

539.1

В-85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике
2 сессия ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
ПРИ НЕРЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЯХ
(конспекты лекций)

М. Г. УРИН

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В РЕЗОНАНСНЫХ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

МОСКВА — 1971

539.1

—
B85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике
2 сессия ядерные реакции при нерелятивистских энергиях
(Конспекты лекций)

М.Г.УРИН

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЯХ

562443

МОСКВА - 1971 г.

Содержание

Введение.

I. Высоковозбужденные состояния ядер. Одночастичные и компаунд-ядерные состояния.

II. Аналоговые состояния.

1. Гамильтониан для квазичастиц и аналоговые состояния.

2. Структура аналоговых состояний. Плотность избыточных нейтронов.

3. Ширины "размазывания" аналоговых состояний. Кулоновское смешивание.

III. Компаунд-ядерные состояния в непрерывном спектре.

1. Описание резонансных реакций с нуклонами методами теории квантовых переходов. Неперекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы.

2. Силовые функции; параметризация силовых функций и оптическая модель.

3. Перекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы.

IV. Аналоговые резонансы

1. Протонные ширины аналоговых состояний.

Потенциал Лейна. Спектроскопические факторы.

2. Формирование аналоговых резонансов в сечениях рассеяния протонов. Механизмы смешивания аналогового и компаунд-ядерных состояний.

3. Тонкая структура аналоговых резонансов. Усредненные сечения.

4. Аналоговый резонанс в области перекрывающихся уровней составного ядра.

5. Информация о механизмах смешивания из анализа резонансной ($p\pi$)-реакции.

У. Одночастичные резонансы.

1. Одночастичные состояния в непрерывном спектре.
2. Формирование одночастичных резонансов в сечении упругого рассеяния нуклонов ядрами.
3. Одночастичный резонанс в области неперекрывающихся уровней составного ядра. Силовые функции. Сравнение с результатами оптической модели.
4. Резонанс формы в силовой функции для Δ -нейтронов.
5. Одночастичный резонанс в области перекрывающихся уровней составного ядра. Подбарьерная ($\rho\pi$)-реакция.

Заключение.

Введение

На протяжении последних двадцати лет оболочечная модель с успехом применяется для описания основного и низковозбужденных состояний атомных ядер. Возникшая вначале как правдоподобная физическая гипотеза оболочечная модель с развитием методов теории многих тел получила свое теоретическое обоснование [1]. В ферми-системах даже при сильном взаимодействии между частицами для возбуждений с энергией, меньшей фермиевской энергии ($E_F \approx 33$ Мэв) существует квазичастичная ветвь возбуждений, аналогичная возбуждениям в идеальном ферми-газе. При малых энергиях возбуждения число возникших квазичастиц существенно меньше числа частиц. Поэтому среднее расстояние между квазичастицами больше радиуса их взаимодействия. Другими словами, для малых энергий возбуждений ядро можно рассматривать как газ взаимодействующих квазичастиц. При этом параметры взаимодействия квазичастиц, рассматриваемые как феноменологические параметры теории, отличаются, вообще говоря, от соответствующих пустотных значений. Имея в виду дальнейшее применение, мы будем рассматривать простейший вариант метода взаимодействующих квазичастиц, полагая эффективную массу квазичастиц совпадающей с массой нуклона и вероятность обнаружения частицы в квазичастице равной единице. Анализ экспериментальных данных показывает, что относительное различие указанных величин не превышает 10-20%. В связи с этим в дальнейшем мы можем использовать терминологию модели оболочек.

Ниже, опираясь на оболочечную модель и ее обобщение на случай непрерывного спектра, мы дадим описание некоторых резонансных ядерных реакций с нуклонами. В основном изложение

следует работам, выполненным автором совместно с Д.Ф.Зарецким. Некоторую информацию по изложенным в лекциях вопросам читатель найдет также в монографии Мао и Вайденмюллера [2].

I. Высоковозбужденные состояния ядер. Одночастичные и компаунд-ядерные состояния.

Наиболее широко оболочечную модель применяют для описания основного и первых возбужденных состояний ядер, когда имеют дело либо с одночастичными ($1p$) возбуждениями, либо с возбуждениями типа 2 частицы - 1 дырка ($2p-1h$) (для определенности мы рассматриваем нечетные ядра). Естественно, что с увеличением энергии возбуждения структура возбужденных состояний усложняется, их энергетическая плотность возрастает. Однако при достаточно больших энергиях возбуждения, но попрежнему малых по сравнению с энергией Ферми, когда справедливы статистические соображения относительно свойств высоковозбужденных состояний, можно получить простое описание некоторых средних свойств этих состояний. Рассмотрим эту ситуацию более подробно. Гамильтониан оболочечной модели представим в виде:

$$H = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_{int} \quad (I.I)$$

где $\mathcal{H}_p = \sum_i h_p(i)$ - одночастичный гамильтониан, \mathcal{H}_{int} гамильтониан парного взаимодействия. Если пренебречь взаимодействием \mathcal{H}_{int} , то возбужденные состояния ядра можно классифицировать по числу частиц и дырок. Например, в случае нечетного ядра существуют состояния $1p$, $2p-1h$; $3p-2h$ и т.д. Будем в дальнейшем инте-

ресурсаться достаточно большими энергиями возбуждения, когда плотность конфигураций $2p-1h$, а, следовательно, и более сложных конфигураций, велика (критерий см. ниже). Тогда диагонализация гамильтониана H на базисе собственных функций одночастичного гамильтониана позволяет в принципе найти собственные состояния $|C\rangle$, представляющие собой, вообще говоря, сложные суперпозиции многочастичных конфигураций. Поэтому естественно назвать эти состояния компаунд-ядерными. Заметим, однако, что энергетический интервал D между одночастичными состояниями (с одинаковыми значениями спина и четности) велик и равен по порядку величины удвоенному расстоянию между оболочками ($I_2 + I_8$ Мэв). Это обстоятельство позволяет диагонализовать гамильтониан H в два этапа. Вначале находятся "затравочные" компаунд-ядерные состояния $|\lambda\rangle$, представляющие собой суперпозиции многочастичных конфигураций, простейшими из которых являются конфигурации 2 частица - 1 дырка. На втором этапе учитывается взаимодействие одночастичного и компаунд-ядерных состояний, т.е. учитываются матричные элементы $\langle p | H_{int} | \lambda \rangle \equiv \mathcal{H}_{p\lambda}$. Введем величину Γ_s характеризующую силу связи одночастичного и компаунд-ядерных состояний

$$\Gamma_s(E) = 2\pi\varrho |\mathcal{H}_{p\lambda}^{int}|_{av.}^2 \quad (I.2)$$

Здесь ϱ - энергетическая плотность состояний $|\lambda\rangle$ с теми же значениями спина и четности, что и у одночастичного состояния $|p\rangle$; усреднение производится по энергетическому интервалу $(E - \frac{1}{2}\Gamma, E + \frac{1}{2}\Gamma)$ такому, что $\Gamma_s \gg \Gamma \gg \varrho^{-1}$.

В результате диагонализации средняя вероятность найти

одночастичное состояние в новых состояниях $|C\rangle$ описывается распределением Лоренца (см. Приложение I):

$$\langle w_c \rangle_{av} \equiv w(E) = \frac{\Gamma_s}{2\pi\rho} \cdot \frac{1}{(E - E_p)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_s^2} \quad (I.3)$$

Из этого соотношения следует, что величину Γ_s можно интерпретировать как ширину "размазывания" одночастичного состояния по уровням составного ядра. Величина $\rho \Gamma_s \gg 1$ представляет собой эффективное число компаунд-ядерных состояний, по которым это "размазывание" осуществляется. Соотношение (I.3) получено при условии, что каждое одночастичное состояние можно рассматривать независимо одно от другого, т.е. при условии

$$\Gamma_s^2 \ll D^2 \quad (I.4a)$$

$$(E - E_p)^2 \ll D^2 \quad (I.4b)$$

Условия вида (I.4) представляют собой условия изолированности простой конфигурации.

Любой вывод соотношения (I.3) предполагает также, что одночастичное состояние представляет собой единственную изолированную простую конфигурацию в энергетическом интервале (I.4б). Это значит, что более сложные конфигурации $2p-1h$ перекрываются, т.е.

$$(\Gamma_s^{2p-1h})^2 \gg (D^{2p-1h})^2 \quad (I.5)$$

Здесь Γ_s^{2p-1h} средняя ширина "размазывания" конфигураций

$2p-1h$ по более сложным конфигурациям, определяемая выражением вида (I.2), а $(D^{2p-1h})^{-1}$ - энергетическая плотность конфигураций $2p-1h$.

