функцию отклика:

$$A^{p_0 h_0}(r, r'; \omega) = \sum_{(a)b} t_{ab} g_{0(a)}(r, r'; E_b + \omega) n(E_b) \chi_b(r) \chi_b(r') + \\ + \sum_{a(b)} t_{ab} g_{0(b)}(r, r'; E_a - \omega) n(E_a) \chi_a(r) \chi_a(r'), \quad (28)$$

где $g_{0(jb)}$ — функция Грина, удовлетворяющая уравнению (8) со значением $\Delta h = 0$. В этом случае замена $\omega \rightarrow \omega + i\Gamma$ определяет правило обхода полюсов в разложениях функции Грина по собственным функциям гамильтониана h_0 . Приведенное выражение для функции отклика служит основой для анализа коллективных возбуждений в приближении случайных фаз (ПСФ) с учетом континуума [7, 8].

Одновременный учет континуума и затухания частичных и дырочных конфигураций удается осуществить в приближении, отвечающем аддитивному вкладу затухания частиц и дырок в мнимую часть функции отклика. Это приближение справедливо в энергетическом интервале вне гигантского резонанса (с данной мультипольностью) с энергией ω_g :

$$(\omega - \omega_g)^2 \gg \omega^2; \quad |\operatorname{Re} \bar{A}| \gg |\operatorname{Im} \bar{A}|. \quad (29)$$

Указанному приближению отвечает замена в формуле для $A_{ab}(\omega)$ произведения двух точных функций Грина на сумму [9]:

$$G_a G_b \rightarrow G_a G_{0b} + G_{0a} G_b - G_{0a} G_{0b}. \quad (30)$$

Это соотношение представляет собой некоторый вариант теории возмущений по T_0 в уравнении Дайсона (6). В этом приближении среднюю функцию отклика найдем согласно (30), комбинируя формулы (24), (27) для $\bar{A}^{p h_0}$ и $\bar{A}^{p_0 h}$ соответственно и два отвечающих этим формулам эквивалентных представления для $\bar{A}^{p_0 h_0}$ (28):

$$\bar{A} = \bar{A}^{p h_0} + \bar{A}^{p_0 h} - \bar{A}^{p_0 h_0} = \\ = \bar{A}_1^{p h_0} + \bar{A}_1^{p_0 h} + \bar{A}_2^{p h_0} + \bar{A}_2^{p_0 h} - \left\{ \begin{array}{l} \bar{A}_1^{p h_0} + \bar{A}_2^{p h_0} \\ \bar{A}_1^{p_0 h} + \bar{A}_2^{p_0 h} \end{array} \right\}_{\Delta h \rightarrow 0} = \bar{A}_1 + \bar{A}_2, \quad (31)$$

причем $\operatorname{Im} \bar{A}_2 = 0$. Приведем явное выражение для одного из двух эквивалентных представлений $\operatorname{Im} \bar{A}$:

$$\operatorname{Im} \bar{A}(r, r'; \omega) = \operatorname{Im} \left\{ \sum_{(a)b} t_{ab} g_{0(a)}(r, r'; E_b + \omega) (n(E_b) - \right. \\ \left. - n(E_b + \omega)) \chi_b(r) \chi_b(r') - \sum_{a(b)} t_{ab} \chi_a(r) \chi_a(r') (n(E_a - \omega) - \right. \\ \left. - n(E_a)) (g_{0(b)}(r, r'; E_a - \omega) - g_{0(b)}(r, r'; E_a - \omega)) \right\}. \quad (32)$$

Для сравнений с результатами других работ представляет интерес предельный переход в этом выражении к случаю, когда существованием континуума пренебрегается. Воспользовавшись первой итерацией интегрального уравнения для функции Грина $g(r, r'; \omega)$ и приближением $w_{ab} = w_{aa}\delta_{ab}$, на основании (32) получим:

$$\text{Im } \bar{A}_{ab}(\omega) = [(n(E_b) - n(E_b + \omega)) w_{aa} + (n(E_a - \omega) - n(E_a)) w_{bb} (E_a - E_b - \omega)]^{-2}. \quad (33)$$

В таком виде формула для $\text{Im } \bar{A}_{ab}(\omega)$ получена в работе [10]. Формула (33) отличается от значения, полученного в работе [11] (см. также [5]):

$$\text{Im } \bar{A}'_{ab}(\omega) = (1 - n(E_a)) n(E_b) \text{Im } \bar{A}_{ab}(\omega). \quad (34)$$

Это отличие, возникшее в результате пренебрежения корреляциями в основном состоянии, приводит к $\text{Im } \bar{A}'(r, r'; \omega)$, которая примерно вдвое меньше значения $\text{Im } \bar{A}(r, r'; \omega)$.

Другим приближением для $\bar{A}(r, r'; \omega)$ в случае произвольных ω является соотношение (24), в котором функция Грина $g_{(a)}(r, r', E_b + \omega)$ вычисляется с модифицированной мнимой частью оптического потенциала: $w(E_b + \omega - \mu) \rightarrow w(E_b + \omega - \mu) + w(\mu - E_b)$. Такую модификацию, которая означает приближенный учет затухания как частичных, так и дырочных состояний, можно получить методами, использованными в [5, 11]. В пренебрежении континуумом для малых ω в этом приближении получим выражение

$$\text{Im } \bar{A}_{ab}(\omega) = [(n(E_b) - n(E_b + \omega)) (w_{aa}(E_b + \omega - \mu) + w_{aa}(\mu - E_b))] (E_a - E_b - \omega)^{-2},$$

которое лучше согласуется с (33), нежели формула (34). Поэтому вместо $\bar{A}'(r, r'; \omega)$ предпочтительней использовать модифицированное указанным образом выражение (24) для полуквантовое описание гигантских мультипольных резонансов.

В заключение отметим, что предположение о диагональности функции Грина $G_E(\epsilon)$ так же, как и приближение $w_{ab} = w_{aa}\delta_{ab}$, отвечает неравенству $w < D$. Это неравенство имеет простой физический смысл: время релаксации одночастичного состояния велико по сравнению с временем пролета нуклоном области порядка размеров ядра. Обратное неравенство отвечает случаю «черного» ядра, когда не оправдан выбор оболочечного базиса в качестве исходного.

Альтернативный метод перехода к оптической модели и параметризация средней матрицы рассеяния нуклонов в области изолированного входного состояния. Изложим здесь альтернативный метод перехода к оптической модели, основанный на явном учете

многочастичных конфигураций. Наглядность результатов, возможность установить связь с сопоставимыми подходами, а также получить параметризацию средней матрицы рассеяния нуклонов на ядрах оправдывают интерес к такому рассмотрению [29, 5]. В то же время некоторые результаты метода можно «проконтролировать» на основе изложенного выше более последовательного подхода.

При достаточно больших энергиях возбуждения помимо одночастичных конфигураций существуют также многочастичные: две частицы — одна дырка, три частицы — две дырки и т. п. (для определенности рассматриваются нечетные компаунд-ядра). Матричные элементы взаимодействия многочастичных конфигураций, как правило, превышают энергетические интервалы между ними. Поэтому удобно ввести в рассмотрение так называемые «затраченные» уровни составного ядра $|\lambda\rangle$, которые определяются как результат диагонализации гамильтониана оболочечной модели на базе многочастичных конфигураций. Резонансное рассеяние нуклонов реализуется за счет связи одночастичных состояний непрерывного спектра $|E\rangle$ с состояниями $|\lambda\rangle$, обусловленной некоторым эффективным взаимодействием H' . Выражения для диагонального элемента T -матрицы в формуле (10) можно получить суммированием ряда теории возмущений, т. е. методами теории квантовых переходов [12]:

$$\langle E | T | E \rangle = \sum_{\lambda} \langle E | H' | \lambda \rangle (E - E_{\lambda})^{-1} \langle \lambda | U | E \rangle; \quad (35)$$

$$\langle \lambda | U | E \rangle = \langle \lambda | H' | E \rangle + \sum_{\lambda'} P_{\lambda\lambda'}(E) (E - E_{\lambda'})^{-1} \langle \lambda' | U | E \rangle, \quad (36)$$

$$P_{\lambda\lambda'}(E) = \sum_{E'} \langle \lambda | H' | E' \rangle (E - E' + i\delta)^{-1} \langle E' | H' | \lambda' \rangle. \quad (37)$$

Отметим, что буквально суммирование по виртуальным одночастичным состояниям E' в (37) распространяется только на незанятые состояния. Однако учет корреляций в основном состоянии (в рассматриваемом случае учет виртуального возбуждения однодырочных конфигураций) приводит к необходимости распространить суммирование по E' на все состояния. Можно не останавливаться на доказательстве этого утверждения, поскольку оно подтверждается последующим уже известным результатом. Действительно, если определить волновую функцию (ВФ) $\chi_E^{(\pm)}(r)$ соотношением $\langle \lambda | U | \chi_0 E^{(\pm)} \rangle = \langle \lambda | H' | \chi_E^{(\pm)} \rangle$, то согласно (36), (37) эта функция удовлетворяет интегральному уравнению (12):

$$\chi_E^{(\pm)}(r) = \chi_0 E^{(\pm)}(r) + \int g_0(r, r'; E) T_0(r', r''; E) \chi_E^{(\pm)}(r'') dr' dr'', \quad (38)$$

где $T_0(r, r'; E) = \sum_{\lambda} (H' | \lambda) \langle \lambda | H' \rangle (E - E_{\lambda})^{-1}$ — модельное представление неприводимой собственно энергетической части

для $E > \mu$ (строго говоря, из приведенного выражения для T_0 нужно вычесть независящую от энергии величину так, чтобы $T_0(E \rightarrow \mu \rightarrow 0)$. После замены $E \rightarrow E + iI$ на основании (35), (38), а также соотношений (10) — (13) заключаем, что усредненная по резонансам составного ядра матрица рассеяния нуклона на ядре совпадает с S -матрицей для рассеяния нуклона на оптическом потенциале. Предположение о статистической независимости различных каналов распада резонансов составного ядра приводит к диагональности средней матрицы рассеяния по индексам, нумерующим каналы распада.

Обратимся к описанию резонансного рассеяния нуклонов с возбуждением изолированного входного состояния, пренебрегая вначале связью с многочастичными конфигурациями. Пусть $|d\rangle$ — волновая функция входного состояния (коллективного состояния типа частица — дырка, «построенного» на одночастичном состоянии $|b\rangle$), а $\mathcal{V}(\mathbf{r})$ — поле, реализующее связь входного состояния с одночастичными состояниями непрерывного спектра. Амплитуда нуклонной ширины входного состояния определяется матричным элементом этого поля: $\langle d | H' | E \rangle \sim \int \chi_b(\mathbf{r}) \mathcal{V}(\mathbf{r}) \chi_{0E}^{(+)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$. Конкретный вид поля \mathcal{V} зависит от природы входного состояния. Для коллективных частично-дырочных возбуждений это поле определяется так называемой переходной плотностью и эффективным взаимодействием в канале частица — дырка, для аналоговых состояний — \mathcal{V} определяется средним кулоновским полем (см. ниже). Уравнения вида (35) — (37), в которых осуществлена замена $\langle \lambda | H' | E \rangle \rightarrow \langle d | H' | E \rangle$, приводят в одноканальном случае к одноуровневой формуле Брейта — Вигнера:

$$S_{aa}(E) = \exp(2i\delta_{0a}) [1 - i\Gamma_{0a}^{\dagger}(E - E_d - (\Pi_0)_{dd})^{-1}], \quad (39)$$

где

$$\Gamma_{0a}^{\dagger} = -2 \operatorname{Im}(\Pi_0)_{dd} = 2\pi t_{ab} n(E_b) \left| \int \chi_b \mathcal{V}_{0E_a}^{(+)} d\mathbf{r} \right|^2 \quad (40)$$

и может быть названа естественной нуклонной шириной входного резонанса.

Учтем теперь связь с конфигурациями сложной природы как входного состояния, так и состояний непрерывного спектра. В этом случае диагональный элемент T -матрицы определяется суммой двух слагаемых в соответствии с двумя возможными механизмами прилипания нуклона к ядру:

$$\begin{aligned} \langle E | T | E \rangle &= \langle E | H' | d \rangle (E - E_d)^{-1} \langle d | U | E \rangle + \\ &+ \sum_{\lambda} \langle E | H' | \lambda \rangle (E - E_{\lambda})^{-1} \langle \lambda | U | E \rangle. \end{aligned} \quad (41)$$

Амплитуды перехода $\langle d | U | E \rangle$ и $\langle \lambda | U | E \rangle$ характеризуются системой связанных уравнений, которая получается суммирова-

нием рядов теории возмущений:

$$\left. \begin{aligned} \langle d | U | E \rangle &= \langle d | H' | E \rangle + (\Pi_0)_{dd} (E - E_d)^{-1} \langle d | U | E \rangle + \\ &+ \sum_{\lambda} \langle d | \mathcal{H}' | \lambda \rangle (E - E_{\lambda})^{-1} \langle \lambda | U | E \rangle; \\ \langle \lambda | U | E \rangle &= \langle \lambda | H' | E \rangle + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda\lambda'} (E - E_{\lambda'})^{-1} \langle \lambda' | U | E \rangle + \\ &+ \langle \lambda | \mathcal{H}' | d \rangle (E - E_d)^{-1} \langle d | U | E \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Эффективный матричный элемент взаимодействия $\langle d | \mathcal{H}' | \lambda \rangle$ состоит из двух слагаемых, одно из которых отвечает «прямому» взаимодействию состояний $|d\rangle$ и $|\lambda\rangle$, а вторая — взаимодействию через непрерывный спектр:

$$\left. \begin{aligned} \langle d | \mathcal{H}' | \lambda \rangle &= \langle d | H' | \lambda \rangle + \Pi_{d\lambda}; \\ \Pi_{d\lambda} &= \sum_{E'} \langle d | H' | E' \rangle (E - E' + i\epsilon)^{-1} \langle E' | H' | \lambda \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Поскольку вне изолированного входного резонанса рассеяние сопровождается возбуждением только многочастичных конфигураций, то естественно искать решение системы (42) в виде

$$\langle \lambda | U | E \rangle = \langle \lambda | U^{bg} | E \rangle + \langle \lambda | U^{res} | E \rangle$$

и, следовательно,

$$\langle E | T | E \rangle = \langle E | U^{bg} | E \rangle + \langle E | T^{res} | E \rangle,$$

где «фоновые» амплитуды определены соотношениями (35) — (37). В результате решения системы (42) получим следующее выражение для диагонального элемента S -матрицы:

$$S_{aa}(E) = S_{aa}^{bg} - 2\pi i \langle d | H' | E \rangle_{eff}^2 (E - E_d - \Pi_{dd})^{-1}, \quad (44)$$

здесь, в частности,

$$\langle d | H' | E \rangle_{eff} = \langle d | H' | E \rangle + \sum_{\lambda} \langle d | \mathcal{H}' | \lambda \rangle (E - E_{\lambda})^{-1} \langle \lambda | U^{bg} | E \rangle. \quad (45)$$

После замены в (44) $E \rightarrow E + iI$ с учетом (14) выражение для средней S -матрицы можно представить в виде

$$\overline{S}_{aa}(E) = \exp(2i\xi_a) \{ \exp(-2\eta_a) - i \exp(2i\phi_a) \Gamma_a^\dagger (E - E_r + (i/2) \Gamma^{-1}) \}, \quad (46)$$

где Γ_a^\dagger — эффективная (упругая) нуклонная ширина резонанса; ϕ_a — резонансная фаза смешивания; E_r и Γ — энергия и полная ширина резонанса соответственно. Если справедлива статистиче-

ская гипотеза

$$\overline{\langle d | H' | \lambda \rangle \langle \lambda | H' | E \rangle} = 0 \quad (47)$$

или это равенство является следствием специфических правил отбора, то согласно (38), (40), (43), (45) ϕ_a и Γ_a^\dagger можно выразить в терминах оболочечной и оптической моделей:

$$\exp [2i(\phi_a + \xi_a)] \Gamma_a^\dagger = 2\pi t_{ab} n(E_b) \left(\int \chi_b \mathcal{Y} \chi_{E_a}^{(+)} dr \right)^2. \quad (48)$$

Обобщение соотношений (39), (46) на случай, когда открыто несколько нуклонных каналов распада, прямолинейно:

$$\begin{aligned} \overline{S}_{aa'}(E) = & \exp [i(\xi_a + \xi_{a'})] \{ \exp [-(\eta_a + \eta_{a'})] \delta_{aa'} - \\ & - i \exp [i(\phi_a + \phi_{a'})] (\Gamma_a^\dagger)^{1/2} (\Gamma_{a'}^\dagger)^{1/2} (E - E_r + (i/2) \Gamma)^{-1} \}. \end{aligned} \quad (49)$$

В приближении независимости нуклонных каналов формулы для неупругих нуклонных ширин даются соотношениями вида (48). Учет связи каналов приводит к тому, что поле \mathcal{Y} становится комплексным. В этом случае формула (48) модифицируется:

$$\exp [2i(\phi_a + \xi_a)] \Gamma_a^\dagger = 2\pi t_{ab} n(E_b) \int \chi_{E_a}^{(+)} \mathcal{Y}^* \chi_b dr \int \chi_b \mathcal{Y} \chi_{E_a}^{(+)} dr. \quad (50)$$

В отсутствие многочастичных конфигураций такая модификация обеспечивает унитарность S -матрицы.

Таким образом, изложенный метод позволяет как параметризовать среднюю матрицу рассеяния нуклонов с возбуждением изолированного входного состояния на «фоне» возбуждения многочастичных конфигураций, так и указать способ перехода к оптической модели в формулах для эффективных нуклонных ширин соответствующего гигантского резонанса.

В заключение отметим, что аналогичный подход к описанию связи простых и сложных конфигураций широко использован в работе [2]. По-видимому, неудачный выбор базиса (в частности состояния $|\lambda\rangle$ могли включать одночастичные состояния дискретного спектра в противоречии с определением неприводимой собственной энергетической части) не позволил авторам монографии [2] установить связь оболочечного подхода с предсказаниями оптической модели, чем была снижена практическая ценность этого варианта оболочечного подхода.