Предоставляем читателям с помощью соотношения вида (I.3) убедиться, что выражение для ширины "размазывания" одночастичного состояния можно представить в виде

$$\Gamma_s = \frac{2\pi}{D^{2p-1h}} \left| \langle p | \mathcal{H}^{\text{int}} | 2p-1h \rangle \right|_{\text{av.}}^2 \quad (\text{I.6})$$

где усреднение производится по энергетическому интервалу, содержащему много конфигураций $2p-1h$. Поскольку при "распаде" одночастичного состояния в среднем в канале частицы-дырка передается большой импульс (порядка фермиевского значения P_F), то размеры ядра существенно не сказываются на величине Γ_s . Поэтому можно ожидать, что ширина "размазывания" одночастичного состояния по уровням составного ядра представляет собой универсальную функцию энергии возбуждения. Заметим, что, как следует из выражения (I.6), ширина Γ_s представляет собой аналог ширины для затухания квазичастиц в бесконечной системе. В неограниченном ядерном веществе для ширины $\Gamma_s(E)$ имеет место следующая оценка:

$\Gamma_s(E) \sim (E - E_F)^2 \cdot E_F^{-1}$. [1]. В соответствии со своим определением ширина Γ_s связана с мимой частью оптического потенциала (см. раздел 3.2).

Соотношение (I.3) можно получить также методом функций Грина. Уравнение для точной функции Грина одночастичного состояния $Z_p(E)$ получается путем суммирования цепочки графиков (уравнение Дайсона):

$$\overline{\dots} = \dots + \dots + \dots + \dots + \dots + \dots \quad (I.7)$$

Здесь толстая сплошная линия обозначает функцию $Z_p(E)$; тонкие сплошная и пунктирная линии — функции Грина соответственно одночастичного и "затравочных" компаунд-ядерных состояний: $\zeta_p(E) = (E - E_p)^{-1}$; $\zeta_\lambda(E) = (E - E_\lambda)^{-1}$; кружочками обозначены матричные элементы $\mathcal{H}_{p\lambda}^{int}$. В аналитической форме уравнение (I.7) имеет вид:

$$Z_p(E) = \zeta_p(E) + \sum_\lambda \zeta_p(E) \mathcal{H}_{p\lambda}^{int} \zeta_\lambda(E) \mathcal{H}_{\lambda p}^{int} Z_p(E) \quad (I.7)$$

Это уравнение фактически предполагает выполненными условиями (I.4) и (I.5) поскольку в нем фигурируют только одно состояние $|p\rangle$ и "затравочные" компаунд-ядерные состояния $|\lambda\rangle$. Решая алгебраическое уравнение (I.7), найдем выражение для функции Грина $Z_p(E)$

$$Z_p(E) = \left[E - E_p - \sum_\lambda \frac{|\mathcal{H}_{p\lambda}^{int}|^2}{E - E_\lambda} \right]^{-1} \quad (I.8)$$

Полюса функции $Z_p(E)$ определяют энергии "физических" уровней, а вычеты в полюсах — искомые вероятности:

$$Z_p^{-1}(E_c) = 0; \quad \left(\frac{\partial Z_p^{-1}}{\partial E} \right)_{E=E_c}^{-1} = w_c \quad (I.9)$$

Для вычисления средней вероятности $\langle w_c \rangle_{av} \equiv w(E)$ уровни $|\lambda\rangle$ можно считать эквидистантными. Тогда согласно (I.8) и определению (I.2) имеем:

$$\Sigma_p = \left[E - E_p - \frac{1}{2} \Gamma_s \operatorname{ctg} \pi p (E - E_{\lambda}) \right]^{-1} \quad (I.10)$$

где E_{λ} — энергия ближайшего к E уровня $|\lambda\rangle = |\lambda_1\rangle$. Из соотношений (I.9) и (I.10) с точностью $(\rho \Gamma_s)^{-1}$ следует искомая формула (I.3).

Вдали от одночастичного состояния $(|E - E_p| \leq \frac{1}{2} D)$ средняя вероятность $W(E)$ существенно уменьшается (по порядку величины в $(\Gamma_s/D)^2$ раз). Можно показать путем суммирования полюсных выражений вида (I.10), что при выполнении условий (I.4а) и $\mathcal{E}_F / D \sim A^{1/3} \gg 1$ имеет место следующее выражение для $W(E)$:

$$W(E) = \frac{\Gamma_s}{2\pi p} \cdot \frac{1}{\left[\frac{D}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{E - E_p}{D} \pi \right) \right]^2 + \frac{1}{4} \Gamma_s^2} \quad (I.11)$$

Из этого соотношения следует, что в области между одночастичными состояниями уровни $|\lambda\rangle$ и $|\zeta\rangle$ совпадают.

П. Аналоговые состояния.

Другим важным примером систематически встречающихся в спектре возбуждения ядер изолированных простых конфигураций являются аналоговые состояния. Впервые аналоговые состояния были обнаружены Андерсоном и Вонгом в 1961 г. [3] при исследовании т.н. квазиупругого $p\pi$ -рассеяния. При рассеянии протонов с энергией 15 ± 50 Мэв на средних и тяжелых ядрах в жесткой части спектра нейтронов были обнаружены четкие максимумы с весьма малой шириной (несколько сот кэв). Положение этих максимумов отвечает энергии возбуждения, с хорошей

точностью совпадающей с кулоновской энергией, приходящейся на один протон в ядре. Это обстоятельство позволило предположить, что в прямой ($p\gamma$)-реакции возбуждаются состояния, отвечающие замене нейтрона на протон без изменения пространственной конфигурации ядра. По этой причине указанные состояния получили название аналоговых. В 1964 г. аналоговые состояния были обнаружены также как узкие резонансы в сечениях упругого и неупругого рассеяния протонов на ядрах (резонансы в функциях возбуждения) [4]. Удивительной особенностью аналоговых резонансов была их малая ширина, меньшая на один-два порядка ширины Γ_s при соответствующей энергии возбуждения. Это свойство аналоговых состояний побудило исследовать вопрос о сохранении изоспина в средних и тяжелых ядрах.

2.1. Гамильтониан для квазичастиц и аналоговые состояния.

Рассмотрим более подробно гамильтониан оболочечной модели ($\hbar=1$) :

$$H = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_{int}; \quad \mathcal{H}_p = \sum_i h_p(i)$$

$$h_p(i) = -\frac{\Delta}{2m} + U(r) + \frac{1}{2}(1-\tau^{(3)})\cdot \mathcal{Y}_c(r) \quad (2.1)$$

$$\mathcal{H}_{int} = H^{int} + H_c^{int}$$

Здесь m - масса нуклона (разницей масс нейтрона и протона пренебрегаем); $U(r)$ - ядерная часть оболочечного потенциала, одинаковая для нейtronов и протонов; $\mathcal{Y}_c(r)$ - самосогласованный кулоновский потенциал, действующий на протоны;

H_{int} гамильтониан взаимодействия квазичастиц, содержащий изотопически-скалярную ядерную и кулоновскую части. Для малых переданных импульсов в канале частица-дырка, когда существенны большие относительные расстояния сталкивающихся частиц, в качестве H^{int} можно использовать следующее выражение ¹⁾ :

$$H^{int} = \frac{1}{4} \sum_{i \neq k} \left[(F + G \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_k) + (F' + G' \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_k) \vec{\tau}_i \vec{\tau}_k \right] \cdot \delta(\vec{\tau}_i - \vec{\tau}_k) \quad (2.2)$$

Здесь F, G, F', G' - феноменологические константы, равные по порядку величины $\epsilon_F r_0^3$ (r_0 - среднее расстояние между нуклонами в ядре). Для ядер с $N > Z$ гамильтониан H_{int} содержит слагаемые, которые дают вклад в оболочечный потенциал, пропорциональный $N - Z$. Если $1 \ll (N - Z) \ll A$, то эти слагаемые можно учесть в приближении самосогласованного поля (см. ниже).

Из самосогласованного кулоновского потенциала $\frac{\varphi_c(r)}{r}$ удобно выделить его среднее по объему ядра значение $\bar{\varphi}_c$, совпадающее с кулоновской энергией на один протон ΔE_c :

$$\bar{\varphi}_c = \Delta E_c = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial Z} \int \varphi_c(r) \rho_Z(r) d\Omega \quad (2.3)$$

Здесь $\rho_Z(r)$ - плотность протонов. Зависимость $\rho_Z(r)$ обычно выбирают в виде: $\rho_Z(r) = Z r^{-1} f(r, R, a)$.

¹⁾ Для интересующих нас задач возможная зависимость H_{int} от скоростей нуклонов не существенна.

где $f(r, R, a)$ нормированное на единицу в объеме ядра
 $\Omega = \frac{4}{3}\pi R^3$ распределение Вудса-Саксона:

$$f(r, R, a) = \text{const} \cdot f_{SW}(r, R, a)$$

$$\text{const} = \left[1 - \left(\frac{\pi a}{R} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

$$f_{SW}(r, R, a) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r-R}{a} \right] \right\}^{-1}$$

Внутри ядра (т.е. для всех $r_i < R$) гамильтониан H можно представить в виде:

$$H = H_0 + V_C; \quad V_C = \frac{1}{2} \sum_i (1 - \tilde{T}_i^{(3)}) \Delta \Psi_C(r_i) + \quad (2.5)$$

$$+ H_C^{\text{int}}; \quad \Delta \Psi_C(r) = \Psi_C(r) - \bar{\Psi}_C$$

Для гамильтониана H_0 имеют место следующие соотношения коммутации, справедливые, если все $r_i < R$:

$$[H_0, \vec{T}^2] = 0; \quad [H_0, T^{(\pm)}] = \Delta E_\epsilon T^{(\pm)}; \quad [H_0, T^{(\mp)}] = -\Delta E_\epsilon T^{(\mp)} \quad (2.6)$$

где $\vec{T} = \frac{1}{2} \sum_i \vec{T}_i$ - оператор изотопического спина ядра;
 $T^{(\pm)} = \frac{1}{2} (T_x \pm i T_y)$. Если пренебречь несохраняющей изоспин частью кулоновского взаимодействия внутри ядра V_C , то из соотношений (2.6) можно сделать несколько выводов [5]:

I) Все связанные (и квазисвязанные) состояния, волновые функции которых существенно отличны от нуля только в области внутри ядра, можно классифицировать по изоспину T (и его третьей проекции $T_z = \frac{1}{2}(N - Z) \equiv T_0 > 0$).

2) Изоспин основного состояния ядра $|0\rangle$ совпадает со значением третьей проекции, т.е. $T = T_0$, поскольку

$$T^{(+)}|0\rangle = 0 \quad (2.7)$$

3) Среди возбужденных состояний ядра A_Z^N существует аналоговое состояние (AC) с изоспином, на единицу большим по сравнению с изоспином основного состояния, $T_a = T_0 + 1$:

$$|a\rangle = \frac{2}{\sqrt{N-Z+2}} \cdot T^{(-)}|0'\rangle \quad (2.8)$$

Здесь $|0'\rangle$ волновая функция основного состояния "материнского" ядра A_{Z-1}^{N+1} с изоспином $T = T^{(3)} = T_0 + 1$. Энергия аналогового состояния (за вычетом разности энергий связи последних нейтрона и протона) равна ΔE_c . Экспериментальные величины энергий AC близки к значению $\frac{6}{5} \cdot \frac{Ze^2}{R}$, которое следует из формулы (2.2) для равномерно заряженной по объему

Ω сферы. Следующие по энергии состояния с изоспином $T_0 + 1$ в ядре A_Z^N представляют собой аналоги первого, второго и т.д. возбужденных состояний ядра A_{Z-1}^{N+1} .

4) Аналоговое состояние представляет собой наименее по энергии состояние в ядре A_Z^N с изоспином $T_c + 1$. Следовательно, компаунд-ядерные состояния вблизи аналогового имеют "нормальный" изоспин.

2.2. Структура аналоговых состояний. Плотность избыточных нейтронов.

Рассмотрим подробнее одночастичный гамильтониан h_p и его собственные функции дискретного спектра. Заменив внутри ядра $\Psi_c(r) \rightarrow \Delta E_c$, мы можем считать одночастичные волновые

функции, которые существенно отличны от нуля только внутри ядра, совпадающими для нейтронов и протонов. Эти функции мы будем обозначать через $\varphi_\gamma(\vec{r})$ ($\gamma = p, n$ - квантовые числа, характеризующие движение одной частицы). После этого в приближении самосогласованного поля $(N-Z) \gg 1$ мы можем выделить из зарядово-обменной части гамильтониана (2.2) пропорциональные $(N-Z)$ слагаемые, дающие вклад в оболочечный потенциал:

$$\sum_i(r) = \frac{1}{2} F' \tau^{(3)} \langle 0 | \sum_i \tilde{\tau}_i^{(3)} \delta(r - r_i) | 0 \rangle \quad (2.9)$$

Диагональный матричный элемент в (2.9) представляет собой плотность избыточных нейтронов $n(r) : \int n(r) d\Omega = N-Z$

Величину $\sum_i(r)$ можно представить в виде:

$$\sum_i(r) = \frac{4}{A} t^{(3)} T^{(3)} V_i(r); V_i(r) = \frac{4}{2(N-Z)} \cdot F' n(r) \quad (2.10)$$

Силовую константу F' параметризуют обычно следующим образом:

$F' = \frac{2}{3} \cdot f' \cdot \frac{R_E F}{\frac{1}{2} A}$. Значение безразмерной силовой константы известно из приложений теории конечных ферми-систем:

$f' = 1,3 \pm 0,3$. Если $(N-Z) \gg A^{1/3}$ (но попрежнему меньше A), так что избыточные нейтроны заполняют несколько j -уровней, то плотность $n(r)$ можно считать постоянной по объему ядра и совпадающей с величиной $\rho_0(r) =$
 $= (N-Z) \cdot S^{-1} \cdot f(r, R, a)$. В этом случае

$$V_i(r) = \frac{2}{3} E_F f' \cdot f(r, R, a) \quad (2.10')$$

Если $(N-Z) \sim A^{1/3}$, так что избыточные нейтроны заполняют один-два $\frac{1}{2}^+$ -уровня, то плотность избыточных нейтронов отличается от соответствующего значения в одночастичной модели: $n_o(r) = \sum_{\nu} U_{\nu}^2(r) (n_{\nu}^{n,p} - n_{\nu}^p)$ ($n_{\nu}^{n,p}$ - числа заполнения для нейтронов и протонов; для ядер со спариванием n_{ν} следует заменить на богоявленские коэффициенты U_{ν}^2). Указанное отличие вызвано поляризацией "острова" $N=Z$ за счет взаимодействия H^{int} переменной по объему ядра плотностью $n_o(r)$ [6,7]. Поляризацию можно учесть стандартными в теории конечных ферми-систем методами (см. Приложение 4). Мы приведем результат приближенного учета этого эффекта:

$$n(r) = \frac{1}{1+f'} (n_o(r) + f' \rho_o(r)) \quad (2.II)$$

Это выражение имеет разумный интерполяционный характер, т.к. при $f' \ll 1$ (слабая поляризация) $n(r) \approx n_o(r)$, а при $f' \gg 1$ (сильная поляризация) $n(r) \approx \rho_o(r)$. Если "одночастичная плотность постоянна по объему, т.е. $n_o(r) = \rho_o(r)$ ", то согласно (2.II) $n(r) = \rho_o(r)$, т.е. поляризация отсутствует. В качестве примера на рис. I приведены функции $\rho_o(r)$, $n_o(r)$, $n(r)$ для ядра Zr^{90} .

С микроскопической точки зрения аналоговые состояния, согласно (2.8), представляют собой возбуждения типа протон-нейтронная дырка с суммарным нулевым угловым моментом: ²⁾

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{N-Z}} \sum_{\nu} a_{\nu p}^+ a_{\nu n} |0\rangle \quad (2.I2)$$

2) Если материнское ядро - нечетное, то соответствующее аналоговое состояние представляет собой конфигурацию 2 частицы - I дырка.

Поскольку конфигурации протон-нейтронной дырка входят в это возбуждение с одинаковым весом, то для случая $(N-2) \gg 1$ (который мы только и рассматриваем) аналоговое состояние может быть названо коллективным возбуждением. Как следует из (2.12) пространственная конфигурация аналогового состояния совпадает с пространственной конфигурацией соответствующего состояния материнского ядра.

Для описания возбуждения аналоговых состояний необходимо знать матрицу плотности перехода $\rho_{\nu\nu'}^a$:

$$\rho_{\nu\nu'}^a = \langle a | a_{\nu_p}^\dagger a_{\nu_n'} | 0 \rangle \quad (2.13)$$

и, следовательно, плотность перехода $\rho_a(z)$:

$$\begin{aligned} \rho_a(z) &= \sum_{\nu\nu'} \varphi_\nu^*(z) \varphi_{\nu'}(z) \rho_{\nu\nu'}^a = \sum_i \langle 0 | \delta(\vec{z} - \vec{z}_i) \zeta_i^a | 0 \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{N-2}} n(z) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Таким образом, плотность перехода просто выражается через рассмотренную выше плотность избыточных нейtronов.

2.3. Ширины "размазывания" аналоговых состояний. Кулоновское смешивание.

Энергия аналоговых состояний в средних и тяжелых ядрах составляет величину порядка 8 + 18 Мэв. При такой энергии возбуждения аналоговые состояния окружены "морем" уровней сложной природы $|2\rangle$.³⁾ Возникает вопрос о величине ширины

³⁾ Для упрощения изложения вплоть до последней главы мы будем предполагать, что аналоговые и компаунд-ядерные состояния находятся вдали от ~~одного~~ частичного состояния, т.е. в энергетическом интервале, где состояния $|2\rangle$ и $|c\rangle$ совпадают.