Средние сечения резонансных реакций. Усредненные по энергии сечения взаимодействия нуклонов с ядрами определяются средней матрицей рассеяния, когда резонансы составного ядра не перекрываются. В энергетическом интервале вблизи одного из таких резонансов (компоненты тонкой структуры гигантского резонанса)

S -матрицу можно представить в виде

$$S_{aa'}(E) = \exp[i(\psi_a + \psi_{a'})] \{ |S_{aa'}^{bg}| - \\ - i \exp[i(\varphi_a + \varphi_{a'})] \gamma_{ca}^{1/2} \gamma_{ca'}^{1/2} (E - E_c + i\gamma_c/2)^{-1} \}. \quad (51)$$

В отсутствие прямых процессов величины $|S_{aa'}^{bg}| \neq \delta_{aa'}$ и φ_a отражают существование изолированного входного состояния в рассматриваемом энергетическом интервале. Сечения упругого и неупругого рассеяния определяются элементами S -матрицы:

$$\sigma_{aa} = |1 - S_{aa}|^2; \quad \sigma_{aa'} = |S_{aa'}|^2. \quad (52)$$

(Кинематические факторы предполагаются включенными в σ .) Условие унитарности $\sum_{a'} |S_{aa'}(E)|^2 = 1$ приводит к следующим связям между параметрами в формуле (51):

$$1 = \sum_{a'} |S_{aa'}^{bg}|^2; \quad \sum_{a'} |S_{aa'}^{bg}| \gamma_{ca}^{1/2} \gamma_{ca'}^{1/2} \sin(\varphi_a + \varphi_{a'}) = 0, \\ \gamma_c = \sum_a \gamma_{ca}; \quad \sum_{a'} |S_{aa'}^{bg}| \gamma_{ca}^{1/2} \gamma_{ca'}^{1/2} \cos(\varphi_a + \varphi_{a'}) = \gamma_{ca}. \quad (53)$$

Усреднив величины $S_{aa'}$ и $|S_{aa'}|^2$ по энергетическому интервалу $I \gg \rho^{-1}$, согласно (51) найдем:

$$|\bar{S}_{aa'}|^2 = | |S_{aa'}^{bg}| - \exp[i(\varphi_a + \varphi_{a'})] \pi \rho \overline{\gamma_{ca}^{1/2} \gamma_{ca'}^{1/2}}|^2, \\ |\bar{S}_{aa'}|^2 = |S_{aa'}^{bg}|^2 + 2\pi \rho \gamma_a \gamma_{a'} / \gamma - \\ - 2\pi \rho |S_{aa'}^{bg}| \overline{\gamma_{ca}^{1/2} \gamma_{ca'}^{1/2}} \cos(\varphi_a + \varphi_{a'}), \quad (54)$$

где $\gamma_a = \overline{\gamma_{ca}}$, $\gamma = \overline{\gamma_c}$. Соотношения (53), (54) позволяют связать так называемый коэффициент проницаемости \tilde{T}_a с соответствующей парциальной силовой функцией $\rho \gamma_a$:

$$\tilde{T}_a \equiv 1 - \sum_{a'} |\bar{S}_{aa'}|^2 \cong 2\pi \rho \gamma_a. \quad (55)$$

Согласно (54), (55) флуктуационное сечение парциальной реакции определяется силовыми функциями и, следовательно, коэффициентами \tilde{T}_a :

$$\sigma_{aa'}^{fl} = \overline{|S_{aa'}|^2} - |\bar{S}_{aa'}|^2 \approx 2\pi \rho \gamma_a \gamma_{a'} / \gamma. \quad (56)$$

Таким образом, согласно (52), (55), (56) средние сечения упругого и неупругого рассеяния следующим образом определяются элементами средней S -матрицы (см., например, [2]):

$$\bar{\sigma}_{aa} = \sigma_{aa}^{opt} + \sigma_{aa}^{fl} = |1 - \bar{S}_{aa}|^2 + \tilde{T}_a^2 / \sum_{a'} \tilde{T}_{a'}, \\ \bar{\sigma}_{aa'} = \sigma_{aa'}^{opt} + \sigma_{aa'}^{fl} = |\bar{S}_{aa'}|^2 + \tilde{T}_a \tilde{T}_{a'} / \sum_{a''} \tilde{T}_{a''}. \quad (57)$$

В связи с приведенными соотношениями для средних сечений сделаем два замечания: 1) за отсутствием обоснованного способа вычисления формулы (57) применяются для анализа средних сечений и в случае перекрывающихся резонансов составного ядра (лишь одноканальный случай $|S|^2 = 1$ допускает рассмотрение произвольно перекрывающихся резонансов, когда $T = 1 - \exp[-2\pi\sigma\gamma]$ [16, 5]); 2) вне изолированного входного резонанса, когда оправдано предположение о статистической независимости распада резонансов составного ядра по различным каналам, т. е. когда $\bar{S}_{aa'} \sim \delta_{aa'}$, $|S_{aa'}^{bg}| = \delta_{aa'}$, $\tilde{T}_a \rightarrow T_a$, соотношения (57) переходят в известные формулы Наузера — Фешбаха для случая, когда число открытых каналов велико, а относительная роль каждого канала мала ($\gamma_{a'} \ll \gamma = \sum_{a''} \gamma_{a''}$). Здесь и в дальнейшем указанные условия предполагаются выполненными.

2. АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

Изобарическая симметрия оболочечного гамильтониана. Энергия симметрии. Основой дальнейшего количественного рассмотрения аналоговых состояний служит гамильтониан оболочечной модели

$$H = H_0 + H^{\text{int}}, \tag{58}$$

где H_0 — одночастичный гамильтониан; H^{int} — гамильтониан парного взаимодействия. Анализ одночастичного движения (связанные состояния, упругое рассеяние) показывает, что для ядер с одинаковым числом нейтронов и протонов ($N = Z$) гамильтониан H_0 можно выбрать в виде [13]:

$$H_0 = \sum_i (K_i + U_0(r_i)) + \frac{1}{2} \sum_i (1 - \tau_i^{(3)}) V_C(r_i). \tag{59}$$

Здесь K_i — оператор кинетической энергии (разницей масс нейтрона и протона пренебрегаем); U_0 — изоскалярная часть оболочечного потенциала (с учетом спин-орбитального взаимодействия); $V_C(r)$ — кулоновская энергия взаимодействия протона с ядром, найденная в приближении Хартри. Гамильтониан взаимодействия $H^{\text{int}} = \hat{F} + H_C^{\text{int}}$ содержит изотопически-скалярную ядерную часть \hat{F} и «остаточное» кулоновское взаимодействие протонов $H_C^{\text{int}} = (e^2/8) \sum_{i \neq k} (1 - \tau_i^{(3)}) (1 - \tau_k^{(3)}) r_{ik}^{-1} - \frac{1}{2} \sum_i (1 - \tau_i^{(3)}) V_C(r_i)$. Поскольку в среднетяжелых ядрах нейтронный избыток мал по сравнению с полным числом частиц, то гамильтониан H можно использовать для описания состояний этих ядер (с энергией возбуждения, меньшей энергии Ферми). При определении спектра одно-

частичных возбуждений в этом случае следует из гамильтониана взаимодействия выделить слагаемые, которые дают вклад в среднее поле, пропорциональный нейтронному избытку (см. ниже).

Остановимся на параметризации гамильтониана H . В соответствии с короткодействием ядерных сил изоскалярную часть среднего поля параметризуют так же, как и ядерную плотность: $U_0(r) \sim f(r, R, a) = [1 + \exp((r - R)a^{-1})]^{-1}$. Кулоновская энергия $V_C(r)$ определяется распределением плотности протонов, в качестве которой чаще всего выбирается «ступенька» с радиусом R_C . Пример реалистического набора параметров оболочечного потенциала (набора, позволяющего воспроизвести энергию связи последнего нуклона для ядер в широком интервале атомных масс) приведен в [14]. Ниже результаты численных расчетов, иллюстрирующие выводы теории, приведены с использованием упомянутого набора параметров. Параметризация ядерного взаимодействия \hat{F} зависит от характера рассматриваемых возбуждений. Для длинноволновых возбуждений типа частица — дырка, когда существенны большие (порядка R) относительные расстояния сталкивающихся частиц, взаимодействие можно параметризовать в следующем виде [1]:

$$F = \frac{1}{4} \sum_{i \neq k} [F + G\sigma_i\sigma_k + (F' + G'\sigma_i\sigma_k)\tau_i\tau_k] \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k), \quad (60)$$

где F, G, F', G' — зависящие от координат феноменологические параметры, характеризующие интенсивность указанного взаимодействия: $F = [(4/3)E_0\Omega/A]f = 348f \text{ МэВ} \cdot \text{ферми}^3$ и т. д. (A — число нуклонов; Ω — объем ядра; E_0 — энергия Ферми); f, g и т. п. — безразмерные значения указанных параметров. Наборы соответствующих констант, найденные на основе анализа большого числа данных относительно свойств основного и низковозбужденных состояний среднетяжелых ядер, можно найти в [15]. Из этих работ следует, в частности, что параметр f' , определяющий интенсивность изовекторной части взаимодействия, можно считать не зависящим от координат.

Если кулоновскую энергию $V_C(r)$ заменить на некоторое среднее значение

$$V_C(r) = \Delta E_C + \mathcal{T}_C(r), \quad (61)$$

то гамильтониан H можно представить в виде

$$H = \bar{H} + \Delta H; \quad \Delta H = \mathcal{T}_C + H_C^{\text{int}}; \quad \mathcal{T}_C = \frac{1}{2} \sum_i (1 - \tau_i^{(3)}) \mathcal{T}_C(r_i). \quad (62)$$

Для определенного таким образом гамильтониана \bar{H} имеют место следующие правила коммутации:

$$[\bar{H}, T^2] = 0; \quad [\bar{H}, T^{(-)}] = \Delta E_C T^{(-)}, \quad (63)$$

где $\mathbf{T} = \frac{1}{2} \sum_i \boldsymbol{\tau}_i = \frac{1}{2} \mathcal{T}$ — оператор изоспина ядра; $T^{(-)} = (T^{(1)} - iT^{(2)})/2$. Если пренебречь несохраняющей изоспин частью кулоновского взаимодействия ΔH , то на основании (62), (63) можно заключить следующее. 1. Состояния ядра (N, Z) можно классифицировать по изоспину T (и его третьей проекции, равной $(N - Z)/2 = T_0$). 2. Изоспин основного состояния ядра $|0\rangle$ совпадает со значением третьей проекции, т. е. $T = T_0$, поскольку $T^{(+)}|0\rangle = 0$, так что $|0\rangle = |T_0, T_0\rangle$. 3. Среди возбужденных состояний ядра $(N - 1, Z + 1)$ существует аналоговое состояние с изоспином $T_> = T_0$, превышающим на единицу изоспин основного состояния этого ядра, равный $T_< = T_0 - 1$, и волновой функцией

$$|A\rangle = (2T_0)^{-1/2} \mathcal{T}^{(-)} |T_0, T_0\rangle = |T_0, T_0 - 1\rangle. \quad (64)$$

Таким образом, аналоговое состояние (АС) представляет собой «соседнюю» по отношению к основному состоянию материнского ядра компоненту изобарического мультиплетта; следующие по энергии состояния с изоспином $T_>$ в ядре $(N - 1, Z + 1)$ представляют собой аналоги первого, второго и т. д. состояний материнского ядра. 4. Аналог основного состояния представляет собой наименьшее состояние в ядре $(N - 1, Z + 1)$ с изоспином $T_>$, следовательно, состояния сложной природы с энергией вблизи АС имеют «нормальный» изоспин $T_<$. 5. Смешивание состояний с различными значениями изоспина происходит за счет взаимодействия ΔH (62), т. е. как за счет переменной части среднего кулоновского поля \mathcal{T}_C , так и за счет остаточного кулоновского взаимодействия (кулоновской амплитуды рассеяния). Некоторые из перечисленных выше состояний с различными значениями изоспина схематически изображены на рис. 1. В соответствии с (61)–(64) энергия АС E_A , отсчитанная от основного состояния материнского ядра, с точностью до членов первого порядка по ΔH включительно равна

$$E_A = \Delta E_C = (2T_0)^{-1} \langle 0 | [\mathcal{T}^{(+)} [H, \mathcal{T}^{(-)}] | 0 \rangle = \Delta E_C^{\text{dir}} + \Delta E_C^{\text{exc}}. \quad (65)$$

Первое слагаемое ΔE_C^{dir} , обусловленное прямой (необменной) частью кулоновского взаимодействия V_C , согласно (62) и (65) равно

$$\Delta E_C^{\text{dir}} = (2T_0)^{-1} \langle 0 | \sum_i V_C(r_i) \tau_i^{(3)} | 0 \rangle = (2T_0)^{-1} \int V_C(r) n(r) d^3r, \quad (66)$$

где

$$n(r) = \langle 0 | \sum_i \tau_i^{(3)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) | 0 \rangle \quad (67)$$

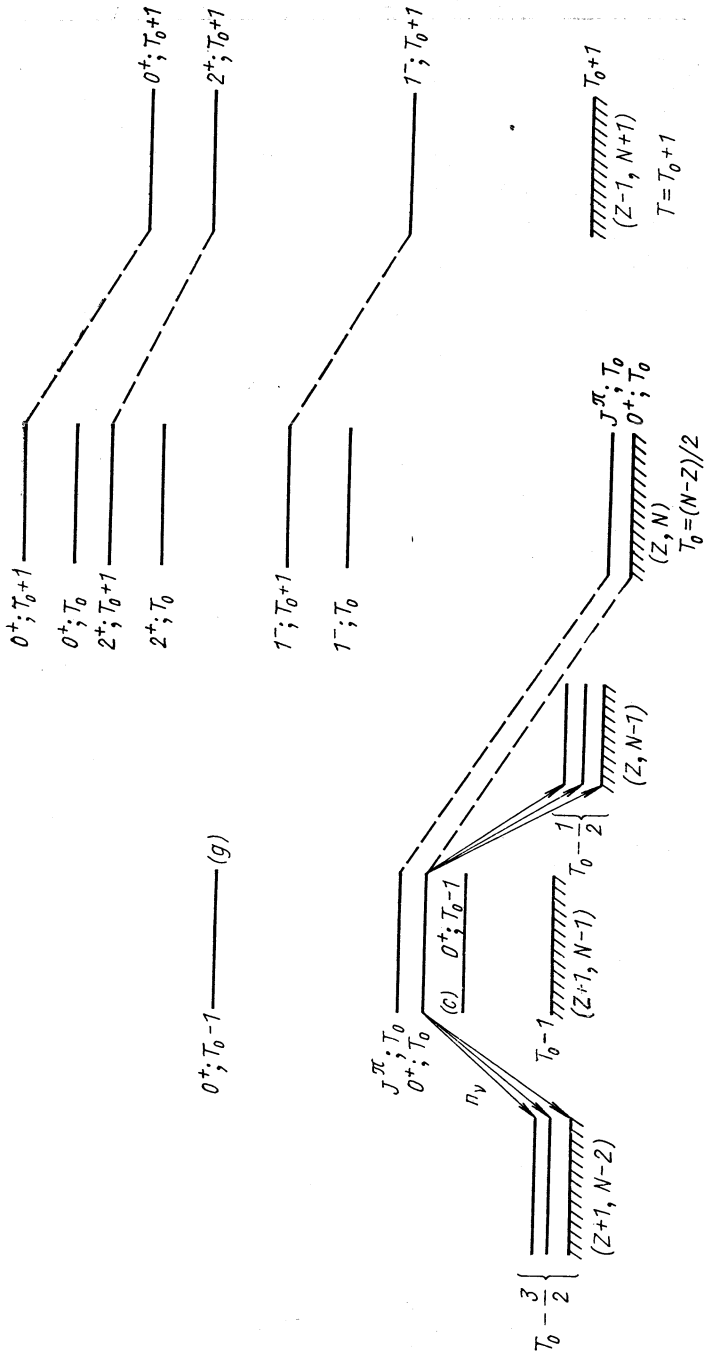


Рис. 1. Схема ядерных уровней с указанием изоспина

можно назвать плотностью избыточных нейтронов, поскольку $\int n(r) d^3r = N - Z$. Таким образом, величина ΔE_C^{dir} представляет собой среднюю (по нейтронному избытку) кулоновскую энергию взаимодействия протона с ядром. Грубая оценка этой величины $\Delta E_C^{\text{dir}} = (6/5) Ze^2/R = 1,4 ZA^{-1/3}$ МэВ следует из (66) и (67) в предположении, что плотности протонов и избыточных нейтронов представляют собой «ступеньки» с радиусом R . Обменная часть энергии АС обусловлена взаимодействием H_C^{int} . Величина ΔE_C^{exc} отлична от нуля за счет корреляции протонов, обусловленной принципом Паули. Поскольку кулоновское взаимодействие является дальнедействующим, а радиус корреляции, равный по порядку величины K_0^{-1} , мал, то $|\Delta E_C^{\text{exc}}/\Delta E_C^{\text{dir}}| \sim (K_0 R)^{-2} \sim A^{-2/3}$. Численные расчеты, выполненные по модели ферми-газа для ядер с $(N - Z) \gg 1$, приводят к следующему результату [17]: $\Delta E_C^{\text{exc}} \cong \cong -0,9 Z/A$ МэВ. Относительная малость роли обменных эффектов в определении E_A позволяет также рассчитывать на то, что смешивание состояний с различными значениями изоспина в ядрах с $(N - Z) \gg 1$ происходит в основном за счет поля \mathcal{T}_C , а не кулоновской амплитуды рассеяния H_C^{int} , ввиду преобладания когерентного эффекта над некогерентным.

В ядрах с $N > Z$ среднее поле наряду с U_0 содержит слагаемые, пропорциональные нейтронному избытку. Для ядер с $A \gg (N - Z) \gg 1$ эти слагаемые можно выделить из зарядово-обменной части взаимодействия (60) в приближении Хартри [18]:

$$T^{\text{sc}}(r) = \tau^{(3)}v(r)/2; \quad v(r) = F'n(r), \tag{68}$$

где $n(r)$ — плотность избыточных нейтронов (67), определяющая так называемую энергию симметрии $v(r)$. Тогда согласно (58)—(60) для ядер с $N > Z$ одночастичный гамильтониан для нейтронов и протонов имеет вид

$$h_{0n} = K + U_0(\mathbf{r}) + v(r)/2; \quad h_{0p} = K + U_0(\mathbf{r}) - v(r)/2 + V_C(r). \tag{69}$$

Феноменологически энергию симметрии выбирают в виде

$$v(r) = U_1 f(r, R, a) (N - Z)/A, \tag{70}$$

где $U_1 \approx 66$ МэВ [13, 14]. Рассчитанные согласно (69), (70) одночастичные ВФ дискретного спектра для нейтронных и протонных состояний с одинаковыми квантовыми числами оказываются весьма близкими (вблизи границы Ферми интегралы перекрытия для этих состояний отличаются от единицы менее чем на 1%). Согласно (67)—(69) определение одночастичных ВФ для нейтронов и протонов $\varphi^{n,p}(\mathbf{r})$ предполагает выполненной процедуру самосогласования. Эта процедура особенно проста и в пренебрежении

корреляциями в основном состоянии, когда $n(r) \rightarrow n_0(r) = \sum_b (n^n(E_b) - n^p(E_b)) |\varphi_b|^2$. В этом случае функции $\varphi_b(r)$ определяются с помощью энергии симметрии $v_0(r) = F'n(r)$, которая в свою очередь определяется функциями φ_b . Поскольку $|v_0| \ll |U_0|$, то соответствующая итерационная процедура, которую удобно начать с выражения (70) для $v_0(r)$, быстро сходится [19]. Один из способов определения силовой константы F' (или f') состоит в следующем. В ядрах с большим нейтронным избытком $((N - Z) \gg A^{1/3})$ плотность избыточных нейтронов $n_0(r)$ практически постоянна по объему ядра, так что

$$v_0(r) = F'n_0(r) \approx F'\bar{n}(r); \quad \bar{n}(r) = (N - Z)\Omega^{-1}\bar{f}(r, R, a); \quad \int \bar{f}d^3r/\Omega = 1. \quad (71)$$

Сравнивая выражения (70) и (71), для ядер в окрестности Pb находим, что $f' = 1,53(1 + 2,55A^{-2/3})$. Это значение удовлетворительно согласуется со значениями f' , найденными в [15].