"размазывания" аналогового состояния по уровням $|1\rangle$: Γ_s^a . Как указывалось выше, состояния $|a\rangle$ и $|2\rangle$ имеют разные значения изоспина. Следовательно ширина "размазывания" аналогового состояния за счет ядерного взаимодействия H^{int} равна нулю и отлична от нуля только за счет несохраняющего изоспин кулоновского взаимодействия внутри ядра

$$\Gamma_s^a \equiv \Gamma_{in} = 2\pi p |V_{a|\lambda}^c|^2_{av} \quad (2.15)$$

Оценим величину Γ_{in} . Наибольший вклад в ширину Γ_{in} дает переменная по объему ядра часть самосогласованного кулоновского потенциала, поскольку $\Delta \Psi_c(r) \sim Z$. Поэтому положим $V^c = \frac{1}{2} \sum_i (1 - r_i^{(3)}) \Delta \Psi_c(r)$. Тогда средний квадрат матричного элемента $|V_{a|\lambda}^c|^2_{av}$ отличен от нуля только в меру средней вероятности обнаружить в состояниях $|2\rangle$ состояния типа протон-нейтронная дырка с нулевым угловым моментом $|0\rangle$. Для указанной вероятности можно использовать выражение вида (2.3). Тогда, полагая $|E_a - E_0| > \Gamma_s^0$, для ширины Γ_{in} получим следующее выражение

$$\Gamma_{in} \equiv \sum_{\epsilon} \alpha_{\epsilon}^2 \Gamma_s^0 \quad (2.16)$$

Здесь $\alpha_{\epsilon} = \frac{\langle a | V_c | \epsilon \rangle}{E_{\epsilon} - E_a}$ — амплитуда примеси к аналоговому состоянию состояния $|\epsilon\rangle$, Γ_s^0 — ширина "размазывания" этого состояния, равная по порядку величины ширине Γ_s . Наибольшие значения α_{ϵ} отвечают коллективным состояниям. Волновые функции этих состояний можно найти стандартными методами диагонализации зарядово-обменной части гамильтониана H^{int} на базисе состояний протон-нейтронная дырка. В тяжелых ядрах, в

которых избыточные нейтроны заполняют несколько j -уровней ($(N-Z) \gg A^{1/3}$), существуют коллективные состояния типа протон-нейтронная дырка с энергией, меньшей ΔE_c . Эти состояния получили названия конфигурационных. Квазиклассические расчеты волновых функций этих состояний и соответствующих коэффициентов λ_f дают значение $\sum_f \lambda_f^2 \lesssim 0,01$ [7].
(Приложение 2). Для более легких ядер $[(N-Z) \sim A^{1/3}]$ конфигурационные состояния отсутствуют и основной вклад в сумму $\sum_f \lambda_f^2$ дают коллективные состояния с энергией порядка удвоенного расстояния между оболочками, а также одночастичные (антианалоговые) состояния. В этом случае амплитуды примеси состояний с другим изоспином к аналоговому состоянию близки к соответствующим значениям для основного состояния. Следует отметить, что в случае $(N-Z) \sim A^{2/3}$ для амплитуд λ_f не существует буквенного параметра малости. Численная малость этих амплитуд объясняется, повидимому, плавностью поля $\Delta \Psi_c(r)$ внутри ядра.

Таким образом, ширина "размазывания" аналогового состояния по уровням составного ядра примерно на два порядка меньше "нормальной" ширины Γ_3 . Полученные из экспериментальных данных значения $\Gamma_{in} \approx 5 \div 150$ кев согласуются с этой оценкой. Малость ширины Γ_{in} представляет собой проявление приближенного сохранения изоспина для высоковозбужденных состояний ядер. Как правило, ширина Γ_{in} мала также по сравнению с энергетическим интервалом между аналогами низковозбужденных состояний с одинаковыми значениями спина и четности. В этом случае аналоговые состояния представляют собой изолированные простые конфигурации и их можно рассматривать независимо одно от другого.

III. Компаунд-ядерные состояния в непрерывном спектре.

До сих пор мы полностью игнорировали тот факт, что при энергии возбуждения, превышающей энергию связи нуклона, строго говоря, возбужденные состояния ядра принадлежат непрерывному спектру. В рамках оболочечной модели при выполнении определенных условий (малы вероятности прохождения нуклона внутрь ядра и его последующего поглощения) состояния с положительной энергией можно в нулевом приближении разделить на два класса. К первому классу относятся рассмотренные выше состояния дискретного спектра с положительной энергией. Ко второму - состояния непрерывного спектра системы нуклон + ядро. Последние представляют собой произведения волновой функции непрерывного спектра одночастичного гамильтониана и волновой функции основного (или возбужденного) состояния ядра. При определении указанных двух классов состояний игнорируются матричные элементы гамильтониана взаимодействия H^{int} для переходов между этими состояниями. Учет этих матричных элементов приводит к появлению ширин для распада состояний первого класса в непрерывный спектр, т.е. к появлению резонансных реакций с нуклонами.⁴⁾ Вплоть до последней главы одночастичные состояния непрерывного спектра рассматриваются вне одночастичных резонансов. Одночастичные резонансы (резонансы формы) рассмотрены в главе IV.

⁴⁾ Существованием других мод распада кроме однонуклонных мы пренебрегаем.

3.1. Описание резонансных реакций методами теории квантовых переходов. Неперекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы в упругом рассеянии.

Для описания резонансных реакций в рамках оболочечного подхода удобно использовать уравнения теории квантовых переходов (см., например, [8]). Ниже мы приведем графический вывод этих уравнений.

Рассмотрение резонансных реакций начнем с простейшего случая неперекрывающихся компаунд-ядерных резонансов в упругом рассеянии нуклонов ядрами (неупругие каналы отсутствуют). Поскольку простейшие конфигурации, которые входят в состояния

$|A\rangle$ - трехчастичные, то распад компаунд-ядерных состояний в непрерывный спектр происходит за счет ядерного взаимодействия H^{int} . Амплитуде распада (матричному элементу) $H_{\sigma e 12}^{int}$ сопоставим график

$$\sim \circ \cdots \quad (3.1)$$

Короткие пунктирная и волнистая линии обозначают соответственно состояния дискретного и непрерывного спектра. Волновые функции $\langle \sigma e | = \langle o | \Psi_{K_M}^{(-)} +$ представляют собой волновые функции задачи рассеяния нуклона (с асимптотическим поведением "плоская волна + сходящаяся") на (четно-четном) ядре, находящемся в основном состоянии. Короткая волнистая линия в обратном направлении означает волновую функцию $|\sigma_e \rangle = \Psi_{K_0 M_0}^{(-)} |o\rangle$. Волновые функции $\Psi_{K_M}^{(\pm)}$ нормированы условием

$$\int \Psi_{K_M}^{(\pm)}(\vec{r}) \Psi_{K'_M'}^{(\pm)}(\vec{r}') d\vec{r} = \delta(K-K') \delta_{MM'} \quad (3.2)$$

Поскольку взаимодействие H^{int} сохраняет момент, то фактически вместо $\Psi_{K\mu}(\vec{r})$ нужно использовать ту парциальную волну в разложении этой функции, которая отвечает моменту и четности состояния $|\lambda\rangle$.

Амплитуды распада $H_{\sigma e \ell \alpha}^{int}$ определяют ширину уровней $|\lambda\rangle$ согласно соотношению

$$\gamma_\lambda^e = 2\pi |H_{\sigma e \ell \alpha}^{int}|^2 \rho_{\sigma e} \quad (3.3)$$

где $\rho_{\sigma e} = \frac{1}{2\pi^2} m \bar{k}$ — энергетическая плотность состояний в непрерывном спектре (мы не выписываем в явном виде суммирования по поляризации нуклона и усреднения по проекциям углового момента состояний $|\lambda\rangle$). С помощью амплитуд $H_{\lambda \sigma e}^{int}$ можно написать уравнение для амплитуды перехода $U_{\lambda \sigma e}$. Амплитуда перехода определяется суммой графиков, учитывающих процессы реального и виртуального излучения и поглощения нуклона

$$\begin{aligned} \text{---} \circlearrowleft \text{---} &= \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \dots = \\ &= \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \circlearrowright \end{aligned} \quad (3.4')$$

Здесь длинные тонкие пунктирная и волнистая линии обозначают функции Грина соответственно компаунд-ядерных состояний

$$\zeta_\lambda(E) = (E - E_\lambda)^{-1} \text{ и состояний непрерывного спектра}$$

$\zeta_\sigma(E) = (E - E_\sigma + i\varepsilon)^{-1}, (\varepsilon \rightarrow 0^+)$. В аналитической форме уравнение (3.4) имеет вид [9]:

$$U_{\lambda \sigma e}(E) = H_{\lambda \sigma e}^{int} + \sum_{\lambda'} \prod_{\lambda \lambda'}^e(E) \zeta_\lambda(E) U_{\lambda' \sigma e} \quad (3.4)$$