В ядрах с относительно небольшим нейтронным избытком $((N - Z) \sim A^{1/3})$, где плотность $n_0(r)$ существенно меняется по объему ядра, необходимо при вычислении энергии симметрии $v(r)$ (или плотности $n(r)$) учитывать корреляции в основном состоянии или поляризационный эффект, который в этом случае не мал. В приближении случайных фаз (ПСФ) эффект поляризации остова описывается интегральным уравнением вида (20) для статического эффективного поля монополярной симметрии:

$$v(r) = v_0(r) + \frac{F'}{4\pi r^2} \int A^{p_0 h_0}(r, r'; \omega = 0) v(r') dr', \quad (72)$$

где с точностью $\sim |v_0|/D$ функция отклика $A(\omega = 0)$ определяется для одной (например, нейтронной) подсистемы. Поскольку радиальная зависимость $v_0(r)$ существенно отличается от r^2 , то при решении уравнения (72) необходимо учитывать переходы с изменением радиального квантового числа больше, чем на единицу. Это обстоятельство делает численное уравнение (72) весьма трудоемким. Более конструктивный путь — решение указанного уравнения в квазиклассическом приближении (Приложение, п. 1). В применении к $n(r)$ результат такого решения имеет вид [20]:

$$n(r) = (1 + f')^{-1} [n_0(r) + f'\bar{n}(r)]. \quad (73)$$

Это решение имеет разумный [интерполяционный характер: при $f' \ll 1$ (слабая поляризация), $n \approx n_0$, при $f' \gg 1$ (сильная поляризация) $n \approx \bar{n}$, при $n_0 \approx \bar{n}$ — поляризация отсутствует. На рис. 2 в качестве примера приведены функции n_0 , \bar{n} и n и указаны отвечающие им энергии связи последнего нейтрона $|E_b^0|$, $|\bar{E}_b|$

и $|E_b|$ для ядра ^{90}Zr , где избыточные нейтроны заполняют оболочку $1g_{9/2}$, так что $n_0(r) = (4\pi r^2)^{-1} (2j + 1) \chi_{0E_b, j l}^2(r)$. Функции $\chi_0(r)$ и $v(r)$ определены самосогласованным образом. Как следует из рис. 2, эффект поляризации остова в рассмотренном случае действительно не мал.

Схематическая теория изовекторных гигантских резонансов. Изотопическое расщепление. Внутреннее кулоновское смешивание.

Решение таких вопросов теории, как чистота изоспина ядерных состояний, изотопическое расщепление мультипольных гигантских резонансов, требует количественной интерпретации изовекторных гигантских резонансов. В пренебрежении непрерывным спектром и связью с многочастичными конфигурациями мультипольные гигантские резонансы можно рассматривать как коллективные возбуждения типа частица — дырка, волновые функции (плотности перехода) и энергии которых определяются решениями однородных уравнений вида (20), (П.12) [1]. Остановимся вначале на классификации этих возбуждений, стартуя для определенности с основного состояния четно-четного материнского ядра $|0\rangle \rightarrow |0^+; T_0, T_0\rangle$ (см. рис. 1). Для ядер с большим нейтронным избытком аналоговые состояния могут рассматриваться как коллективные возбуждения монополюльной симметрии типа протон-нейтронная дырка (pn -типа) с волновой функцией $|A\rangle \rightarrow |K\bar{C}0^+; T_0, T_0 - 1\rangle$ (64) с энергией $E_A = \Delta E_C$. В отличие от AC , а также от «двойного аналога» $|T_0 + 1, T_0 - 1\rangle \sim (\mathcal{F}^{(-)})^2 |T_0 + 1, T_0 + 1\rangle$ ($p\bar{n}$)-возбуждения не характеризуются определенным изоспином. Для построения состояний с определенным изоспином нужно расширить частично-дырочный базис. Однако для ядер с большим нейтронным избытком с точностью $\sim (N - Z)^{-1}$ можно говорить об определенном изоспине ($p\bar{n}$)-состояний, равном $T_0 - 1$, в соответствии с наибольшим коэффициентом векторного сложения. Волновые функции и энергии монополюльных коллективных ($p\bar{n}$)-состояний будем обозначать $|K\bar{C}0^+; T_0 - 1, T_0 - 1\rangle$ и $E^{p\bar{n}}(0^+)$

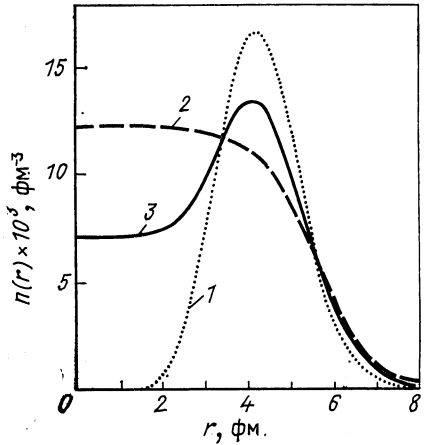


Рис. 2. Радиальные зависимости одночастичной (1), усредненной (2) и эффективной (3) плотности избыточных нейтронов для ядра ^{90}Zr . Соответствующие энергии связи последнего нейтрона равны 10,7, 11,3 и 11,0 МэВ

соответственно. Состояния с энергией, меньшей E_A , называют конфигурационными (или антианалоговыми); состояния с энергией, большей E_A , относят к $\Delta T_3 = -1$ — гигантскому монополюному резонансу. При $(n\bar{p})$ -возбуждениях «проносится» проекция изоспина $\Delta T_3 = 1$. Поэтому такие возбуждения характеризуются определенным изоспином $T_0 + 1$. Волновые функции и энергию соответствующих коллективных состояний будем обозначать $| \text{КС } J^\pi; T_0 + 1, T_0 + 1 \rangle$ и $E^{n\bar{p}}(J^\pi)$. Эти гигантские резонансы возбуждаются, например, в процессе захвата отрицательных мюонов ядрами. Изовекторные возбуждения в материнском ядре могут иметь изоспин T_0 или $T_0 + 1$. Коллективные $(n\bar{n}, p\bar{p})$ -возбуждения, с которыми обычно сопоставляют изовекторные мультипольные гигантские резонансы и которые с большими сечениями возбуждаются в процессах поглощения γ -квантов и неупругого рассеяния электронов, с точностью $\sim (N - Z)^{-1}$ характеризуются изоспином T_0 . Волновые функции и энергии соответствующих коллективных состояний будем обозначать $| \text{КС } J^\pi; T_0, T_0 \rangle$ и $E^{N\bar{N}}(J^\pi)$. Компоненты гигантских мультипольных резонансов с изоспином $T_0 + 1$ можно рассматривать как аналоги рассмотренных выше высоковозбужденных состояний ядра $(Z - 1, N + 1)$: $| \text{КС } J^\pi; T_0 + 1, T_0 + 1 \rangle$, т. е. как аналоговые коллективные состояния. Согласно (64) и (65) волновые функции и энергии этих состояний равны:

$$| \text{АКС } J^\pi; T_0 + 1, T_0 \rangle = (2T_0 + 2)^{-1/2} \mathcal{F}^{(-)} | \text{КС } J^\pi; T_0 + 1, T_0 + 1 \rangle;$$

$$E^{\text{АКС}}(J^\pi) = E^{n\bar{p}}(J^\pi) + \Delta E_C. \quad (74)$$

Так что изотопическое расщепление мультипольного гигантского резонанса

$$\Delta E(J^\pi) = E^{\text{АКС}}(J^\pi) - E^{N\bar{N}}(J^\pi) = E^{n\bar{p}}(J^\pi) - E^{N\bar{N}}(J^\pi) + \Delta E_C. \quad (75)$$

Согласно (74), (62) чистота изоспина основного состояния материнского ядра характеризуется величиной

$$\alpha_{\text{gr. st}}^2 = \sum_{T_>} \left| \frac{\langle T_> | \mathcal{Y}_C^0 | 0 \rangle}{E_> - E_0} \right|^2 = \frac{1}{2T_0 + 2} \sum_{s'} \left| \frac{\langle s' | \mathcal{Y}_C^{0(+)} | 0 \rangle}{E_{s'} + \Delta E_C - E_0} \right|^2, \quad (76)$$

где $\mathcal{Y}_C^{(+)} = \sum_i \tau_i^{(+)} \mathcal{Y}_C(i)$, $| s' \rangle = | \text{КС } 0^+; T_0 + 1, T_0 + 1 \rangle$. Если $(n\bar{p})$ -состояния определены без учета непрерывного спектра, то (76) характеризует интенсивность так называемого внутреннего кулоновского смешивания и определена в низшем по \mathcal{Y}_C порядке. Аналогичным образом интенсивность внутреннего кулоновского

смешивания для аналогового состояния определяется величиной

$$\alpha_A^2 = \sum_{T <} \left| \frac{\langle T < | \mathcal{Y}_C | A \rangle}{E_{<} - E_A} \right|^2 = \frac{1}{2T_0} \sum_s \left| \frac{\langle s | \mathcal{Y}_C^{(-)} | 0 \rangle}{E_s - E_A} \right|^2 = \alpha_{(e)}^2 + \alpha_{(g)}^2, \quad (77)$$

где $\mathcal{Y}_C^{(-)} = \sum_i \tau_i^{(-)} \mathcal{Y}_C(i)$; $|s\rangle = |KCO^+; T_0 - 1, T_0 - 1\rangle$. Разбиение α_A^2 на два слагаемых отвечает вкладу в интенсивность внутреннего смешивания конфигурационных состояний и $\Delta T_3 = -1$ гигантского монополюного резонанса. В приближении $E_s \approx E_s' \gg \Delta E_C$ согласно (76), (77) имеем

$$\alpha_{(g)}^2 = \alpha_{gr. st.}^2 (2T_0 + 2)/2T_0 \approx \alpha_{gr. st.}^2. \quad (78)$$

Схематическая теория изовекторных мультипольных гигантских резонансов, основанная на квазиклассическом анализе уравнений ПСФ и трактующая коллективные возбуждения как некоторые однофоонные состояния, позволяет, в частности, получить полуколичественную интерпретацию (75)–(77). Метод квазиклассического суммирования в уравнениях такого типа был предложен Мигдалом [21] и применен к анализу различных изовекторных гигантских резонансов в [22, 23]. Недостатки схематической теории: недостаточная малость параметров квазиклассичности $A^{-1/3}$ и $(N - Z)^{-1}$, использование схематического оболочечного потенциала, пренебрежение спин-орбитальным взаимодействием и спариванием сочетаются с важным преимуществом: возможностью определять аналитически характеристики коллективных состояний в зависимости от параметров оболочечной модели (радиуса ядра, константы эффективного взаимодействия, числа нуклонов и нейтронного избытка). Естественно ожидать, что относительные и разностные эффекты в меньшей степени зависят от указанных недостатков, чем абсолютные. Метод квазиклассического суммирования в уравнениях ПСФ и его применение к выводу приведенных ниже соотношений даны в Приложении.

1. *Аналоговые состояния.* Согласно Приложению (П.4) энергия АС и энергия симметрии равны:

$$E = \Delta E_C = (1 + f') \Delta_0; \quad v = f' \Delta_0 \quad \Delta_0 = \frac{4}{3} \frac{N - Z}{A} E_0, \quad (79)$$

где $E_0 \approx 33$ МэВ — энергия Ферми, определенная для $A/2$ нуклонов и радиуса ядра $R = 1,245 A^{1/3}$ Фм. Условие β -стабильности: $\Delta E_C = \beta (N - Z)/A$ ($\beta \approx 100$ МэВ — константа, характеризующая энергию симметрии в полуэмпирической формуле для энергии связи ядра [13]) вместе с (79) приводит к следующей оценке константы f' : $f' = (3\beta/4E_0) - 1 \approx 1,25$ [1], которая удовлетворительно согласуется со значением, приведенным выше.

2. *Монопольные коллективные ($p\bar{n}$)- и ($n\bar{p}$)-возбуждения. Внутреннее кулоновское смешивание.* Согласно Приложению (П.4)—(П.6) энергия и плотность перехода для конфигурационного состояния с энергией, ближайшей к E_A , равны:

$$\left. \begin{aligned} \rho^c(r) &= \frac{c_0}{1+f'(1-c_0)} \frac{(2T_0)^{1/2} V_{L=0}(r)/\Omega}{(\bar{V}_{L=0}^2)^{1/2}}; \quad c_0 = 4/9; \\ E_c &= E_A [1+f'(1-c_0)]^{-1}; \quad V_{L=0}(r) \sim \mathcal{Y}_c(r). \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

В приближении $E^{n\bar{p}}(0^+) \approx E^{p\bar{n}}(0^+) \gg \Delta E_C$ энергия и плотность перехода для изовекторного гигантского монопольного резонанса равны:

$$\begin{aligned} \rho^g(r) &= (1-c_0)^{1/2} \frac{V_{L=0}}{\Omega} \left[\frac{3}{8} \frac{A}{\bar{V}_{L=0}^2} \frac{E_{L=0}^2}{E_0 E_g} \right]^{1/2}; \\ E_g &= E_{L=0} [1+f'(1-c_0)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (81)$$

где $E_{L=0}$ — энергия монопольного гигантского резонанса в системе невзаимодействующих нуклонов (П.11). Поскольку матричный элемент для возбуждения коллективного состояния определяется плотностью перехода: $\langle s | \mathcal{Y}_c | 0 \rangle = \int \rho^s(r) \mathcal{Y}_c(r) d^3r$, то соотношения (79)—(81) позволяют рассчитать интенсивность «внутреннего» кулоновского смешивания для основного состояния согласно (76):

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{gr.st}}^2 &= \frac{1}{224} \frac{1-c_0}{1+f'(1-c_0)} \frac{A}{N-Z+2} \frac{(\Delta E_C)^2}{E_0 E_g} \approx \\ &\approx 0,35 \cdot 10^{-6} Z^2 A^{2/3} / (N-Z+2). \end{aligned} \quad (82)$$

По порядку величины квазиклассическая оценка $\alpha_{\text{gr.st}}^2$ (82) согласуется со значением, полученным в гидродинамической модели с использованием эмпирического значения жесткости для колебаний нейтронов относительно протонов [13]. Отметим также, что использование условия β -стабильности в (82) приводит к значению $\alpha_{\text{gr.st}}^2 \approx 0,2 \cdot 10^{-4} Z$, которое как по величине, так и по зависимости от Z отличается от результатов расчетов, выполненных впервые в упрощенной одночастичной модели [25]. Интенсивность внутреннего смешивания для АС вычисляется аналогичным образом:

$$\alpha_{(c)}^2 = c_0 / 84 f'^2 (1-c_0)^2 \approx 0,6 \cdot 10^{-2}; \quad \alpha_{(g)}^2 \approx \alpha_{\text{gr.st}}^2; \quad \alpha_A^2 = \alpha_{(c)}^2 + \alpha_{(g)}^2. \quad (83)$$

Для тяжелых ядер ($(N-Z) \sim A^{2/3}$) величины α^2 не имеют буквенного параметра малости. Численная малость интенсивности внутреннего кулоновского смешивания объясняется плавностью и знакопеременностью внутри ядра поля $v_c(r)$. В пренебрежении корреляциями нуклонов явное выражение для $\alpha_{(c)}^2$ следует из фор-

мулы (77):

$$\alpha_{(c)}^2 = (2T_0)^{-1} \sum_b [1 - n^p(E_b)] n^n(E_b) (2j_b + 1) (\mathcal{F}_c)_{bb}^2 v_{bb}^2. \quad (84)$$

Численный расчет по этой формуле для ядра ^{208}Pb приводит к значению $\alpha_{(c)}^2 \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$, которое качественно согласуется с квазиклассической оценкой (83).

3. *Поправка к энергии АС.* В низшем по \mathcal{F}_c порядке поправка к энергии АС

$$\Delta_A = (E_A - E_c) \alpha_{(c)}^2 - (E_g - E_A) \alpha_{(g)}^2$$

согласно (80)–(83) равна

$$\Delta_A = \frac{1}{168} \frac{E_A}{1 + f'(1 - c_0)} \left[\frac{2c_0}{f'(1 - c_0)} - (1 - c_0)(1 + f') \right] \approx \approx -1,5 \cdot 10^{-3} E_A. \quad (85)$$

Отметим примерную компенсацию двух слагаемых в этом соотношении.

4. *Изотопическое расщепление мультипольных гигантских резонансов.* Согласно Приложению (П.2) энергии изовекторных гигантских резонансов $(n\bar{n})$ -, $(p\bar{p})$ -типа в модели независимых частиц $E^{N\bar{N}}(J^\pi) \rightarrow E_L$ можно определить с помощью соответствующих правил сумм. Очевидно, что в модели независимых частиц энергии изовекторных гигантских резонансов $(n\bar{p})$ - и $(p\bar{n})$ -типов согласно (79), (П.11) равны: $E^{n\bar{p}}(J^\pi) \rightarrow E_L - \Delta_0$, $E^{p\bar{n}} \rightarrow E_L + \Delta_0$, причем для $L = 0, 2$ $\Delta_0 \ll E_L$. Для дипольных возбуждений, если $E_{L=1} \approx \approx \Delta_0$; $(n\bar{p})$ -состояния не могут быть описаны квазиклассически. Учет взаимодействия нуклонов приводит к сдвигу энергий изовекторных коллективных состояний [Приложение, (П.3), (П.5)]:

$$\left. \begin{aligned} E^{N\bar{N}}(J^\pi) &= E_L [1 + f'(1 - c_L)]^{1/2}; \\ E^{n\bar{p}}(1^-) &= -\Delta_0 - v/2 + [v^2/4 + (E^{N\bar{N}}(1^-))^2]^{1/2}, \\ (E_{L=1} - \Delta_0 &\gg \Delta_0/(N - Z)), \\ E^{n\bar{p}}(J^\pi) &= -\Delta_0 - v(1 - \alpha_L)/2 + E^{N\bar{N}}(J^\pi); \quad J^\pi = 0^+, 2^+, \\ (E_L &\gg \Delta_0), \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

где $\alpha_L = c_L [1 + f'(1 - c_L)]^{-1}$; в скобках указана точность, с которой получены эти соотношения. Формулы (75), (79), (85), (86) позволяют в квазиклассическом приближении рассчитать величину изотопического расщепления изовекторных гигантских резо-

нансов [24]:

$$\Delta E(1^-) = v/2 + [v^2/4 + (E^{N\bar{N}}(1^-))^2]^{1/2} - E^{N\bar{N}}(1^-) \approx v/2; \quad (87)$$

$$\Delta E(J^\pi) = v(1 + \alpha_L)/2; \quad J^\pi = 0^+, 2^+. \quad (88)$$

Соотношение (87) вместе с (70) хорошо согласуется с эмпирической формулой $\Delta E(1^-) = 30(2T_0 + 2)A^{-1}$ МэВ [26]. Соотношение (88) позволяет оценить ожидаемые значения $T_>$ -компоненты гигантского квадрупольного резонанса, если воспользоваться эмпирическим значением энергии $T_<$ -компоненты: $E^{N\bar{N}}(2^+) = 130A^{-1/3}$ МэВ. Метод квазиклассического анализа уравнений для энергии КС позволяет также понять, почему не имеющее количественной точности приближение Тамма — Данкова дает для величины $\Delta E(1^-)$ результат, близкий к полученному в [27]. В указанном приближении

$$\left. \begin{aligned} E^{N\bar{N}}(1^-) &= E_{L=1}(1 + f'/2); \\ E^{n\bar{p}}(1^-) &= -\Delta_0 - v/2 + E^{N\bar{N}}(1^-), \end{aligned} \right\} \Delta E(1^-) = v/2, \quad (89)$$

как это следует из Приложения (П.5).