где

$$\begin{aligned} \Pi_{\lambda\lambda'}^e(E) &= \int \frac{H_{\lambda|\sigma'e}^{int} H_{\sigma'e|\lambda'}^{int}}{E - E' + i\varepsilon} \rho_{\sigma'e} dE' = \\ &= \Delta_{\lambda\lambda'}^e - \frac{i}{2} \tilde{\gamma}_{\lambda\lambda'}^e \end{aligned} \quad (3.5)$$

Нормированная на матричный элемент амплитуда резонансного упругого рассеяния $M_{\sigma e |\sigma_0 e}$ следующим образом выражается через введенные выше амплитуды $H_{\sigma e |\lambda}^{int}$ и $U_{\lambda|\sigma_0 e}$:

$$\begin{aligned} \text{Diagram} &= \text{Diagram } + \text{Diagram } \\ + \dots &= \text{Diagram } \end{aligned} \quad (3.6)$$

или в аналитическом виде:

$$M_{\sigma e |\sigma_0 e} = \sum_{\lambda} H_{\sigma e |\lambda}^{int} S_{\lambda} U_{\lambda|\sigma_0 e} \quad (3.6)$$

Амплитуда упругого рассеяния $f_{M M_0}(\vec{k}, \vec{k}_0) \equiv f^\circ$ представляет собой сумму двух слагаемых: амплитуды потенциального рассеяния f_{pot} и амплитуды резонансного рассеяния $f_z = -\frac{m}{2\pi} M_{\sigma e |\sigma_0 e}$

$$f = f_{pot} + f_z \quad (3.7)$$

Для простоты изложения в дальнейшем будем рассматривать случай δ -рассеяния (переход к произвольным значениям ϵ_j удобнее сделать сразу в окончательных выражениях). Тогда

$$f = \frac{1}{2ik} (S_{ee} - 1); \quad S_{ee} = S_{pot} + S_z^{ee};$$

$$S_{ee}^{pot} = e^{2i\delta_e}; \quad S_{\gamma}^{ee} = -i2\pi\rho_{ee} M_{\sigma ee} \quad (3.8)$$

где $\delta_e(E)$ - фаза потенциального рассеяния. Условие унитарности для S -матрицы

$$|S_{ee}|^2 = 1 \quad (3.9)$$

приводит к условию унитарности для амплитуды резонансного упругого рассеяния $M_{\sigma ee}$:

$$|2\pi\rho_{ee} M_{\sigma ee}|^2 = -2\text{Im} 2\pi\rho_{ee} M_{\sigma ee} e^{-2i\delta_e}. \quad (3.10)$$

В случае неперекрывающихся компаунд-ядерных резонансов, когда взаимодействием $\Pi_{\lambda \neq \lambda'}^e$, обусловленным обменом нуклоном через непрерывный спектр между разными состояниями $|\lambda\rangle$ и $|\lambda'\rangle$, можно пренебречь, получим согласно (3.3)-(3.8) следующие выражения для введенных выше амплитуд:

$$U_{\lambda \sigma e} = \frac{H_{\lambda \sigma e}^{int}(E - E_\lambda)}{E - E_\lambda - \Delta_\lambda^e + \frac{i}{2}\gamma_\lambda^e};$$

$$M_{\sigma ee} = \frac{1}{2\pi\rho_{ee}} e^{2i\delta_e} \sum_{\lambda} \frac{\gamma_\lambda^e}{E - E_\lambda - \Delta_\lambda^e + \frac{i}{2}\gamma_\lambda^e}; \quad (3.II)$$

$$S_{ee} = e^{2i\delta_e} \left(1 - \sum_{\lambda} \frac{i\gamma_\lambda^e}{E - E_\lambda - \Delta_\lambda^e + \frac{i}{2}\gamma_\lambda^e} \right).$$

Здесь $\Delta_\lambda^e = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\gamma_\lambda^e(E')}{E - E'} dE'$ - сдвиг уровня $|\lambda\rangle$ за счет взаимодействия с непрерывным спектром. Конечно, в рассматриваемом случае неперекрывающихся резонансов выражение

(3.II) для S -матрицы можно получить непосредственно, используя условие унитарности (3.9) и предположение о том, что квазистационарным состояниям отвечают полюса S -матрицы в нижней полуплоскости комплексной переменной E .

Предыдущие соотношения непосредственно обобщаются на случай произвольного числа каналов распада. Амплитуды распада $H_{\sigma\gamma\lambda}^{int}$ определяют неупругие ширины γ_2^{ψ} согласно соотношению, аналогичному (3.3)

$$\gamma_2^{\psi} = 2\pi \rho_{\sigma\psi} |H_{\sigma\gamma\lambda}^{int}|^2 \quad (3.12)$$

Волновые функции $\langle \sigma\psi | \psi_{k\mu}^{(-)} +$ представляют собой волновые функции задачи рассеяния на ядре, находящемся в ψ -ом возбужденном состоянии. При этом предполагается, что одновременные волновые функции непрерывного спектра определяются одним и тем же действительным потенциалом независимо от того, находится ли ядро в возбужденном или основном состоянии. Такое предположение оправдано для энергий возбуждения, малых по сравнению с E_F , когда в возбуждении участвует малое по сравнению с A число нуклонов. Возможность испускания нуклона с его последующим поглощением в любом канале приводит к замене "петли" $\Pi_{\lambda\lambda}'$ в уравнении (3.4) на сумму "петель"

$$\Pi_{\lambda\lambda}' = \sum_{\psi} \Pi_{\lambda\lambda}^{\psi} = \sum_{\psi} (\Delta_{\lambda\lambda}^{\psi} - \frac{i}{2} \gamma_{\lambda\lambda}^{\psi}) = \Delta_{\lambda\lambda} - \frac{i}{2} \gamma_{\lambda\lambda} \quad (3.5')$$

Нормированные на матричный элемент амплитуды неупругого резонансного рассеяния определяются выражениями, аналогичными (3.6) и (3.6')

$$M_{\sigma\gamma|se} = \sum_{\lambda} H_{\sigma\gamma|\lambda}^{int} S_{\lambda} U_{\lambda|se} \quad (3.13)$$

Эти амплитуды определяют сечения неупругих процессов σ^y и недиагональные элементы S -матрицы:

$$\frac{\sigma_y}{\pi \chi^2} = |S_{e\gamma}|^2; S_{e\gamma} = -i(2\pi\rho_{se})^{\frac{1}{2}}(2\pi\rho_{ey})^{\frac{1}{2}} M_{\sigma\gamma|se} \quad (3.14)$$

Условие унитарности S -матрицы (оптическая теорема) в многоканальном случае имеет вид

$$1 = \sum_{\nu} |S_{e\nu}|^2 = |S_{ee}|^2 + \frac{\sigma_r}{\pi \chi^2} \quad (3.15)$$

Здесь σ_r обозначает сечение реакций (полное сечение неупругих процессов). Наконец, используя выражение (3.8) для диагонального элемента S -матрицы, получим согласно (3.14), (3.15) условие унитарности для амплитуд $M_{\sigma\gamma|se}$:

$$\begin{aligned} \sum_{\nu} (2\pi\rho_{ey})(2\pi\rho_{se}) |M_{\sigma\gamma|se}|^2 &= \\ &= -2 \operatorname{Im} 2\pi\rho_{se} M_{\sigma\gamma|se} e^{-2i\delta_e} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Приведенные выше соотношения позволяют получить в случае непрекрывающихся уровней составного ядра следующее выражение для матрицы рассеяния

$$\begin{aligned} S_{e\gamma}(E) &= e^{i(\delta_e + \delta_y)} \left\{ \delta_{e\gamma} - \right. \\ &\quad \left. - \sum_{\lambda} \frac{i(\gamma_{\lambda}^y)^{\frac{1}{2}}(\gamma_{\lambda}^e)^{\frac{1}{2}} S_{\text{gn}}(\gamma_{\lambda}) S_{\text{gn}}(e, \lambda)}{E - E_{\lambda} - \Delta_{\lambda} + \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} \right\} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Здесь $\gamma_\lambda = \sum_y \gamma_\lambda^y$ и $\Delta_\lambda = \sum_y \Delta_\lambda^y$ - соответственно полная ширина и полный "сдвиг" уровня $|\lambda\rangle$; $Sgn(e, \lambda) \equiv Sgn H_{\lambda}^{int} e^{-i\beta e}$.

В таком виде это выражение применимо для парциальной нуклонной волны с произвольными значениями момента и четности.

3.2. Силовые функции. Параметризация силовых функций.

Оптическая модель.

Неперекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы в сечениях рассеяния нуклонов ядрами характеризуются силовыми функциями S_y :

$$\frac{S_y}{2\pi} = p \langle \gamma_\lambda^y \rangle_{av.} \equiv g \gamma^y \quad (3.18)$$

Наибольший интерес представляют силовые функции δ_e , отвечающие упругому каналу. Формальное выражение для δ_e можно получить, усреднив диагональный элемент S -матрицы по энергетическому интервалу Γ такому, что

$$Ig \gg 1; \quad I \cdot \frac{d\delta_e}{dE} \ll 1. \quad (3.19)$$

Непосредственное усреднение выражений (3.11.) или (3.17) дает

$$\overline{S}_{ee}(E) = \frac{1}{\Gamma} \int_{E' = E - \Gamma/2}^{E' = E + \Gamma/2} S_{ee}(E') dE' = e^{2i\delta_e(E)} \left(1 - \frac{1}{2} S_e\right) \quad (3.20)$$

Возможен другой метод усреднения S -матрицы, который может быть полезен в более сложных случаях. Вместо "ступеньки" в формуле (3.20) для усреднения можно использовать любую

δ -образную функцию с шириной I и в частности, функцию $\gamma(E, E')$ вида

$$\Psi(E, E') = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{I}{(E - E')^2 + I^2} \quad (3.21)$$

Поскольку полюса S -матрицы, отвечающие квазистационарным состояниям, расположены в нижней полуплоскости, то, замкнув контур интегрирования по E' в верхнюю полуплоскость, получим

$$\bar{S}(E) = \sum_{\lambda} S(E') \Psi(E, E') dE' = S(E + iI) \quad (3.22)$$

Если величина I удовлетворяет условиям (3.19), то в выражении $S(E + iI)$ от суммирования по λ можно перейти к интегрированию по ρdE_λ . Естественно, что такая процедура усреднения диагонального элемента S -матрицы (3.11) или (3.17) приводит к выражению (3.20). Согласно этой формуле для силовой функции β_e имеем следующее выражение

$$\beta_e = 1 - |\bar{S}_{ee}|^2 \quad / \quad \beta_\nu = 1 - |\bar{S}_{\nu\nu}|^2 \quad (3.23)$$

В многоканальном случае усреднение квадрата модуля недиагональных элементов S -матрицы (3.17) приводит согласно (3.14) к следующей формуле, для среднего сечения реакций:

$$\frac{\overline{\sigma_\nu}}{g \pi \chi^2} = \beta_e \sum_{\nu \neq e} \frac{\gamma^\nu}{\gamma} = \frac{\sum \beta_e \cdot \beta_\nu}{\sum \beta_\nu} \quad (3.24)$$

Здесь $g = \frac{2j+1}{2(2j+1)}$ статистический фактор (J - спин ядра-мишени, j - спин резонансов). Если упругий канал "вымирает", т.е. $\beta_e / \beta \ll 1$, то среднее сечение реакций

определяется только силовой функцией β_e :

$$\frac{\overline{\sigma_r}}{g \pi \lambda^2} \cong \beta_e \quad (3.25)$$

С другой стороны, по определению (3.15) среднее сечение реакций равно среднему значению коэффициента прилипания T_e :

$$\frac{\overline{\sigma_r}}{g \pi \lambda^2} = 1 - \overline{|S_{ee}|^2} \equiv T_e \quad (3.26)$$

Однако в случае $\gamma^e/\gamma \ll 1$, когда $\overline{|S_{ee}|^2} \cong |\overline{S_{ee}}|^2$

$$T_e \cong \beta_e \ll 1 \quad (3.27)$$

Таким образом, в одноканальном случае, а также в многоканальном случае при условии $\gamma^e \ll \gamma$ усредненные сечения упругого рассеяния и реакций определяются силовыми функциями β_e .

Поскольку силовых функций столько, сколько парциальных волн участвует в рассеянии, то возникает вопрос о параметризации (вычислении) силовых функций. Обычно силовые функции вычисляют с помощью оптической модели ядра, полагая

$$\overline{S}_{ee} = S_{opt} \quad (3.28)$$

S -матрица в оптической модели S_{opt} определяется для движения нуклона в комплексном потенциале

$$U(r) \rightarrow U(r) - iW(r) \quad (3.29)$$

В одноканальном случае в соответствии с (3.23), (3.28), оптическое значение коэффициента прилипания

$$(T_e)_{opt} = 1 - |(S_{ee})_{opt}|^2 \quad . \quad (3.30)$$

можно сопоставить с наблюдаемыми значениями силовой функции \mathcal{S}_e . Из сопоставления этих величин подбирается величина и радиальная зависимость потенциала $W(r)$. В многоканальном случае наряду с силовыми функциями с экспериментальными значениями можно сопоставлять сечения неупругих процессов и, следовательно, сечение реакций (см. (3.23), (3.24), (3.28)):

$$\frac{\sigma_\nu(E)}{g \pi \lambda^2} = \frac{(T_e)_{opt} \cdot (T_\nu)_{opt}}{\sum_{\nu'} (T_{\nu'})_{opt}} \quad (3.31)$$

В соответствии с замечанием после формулы (3.29) можно положить

$$(T_\nu)_{opt} = (T_e)_{opt} \Big|_{E=E_\nu} \quad (3.32)$$

где E_ν - энергия возбуждения ν -го состояния ядра-мишени. В оптической модели имеет место следующее из уравнений непрерывности соотношение, которое понадобится нам ниже:

$$(T_e)_{opt} = 1 - |(S_{ee})_{opt}|^2 = \frac{(\sigma_\nu)_{opt}}{\pi \lambda^2} = 2 \pi \rho_{oe} \cdot \int 2 W(r) |\psi_o(\vec{r})|^2 d\vec{r} \quad (3.33)$$

где $\psi_o(\vec{r})$ - волновая функция задачи рассеяния на комплексном потенциале (мы вновь рассматриваем \mathcal{S} -рассеяние на бесспиновом ядре).

Сравним результаты оптической модели с полученными на

основе микроскопического подхода соотношениями в рассматриваемом случае неперекрывающихся компаунд-ядерных резонансов. Согласно (3.3), (3.18), имеем

$$\mathcal{J}_e = 2\pi \rho \left| H_{\sigma e}^{\text{int}} \right|^2 a v 2\pi \rho_{\sigma e} \quad (3.34)$$

Определим волновую функцию одночастичного состояния $|p(E)\rangle$ как функцию, радиальная зависимость которой внутри ядра совпадает с радиальной зависимостью волновой функции задачи рассеяния, а нормировочный коэффициент определяется из условия нормировки на единицу в объеме ядра:

$$|\sigma e\rangle = A(E) |p(E)\rangle \quad (3.35)$$

Тогда, используя определение ширины "размазывания" одночастичного состояния по уровням составного ядра (I.2), согласно (3.34) и (3.35) получим

$$\mathcal{J}_e(E) = 2\pi \rho_{\sigma e} |A(E)|^2 \Gamma_s(E) \quad (3.36)$$

Это выражение совпадает с (3.33) (в первом по W порядке), если положить

$$W(r) = \frac{1}{2} \Gamma_s \quad (r < R) \quad (3.37)$$

Таким образом, вне одночастичных резонансов при малых значениях $W \ll U A^{-\frac{1}{3}}$ (когда минимум оптического потенциала можно учесть по теории возмущений) результаты оболочечного подхода и оптической модели совпадают.

В случае произвольных значений ℓ_j вместо (3.36) имеем

$$(\beta_e)_{j\ell} = 2\pi\rho_{\sigma e} |A_{j\ell}|^2 (\Gamma_s)_{j\ell} \quad (3.38)$$

В оптической модели предполагается, что мнимая часть не зависит от $j\ell$. Естественно это предположение сохранить и для ширины Γ_s :

$$(\Gamma_s)_{j\ell} = \Gamma_s \quad (3.39)$$

Теперь нетрудно сформулировать критерий слабости связи состояний $|\lambda\rangle$ и $|\sigma\gamma\rangle$. Физически этот критерий очевиден: чтобы иметь возможность рассматривать неискаженные поглощением состояния непрерывного спектра внутри ядра, нужно, чтобы длина свободного пробега нуклона λ_f превышала радиус ядра (или время жизни однонуклонного состояния было больше времени пробега нуклоном размеров ядра):

$$\lambda_f \gg R; \Gamma_s^{-1} \sim \frac{\lambda_f}{v_F} \gg \frac{R}{v_F} \sim \frac{A^{1/3}}{E_F} \sim D^{-1} \quad (3.40)$$

Здесь v_F - скорость нуклонов вблизи границы Ферми. Этот критерий совпадает с (I.4a) - одним из условий, позволяющим рассматривать энергетические интервалы "вне одночастичных резонансов". Второе условие - малость проницаемости барьера очевидно:

$$P(E) \ll 1 \quad (3.41)$$

В заключении этого раздела приведем оценку величины силовой функции $\beta_e(E)$, следующую из оценки амплитуды $A(E)$ (5.7), (5.8):

$$\beta_e(E) \sim P(E) \cdot \frac{\Gamma_s}{D} \ll 1 \quad (3.42)$$

Аналогичная оценка имеет место для величин $\beta_{\nu}(E)$. Согласно соотношениям (3.40)-(3.42) в дальнейшем мы имеем право удерживать рядом с единицей только линейные по $\beta_{e,\nu}$ слагаемые.