Аналоговые состояния в непрерывном спектре. Связь протонных каналов распада. Внешнее кулоновское смещение. В средних ядрах АС находятся в непрерывном спектре, поскольку энергия возбуждения АС превышает энергию связи нуклона. Другими словами, АС могут проявляться как резонансы в сечениях взаимодействия нуклонов с ядрами. Со времени открытия в 1964 г. [28] аналоговые резонансы интенсивно исследуются в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов. Полные ширины АС не превышают нескольких сот кэВ в самых тяжелых ядрах (см., например, [17]). Это обстоятельство позволяет, по крайней мере, несколько первых аналоговых резонансов (АР) рассматривать как изолированные. Использование тандем-генераторов с большими интенсивностями пучков и высокой степенью энергетического разрешения позволяет проводить прецизионные экспериментальные исследования АР в реакциях с протонами. Теоретическая интерпретация протонного распада АР, как одноступенчатого процесса, является наиболее простой. По указанным причинам ниже рассмотрению реакций с протонами уделено основное внимание.

Согласно выводам, сделанным выше, в пренебрежении полем \mathcal{T}_C (62) аналоговое состояние представляет собой точное состояние системы. Поэтому процессы нуклонного распада АР так же, как и связь АС с многочастичными конфигурациями, обусловлены полем v_C . Связь аналогового и $T_<$ -состояний $|s\rangle$ определяется матричными элементами этого поля, которые согласно (62), (64)

можно представить в виде [см. также (77)]:

$$\langle s | \mathcal{V}_C | A \rangle = (2T_0)^{-1/2} \langle s | v_C^{(-)} | 0 \rangle, \quad (90)$$

так что непосредственно АС смешиваются с 0^+ -возбуждениями ($p\bar{n}$)-типа. Следует подчеркнуть, что $T_<$ -состояния ($p\bar{n}$)-типа можно найти с учетом поля \mathcal{V}_C во всех порядках теории возмущений, т. е. определить с учетом непрерывного спектра (так называемому внутреннему смешиванию, рассмотренному выше, отвечает нулевой порядок по \mathcal{V}_C в определении ($p\bar{n}$)-состояний). В то же время связь $T_>$ - и $T_<$ -состояний учитывается (90) в низшем \mathcal{V}_C порядке. С учетом этих замечаний (комплексную) поправку к энергии АС, обусловленную связью аналогового и $T_<$ -состояний, представим в виде

$$\delta E_A = \sum_s \frac{|\langle s | \mathcal{V}_C | A \rangle|^2}{E_A - E_s + i\delta} = \frac{1}{2T_0} \sum_s \frac{|\langle s | \mathcal{V}_C^{(-)} | 0 \rangle|^2}{E_A - E_s + i\delta}. \quad (91)$$

Если ввести в рассмотрение кулоновскую поляризуемость ядра согласно соотношению (16), в котором осуществлена замена $V \rightarrow \mathcal{V}_C$, то

$$\text{Im } \delta E_A = (2T_0)^{-1} \text{Im } \mathcal{P}_C(\omega = E_A). \quad (92)$$

Эффективное поле $\tau^{(-)}\tilde{\mathcal{V}}_C(r; \omega)$, определяющее согласно (17), (19) поляризуемость $\mathcal{P}_C(\omega)$, удовлетворяет интегральному уравнению (20), в котором в соответствии с (60) $F \rightarrow F'$.

Как и всюду в разд. 2, учтем связь АС только с $T_<$ -состояниями ($p\bar{n}$)-типа, пренебрегая связью последних с многочастичными конфигурациями. В этом приближении величина $\delta E_A \rightarrow \delta E_{0A}$ определяет «естественную» протонную ширину АР Γ_{0p}^\dagger и «естественный» сдвиг энергии АР Δ_{0A} согласно соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{0p}^\dagger &= -2 \text{Im } \delta E_{0A} = -2 (2T_0)^{-1} \text{Im } \mathcal{P}_{0C}(\omega = \Delta E_C); \\ \Delta_{0A} &= \text{Re } \delta E_{0A}. \end{aligned} \right\} \quad (93)$$

На основании (93) и формул (24) и (28), связывающих мнимую часть поляризуемости с эффективным полем и функцией отклика, получим следующее выражение для естественной протонной ширины АР [9]:

$$\Gamma_{0p}^\dagger = -2 (2T_0)^{-1} \times \\ \times \text{Im} \int \tilde{\mathcal{V}}_C^*(r; \omega) A^{p_0 h_0}(r, r'; \omega) \tilde{\mathcal{V}}_C(r'; \omega) dr dr' |_{\omega = \Delta E_C}; \quad (94)$$

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{0p}^\dagger &= \sum_b \Gamma_{0(b)}^\dagger; \\ \Gamma_{0(b)}^\dagger &= 2\pi (2T_0)^{-1} n(E_b) t_b \times \\ &\times \left| \int \chi_b(r) \tilde{\mathcal{V}}_C(r; \omega = \Delta E_C) \chi_{0E(b)}(r) dr \right|^2. \end{aligned} \right\} \quad (95)$$

Здесь индекс b нумерует связанные состояния нейтронов и, следовательно, отвечающие этим состояниям протонные каналы распада АР; $E_{(b)} = E_b + \Delta E_C$ — кинетическая энергия протонов. Интегральное уравнение для эффективного кулоновского поля $\tilde{\mathcal{Y}}_C(r; \omega)$, учитывающее обусловленное изовекторной частью эффективного взаимодействия нуклонов поляризационные эффекты, согласно (20) имеет вид

$$\tilde{\mathcal{Y}}_C(r; \omega) = \mathcal{Y}_C(r) + (F'/4\pi r^2) \int A^{p_0 h_0}(r, r'; \omega) \tilde{\mathcal{Y}}_C(r'; \omega) dr'. \quad (96)$$

(В соотношениях (94), (96) функция отклика определяется формулой (28), в которой индексы b и a нумеруют соответственно нейтронные и протонные состояния.) Другими словами, интегральное уравнение (96) учитывает интерферирующие между собой эффекты связи реальных и виртуальных протонных каналов распада АР.

Формула (95) для естественной парциальной протонной ширины АР $\Gamma_{0(b)}^\dagger$, согласуется с общей формулой (40) для естественной парциальной нуклонной ширины входного резонанса, если положить

$$\mathcal{Y}(r) = (2T_0)^{-1/2} \tilde{\mathcal{Y}}_C(r); \quad t_{ab} = t_b \delta_{ab}; \quad t_b = (2j_b + 1). \quad (97)$$

С помощью соотношений [см. (69)]:

$$V_C(r) = h_{0p} - h_{0n} + v; \quad \tilde{\mathcal{Y}}_C - \mathcal{Y}_C \equiv \delta v \quad (98)$$

ширину $\Gamma_{0(b)}^\dagger$, (95) можно выразить через энергию симметрии [30]:

$$\Gamma_{0(b)}^\dagger = 2\pi (2T_0)^{-1} n(E_b) t_b \left| \int \chi_b(v + \delta v) \chi_{0(E_b)}^{\dagger(b)} dr \right|^2, \quad (99)$$

так что величина δv имеет смысл динамической поправки к энергии симметрии. Отметим, что для незаполненной нейтронной оболочки в материнском ядре $n(E_b) = S_b N_b (2j_b + 1)^{-1}$, где N_b — число нейтронов на уровне j_b , S_b — спектроскопический фактор, так что $n(E_b) t_b = S_b N_b$.

Соотношения (99) позволяют выяснить степень применимости к описанию ширин $\Gamma_{0(b)}^\dagger$, гамильтониана для системы «нуклон + ядро»:

$$H = K + U_0(\mathbf{r}) + V_L(r) \mathbf{t}\Gamma + (1/2 - t^{(3)}) V_C(r), \quad (100)$$

где V_L — феноменологический потенциал Лэйна [31]. Из сравнения этого выражения с (69) следует, что $T_0 V_L(r) = v(r)$. Оболочечная структура потенциала Лэйна (энергии симметрии) выяснена выше. С учетом этого замечания формулы для парциальных ширин $\Gamma_{0(b)}^\dagger$, полученные на основании (100) по методу искаженных волн, совпадают с (99) только в пренебрежении связью каналов, когда $\delta v \rightarrow 0$.

Чтобы оценить влияние поляризационных эффектов на ширину $\Gamma_{0(b)}^\dagger$, обратимся к квазиклассическому решению интегрального уравнения (97) с использованием схематического оболочечного потенциала [приложение, (П.4)]:

$$\begin{aligned} |\tilde{\mathcal{Y}}_c(r; \omega = \Delta E_c) / \mathcal{Y}_c(r)|^2 &= [1 + f' C_{L=0}(\omega = \Delta E_c)]^{-2} = \\ &= [1 - c_0 + f'(1 - c_0)]^{-2} \approx 0,5. \end{aligned} \quad (101)$$

Эта величина является грубой оценкой относительной роли поляризационных эффектов. В [32] предложен альтернативный метод учета связи каналов, в котором вместо (96) в приближении Тамма — Данкова решается интегральное уравнение для эффективной функции отклика \tilde{A} , определяемой соотношением $\{A^{p_0 h_0} \tilde{\mathcal{Y}}_c\} = \{\tilde{A}^{p_0 h_0} \tilde{\mathcal{Y}}_c\}$. Буквально с помощью \tilde{A} вычисляются полные (но не парциальные) естественные протонные ширины AP. Уменьшение полных ширин Γ_{0p}^\dagger за счет поляризационных эффектов, найденное в [32], согласуется с оценкой (101).

Если пренебречь кулоновской поправкой к энергии основного состояния, то на основании (91), (16) получим следующее приближенное выражение для сдвига (относительно ΔE_c) энергии AP с учетом континуума и поляризационных эффектов:

$$\Delta_{0A} \approx (2T_0)^{-1} \text{Re } \mathcal{F}_{0c}(\omega = \Delta E_c). \quad (102)$$

Численные расчеты по этой формуле еще не выполнены, так что нельзя сделать вывода о роли непрерывного спектра (о роли «внешнего» смешивания аналогового и $T_{<}$ -состояний) в формировании величины Δ_{0A} . Оценка (85) получена с учетом только «внутреннего» смешивания.

Если матричный элемент (90) определяет кулоновское смешивание аналогового и $T_{<}$ -состояний, то матричный элемент

$$(2T_0 + 2)^{-1/2} \langle s' | \mathcal{Y}_c^{(*)} \mathcal{Y}_c | 0 \rangle = (2T_0 + 2)^{-1/2} \langle s' | \mathcal{Y}_c^{(*)} | 0 \rangle \quad (103)$$

определяет кулоновское смешивание основного и $T_{>}$ -состояний в материнском ядре. Соотношения (90) и (103) позволяют в одночастичном приближении непосредственно вычислить так называемую плотность перехода $\rho^A(r)$ в низшем по \mathcal{Y}_c порядке ($2T_0 \gg 1$):

$$\left. \begin{aligned} \rho^A(r) &= \sum_{ab} \varphi_a^*(\mathbf{r}) \varphi_b(\mathbf{r}) \rho_{ab}^A = \langle A' | \sum_i \tau_i^{(-)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) | 0' \rangle; \\ \rho_{ab}^A &= (2T_0)^{-1/2} A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega = \Delta E_c) (\mathcal{Y}_c)_{ba}. \end{aligned} \right\} \quad (104)$$

Воспользовавшись выражением (28) для функции отклика, на основании (104) получим следующее представление для плотности

перехода:

$$\rho^A(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \left\{ \sum_b t_b n(E_b) \delta\chi_{(b)}(r) \chi_b(r) + \sum_a t_a n(E_a) \chi_a(r) \delta\chi_{(a)}(r) \right\}, \quad (105)$$

где величины

$$\delta\chi_{(b)}(r) = (2T_0)^{-1/2} \int g_{0(b)}(r, r'; E_{(b)} = E_b + E_A) \mathcal{Y}_C(r') \chi_b(r') dr'; \quad (106)$$

$$\delta\chi_{(a)}(r) = -(2T_0)^{-1/2} \int g_{0(a)}(r, r'; E_{(a)} = E_a - E_A) \mathcal{Y}_C(r') \chi_a(r') dr' \quad (107)$$

можно интерпретировать как найденные в координатном представлении соответственно протонные и нейтронные поправки к ВФ аналогового и основного состояний [29, 30]. Учет поляризационных эффектов приводит к замене $\mathcal{Y}_C \rightarrow \tilde{\mathcal{Y}}_C$ ($\omega = E_A$) в этих формулах. Соотношения (98) позволяют выразить кулоновские поправки (106), (107) через энергию симметрии:

$$\delta\chi_{(b)}(r) = (2T_0)^{-1/2} \left\{ \int g_{0(b)}(r, r'; E_{(b)}) (v(r') + \delta v(r')) \chi_b(r') dr' - \chi_b(r) \right\}; \quad (108)$$

$$\delta\chi_{(a)}(r) = (2T_0)^{-1/2} \left\{ - \int g_{0(a)}(r, r'; E_{(a)}) (v(r') + \delta v(r')) \chi_a(r') dr' - \chi_a(r) \right\}. \quad (109)$$

Все запрещенные по изоспину процессы, связанные с возбуждением или распадом АС, реализуются в меру поправок (106)–(109). Поскольку непрерывный спектр в этих формулах учтен точно, то указанные поправки учитывают одновременно и внутреннее, и внешнее смешивание состояний с различными значениями изоспина. Разделить механизмы смешивания на внутреннее и внешнее так, чтобы интерференция этих двух механизмов отсутствовала, нельзя. Поэтому в рамках оболочечного подхода такое разделение является условным.

Отметим, что соотношения (96), (105) позволяют получить интегральное уравнение для δv [30]:

$$\delta v(r) = \delta v_0(r) + (F'/4\pi r^2) \int A^{p_0 h_0}(r, r'; \omega = \Delta E_C) \delta v(r') dr',$$

где

$$(2T_0)^{-1/2} \delta v_0 = F' \rho^A |\mathcal{Y}_C|; \quad (2T_0) \tilde{\mathcal{Y}}_C^{1/2} \delta v = F' \rho^A [\tilde{\mathcal{Y}}_C(\omega = \Delta E_C)].$$

В заключение укажем на возможность получить простую интерпретацию кулоновских поправок $\delta\chi$ с помощью гамильтониана (100) [30]. Пусть $|n_b\rangle$ — основное состояние нечетно-нейтронного околомагического ядра, когда $n(E_b) t_b = 1$, $|d_b\rangle = |n_b A\rangle$ — волновая функция входного состояния, представляющего собой основную компоненту волновой функции АС:

$$|An_b\rangle = |n_b A\rangle + (2T_0)^{-1/2} |p_b\rangle, \quad (110)$$

где $|p_b\rangle$ — волновая функция однопротонного состояния, с той координатной зависимостью, что и у волновой функции $|n_b\rangle$. За счет зарядово-обменной части гамильтониана (100) к состоянию $|d_b\rangle$ примешивается континуум однопротонных состояний $|p_E\rangle$. Разность между этой примесью и величиной $(2T_0)^{-1/2} |p_b\rangle$ совпадает, в основном, с поправкой $\delta\chi_{(b)}$ (108), найденной в одночастичном приближении. В этом же приближении матричный элемент зарядовообменной части гамильтониана (100) для перехода $|d_b\rangle \rightarrow |p_{E(b)}\rangle$ представляет собой амплитуду парциальной протонной ширины (99).

3. ФОРМИРОВАНИЕ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

Эффективные протонные ширины АР. Резонансные фазы смешивания. Изолированный аналоговый резонанс представляет собой наиболее чистый случай гигантского резонанса ввиду предельно простой оболочечной структуры аналогового состояния. (В соответствии с (64) у АР отсутствует гросс-структура.) Как отмечено в разд. 1, существование гигантских резонансов обусловлено связью простой оболочечной конфигурации (или совокупности близких по энергии простых конфигураций, когда имеется гросс-структура) с уровнями сложной природы. Для неперекрывающихся резонансов компаунд-ядра гигантский резонанс обнаруживает тонкую структуру. Когда эти резонансы перекрываются (или исследуются усредненные по энергии сечения), нуклонные ширины резонанса модифицируются по сравнению с «естественными» ширинами, полная ширина резонанса возрастает. В соответствии с выводами, сделанными в разд. 1, модификацию параметров АР, обусловленную связью аналогового состояния с многочастичными конфигурациями, можно выразить в терминах оптической модели.

В пренебрежении вкладом прямых процессов параметризация средней матрицы рассеяния протонов в области изолированного АР дается формулой (49). Согласно (50), (97) эффективные парциальные протонные ширины АР $\Gamma_a^\dagger \equiv \Gamma_{(b)}^\dagger$, и резонансные фазы смешивания $\phi_a \equiv \phi_{(b)}$, в формуле для средней S -матрицы опре-

деляются соотношениями:

$$\begin{aligned} & \exp [2i (\phi_{(b)} + \xi_{(b)})] \Gamma_{(b)}^{\uparrow} = \\ & = 2\pi (2T_0)^{-1} N_b S_b \int \chi_{E_{(b)}}^{(+)} \tilde{\mathcal{Y}}^* \chi_b dr \int \chi_b \tilde{\mathcal{Y}}^c \chi_{E_{(b)}}^{(+)} dr. \end{aligned} \quad (111)$$

Здесь $r^{-1}\chi_b$ — радиальная ВФ нейтрона, определяемая гамильтонианом h_{0n} (69); $r^{-1}\chi_{E_{(b)}}^{(+)}$ — радиальная ВФ протона в непрерывном спектре, определяемая гамильтонианом оптической модели (8) $h_p = h_{0p} + \Delta h_p$; эффективное поле $\tilde{\mathcal{Y}}^c(r; \omega = \Delta E_C)$ определяется интегральным уравнением (95), в котором функция отклика находится с учетом затухания частично-дырочных конфигураций, т. е. $A^{p_0 h_0}(\omega) \rightarrow A^{ph}(\omega + iI)$. С помощью соотношений (98) величины Γ_b^{\uparrow} и ϕ_b в формуле (111) можно явно выразить через энергию симметрии:

$$\begin{aligned} & \exp [2i (\phi_{(b)} + \xi_{(b)})] \Gamma_{(b)}^{\uparrow} = 2\pi (2T_0)^{-1} N_b S_b \times \\ & \times \int \chi_{E_{(b)}}^{(+)} (\tilde{v}_{(b)} + \delta v^*) \chi_b dr \int \chi_b (\tilde{v}_{(b)} + \delta v) \chi_{E_{(b)}}^{(+)} dr, \end{aligned} \quad (112)$$

где $\tilde{v}_{(b)} = v - \Delta h_p(E_{(b)})$.

Обратимся к анализу соотношений (111), (112). Численные расчеты $\Gamma_{(b)}^{\uparrow}$ и $\phi_{(b)}$ с учетом связи каналов в настоящее время

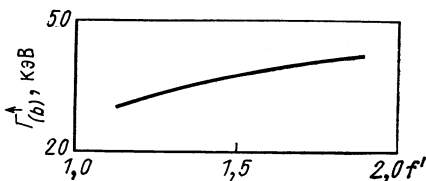


Рис. 3. Зависимость ширины $\Gamma_{(b)}^{\uparrow}$ от энергии симметрии (константы f'), вычисленная для $9/2^+$ — АР в реакции $^{208}\text{Pb}(p, p_0)$

отсутствуют. Относительную роль поляризационных эффектов в определении указанных величин можно оценить согласно (101). В пренебрежении связью каналов вместо (111) и (112) получим соответственно:

$$\exp [2i (\phi_{(b)} + \xi_{(b)})] \Gamma_{(b)}^{\uparrow} = 2\pi (2T_0)^{-1} N_b S_b \left(\int \chi_b \mathcal{Y}^c \chi_{E_{(b)}}^{(+)} dr \right)^2 \quad (113)$$

$$\begin{aligned} & \exp [2i (\phi_{(b)} + \xi_{(b)})] \Gamma_{(b)}^{\uparrow} = \\ & = 2\pi (2T_0)^{-1} N_b S_b \left(\int \chi_b \tilde{v}_{(b)} \chi_{E_{(b)}}^{(+)} dr \right)^2. \end{aligned} \quad (114)$$

В этом приближении $\Gamma_{(b)}^{\uparrow}$ определяются только потенциалами оболочечной и оптической моделей и слабо зависят от абсолютной величины симметрии (или согласно (68) от константы f'). Пример этой зависимости приведен на рис. 3 [33]. Априорный переход к оптической модели в формуле для естественной парциальной

протонной ширины (99) (но не в формуле (95)!) путем замены $\chi_{0E(b)}^{(+)} \rightarrow \chi_{E(b)}^{(+)}$ приводит к ошибочному результату:

$$\exp [2i (\bar{\phi}_{(b)} + \xi_{(b)})] \bar{\Gamma}_{(b)}^{\dagger} = 2\pi (2T_0)^{-1} N_b S_b \left\{ \int \chi_b v \chi_{0E(b)}^{(+)} dr \right\}^2, \quad (115)$$

т. е. к формуле (114), в которой $\tilde{v}_{(b)} \rightarrow v$. Поясним происхождение этого результата на примере нечетнонейтронного околomagического материнского ядра. В соответствии с выводами разд. 1 соотношение (115) отвечает выбору в качестве поля, реализующего связь входного состояния $|d_b\rangle = |n_b A\rangle$ с однопротонными состояниями непрерывного спектра, величины $\mathcal{V} = (2T_0)^{-1/2} v$. Поскольку «ядерная» часть матричного элемента $\langle A n_b | H' | \lambda \rangle$ для перехода между состояниями с различными значениями изоспина равна нулю, то в рассматриваемом случае статистическая гипотеза (47) оказывается неверной. На основании (110) вместо (47) получим [41, 33]:

$$\langle d_b | H' | \lambda \rangle \langle \lambda | H' | p_{E(b)} \rangle = - (2T_0)^{-1/2} \overline{\langle p_b | H' | \lambda \rangle \langle \lambda | H' | p_{E(b)} \rangle} \neq 0. \quad (116)$$

Соотношения (45) и (116) приводят не только к замене $\chi_{0E}^{(+)} \rightarrow \chi_E^{(+)}$, но и к модификации поля $\mathcal{V}: v \rightarrow v - \Delta h_p$ и, следовательно, к (114), полученной с учетом приближенного сохранения изоспина.

Чтобы оценить масштаб и характер зависимости ширины $\Gamma_{(b)}^{\dagger}$, $\bar{\Gamma}_{(b)}^{\dagger}$ и фаз $\phi_{(b)}$, $\bar{\phi}_{(b)}$ от оптической добавки к оболочечному потенциалу $\Delta h_p = -i w_p + \Delta_p$, учтем эту величину в формулах (114), (115) по теории возмущений:

$$\Gamma_{(b)}^{\dagger} = \Gamma_{0(b)}^{\dagger} \left\{ 1 + 2 \operatorname{Re} \int (2T_0)^{1/2} \delta \chi_{(b)} (\Delta_p - i w_p) \times \right. \\ \left. \times \chi_{0E(b)} dr / \int \chi_b v \chi_{0E(b)} dr \right\}; \quad (117)$$

$$\phi_{(b)} = - \operatorname{Re} \int (2T_0)^{1/2} \delta \chi_{(b)} w_p \chi_{0E(b)} dr / \int \chi_b v \chi_{0E(b)} dr. \quad (118)$$

Как и следовало ожидать, влияние реального и виртуального возбуждения многочисленных конфигураций в процессе протонного распада AP на величины $\Gamma_{(b)}^{\dagger}$ и $\phi_{(b)}$ подавлено правилами отбора по изоспину и реализуется в меру кулоновских поправок к ВФ аналогового и основного состояний $\delta \chi_{(b)}$ (101). В том же приближении формулы для величин $\bar{\Gamma}_{(b)}^{\dagger}$ и $\bar{\phi}_{(b)}$ получаются из (117) и (118) заменой $(2T_0)^{1/2} \delta \chi_{(b)} \rightarrow (2T_0)^{1/2} \delta \chi_{(b)} + \chi_b$, так что указанное влияние этими формулами переоценивается. По этой причине ширины $\Gamma_{(b)}^{\dagger}$ оказываются более устойчивыми к вариациям параметров оптического потенциала, чем $\bar{\Gamma}_{(b)}^{\dagger}$, а фазы $\phi_{(b)}$ заметно меньше $\bar{\phi}_{(b)}$. На рис. 4 этот вывод иллюстрируется результатами расчетов по (114), (115) зависимости от Δh_p перечисленных величин

для упругого протонного канала распада аналога основного состояния материнского ядра ^{209}Pb [33, 29].

Согласованный расчет ширины $\Gamma_{(b)}^\dagger$ (и фаз $\phi_{(b)}$) требует подбора параметров Δh_p на основе анализа упругого рассеяния протонов и сечения реакций вблизи АР. За отсутствием таких данных в расчетах приходится использовать так называемые «реалистические»

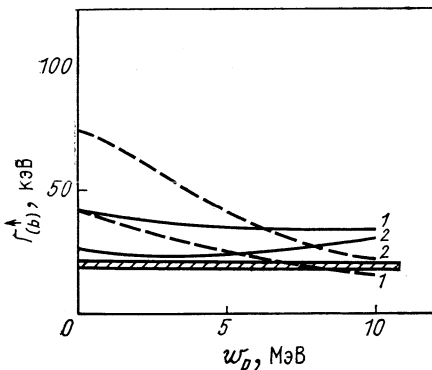


Рис. 4. Зависимости упругих одночастичных протонных ширины $\Gamma_{(b)}^\dagger$ (сплошные линии) и $\bar{\Gamma}_{(b)}^\dagger$ (пунктирные линии) от интенсивности (объемного) поглощения ω_p и оптического сдвига Δ_p , вычисленные для $9/2^+ - \text{AP}$ в реакции $^{208}\text{Pb}(p, p_0)$.

Заштрихованной полосой обозначена область экспериментальных значений ширины $\Gamma_{(b)}^\dagger$

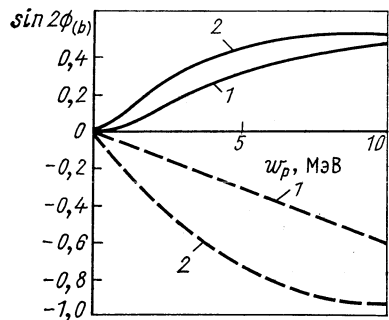


Рис. 5. Зависимости $\sin 2\phi_{(b)}$ (сплошные линии) и $\sin 2\bar{\phi}_{(b)}$ (пунктирные линии) от интенсивности (объемного) поглощения ω_p и оптического сдвига Δ_p , вычисленные для указанного АР.

Кривые с индексами 1 и 2 относятся к значениям $\Delta_p = 0$ и $\Delta_p = 5$ МэВ соответственно

параметры. В табл. 1 приведены результаты расчетов по формуле (114) упругих парциальных протонных ширины АР для рассеяния на ядрах ^{207}Pb , ^{208}Pb (принято $S_b = 1$). Здесь же приведены экспериментальные значения ширины $\Gamma_{(b)}^\dagger$ и результаты расчета по формуле, полученной с помощью техники проекционных операторов и эквивалентной (113) [17]. Систематическое превышение расчетных значений ширины $\Gamma_{(b)}^\dagger$ над экспериментальными следует отнести за счет пренебрежения связью каналов в согласии с оценкой (101).

Микроскопически обоснованный вывод (114) позволяет дать интерпретацию следующего обобщения феноменологического гамильтониана для системы «нуклон + ядро» (100) на случай учета эффектов оптической модели:

$$H = K + \check{U}_0 + \check{V}_L \mathbf{tT} + (1/2 - t^{(3)}) V_C, \quad (119)$$

где \check{U}_0 и \check{V}_L — эффективные значения изоскалярного и изовекторного потенциалов. Требования, что этот гамильтониан: 1) для

Таблица 1

Результаты выполненных в одночастичном приближении расчетов эффективных протонных ширин и резонансных фаз смешивания для аналоговых резонансов, возбуждаемых в упругом рассеянии протонов на ядрах $^{207}, ^{208}\text{Pb}$. В скобках приведены значения ширин, рассчитанных с использованием объемного поглощения

$p + ^{208}\text{Pb}, \quad \Delta_p = 5 \text{ МэВ}, \quad (w_p)_{\text{SF}} = 5 \text{ МэВ}, \quad (w_p)_{\text{VOL}} = 5 \text{ МэВ}$						
$b \{nlj\}$	$E_r, \text{ МэВ}$	$E_b, \text{ МэВ}$	$(\Gamma_{(b)}^\uparrow)_{\text{exp}}, \text{ кэВ [17]}$	$(\Gamma_{(b)}^\uparrow)_{\text{th}}, \text{ кэВ [17]}$	$(\Gamma_{(b)}^\uparrow)_{\text{th}}, \text{ кэВ}$	$\sin 2\phi_{(b)}$
$2d_{3/2}$	17,48	-0,68	46 ± 15	64	88	0,115
$2g_{7/2}$	17,43	-1,0	36 ± 15	36	56 (51)	0,180
$4s_{1/2}$	16,96	-1,2	48	74	92 (65)	0,116
$3d_{5/2}$	16,50	-1,7	58 ± 10	62	90 (70)	0,152
$1j_{15/2}$	16,34	-1,3	(1)	1,2	1,6 (1,6)	0,096
$1i_{11/2}$	15,72	-3,9	$2 \pm 1,6$	0,8	2,0 (2,2)	0,189
$2g_{9/2}$	14,92	-3,6	$19,6 \pm 0,8$	20,5	32 (31)	0,206
$p + ^{207}\text{Pb}; \quad \Delta_p = 3 \text{ МэВ}; \quad (w_p)_{\text{SF}} = 5 \text{ МэВ}; \quad (w_p)_{\text{VOL}} = 5 \text{ МэВ}$						
$3p_{1/2}$	11,49	-7,7	25 ± 4	27	43 (40)	0,293
$2f_{5/2}$	10,92	-8,7	$28,0 \pm 1,4$	4,7	6,4 (6,4)	0,269
$3p_{3/2}$	10,59	-8,5	$4,2 \pm 0,5$	16,5	28 (26)	0,269
$1i_{13/2}$	9,74	-8,5	10 ± 3	0,001	0,016 (0,016)	0,103
$2f_{7/2}$	9,15	-10,7	$15,8 \pm 0,9$	0,53	1,2 (1,2)	0,252
$1h_{9/2}$	8,06	-12,0	—	0,001	0,004	0,176

системы «нейтрон + ядро в основном состоянии» переходил в гамма-гильтонин h_{0n} (69); 2) для системы «протон в непрерывном спектре + ядро в основном состоянии» — в гамма-гильтонин h_p (8) для протонов, причем h_{0p} определяется (69), приводят к модификации потенциала Лэйна:

$$T_0 \check{V}_L = T_0 V_L - \Delta h_p = \check{v} \tag{120}$$

и, следовательно, к (114) для $\Gamma_{(b)}^\uparrow, \phi_{(b)}$. Изложенный феноменологический подход помимо своего обоснования оставляет открытыми такие вопросы, как оболочечная структура энергии симметрии, метод учета связи протонных каналов распада AP, интерпретация которых возможна в рамках оболочечного подхода. Отметим в этой связи, что произвольная модификация радиальной зависимости энергии симметрии может заметно (до 2 раз) изменить абсолютное значение ширины $\Gamma_{(b)}^\uparrow$ [34].

Относительная простота интерпретации, возможность из сравнения с экспериментальными данными получить информацию

о спектроскопических факторах S_b преопределили интерес к теоретическому исследованию эффективных протонных ширин АР. В первых работах анализ ширин Γ_b^\dagger , основывался на формуле (115), полученной априорным переходом к оптической модели с использованием или феноменологического потенциала Лэйна (100) [35], или энергии симметрии согласно (71) [24, 36]. Попытка микроскопически обоснованного перехода к оптической модели на основе статистической гипотезы (47) вновь привела к (115) [2, 37, 38]. В пренебрежении связью каналов ширины Γ_b^\dagger , анализировали на основе формулы (113) в [39, 17], а на основе эквивалентной формулы (114) с использованием феноменологического потенциала Лэйна (119), (120) в [34], с использованием энергии симметрии согласно (71) — в [33]. Практически нереализованными аспектами теории являются анализ величин Γ_b^\dagger , и $\phi_{(b)}$, по (111), (112) с учетом связи протонных каналов распада АР, а также учет оболочечной структуры энергии симметрии согласно (68), (72) для ядер с относительно небольшим избытком.

Релаксационные ширины аналоговых резонансов. Затухание аналоговых резонансов обусловлено процессами прямого нуклонного распада и связью АС с конфигурациями сложной природой. Сила этой связи характеризуется так называемой релаксационной шириной Γ^\dagger , существующей из-за кулоновского смешивания состояний с различными значениями изоспина. Согласно (90) и (103) аналоговое состояние и соответствующее ему состояние материнского ядра кулоновским полем \mathcal{V}_C непосредственно смешиваются с конфигурациями $(p\bar{n})$ - и $(n\bar{p})$ -типов, которые в свою очередь за счет ядерного взаимодействия «распадаются» или на конфигурации сложной природы, или непосредственно в континуум. В соответствии с выводами разд. 1 релаксация частично-дырочных конфигураций за счет первого механизма в среднем можно описать в терминах оптической модели. Следовательно, ширины Γ^\dagger можно выразить в терминах оболочечной и оптической моделей.

Согласно (91), (92) полная ширина АР в выражении для средней S -матрицы (49) определяется мнимой частью кулоновской поляризуемости ядра:

$$\Gamma = -2(2T_0)^{-1} \text{Im} \mathcal{P}_C(\omega + i\Gamma)|_{\omega = \Delta E_C} \quad (121)$$

В свою очередь, средняя поляризуемость определяется средней функцией отклика согласно (19)—(21). Для дальнейшего анализа воспользуемся приближенным выражением для средней функции отклика (32), отвечающим аддитивному вкладу затухания частичных и дырочных конфигураций в мнимую часть этой функции. Условие (29) в рассматриваемом случае имеет вид:

$$|E_A - E_C|^2 \gg w^2, \quad (122)$$

где E_c — энергия ближайшего к АС гигантского монополюсного резонанса ($p\bar{n}$)-типа. В соответствии с квазиклассической оценкой для энергии конфигурационного состояния (80) условие (122) можно считать с некоторой точностью выполненным. В этом приближении в соответствии со вторым из неравенств (29) и (24) при расчете полной ширины можно не учитывать затухание частично-дырочных конфигураций в уравнении для эффективного кулоновского поля \mathcal{Y}_c ($\omega = \Delta E_c$) (20) и, следовательно, использовать решение уравнения (96). С учетом этих замечаний, а также формулы для эффективной парциальной ширины (111), представим выражение для релаксационной ширины Γ_P в виде [9]:

$$\Gamma^\downarrow = \Gamma - \Gamma_p^\uparrow = \Gamma_{(p)}^\downarrow + \Gamma_{(n)}^\downarrow; \quad (123)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{(p)}^\downarrow = \sum_b \Gamma_{(b)}^\downarrow = \sum_b (2T_0)^{-1} t_b [n(E_b) - n(E_{(b)})] \times \\ \times \left\{ -2 \operatorname{Im} \int \chi_b \tilde{\mathcal{Y}}^* c g_{(b)}(E_{(b)}) \tilde{\mathcal{Y}}_c \chi_b dr dr' - \right. \\ \left. - 2\pi \left| \int \chi_{E_{(b)}}^{(\dagger)} \tilde{\mathcal{Y}}^* c \chi_b dr \int \chi_b \mathcal{Y}_c \chi_{E_{(b)}}^{(\dagger)} dr \right| \right\}; \quad (124) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{(n)}^\downarrow = \sum_a \Gamma_{(a)}^\downarrow = \sum_a (2T_0)^{-1} t_a [n(E_{(a)}) - n(E_a)] \times \\ \times \left\{ 2 \operatorname{Im} \int \chi_a \tilde{\mathcal{Y}}^* c g_{(a)}(E_{(a)}) \mathcal{Y}_c \chi_a dr dr' - 2\pi \left| \int \chi_{(a)} \tilde{\mathcal{Y}}^* c \chi_{0E_a}^{(\dagger)} dr \right|^2 \right\}, \quad (125) \end{aligned}$$

где $E_{(a)} = E_a - \Delta E_c$; $r^{-1}\chi_a$ и $r^{-1}\chi_{0E_a}^{(\dagger)}$ — радиальные ВФ однопротонных состояний дискретного и непрерывного спектра — собственные функции гамильтониана h_{op} (69). Слагаемые (124) и (125) отвечают вкладу в ширину Γ^\downarrow (123) затухания однопротонных и нейтроннодырочных состояний соответственно. Суммирование по нейтроннодырочным состояниям b и однопротонным состояниям a в этих слагаемых производится по энергетическому интервалу ΔE_c вблизи границы Ферми, при этом мнимая часть оптического потенциала меняется от нуля до w ($|\Delta E_c - \mu|$). Максимальная мнимая часть отвечает упругому протонному каналу с энергией $E_{(b)} = E_b + \Delta E_c$, когда $E_b \approx \mu_n$, соответствующее нейтроннодырочное состояние находится на границе Ферми, а также «нейтроннодырочному каналу» с энергией $E_{(a)} = E_a - \Delta E_c$, когда $E_a \approx \mu_p$, соответствующее однопротонное состояние находится на границе Ферми. В первом по Δh_p и Δh_n порядке вместо (124) и (125) получим выражения для ширин $\Gamma_{(p)}^\downarrow$ и $\Gamma_{(n)}^\downarrow$, из которых

непосредственно следует приведенное выше утверждение:

$$\Gamma_{(p)}^{\downarrow} = \sum_b \Gamma_{(b)}^{\downarrow} = \sum_b t_b [n(E_b) - n(E_{(b)})] \int 2w(r; E_{(b)} - \mu_p) |\delta\chi_{(b)}|^2 dr; \quad (126)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{(n)}^{\downarrow} &= \sum_a \Gamma_{(a)}^{\downarrow} = \\ &= \sum_a t_a [n(E_{(a)}) - n(E_a)] \int 2w(r; \mu_n - E_{(a)}) |\delta\chi_{(a)}(r)|^2 dr. \end{aligned} \quad (127)$$

Здесь $\delta\chi$ — кулоновские поправки к ВФ аналогового и основного состояний (106)—(109). В соответствии с модельным представлением неприводимой собственно-энергетической части T_0 [см. (38)] ширину $\Gamma_{(b)}^{\downarrow}$, как и другие парциальные ширины этого типа, можно представить в виде $\Gamma_{(b)}^{\downarrow} \sim 2\pi |\langle \lambda | H' | \delta\chi_{(b)} \rangle|^2 \rho$. Следовательно, релаксационную ширину АР Γ^{\downarrow} можно интерпретировать как ширину для «распада» АР на конфигурации сложной природой, обусловленную кулоновским смешиванием состояний с различными значениями изоспина. И в этом пункте АР отличаются от гигантских резонансов с «нормальным изоспином», релаксационные ширины которых определяются ядерным взаимодействием с многочастичными конфигурациями и по порядку величины равны $2w$. На основе анализа «собственной энергии» входного резонанса Π_{dd} и статистической гипотезы (47) (см. разд. 1), как и в случае эффективных протонных ширин АР, можно показать, что игнорирование приближенного сохранения изоспина приводит к следующей замене в (126), (127): $(2T_0)^{1/2} \delta\chi \rightarrow (2T_0)^{1/2} \delta\chi + \chi$, $\Gamma^{\downarrow} \rightarrow \bar{\Gamma}^{\downarrow}$. Таким образом, отношение $\beta^2 = \Gamma^{\downarrow} / \bar{\Gamma}^{\downarrow}$ может служить мерой запрета по изоспину для «распада» АС на конфигурации сложной природы. В одночастичном приближении расчет β^2 для аналога основного состояния ядра ^{208}Rb приводит к значениям 0,04—0,06 при различном выборе радиальной и энергетической зависимости $w(r; |E - \mu|)$. Малость β^2 (по сравнению с единицей) предопределяет отмеченную во введении специфическую особенность АР иметь малую (по сравнению с $2w$) релаксационную ширину. Неравенство $\beta^2 > \alpha^2$ [см. оценку (83)] свидетельствует о существенной роли непрерывного спектра в нарушении чистоты изоспина АС. Отметим в этой связи, что для указанного АР отношение парциальных ширин $\Gamma_{(b)}^{\downarrow} / \bar{\Gamma}_{(p)}^{\downarrow}$ варьируется в широких пределах, заметно превышая β^2 для упругого и некоторых неупругих протонных каналов, и что $\Gamma_{(p)}^{\downarrow} \gg \Gamma_{(n)}^{\downarrow}$.