3.3. Перекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы.

С увеличением энергии возбуждения компаунд-ядерные резонансы (с одинаковыми значениями спина и четности) начинают перекрываться. Если попрежнему существуют энергетические интервалы "вне одночастичных резонансов", т.е. выполняются условия (3.40), (3.41), то описанный выше метод позволяет рассматривать перекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы в существенно многоканальном случае.

Прежде всего заметим, что в случае перекрывающихся резонансов нельзя пренебречь взаимодействием через непрерывный спектр $\prod_{\lambda\lambda'}$. Согласно (3.5') это взаимодействие содержит эрмитову и антиэрмитову части. Эрмитову часть взаимодействия через непрерывный спектр $\Delta_{\lambda\lambda'}$ можно учесть, если перейти от "затравочных" состояний $|\lambda\rangle$, найденных без учета связи с непрерывным спектром, к "физическим" и одновременно перенормировать взаимодействие H^{int} . Взаимодействие физических уровней через непрерывный спектр (мы сохраним за ними те же обозначения $|\lambda\rangle$) содержит только антиэрмитову часть $-\frac{i}{2}\delta_{\lambda\lambda'}$. Как мы видели выше, конкретный вид взаимодействия H^{int} несущественен для параметризации силовых функций. Поэтому несущественен и конкретный вид перенормировки H^{int} . Процедура перенормировки описана в работе [10].

Чтобы получить явное явное выражение для амплитуды упругого резонансного рассеяния и, следовательно, для диагонального элемента S -матрицы и сечения реакций, обратимся к уравнению вида (3.4), в котором положено $\Pi_{\lambda\lambda'} \rightarrow -\frac{i}{2} \gamma_{\lambda\lambda'}$. Это уравнение удобно преобразовать к виду:

$$\tilde{H}_{\lambda|de}^{int} = H_{\lambda|de}^{int} - \frac{i}{2} \sum_{\lambda' \neq \lambda} \gamma_{\lambda\lambda'} Z_{\lambda'} \tilde{H}_{\lambda'|de}^{int} \quad (3.43)$$

где

$$Z_{\lambda} = (E - E_{\lambda} + \frac{i}{2} \gamma_{\lambda})^{-1}; \quad \tilde{H}_{\lambda|de}^{int} Z_{\lambda} = U_{\lambda|de} \xi_{\lambda}$$

В этих обозначениях амплитуда упругого резонансного рассеяния (3.6) равна

$$M_{de|de} = M_{de|de}^o - \frac{i}{2} \sum_{\lambda' \neq \lambda} H_{\sigma e|\lambda}^{int} Z_{\lambda} \gamma_{\lambda\lambda'} Z_{\lambda'} \tilde{H}_{\lambda'|de}^{int} \quad (3.44)$$

где

$$M_{de|de}^o = \sum_{\lambda} H_{\sigma e|\lambda}^{int} \cdot H_{\lambda|de}^{int} \cdot Z_{\lambda}$$

- амплитуда упругого резонансного рассеяния в пренебрежении взаимодействием через непрерывный спектр (резонансным перерассеянием). В приближениях, которые будут указаны ниже, из уравнения (3.44) можно найти амплитуду $M_{de|de}$ (и, следовательно, диагональный элемент S -матрицы и сечение реакций), не прибегая к системе уравнений для амплитуд $M_{\delta\gamma|de}$. Эти приближения, касающиеся свойств уровней составного ядра таковы:

I) уровни составного ядра с данными значениями спина и четности перекрываются

$$g\gamma \gg 1 \quad (3.45)$$

2) мала относительная вероятность распада уровней составного ядра по любому каналу γ :

$$\gamma^* \ll \gamma \quad (3.46)$$

3) распад уровней составного ядра по различным каналам происходит некогерентным образом:

$$\langle H_{\sigma\gamma\lambda}^{int} H_{\lambda_1\delta\gamma'}^{int} \rangle \sim \delta_{\gamma\gamma'} \quad (3.47)$$

Условия (3.45) и (3.47) позволяют преобразовать уравнение (3.44) к виду 9 :

$$\begin{aligned} M_{\sigma e 1 de} &= M_{\sigma e 1 de}^0 + M_{\sigma e 1 de} \cdot \\ &\cdot \left(-\frac{i}{2} 2\pi p_{de} e^{-2i\delta_e} M_{\sigma e 1 de}^0 \right); \\ 2\pi p_{de} e^{-2i\delta_e} M_{\sigma e 1 de}^0 &= -\frac{i}{2} \beta. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Следовательно, согласно (3.48), (3.8)

$$\begin{aligned} 2\pi p_{de} e^{-2i\delta_e} M_{\sigma e 1 de} &= -\frac{i}{2} \frac{\beta}{1 + \frac{1}{4}\beta}; \\ S_{ee} &= e^{2i\delta_e} \frac{1 - \frac{1}{4}\beta_e}{1 + \frac{1}{4}\beta_e}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Соотношение унитарности для амплитуд $M_{\sigma\gamma\lambda}$ (3.16) позволяет найти сечение реакций. Прежде чем воспользоваться выражением (3.49) для амплитуды $M_{\sigma e 1 de}$ заметим, что как следует

из уравнения (3.44), квадрировать это выражение можно только при выполнении условий (3.46), (3.47). С учетом этого замечания имеем:

$$\frac{\delta_r}{\pi \lambda^2} \equiv T_e = -2 \operatorname{Im} 2\pi \rho_{de} e^{-2i\delta_e} M_{de1de} - \\ - |2\pi \rho_{de} e^{-2i\delta_e} M_{de1de}|^2 = \frac{\beta_e}{(1 + \frac{1}{4}\beta_e)^2} \quad (3.50)$$

По поводу соотношений для величин S_{ee} и T_e нужно сделать несколько замечаний:

I. Как указано в заключение п. 3.2 в приближении слабой связи состояний дискретного и непрерывного спектра вместо (3.50) следует использовать выражение

$$T_e = \beta_e \left(1 - \frac{1}{2}\beta_e\right) \quad (3.50')$$

2. При выполнении условий (3.45)+(3.47) усреднение диагонального элемента S -матрицы происходит автоматически, так что

$$\bar{S}_{ee} = S_{ee} \quad (3.51)$$

3. Это соотношение позволяет сравнивать величины S_{ee} и T_e с соответствующими оптикомодельными значениями.

Предоставляем читателю с помощью соотношений (3.33), (3.36), (3.37) убедиться, что выражение (3.50') для T_e совпадает с величиной $(T_e)_{opt}$.

Таким образом, описание усредненных сечений рассеяния нуклонов с возбуждением уровней составного ядра на основе оболочечного подхода приводит в области между одночастичными

резонансами к тем же результатам, что и оптическая модель.

IУ. Аналоговые резонансы.

Экспериментально наиболее интенсивно аналоговые резонансы (AP) исследуются в реакциях упругого и неупругого рассеяния протонов (в реакциях $p p_0$, $p p'$, $p n$). Интерес к этим простейшим резонансным реакциям объясняется стремлением получить по возможности детальную информацию как о механизме реакции, так и о структуре соответствующих ядерных состояний. Исследуются энергетические зависимости сечений (функции возбуждения); предлагая тот или иной вид этой зависимости, определяют параметры резонансов. В экспериментах с высоким разрешением на ядрах с $A \leq 90$ была в ряде случаев обнаружена тонкая структура AP, которая свидетельствует о существенной роли взаимодействия аналогового и компаунд-ядерных состояний. (мы рассматриваем изолированные AP, к которым, как правило, относятся несколько первых AP в сечениях рассеяния протонов на ядре-мишени). Если AP содержит большое число компонент тонкой структуры, то его можно рассматривать как гигантский резонанс. В этом случае представляют интерес усредненные по компонентам тонкой структуры сечения резонансных реакций. В случае перекрывающихся уровней составного ядра такое усреднение происходит автоматически и тонкая структура AP отсутствует.

Как будет показано в этой главе, микроскопический подход позволяет детально описать возбуждение изолированных AP протонами, т.е. параметризовать сечения, выяснить физический смысл параметров резонанса, указать способ их вычисления. Представляющее интерес само по себе такое описание указывает на возможность подобного рассмотрения и других гигантских резонансов (одночастичного, дипольного и т.д.).

Аналоговым резонансам посвящена обширная литература. Мы не имеем возможности дать ее обзор. Частично этот пробел восполняет библиография, приведенная в книге /2/.