С помощью соотношений (98) ширины $\Gamma_{(p)}^\downarrow$ и $\Gamma_{(n)}^\downarrow$ можно явно выразить через энергию симметрии [30]:

$$\Gamma_{(p)}^\downarrow = \sum_b \Gamma_{(b)}^\downarrow = \sum_b (2T_0)^{-1} t_b [n(E_b) - n(E_{(b)})] \times \\ \times \left\{ -2 \operatorname{Im} \left[\int \chi_b (\check{v}_{(b)} + \delta v^*) g_{(b)}(E_{(b)}) (\check{v}_{(b)} + \delta v) \chi_b dr dr' - \int \check{v}_{(b)}^2 \chi_b^2 dr \right] - 2\pi \left| \int \chi_{E_{(b)}^+} (\check{v}_{(b)} + \delta v^*) \chi_b dr \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \int \chi_b (\check{v}_{(b)} + \delta v) \chi_{E_{(b)}^+} dr \right|^2 \right\}; \quad (128)$$

$$\Gamma_{(n)}^\downarrow = \sum_a \Gamma_{(a)}^\downarrow = \sum_a (2T_0)^{-1} t_a [n(E_{(a)}) - n(E_a)] \times \\ \times \left\{ 2 \operatorname{Im} \left[\int \chi_a (\check{v}_{(a)} + \delta v^*) g_{(a)}(E_{(a)}) (\check{v}_a + \delta v) \chi_a dr dr' + \int \check{v}_{(a)} \chi_a^2 dr \right] - 2\pi \left| \int \chi_{(a)} (\check{v}_{(a)} + \delta v) \chi_{0E_a^+} dr \right|^2 \right\}, \quad (129)$$

где $\check{v}_{(a)} = v - \Delta h_n(E_{(a)})$. Результаты расчетов ширины $\Gamma_{(p)}^\downarrow$, выполненных согласно (128) в одночастичном приближении ($\delta v = 0$), для аналога основного состояния ядра ^{208}Pb в зависимости от параметров оптической добавки $\Delta h_p = -i\omega_p + \Delta_p$, приведены на рис. 5 [41]. Из приведенных на этом рисунке зависимостей следует, что для «реалистических» значений параметров ω_p и Δ_p расчетное значение ширины $\Gamma_{(p)}^\downarrow$, примерно втрое переоценивает экспериментальное значение $\Gamma_{\text{эксп}}^\downarrow \approx 80$ кэВ [17]. С аналогичной

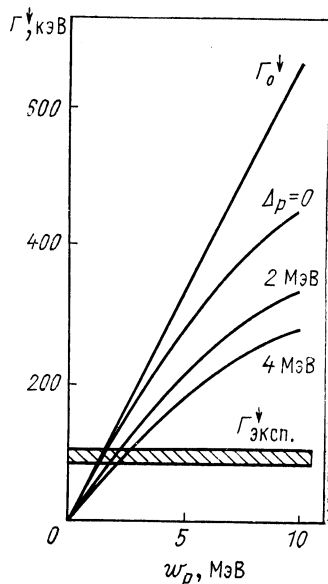


Рис. 6. Зависимость ширины Γ^\downarrow от интенсивности (поверхностного) поглощения ω_p и оптического сдвига Δ_p для первого $0^+ - \text{AP}$ в ядре ^{208}Bi .

Ширина Γ_0^\downarrow рассчитана по (126). Заштрихованной полосой обозначена область экспериментальных значений ширины Γ^\downarrow

трудностью столкнулись также другие микроскопические подходы к описанию AP [17, 34, 39]. Указанное несоответствие, которое имеет место и для других ядер [17], следует прежде всего отнести

за счет пренебрежения поляризационными эффектами. Согласно оценке (101) учет связи каналов позволяет надеяться устранить указанную трудность в количественной интерпретации ширины Γ^\downarrow .

Резонансная (pn)-реакция. Тонкая структура АР. Как резонансы в функциях возбуждения АР были впервые обнаружены при исследовании (pn)-реакции [28]. Эта реакция запрещена по изоспину: $\Delta T = 3/2$ (см. рис. 1). Исследование резонансной (pn)-реакции дает информацию о механизме возбуждения АР в упругом протонном канале и о механизме кулоновского смешивания АС и состояний с «нормальным» изоспином, в силу которого происходит нейтронный распад АР. Возможны два механизма нейтронного распада АР: прямой и статистический. Если протонный распад АР можно рассматривать как прямой одноступенчатый процесс (см. разд. 2), то прямой нейтронный распад является процессом двухступенчатым: АС за счет поля \mathcal{V}_c смешивается с T_- -конфигурациями ($p\bar{n}$)-типа, которые непосредственно в результате ядерного взаимодействия распадаются с испусканием нейтрона в континуум. Таким образом, прямой нейтронный распад может происходить, минуя стадию возбуждения многочастичных конфигураций (отсюда термин «прямой распад»). Статистический механизм нейтронного распада АР обусловлен кулоновским смешиванием АС с многочастичными конфигурациями. Интенсивность указанного смешивания характеризуется шириной Γ^\downarrow . Поскольку нейтронный распад сложных конфигураций является основным каналом распада, постольку ширина Γ^\downarrow представляет собой нейтронную ширину АР, отвечающую статистическому механизму. С учетом этих замечаний полную ширину АР представим в виде:

$$\overline{\Gamma} = \overline{\Gamma}_p^\uparrow + \overline{\Gamma}_n^\uparrow + \Gamma^\downarrow, \quad (130)$$

где $\overline{\Gamma}_n^\uparrow$ — ширина для прямого нейтронного распада АР (существованием других прямых каналов распада, кроме одноуклонных, пренебрегают). Конкретное рассмотрение прямого нейтронного распада АР дано ниже.

Экспериментально АР в (pn)-реакции наблюдались на ядрах с $A < 150$ [40]. Причина, по которой резонансная (pn)-реакция не наблюдается в более тяжелых ядрах, заключается в существенном увеличении нерезонансной части сечения, практически совпадающего с фоновым сечением реакций по сравнению с резонансной частью сечения в максимуме:

$$\sigma_{pn}^{bg} \approx \pi \lambda_p^2 \sum_{lj} (j + 1/2) |T_{lj}| \gg |\sigma_{pn}^{res}(E_r)|, \quad (134)$$

где согласно выводам, данным в разд. 1, $T_{lj} = 1 - |\overline{S}_{lj}|^2$ — оптикомодельные значения коэффициентов проницаемости для протонов. Характерной чертой АР в (pn)-реакции является неболь-

шая асимметрия сечений $\sigma_{pn}(E)$, причем, как правило, асимметрия максимальна для резонансов с малым моментом. Как обычно при исследовании резонансных реакций, возникают два вопроса: параметризация энергетической зависимости полного сечения (pn)-реакции и количественная (или качественная) интерпретация параметров резонанса. В принципе ответы на эти вопросы можно получить в рамках полумикроскопического подхода.

Когда открыто достаточно большое число нейтронных каналов, согласно (56) можно пренебречь флуктуационным сечением (pp)-реакции по сравнению с оптическим. В этом случае из условия унитарности S -матрицы следует выражение для среднего полного сечения резонансной (pn)-реакции:

$$\sigma_{pn}^{J\pi}(E)/g\pi\lambda_p^2 = 1 - \sum_{b'} |\bar{S}_{(b)(b')}|^2, \quad (132)$$

где индексы b нумеруют протонные каналы распада. Подстановка в (132) выражения для средней S -матрицы вида (49) с учетом (130) и сделанных выше выводов относительно парциальных протонных ширин и резонансных фаз смешивания приводит к следующему результату:

$$\frac{\sigma_{pn}^{J\pi}}{g\pi\lambda_p^2} = T_{(b)} \frac{(E - E_r - \delta_{(b)})^2 + \epsilon_{pn}^2}{(E - E_r)^2 + (1/4)\Gamma^2}, \quad (133)$$

где оптимальный коэффициент проницаемости $T_{(b)}$, параметр асимметрии $\delta_{(b)}$ и симметризирующий фактор ϵ_{pn}^2 определяются выражениями:

$$T_{(b)} = 1 - \exp[-4\eta_{(b)}]; \quad \delta_{(b)} = \Gamma_{(b)}^\dagger \sin 2\phi_{(b)}/2 \operatorname{sh} 2\eta_{(b)}; \quad (134)$$

$$\epsilon_{pn}^2 = T_{(b)}^{-1} \Gamma_{(b)}^\dagger \{ \Gamma e^{-2\eta_{(b)}} \cos 2\phi_{(b)} - \Gamma_p^\dagger - \sin^2 2\phi_{(b)} \Gamma_{(b)}^\dagger (T_{(b)}^{-1} - 1) \}. \quad (135)$$

Параметризация сечения $\bar{\sigma}_{pn}$ (133) предложена в [38]. Вне АР сечение (133) переходит в фоновое значение, практически совпадающее с фоновым значением сечения реакций для резонансной парциальной протонной волны в соответствии с (131). Поэтому резонансную часть сечения можно представить в виде:

$$\frac{\bar{\sigma}_{pn}^{res}}{g\pi\lambda_p^2} = T_{(b)} \left\{ \frac{E - E_r - \delta_{(b)})^2 + \epsilon_{pn}^2}{(E - E_r)^2 + (1/4)\Gamma^2} - 1 \right\}. \quad (136)$$

Таким образом, так же как и для упругого рассеяния протонов, асимметрия АР в полном сечении (pn)-реакции

$$\begin{aligned} & 2 \frac{\sigma_{pn}^{res}(E = E_r + (1/2)\Gamma) - \sigma_{pn}^{res}(E = E_r - (1/2)\Gamma)}{\sigma_{pn}^{res}(E = E_r + (1/2)\Gamma) + \sigma_{pn}^{res}(E = E_r - (1/2)\Gamma)} = \\ & = - \frac{2\Gamma\delta_{(b)}}{\epsilon_{pn}^2 - (1/4)\Gamma^2 + \delta_{(b)}^2} \approx \frac{4\phi_{(b)}\Gamma}{\Gamma - \Gamma_p^\dagger} \end{aligned} \quad (137)$$

согласно (133), (134) определяется «упругой» резонансной фазой смешивания $\phi_{(b)}$. В соответствии с выводами, сделанными в разд. 1 и в этом разделе, такая величина появляется в результате интерференции возбуждения протонами АС и многочастичных конфигураций во входном канале реакции и существует в меру кулоновской поправки $\delta\chi_{(b)}$ (106), (108), отвечающей упругому протонному каналу. При фиксированной энергии $E_{(b)}$ $|\delta\chi_{(b)}|$ возрастает с уменьшением l_b , из уменьшения центробежного барьера. Примеры расчета фаз $\phi_{(b)}$ в одночастичном приближении приведены на рис. 4 и в табл. 1. Другие примеры содержатся в [17].

Для малой асимметрии (137) формула (136) переходит в формулу Брейта-Вигнера:

$$\sigma_{pn}^{res}/(g\pi\lambda_p^2) = \Gamma_{(b)}^\dagger \Gamma_n / [(E - E_r)^2 + (1/4)\Gamma^2], \quad (138)$$

так что ширина $\Gamma_n \equiv \Gamma - \Gamma_p^\dagger = \Gamma^\dagger + \Gamma_n^\dagger$ имеет смысл полной нейтронной ширины АР, или ширины для распада АР по запрещенным по изоспину каналам.

Если величину и энергетическую зависимость сечения $\sigma_{pn}^{bg}(E)$ описать с помощью оптической модели согласно (131) или более точно по методу Наузера—Фешбаха (см. разд. 1), то сопоставление (136) с экспериментальной функцией возбуждения позволяет определить экспериментальные значения параметров E_r , Γ и комбинаций параметров $T_{(b)}\delta_{(b)}$ и $T_{(b)}(\epsilon_{pn}^2 - (1/4)\Gamma^2 + \delta_{(b)}^2)$. Если, кроме того, воспользоваться найденным с помощью оптико-модельной «подгонки» сечения σ_{pn}^{bg} значением коэффициента проницаемости $T_{(b)}$, то можно определить отдельно параметры $\delta_{(b)}$ и ϵ_{pn}^2 . Впервые такая процедура выполнена в [42]. Реализованный на сегодняшний день наиболее полный эксперимент по резонансному рассеянию протонов на ядрах с $A = 100-130$ состоит в одновременном анализе наряду с сечением $\sigma_{pn}(E)$ также и дифференциального сечения упругого рассеяния протонов [43]. Такой анализ позволяет определить и экспериментальные значения величин $\Gamma_{(b)}^\dagger$ и $\phi_{(b)}$.

По экспериментальным значениям параметров $\delta_{(b)}$ и $\Gamma_{(b)}^\dagger$, а также коэффициента проницаемости $T_{(b)}$ можно сделать качественное заключение о ширине $\Gamma_{(b)}^\dagger$ (124), (128), характеризующей интенсивность «упругого» смешивания, т. е. кулоновского смешивания состояний с различными значениями изоспина во входном канале реакции. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим следующую комбинацию параметров:

$$\tilde{\Gamma}_{(b)}^\dagger \equiv \delta_{(b)}^2 T_{(b)} / \Gamma_{(b)}^\dagger + \Gamma_{(b)}^\dagger T_{(b)} / 4. \quad (139)$$

Ограничившись реалистическим случаем $\phi_{(b)} \ll 1$, $T_{(b)} \ll 1$, согласно (134), (95), (7), (11), (118) в первом по Δh_p порядке найдем

$$\begin{aligned} \check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow &\approx 4\phi_{(b)}^2 \Gamma_{0(b)}^\uparrow / T_{(b)} + \Gamma_{(b)}^\uparrow T_{(b)} / 4 = \\ &= 2N_b S_b \left| \int \delta\chi_{(b)} w_p \chi_{0E(b)} dr \right|^2 / \int w_p \chi_{0E(b)}^2 dr. \end{aligned} \quad (140)$$

Сравнивая это выражение с (126), убеждаемся, что $\check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow = \Gamma_{(b)}^\downarrow$, если в области, где $w_p(r) \neq 0$, $\text{Re } \delta\chi_{(b)} = \text{const } \chi_{0E(b)}$. В действительности указанные ширины совпадают лишь по порядку величины. Расчет отношения $\check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow / \Gamma_{(b)}^\downarrow$, выполненный согласно (140) для первого $0^+ - \text{AP}$ в ядре ^{208}Bi , дает значение 0,8—1,4 в зависимости от вида функции $w_p(r)$. В связи с формулами (139), (140) отметим, что тот вариант оболочечного подхода, в рамках которого отсутствует микроскопически обоснованный переход к оптической модели, приводит к равенству $\check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow = \Gamma_{(b)}^\downarrow$ [2, 38].

По отношению определяемых непосредственно из анализа сечения σ_{pn}^{res} (136) параметров $\delta_{(b)}^2$ и ε_{pn}^2 можно судить об относительной роли упругого кулоновского смешивания в формировании полной нейтронной ширины $\Gamma_n = \Gamma_n^\uparrow + \Gamma^\downarrow$. Чтобы в этом убедиться, рассмотрим выражение (135) для параметра ε_{pn}^2 в пределе $\phi_{(b)} \ll 1$, $T_{(b)} \ll 1$:

$$\varepsilon_{pn}^2 \approx \Gamma_{(b)}^\uparrow \check{\Gamma}' / T_{(b)} - (\Gamma - \Gamma_{(b)}^\uparrow)^2 / 4; \quad \check{\Gamma}' = \Gamma_n - \check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow. \quad (141)$$

В приближении $\check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow = \Gamma_{(b)}^\downarrow$ ширина $\check{\Gamma}' = \Gamma'$ представляет собой ширину для распада АС по запрещенным по изоспину каналам за вычетом ширины для упругого смешивания. Следовательно, в указанных приближениях отношение

$$\delta_{(b)}^2 / \varepsilon_{pn}^2 \approx \check{\Gamma}_{(b)}^\downarrow / \check{\Gamma}' \approx \Gamma_{(b)}^\downarrow / \Gamma' \quad (142)$$

действительно характеризует относительную роль упругого смешивания в формировании ширины АР для распада по запрещенным по изоспину каналам. Анализ экспериментальных сечений σ_{pn}^{res} согласно (136) для ядер в широком интервале атомных масс [42, 43] показывает, что для всех исследованных АР $\delta_{(b)}^2 \ll \varepsilon_{pn}^2$. Это утверждение несовместимо с выдвинутым в первые годы исследования АР предположением о доминирующей роли упругого (внешнего) смешивания в формировании ширины Γ_n [44]. Такое предположение ($\delta_{(b)}^2 \gg \varepsilon_{pn}^2$) приводит также к значениям $T_{(b)}$, в несколько раз меньшим соответствующих оптико-модельных значений [45, 42].

В выполненных с высоким разрешением экспериментах по рассеянию протонов на сравнительно легких ядрах, где мала энергия ΔE_C , проявляется тонкая структура АР (см., например, [46]). Существование тонкой структуры означает, что в области

АР нуклонные ширины компаунд-ядерных резонансов (с теми же значениями спина и четности, что и у АС) превышает фоновые значения. Усиление ширин возникает в результате кулоновского смешивания состояний с различными значениями изоспина. Если число компонент тонкой структуры велико, то из экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов можно найти «упругую» протонную силовую функцию $(SF)_{(b)} = \rho\gamma_{(b)}$. Согласно (55) эта величина, содержащая информацию о параметрах АР, определяется соответствующим коэффициентом проницаемости:

$$\tilde{T}_{(b)} = 1 - \sum_q |\bar{S}_{(b)q}|^2 \approx 2\pi (SF)_{(b)}, \quad (143)$$

где суммирование ведется по всем нуклонным каналам распада. Поступая так же, как и при выводе формул (133)—(135), для «наведенной» части силовой функции получим следующее выражение:

$$2\pi \{(SF)_{(b)} - (SF)_{(b)}^{bg}\} = T_{(b)} \left\{ \frac{(E - E_r - \delta_{(b)})^2 + \epsilon_{(b)}^2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} - 1 \right\}. \quad (144)$$

Здесь в соответствии с разд. 1 $2\pi (SF)_{(b)}^{bg} = T_{(b)}$; значение параметра $\epsilon_{(b)}^2$ находится из (135) заменой $\Gamma_p^\dagger \rightarrow \Gamma_p^\dagger + \Gamma_n^\dagger \equiv \Gamma^\dagger$ (Γ^\dagger — полная нуклонная ширина АР); остальные параметры те же, что и в (133)—(135). Следовательно, величина $\delta_{(b)}^2/\epsilon_{(b)}^2 \approx \Gamma_{(b)}^\dagger/(\Gamma^\dagger - \Gamma_{(b)}^\dagger)$ характеризует относительную роль упругого смешивания в формировании релаксационной ширины АР. Для малой асимметрии формула (144) упрощается:

$$2\pi \{(SF)_{(b)} - (SF)_{(b)}^{bg}\} \approx \Gamma_{(b)}^\dagger \Gamma^\dagger [(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4]^{-1},$$

так что превышение протонной силовой функции над фоновым значением определяется шириной Γ^\dagger [2].

Измерение наряду с $\bar{\sigma}_{(b)(b)}$ средней поляризации протонов в области АР позволяет определить параметры среднего диагонального элемента S -матрицы и, следовательно, согласно (57) флуктуационное сечение упругого рассеяния:

$$\sigma_{(b)(b)}^{fl} = \bar{\sigma}_{(b)(b)} - \sigma_{(b)(b)}^{\text{opt}} = g\pi\lambda_p^2 \tilde{T}_{(b)} - \bar{\sigma}_r. \quad (145),$$

В случае, когда открыт только один протонный канал ($\Gamma_{(b)}^\dagger \approx \Gamma_p^\dagger$) соотношение (145) позволяет определить коэффициент проницаемости (143), если известно сечение $\bar{\sigma}_{pn} \approx \bar{\sigma}_r$. Такая процедура определения $\tilde{T}_{(b)}$ использована в [46], причем отношение $\delta_{(b)}^2/\epsilon_{(b)}^2$ оказалось малым.

Прямой нейтронный распад аналоговых резонансов. В последние годы проводятся экспериментальные исследования по поиску АР в сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами [47, 48, 49]

и по анализу парциальных сечений (pn)-реакции с возбуждением АР [50]. Указанные процессы содержат информацию о парциальных нейтронных ширинах АР. Выражения для средних сечений парциальных реакций с нуклонами определяются формулами (57) и (49) и в приближении малой асимметрии АР и малых коэффициентов проницаемости для протонов $T_{(b)}$ имеют простой вид:

$$\frac{\bar{\sigma}_{b(v)}}{g\pi\lambda_p^2} \approx \frac{\Gamma_{(b)}^\dagger \Gamma_v}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}; \quad \frac{\bar{\sigma}_{v_0p}}{g\pi\lambda_n^2} \approx \frac{\Gamma_{v_0} \Gamma_p^\dagger}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4},$$

где $\Gamma_v = \Gamma_v^\dagger + \Gamma^\dagger (T_v / \sum_{v'} T_{v'})$ — парциальная нейтронная ширина АР. Таким образом, при исследовании усредненных сечений нельзя разделить прямой и статистический механизмы нейтронного распада АР.

Хотя приведенные ширины θ^2 (ширины, отнесенные к проницаемости потенциального барьера для нуклонов) для прямого протонного и нейтронного распадов АР определяется полем \mathcal{U}_C , они отличаются существенно в силу отмеченной выше разницы в механизме распада:

$$\theta_{(v)}^2 / \theta_{(b)}^2 \sim \theta_{\text{int}}^2 / \theta_{\text{sp}}^2 \sim A^{-4/3}, \quad (146)$$

где $\theta_{\text{sp}}^2 \sim E_0 A^{-1/3}$ — одночастичная приведенная ширина; $\theta_{\text{int}}^2 \sim A^{-4/3} \theta_{\text{sp}}^2$ — приведенная ширина для распада простой (трехквартичной) конфигурации по нуклонному каналу. Разница в проницаемости потенциальных барьеров для нейтронов и протонов в какой-то мере компенсирует малость отношения (146).

Парциальные ширины для прямого нейтронного распада АР, как для запрещенного по изоспину двухступенчатого процесса, определяются кулоновскими поправками к ВФ аналогового и основного состояний (106) — (109) и эффективным взаимодействием нуклонов, в качестве которого можно выбрать взаимодействие (60). При резонансном рассеянии нейтронов на четно-четном ядре (N, Z) с изоспином T_0 в ядре ($N + 1, Z$) возбуждается аналог материнского ядра ($N + 2, Z - 1$) с изоспином $T_0 + 3/2$. Ограничимся рассмотрением простейших конфигураций ядра-мишени и материнского ядра. Такой конфигурацией в материнском ядре является конфигурация два нейтрона — протонная дырка: $(j_b^2)_{0+} j_a^{-1}$. В этом случае амплитуда нейтронной ширины определяется протонной и нейтронной кулоновскими поправками $\delta\chi_{(b)}$ и $\delta\chi_{(a)}$. Непосредственное вычисление приводит к следующему выражению для парциальной нейтронной ширины [51—53, 58]:

$$\Gamma_{0v}^\dagger = \frac{2j_b + 1}{64\pi} \left| \int [F + F' - 3(G + G')] \times \right. \\ \left. \times [\delta\chi_{(b)} \chi_b \chi_a + \chi_b^2 \delta\chi_{(a)}] \chi_{0E_n}^{(+)} j_a l_a r^{-2} dr \right|^2, \quad (147)$$

где $r^{-1}\chi_{0E_n j_a l_a}(r)$ — радиальная ВФ нейтрона в континууме (собственная функция гамильтониана h_{0n} (69)). Для резонансного рассеяния нейтрона на нечетно-протонном ядре с конфигурацией j_a^{-1} с возбуждением аналога материнского ядра с конфигурацией $(j_b^0)_+$ формула для парциальной нейтронной ширины Γ_{0v}^\dagger получается из (147) умножением на фактор $(2j_a + 1)^{-1}$. Другие случаи прямого нейтронного распада описываются более громоздкими, чем (147), формулами [52, 53].

Влияние возбуждения многочастичных конфигураций в процессе прямого нейтронного распада AP на ширину $\Gamma_{0v}^\dagger \rightarrow \Gamma_v^\dagger$ следует учесть в двух пунктах: 1) ВФ нейтрона в континууме определяется с помощью гамильтониана оптической модели для нейтронов $h_n = h_{0n} + \Delta h_n: \chi_{0E_n}^{(+)} \rightarrow \chi_{E_n}^{(+)}$; 2) эффективная поправка к ВФ аналогового состояния $\delta\chi_{(b)}$ определяется с учетом возбуждения многочастичных конфигураций в процессе реального и виртуального протонного распада AP по каналу b : $\delta\chi_{(b)} \rightarrow \delta\tilde{\chi}_{(b)}$ [29], где $\delta\chi_{(b)}$ — поправка (106), (108) и

$$\delta\tilde{\chi}_{(b)}(r) = \delta\chi_{(b)}(r) + \int g_{(b)}(r, r'; E_{(b)}) \Delta h_p(r'; E_{(b)}) \delta\chi_{(b)}(r') dr'.$$

Аналогичное соотношение имеет место для поправки $\delta\tilde{\chi}_{(a)}$.

Результаты расчета ширин Γ_v^\dagger в одночастичном приближении для упругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{90}Zr , 206 , ^{208}Pb с возбуждением аналогов протонно-дырочных конфигураций материнских ядер ^{91}Y , 207 , ^{209}Tl соответственно приведены в табл. 2

Таблица 2

Результаты выполненных в одночастичном приближении расчетов эффективных нейтронных ширин для прямого возбуждения аналоговых резонансов в упругом рассеянии нейтронов на ядрах ^{90}Zr , 206 , ^{208}Pb

Ядро-мишень	$^{90}\text{Zr} (j_b^\pi = 5/2^+)$					$^{206}\text{Pb} (j_b^\pi = 1/2^-)$			$^{208}\text{Pb} (j_b^\pi = 9/2^+)$		
	$1/2^-$	$9/2^+$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$5/2^+$	$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	$1/2^+$	$3/2^+$
E_n , МэВ	5,21	5,63	5,72	6,15	6,39	6,48	12,8	13,1	14,4	18,1	18,4
Γ_v^\dagger , кэВ	1,48	0,07	1,40	0,53	0,33	1,66	0,62	0,11	0,08	0,02	0,003

[51—53]. Рассчитанные значения упругих нейтронных ширин не противоречат данным работ [48, 50]. Результаты расчетов подтверждают также следующий из (147) вывод о том, что воз-

буждение AP нейтронами предпочтительнее изучать на ядрах с небольшим нейтронным избытком, поскольку $|\delta\chi|^2 \sim (2T_0 + 3)^{-1}$.

Квазиупругое (pn)-рассеяние. Впервые аналоговые резонансы были обнаружены как узкие максимумы в жесткой части спектра нейтронов в прямой (pn)-реакции [54]. Прямая (pn)-реакция с возбуждением AC получила название квазиупругого (pn)-рассеяния, поскольку полное и дифференциальное сечения этой реакции приближенно можно описать в рамках метода искаженных волн с помощью потенциала $\hat{V}_L = V_L(r) \epsilon T$, являющегося непосредственным обобщением зависящей от нейтронного избытка части оболочечного (оптического) потенциала [34, 35]. Оболочечный подход к теории AP приводит к ряду выводов относительно сечения квазиупругого (pn)-рассеяния, требующих или экспериментальной проверки, или дополнительного анализа имеющихся экспериментальных данных. Эти выводы относятся: 1) к выбору эффективного зарядово-обменного поля, действующего на нуклон в процессе квазиупругого (pn)-рассеяния; 2) к учету поглощения нуклонов в указанном процессе; 3) к существованию сильного четно-нечетного эффекта в полном сечении для ядер с минимальным нейтронным избытком.

1. Полное сечение квазиупругого pn -рассеяния на четно-нечетном ядре определяется эффективным полем (97), реализующим связь AC с непрерывным спектром:

$$\sigma_{pn}^{dir} \sim k_p^{-2} \sum_{jl} \left(j + \frac{1}{2} \right) |J_{E_p E_n jl}|^2. \quad (148)$$

В отсутствие поглощения радиальные интегралы $J_{E_p E_n jl}^0$ определяются двумя эквивалентными выражениями:

$$(2T_0)^{1/2} J_{E_p E_n jl}^0 = \int \chi_{0E_n jl}^{(+)} \tilde{\mathcal{V}}_c \chi_{0E_p jl}^{(+)} dr = \int \chi_{0E_n jl}^{(+)} (v + \delta v) \chi_{0E_p jl} dr. \quad (149)$$

Как и для парциальных протонных ширин AP, использование феноменологического гамильтониана (100) для описания квазиупругого (pn)-рассеяния (без учета эффектов поглощения) оправдано только в одночастичном приближении. Учет реального и виртуального протонного распада AP приводит согласно (149) к необходимости использовать эффективную энергию симметрии: $T_0 V_L = v \rightarrow v + \delta v$ (или эффективное кулоновское поле: $\mathcal{V}_c \rightarrow \tilde{v}_c \equiv v_c + \delta v$). В этом, возможно, — одна из причин систематического уменьшения потенциала $T_0 V_L$, полученного из анализа абсолютных сечений σ_{pn}^{dir} , по сравнению с (70), найденной из систематики одночастичных уровней [43].

Слабая зависимость парциальных протонных ширин от абсолютного значения энергии симметрии (см. выше) объясняется

тем обстоятельством, что согласно (79) резонансная кинетическая энергия протонов $E_{(b)} = E_b^p + \Delta E_C = E_b^p + v$ на энергию симметрии превышает энергию соответствующего одночастичного резонанса. Для квазиупругого (pn)-рассеяния такой связи нет. Поэтому согласно (148), (149) величина приведенного сечения $\sigma_0 = \sigma_{pn}^{\text{dir}} / (N - Z)$ приближенно не зависит от $(N - Z)$. Такая изотопическая зависимость экспериментальных сечений с разной степенью точности реализуется для четно-четных ядер [56, 57].

2. Как и для эффективных парциальных протонных ширин АР (см. выше) учет поглощения нуклонов в процессе квазиупругого (pn)-рассеяния осуществляется переходом к ВФ оптической модели для нуклонов в первом (но не во втором!) из соотношений (149):

$$J_{E_p E_n j l} = (2T_0)^{-1/2} \int \chi_{E_n j l}^{(+)} \tilde{\mathcal{T}}^{(+)} c \chi_{E_p j l} dr. \quad (150)$$

Согласно (98) радиальный интеграл (150) можно выразить через энергию симметрии:

$$J_{E_p E_n j l} = (2T_0)^{-1/2} \int \chi_{E_n j l}^{(+)} [v + \delta v - \Delta h_p + \Delta h_n] \chi_{E_p j l}^{(+)} dr.$$

В одночастичном приближении ($\delta v \rightarrow 0$) это выражение получается также с помощью очевидного обобщения гамильтониана (119) для системы «нуклон + ядро». Метод искаженных волн, игнорирующий приближенное сохранение изоспина (см. выше), приводит к другому результату:

$$\bar{J}_{E_p E_n j l} (\delta v \rightarrow 0) = (2T_0)^{-1/2} \int \chi_{E_n j l}^{(+)} v \chi_{E_p j l}^{(+)} dr,$$

так что отношение $(\bar{\sigma}_{pn}^{\text{dir}} / \sigma_{pn}^{\text{dir}})_{\delta v \rightarrow 0} \approx |v / (v - \Delta h_p + \Delta h_n)|^2$ может заметно отличаться от единицы [58].

3. Экспериментальные данные относительно сечения σ_{pn}^{dir} обнаруживают существование заметного четно-нечетного эффекта в изотопической зависимости указанного сечения для ядер с небольшим нейтронным избытком:

$$\sigma_0^{\text{неч}} = \sigma_0^{\text{чет}} (1 + \beta), \quad (151)$$

где $\beta > (N - Z)^{-2}$, [56]. Аномальный вклад нечетного нейтрона в сечение можно объяснить за счет спин-изоспиновой части эффективного взаимодействия нуклонов (60), поскольку при рассеянии на четно-четном ядре ($0^+ \rightarrow 0^+$ -переход) указанное взаимодействие не входит в сечение. Для нечетного ядра-мишени ($J^\pi \rightarrow \rightarrow J^\pi$ -переход) эффективное поле, действующее на нуклон в процессе квазиупругого (pn)-рассеяния, модифицируется (динами-

ческими поляризационными эффектами пренебрегаем):

$$\begin{aligned} \mathcal{Y}(r) &= (2T_0)^{-1/2} \langle 0^+ | F' \sum_i \tau_i^{(3)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) | 0^+ \rangle \rightarrow \\ &\rightarrow (2T_0)^{-1/2} \langle J^\pi M_f | \sum_i \tau_i^{(3)} (F' + G' \sigma \sigma_i) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) | J^\pi M_i \rangle. \end{aligned}$$

Если спин и четность ядра-мишени определяются нечетным нейтроном, то непосредственное вычисление сечения σ_{pn}^{dir} приводит к следующему выражению для параметра β в формуле (151) [58, 59]:

$$\beta = (N - Z)^{-2} (J + 1/2) [\alpha_1 + 3\alpha_2 (G'/F')^2], \quad (152)$$

где коэффициенты $\alpha_{1,2} \leq 1$ представляют собой отношение сумм квадратов радиальных интегралов, взвешенных с кинематическими факторами. Поскольку $G' \cong F'$ [15], то согласно (8) аномальный вклад нечетного нейтрона в сечение σ_{pn}^{dir} обусловлен в основном спинизоспиновой частью эффективного взаимодействия нуклонов и подчеркнут кинематическими факторами. Выполненный в [58, 59] анализ экспериментальных данных для изотопов Ti подтверждает этот вывод. На основании (151), (152) можно заключить также, что для ядер с минимальным нейтронным избытком $N - Z = 1$; 3 сечение σ_{pn}^{dir} может существенно отличаться от значений, вычисленных с помощью потенциала V_L , определенного из анализа квазиупругого (pn)-рассеяния на четно-четных ядрах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ основных параметров аналоговых состояний и аналоговых резонансов в сечениях взаимодействия нуклонов с ядрами показывает, что изложенный вариант оболочечного подхода к теории ядерных реакций (полумикроскопический подход) является конструктивным методом теоретического исследования высоковозбужденных состояний ядер и соответствующих резонансных ядерных реакций. Остановимся кратко на требующих дальнейшего исследования вопросах, касающихся как самого подхода, так и теории АР. К этим вопросам относятся:

1) последовательный вывод в терминах оболочечной и оптической моделей выражения для функции отклика (18) с одновременным учетом континуума и затухания частично-дырочных конфигураций без обращения к теории возмущения вида (30) или к другим приближениям. Решение этого вопроса необходимо для количественной интерпретации гигантских мультипольных резонансов (интерпретация АР изменится несущественно) и в особенности для описания возбуждения указанных резонансов электронами и нуклонами;

2) поиск точной аналитической формулы для сдвига относительно ΔE_C энергии АР, учитывающей как связь АР с континуумом (и многочастичными конфигурациями), так и поляризационные эффекты. Решение этого вопроса, возможно, снимает проблему «аномалии в кулоновской энергии» [60]. Аналогичный вопрос существует и в оценке чистоты изоспина в основном состоянии ядер [в оценке величины $\alpha_{gr.st}^2$ (76)];

3) теоретический анализ основных параметров АР [ширин $\Gamma_{(b)}^\uparrow$, Γ^\downarrow , сдвига Δ_A , фаз $\phi_{(b)}$ (или параметров асимметрии $\delta_{(b)}$)], основанный на численном решении интегрального уравнения для эффективного кулоновского поля (96). Такой анализ сделает возможным детальное сравнение выводов полумикроскопического подхода относительно основных параметров АР с экспериментальными данными;

4) количественная интерпретация Е1-радиационного распада АР на основе решения вопросов, относящихся к пп. 1, 3. Качественный анализ проблемы в рамках оболочечного подхода дан в работе [61];

5) усовершенствование расчетной схемы парциальных шириин для прямого нейтронного распада АР с включением в анализ более сложных (чем одночастичные) конфигураций материнских ядер и ядер-продуктов.

Автор благодарен В. Г. Губе за проведение ряда численных расчетов, результаты которых приведены в статье.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ ПРИБЛИЖЕНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ (ПСФ)

Ниже кратко изложен метод и результаты квазиклассического анализа уравнений ПСФ в применении к изовекторным гигантским резонансам (ИГР). Преимущества и недостатки метода обсуждены в разд. 2. Там же даны ссылки на работы, где этот метод применялся.

1. Метод квазиклассического решения уравнения для эффективной плотности избыточных нейтронов (72):

$$n(r) = n_0(r) + F' \sum_{ab} \varphi_a^*(r) \varphi_b(r) A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega=0) n_{ba} \quad (\text{П.1})$$

состоит в следующем. Матричные элементы плавной функции координат $n(r)$ существенно отличны от нуля для переходов $|E_a - E_b| \sim D < E_0$. Поэтому с точностью $D/E_0 \sim A^{-1/3}$

$$A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega=0) = (n_a - n_b)/(E_a - E_b) \approx -\delta(E_a - E_0). \quad (\text{П.2})$$

Это соотношение вместе с условием полноты системы функций $\{\varphi_a(r)\}$ позволяет преобразовать интегральный член уравнения (П.1) к виду:

$$\begin{aligned} & \sum_{ab} \varphi_a^*(r) \varphi_b(r) A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega=0) n_{ba} = \\ & = -n(r) \rho_0(r) + \sum_a |\varphi_a(r)|^2 n_{aa} \delta(E_a - E_0), \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

где $\rho_0(r) = \sum_a |\varphi_a(r)|^2 \delta(E_a - E_0)$ — плотность частиц с энергией Ферми.

Заменим положительные величины n_{aa} на некоторую константу, определяемую нормировочным условием $\int n(r) d^3r = N - Z$. Если в качестве оболочечного потенциала использовать прямоугольную потенциальную яму, когда $F' \rho_0 = f'$, то согласно (П.1)–(П.3) получим:

$$n(r) = (1 + f')^{-1} [n_0(r) + f' \bar{n}], \quad (\text{П.4})$$

где $\bar{n} = (N - Z)/\Omega$. Поскольку F' мало меняется при переходе через границу ядра, то в применении соотношения (П.4) к реальным ядрам естественно $\bar{n}(r)$ выбрать согласно (71).

2. Квазиклассический анализ уравнений для эффективного поля вида (20) можно выполнить, если найти собственные функции ядра этих интегральных уравнений. Указанные функции V_L , которые можно классифицировать по протосимому моменту L , определяется однородным уравнением:

$$\{A^{p_0 h_0}(\omega) V_L\} \equiv \sum_{ab} A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega) (V_L)_{ba} \varphi_a^*(\mathbf{r}) \varphi_b(\mathbf{r}) = C_L(\omega) \rho_0(r) V_L(\mathbf{r}), \quad (\text{П.5})$$

где для одноименных возбуждений $A_{ab}^{p_0 h_0} = (n_a - n_b)(E_a - E_b - \omega)^{-1}$; $C_L(\omega)$ — собственные значения. Собственные функции имеют существенно отличные от нуля матричные элементы для переходов с энергией $|E_a - E_b|$ вблизи характеристических энергий E_L . Используя соотношение (П.2) и условие полноты функции $\{\varphi_a(\mathbf{r})\}$ с квазиклассической точностью $\sim A^{-1/3}$, найдем собственные значения $C_L(\omega)$ на основании (П.5):

$$C_L(\omega) = -(1 - c_L) \frac{E_L^2}{E_L^2 - \omega^2}; \quad c_L = \frac{\sum_a |\varphi_a(\mathbf{r})|^2 (V_L)_{aa} \delta(E_a - E_0)}{\rho_0(r) V_L(r)}. \quad (\text{П.6})$$

Чтобы определить характеристические энергии E_L , имеющие смысл энергий гигантских резонансов в модели независимых частиц, вычислим сумму

$$\sum_L \equiv \sum_s |(V_L)_{s0}|^2 (E_s - E_0); \quad V_L = \sum_i V_L(\mathbf{r}_i) \quad (\text{П.7})$$

двумя независимыми способами: 1) с помощью поляризуемости (16) отвечающей полю $V_L(\mathbf{r})$:

$$\sum_L = -\frac{1}{\pi} \int \omega \operatorname{Im} \mathcal{P}(\omega) d\omega = -\frac{1}{\pi} \int \omega \operatorname{Im} \sum_{ab} |(V_L)_{ab}|^2 A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega) d\omega \quad (\text{П.8})$$

(в отсутствие скоростных сил \sum_L не зависит от взаимодействия нуклонов, поэтому эту величину с точностью $\sim (N - Z)/A$ можно вычислять для системы $A/2$ невзаимодействующих нуклонов); 2) с помощью правила сумм, выразив \sum_L через коммутатор с гамильтонианом:

$$\begin{aligned} \sum_L &= \frac{1}{2} \langle 0 | [V_L^\dagger, [H, V_L]] | 0 \rangle = \\ &= \frac{1}{2M} \langle 0 | \sum_i |\nabla_i V_L(\mathbf{r}_i)|^2 | 0 \rangle = \frac{1}{2M} \int |\nabla V_L(\mathbf{r})|^2 \rho(r) d^3r, \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

где $\rho(r)$ — плотность нуклонов. Вычислив сумму в (П.8) с помощью (П.5), согласно (П.8), (П.9) получим следующее выражение для характеристических

энергий:

$$E_L^2 = (A/2M) \int |\nabla V_L(\mathbf{r})|^2 \rho(r) d^3r / (1 - c_L) \int \rho_0 |V_L(\mathbf{r})|^2 d^3r. \quad (\text{П.10})$$

Конкретные выражения для собственных значений $C_L(\omega)$ и характеристических энергий зависят от вида оболочечного потенциала. Ниже приведены выражения для наименьших энергий E_L и соответствующих им собственных функций монопольной, дипольной и квадрупольной симметрии, найденные с помощью формул (П.5), (П.6), (П.10) для двух видов потенциала (осцилляторного и прямоугольной ямы):

$$\left. \begin{aligned} V_{L=0}(r) &= 1 - M\dot{\omega}^2 r^2 / E_0, \quad c_{L=0} = 0; & V_{L=0}(r) &= 1 - 5r^3 / 3R^2, \quad c_{L=0} = 4/9; \\ E_{L=0} &= 2\dot{\omega} = 80A^{-1/3} \text{ МэВ}; & E_{L=0} &= (42E_0 / MR^2)^{1/2} = 195A^{-1/3} \text{ МэВ}; \\ V_{L=1}(r) &= rY_{10}(\cos \vartheta), \quad c_{L=1} = 0, & V_{L=1}(r) &= rY_{10}(\cos \vartheta), \quad c_{L=1} = 0; \\ E_{L=1} &= \dot{\omega} = 40A^{-1/3} \text{ МэВ}; & E_{L=1} &= (10E_0 / 3MR^2)^{1/2} = 55A^{-1/3} \text{ МэВ}; \\ V_{L=2}(r) &= r^2 Y_{20}(\cos \vartheta), \quad c_{L=2} = 1/2; & V_{L=2}(r) &= r^2 Y_{20}(\cos \vartheta), \quad c_{L=2} = 2/9; \\ E_{L=2} &= 2\dot{\omega} = 80A^{-1/3} \text{ МэВ}; & E_{L=2} &= (12E_0 / MR^2)^{1/2} = 105A^{-1/3} \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.11})$$

3. Энергии ИГР ($n\bar{n}$, $p\bar{p}$)-типа с «нормальным» изоспином определяются как результат решения однородного уравнения для эффективного поля (20):

$$V(E^{N\bar{N}}) = F' \{A^{p_0 h_0} (E^{N\bar{N}})\}. \quad (\text{П.12})$$

В квазиклассическом приближении для прямоугольной потенциальной ямы это уравнение согласно (П.5) приводится к следующему виду:

$$1 = f' C_L(E^{N\bar{N}}). \quad (\text{П.13})$$

Отсюда с учетом (П.6) следует первая из формул (86) для энергий ИГР.

4. Энергии ИГР ($p\bar{n}$)-типа определяются уравнением (П.12), в котором используется функция отклика:

$$A_{ab}^{p_0 h_0}(\omega) = (n_a^p - n_b^n) (E_a^p - E_b^n - \omega)^{-1}. \quad (\text{П.14})$$

В этом случае с точностью $(N - Z) \gg A^{1/3}$ вместо (П.2) имеем:

$$n_a^p - n_b^n = n_a^p - n_a^n + n_a^n - n_b^n = -[\rho_0^{-1} (N - Z) + E_a - E_b] \delta(E_a - E_b), \quad (\text{П.15})$$

где $\rho_0 = \int \rho_0(r) d^3r$. Для оболочечного потенциала прямоугольной формы, который рассматривается ниже, разность

$$E_a^p - E_a^n = E_0^p - E_0^n = (4/3) E_0 (N - Z) / A = (N - Z) \rho_0^{-1} \equiv \Delta_0. \quad (\text{П.16})$$

С учетом (П.14)–(П.16) получим выражение для собственных значений уравнения (П.5) в виде:

$$-C_L(\omega) = (1 - c_L) \frac{E_L^2 + \Delta_0(\omega - \Delta_0)}{E_L^2 - (\omega - \Delta_0)^2} + c_L \frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \omega}. \quad (\text{П.17})$$

Кроме того, для монопольных возбуждений ($p\bar{n}$)-типа имеется новая собственная функция $V_A = \text{const}$ с собственным значением $C_A(\omega) = -\Delta_0 / (\Delta_0 -$

— ω). Уравнение (П.13) определяет, в частности, энергию АС (79) и энергии монопольных возбуждений E_c и E_g . В приближении $\Delta_0 \ll E_{L=0}$ согласно (П.13), (П.17) приходим к формулам (80) и (81) для указанных энергий. Отметим также, что согласно (68), (71) и (П.16) энергия симметрии ν с квазиклассической точностью равна $f' \Delta_0$.

5. Энергии ИГР ($p\bar{p}$)-типа определяются уравнением (П.13), где в выражении для $C_L(\omega)$ (П.17) осуществлена замена $\Delta_0 \rightarrow -\Delta_0$. Для 1-возбуждений, когда $c_{L=1} = 0$, приходим ко второй из формул (86). Приближенно решение указанного уравнения для монопольных и квадрупольных возбуждений с учетом линейных по малому отношению $\Delta_0/E_{L=0}$; 2 слагаемых приводит к последней из формул (86). Пренебрежение «обратными» переходами $E_a - E_b = -E_L$ в уравнении для эффективного поля (П.12) отвечает приближению Тамма — Данкова. В этом приближении вместо (П.6) и (П.17) имеем соответственно:

$$-C_L(\omega) = \frac{1}{2} (1 - c_L) \frac{E_L}{E_L - \omega};$$

$$-C_L(\omega) = \frac{1}{2} (1 - c_L) \frac{E_L - \Delta_0}{E_L - \Delta_0 - \omega} - c_L \frac{\Delta_0}{\Delta_0 + \omega}. \quad (\text{П.18})$$

Подстановка этих выражений в (П.13) приводит к (87) для энергий ИГР 1- в приближении Тамма — Данкова.

6. Матричные элементы для переходов с возбуждением коллективного состояния $|s\rangle$ определяются плотностью перехода $\rho^s(\mathbf{r})$, выражение для которой можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho^s(\mathbf{r}) &= \sum_{ab} \Phi_a^*(\mathbf{r}) \Phi_b(\mathbf{r}) \rho_{ab}^s; \\ \rho_{ab}^s &= \tilde{V}_{ba}^s A_{ab}^{p_0 h_0}(E_s); \quad \rho^s(\mathbf{r}) = (F')^{-1} \tilde{V}^s(\mathbf{r}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.19})$$

Амплитуда эффективного собственного поля $\tilde{V}^s(\mathbf{r})$ определяется нормировочным условием:

$$1 = \sum_{ab} |\tilde{V}_{ab}^s|^2 [A_{ab}^{p_0 h_0}(E_s)]^2 (n_b - n_a). \quad (\text{П.20})$$

Ниже рассмотрены 0⁺-возбуждения ($p\bar{n}$)-типа. Конкретные вычисления выполнены в приближении $\Delta_0 \ll E_{L=0}$. Полагая $\tilde{V}^s(\mathbf{r}) = B_s V_{L=0}(\mathbf{r})$ с использованием формул п. 4 и (П.5), (П.6) найдем:

$$B_c^{-2} = \sum_{ab} (V_{L=0})_{ab}^2 [A_{ab}^{p_0 h_0}(E_c)]^2 (n_b^n - n_a^n) \approx$$

$$\approx \sum_a (V_{L=0})_{aa}^2 \Delta_0 (\Delta_0 - E_c)^{-2} \delta(E_a - E_0) = c_{L=0} \overline{V_{L=0}^2} \rho_0 \Delta_0 (\Delta_0 - E_c)^{-2}; \quad (\text{П.21})$$

$$\left. \begin{aligned} B_g^{-2} &= 2(1 - c_{L=0}) \overline{V_{L=0}^2} \rho_0 E_g E_{L=0}^2 [E_{L=0}^2 - E_g^2]^{-2}; \\ \overline{V_{L=0}^2} &= \int \frac{V_{L=0}^2(\mathbf{r}) d^3r}{\Omega} = \frac{4}{21}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.22})$$

Отличные от нуля матричные элементы для смешивания аналогового и монопольных состояний $p\bar{n}$ -типа кулоновским полем \mathcal{V}_C° :

$$\varphi_C(r) = V_C(r) - \Delta E_C = \Delta E_C V_{L=0}(r)/4; \quad \Delta E_C = (6/5) Ze^2/R = E_A \quad (\text{П.23})$$

определяются плотностями перехода $\rho^s(r) = B_s V_{L=0}(r)/F'$ [см. (80) и (84)], полученными согласно (П.19)—(П.22):

$$\langle s | \vartheta_C | 0 \rangle = \int \rho^s(r) \vartheta_C(r) d^3r = \frac{1}{4} B_s \overline{V}_{L=0}^2 \Omega \frac{\Delta E_C}{F'}. \quad (\text{П.24})$$

Вычисление амплитуд примесей $T_{>}$ -монопольных состояний к основному и $T_{<}$ -состояний к аналоговому (76) и (77) с помощью (П.21)—(П.24) приводит к (82) и (83) соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
2. Mahaux С., Weidenmüller Н. Shell model approach to the nuclear reactions. Amsterdam, 1968.
3. Соловьев В. Г., Малов Л. А.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 196, p. 433; Ядерная физика, 1976, т. 21, с. 502; 1976, т. 23, с. 53.
4. Барц Х. В., Ротгер И. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 508, 513.
5. Урин М. Г.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 817.
6. Грибов В. Н. Квантовая электродинамика. Л., Изд. ЛИЯФ, 1974.
7. Bertsh G. F., Tsai S. F.— Phys. Rep., 1975, v. 186, p. 125.
8. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А. Препринт ИАЭ-2580, 1975.
9. Урин М. Г.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 927.
10. Зарецкий Д. Ф., Сироткин В. К.— Ядерная физика, т. 27, с. 1534.
11. Dover С. В., Lemmer R. Н., Nahne F. I. W.— Ann. Phys., 1972, v. 70, p. 458.
12. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
13. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Пер. с англ. М., Мир, 1971.
14. Чепурнов В. А.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 955.
15. Троицкий М. А. Докт. дис. М., ИАЭ, 1978.
16. Moldauer P. A.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 1841.
17. Auerbach N. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 48.
18. Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г. В кн.: Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Т. 2. Тбилиси, 1967, с. 558.
19. Бирбраир Б. Л.— Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 1198.
20. Урин М. Г. In: Nucl. Structure. Proc. Dubna Symp. Vienna, 1968, p. 548. Девятко Ю. Н., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, т. 35, с. 810.
21. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 249.
22. Лушняков А. А. Обзор в монографии [1].
23. Новиков В. Н., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1966, т. 3, с. 419; Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 324.
24. Курляндский А. С., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 1987.
25. Слив Л. А., Харитонов Ю. И.— Phys. Lett., 1965, v. 16, p. 176.
26. Paul P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1013.
27. Akyüz R., Fallieros S.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1016.
28. Fox J. D., Moore F. E., Robson D.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 198.
29. Урин М. Г. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. М., Изд. МИФИ, 1974.

30. Урин М. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 507.
31. Lane A. M., Soper J. M.— Phys. Rev. Lett., 1961, v. 7, p. 420.
32. Auerbach N., Nguyen Van Giai.— Phys. Lett. B, 1978, v. 72, p. 289.
33. Девятко Ю. Н., Урин М. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 754.
34. Bledsoe H. B., Tamura T.— Nucl. Phys. A., 1971, v. 164, p. 191.
35. Zaidi S., Darmodjo.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1446.
36. Девятко Ю. Н., Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1968, т. 7, с. 1021.
37. Hargney H. L., Weidemüller H. A.— Nucl. Phys., 1969, v. A139, p. 241.
38. Курляндский А. С., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 545; Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 515.
39. Bund G. W., Blair J. S.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 384.
40. Temmer G. M. In: Nucl. Structure, Proc. Dubna symp., Vienna, 1968, p. 264.
41. Курляндский А. С., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 1290.
42. Гужовский Б. Я. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 719.
43. Гужовский Б. Я.— Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 449; 1975, т. 21, с. 945.
44. Robson D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 18, p. 80
45. Johnson C. e.a.— Nucl. Phys. A, 1968, v. 107, p. 21.
46. Grow G., Kretschmer.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 713.
47. Бенецкий Б. А. и др.— Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 21; Препринт ОИЯИ, РЗ-407. Дубна, 1975.
48. Hicks G. C., Legge G. J. F.— J. Phys. A, 1974, v. 7, p. 132.
49. Weigmann H. e.a.— Phys. Rev. C, 1976, v. 14, p. 1328.
50. Гужовский Б. Я.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 408; Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 957.
51. Губа В. Г., Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 386.
52. Губа В. Г., Рыкованов Г. Н., Урин М. Г. Нейтронная физика. Т. 1. М., ЦНИИ Атоминформ, 1977, с. 147.
53. Урин М. Г., Губа В. Г. Расчет характеристик сечений резонансных ядерных реакций с нейтронами с γ -квантами. Изд-во МИФИ, 1978.
54. Anderson J. D., Wong C.— Phys. Rev. Lett., 1961, v. 7, p. 250; 1962, v. 8, p. 442.
55. Satchler G. R. e.a.— Phys. Rev., 1964, v. 136, p. 637.
56. Goodman G. e.a.— Phys. Rev., 1967, v. 156, p. 1249.
57. Grimes G. M. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 158.
58. Губа В. Г. Канд. дис. М., МИФИ, 1979.
59. Губа В. Г., Урин М. Г.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 546.
60. Negele J. W.— Comm. Mod. Phys. A, 1974, v. 6, p. 15.
61. Курляндский А. С., Урин М. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 2178.