4.1. Протонные ширины аналоговых состояний. Потенциал Лэйна. Спектроскопические факторы

Мы начнем рассмотрение АР в сечениях рассеяния протонов ядрами с гипотетического случая, когда взаимодействием аналогового и компаунд-ядерных состояний можно пренебречь. Такое рассмотрение может служить нулевым приближением к проблеме, поскольку уширение АР за счет связи с уровнями составного ядра мало по сравнению с энергетическим интервалом между аналоговыми состояниями с одинаковыми значениями спина и четности. Пусть $T_0 = \frac{1}{2}(N-Z)$ - изоспин основного состояния (четно-четного) ядра-мишени. При энергии протона $E \approx \Delta E_c - \varepsilon_b^P$ (ε_b^P - энергия связи протона в ядре $(N, Z+1)$) возбуждается аналоговое состояние в этом ядре с изоспином $T_> = T_0 + \frac{1}{2}$. Это состояние является аналогом основного состояния нечетно-нейтронного материнского ядра $(N+1, Z)$ и представляет собой с микроскопической точки зрения возбуждение типа 2 частицы - I дырка (см. рис.2а). Следовательно возбуждение аналогового состояния протонами (и его распад по упругому каналу) возможно непосредственно за счет зарядовообменной части ядерного взаимодействия H^{int} [II]. С этой точки зрения возбуждение изолированного АС протонами представляет собой пример возбуждения "входного" состояния. Протонный распад аналогового состояния с возбуждением низколежащих уровней ядра-мишени с изоспином T_0 разрешен по изоспину ($\Delta T = \frac{1}{2}$) и, следовательно, также возможен за счет ядерного взаимодействия H^{int} . Нейтронный

распад аналогового состояния в основное или низколежащее состояние ядра $(N-1, Z+1)$ с изоспином $T = T_0 - 1$ запрещен по изоспину ($\Delta T = \frac{3}{2}$) и возможен, в конечном итоге, только в меру несохраняющего изоспин кулоновского взаимодействия. Другими словами амплитуды распада (матричные элементы) АС по нейтронным каналам $H_{\sigma\gamma\alpha}^{int}$ равны нулю. В приближении слабой связи аналогового состояния с непрерывным спектром (критерий см. ниже) резонансное рассеяние протонов с возбуждением изолированного АР можно описать так же, как это сделано для неперекрывающихся компаунд-ядерных резонансов (п. 3.1). Амплитуды $H_{\sigma\gamma\alpha}^{int}$ определяют протонные ширины АС согласно соотношению

$$\Gamma_p^\gamma = 2\pi\rho_{\delta\gamma} |H_{\sigma\gamma\alpha}^{int}|^2 \quad (4.1)$$

Амплитуда перехода из начального состояния (протон + ядро-мишень) в связанное состояние $|\alpha\rangle$ представляет собой сумму графиков вида (3.4):

$$\begin{aligned} \text{---} \circlearrowleft \text{---} &= \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \dots = \\ &= \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \circlearrowleft \text{---} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь короткая и длинная двойные линии обозначают соответственно волновую функцию $|\alpha\rangle$ и пропагатор $\zeta_\alpha = (E - E_\alpha)^{-1}$ аналогового состояния. Волнистые линии имеют прежний смысл. Записанное в аналитическом виде решение этого уравнения имеет вид

$$U_{\alpha|\delta e}(E) = \frac{(E - E_\alpha) H_{\alpha|\delta e}^{int}}{E - E_0 + \frac{i}{2}\Gamma_p(E)}. \quad (4.3)$$

Здесь $E_0 = E_a + \Delta_a$; $\Gamma_p = \sum_p \Gamma_p^q$ - полная протонная ширина, а $\Delta_a = (2\pi)^{-1} \sum_p \int \Gamma_p^q (E - E') dE'$ - "сдвиг" АС за счет протонных каналов распада. Амплитуда U_{a1de} определяет амплитуды резонансного рассеяния

$$M_{\delta\gamma de} = H_{\delta\gamma la}^{int} \zeta_a U_{a1de}(E) \quad (4.4)$$

и, согласно (3.8) и (3.14), матрицу рассеяния $S_{e\gamma}$

$$S_{e\gamma} = e^{i(\delta_e + \delta_\gamma)} \left\{ \delta_{e\gamma} - \frac{i(\Gamma_p^q)^{1/2} (\Gamma_p^e)^{1/2}}{E - E_0 + \frac{i}{2} \Gamma_p} \right\} \quad (4.5)$$

При протонном распаде АС в канале частица-дырка передается малый (по сравнению с фермиевским значением) импульс:

$$\frac{\Delta p}{p_F} \sim \frac{N-Z}{A} \ll 1 \quad (4.6)$$

Поэтому для расчета ширины Γ_p^q можно использовать зарядово-обменную часть выражения (2.2)⁵⁾:

$$H \xrightarrow{int} \frac{1}{4} F' \sum_{i \neq k} \vec{\tau}_i \vec{\tau}_k \delta(\vec{\tau}_i - \vec{\tau}_k) \quad (4.7)$$

Тогда на основании выражения для плотности перехода вида (2.14) можно заключить, что при возбуждении (или распаде) АС возникает зарядово-обменное поле, которое переводит рассматриваемый протон в нейтрон в связанном состоянии (или обратно).

⁵⁾ Спиновую часть этого взаимодействия при рассмотрении возбуждения АС можно не учитывать, поскольку

$$\langle 0 | \sum_i \vec{\sigma}_i \vec{\tau}_i^{(3)} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_0) | 0 \rangle = 0.$$

$$V(\tau) T^{(\pm)} (N-Z+1)^{-1/2} \quad (4.8)$$

Здесь поле $V(\tau)$ определяется плотностью избыточных нейтронов в ядре-мишени: $V(\tau) = F^1 n(\tau)$. Формально для описания возбуждения (распада) АС можно использовать потенциал, эквивалентный (4.8): $T^{(\pm)} T^{(\mp)} V(\tau) (N-Z)^{-1}$.

Объединив это выражение с (2.10), мы получим потенциал

$$V_L = \frac{4}{A} \cdot \vec{t} \cdot \vec{T} \cdot V_1(\tau) \quad (4.9)$$

который феноменологически был введен Лэйном для описания квазиупругого ($p\,n$)-рассеяния. Микроскопический подход дает возможность вычислить величину и радиальную зависимость потенциала Лэйна.

Прежде чем перейти к вычислению естественных протонных ширин в различных частных случаях оценим величину приведенной упругой ширины $\gamma_{\text{прив}}^e = P^{-1} \Gamma_p^e$. Используя представление волновой функции непрерывного спектра внутри ядра (3.35), согласно (4.1), (4.8), (2.10), получим

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{прив.}}^e &\sim 2\pi \rho_{\text{св}} |A(E_a)|^2 P^{-1} (N-Z)^{-1} V^2 \sim \\ &\sim (N-Z) \cdot A^{-4/3} D \ll D \end{aligned} \quad (4.10)$$

Последнее условие, позволяющее считать, что потенциальное рассеяние не искажается АР, представляет собой критерий слабости связи аналогового состояния с непрерывным спектром.

Согласно (4.1) парциальные протонные ширины АС определяются структурой соответствующих состояний материнского ядра и ядра-мишени. И обратно, по извлеченным из эксперименталь-

ных данных величинам Γ_p^{γ} , можно сделать некоторые заключения о структуре указанных состояний. Начнем с простейшего случая, когда ядро-мишень представляет собой магическое по нейtronам ядро (см. рис. 2а). В этом случае основное состояние нечетно-нейтронного материнского ядра можно рассматривать как чисто одночастичное состояние. Волновая функция нечетного нейтрона представляет собой собственную функцию гамильтониана $H_p(\tau) + \sum_i(\tau)$:

$$\Psi_{njl}(\tau) = \frac{\chi_{njl}(\tau)}{\tau} \cdot \Phi_{jlm}(\frac{\vec{r}}{\tau}); \quad \chi_{njl} \rightarrow 0; \\ (\tau \rightarrow 0; \tau \rightarrow \infty) \quad (4.II)$$

где Φ_{jlm} - шаровой спинор. Одночастичную волновую функцию непрерывного спектра представим в виде

$$\Psi_{\vec{k}M}^{(+)} = 4\pi \sum_{jlm} \frac{1}{\tau} \chi_{kjl}^{(+)}(\tau) \left(\Phi_{jlm}^+(\frac{\vec{k}}{\tau}) \chi_m \right) \Phi_{jlm}(\frac{\vec{r}}{\tau}); \quad (4.II)$$

$$\chi_{kjl}^{(+)} \underset{\tau \rightarrow \infty}{\rightarrow} \frac{\tau}{2i} \left[-U_e^{(+)}(kr) + (S_{\text{pot}})_{jl} U_e^{(+)}(kr) \right];$$

$$\chi_{kjl}^{(+)} \underset{\tau \rightarrow 0}{\rightarrow} A_{jl} \cdot K_r \cdot j_l(Kr)$$

где $j_l(Kr)$ сферические функции Бесселя; функции $U_e^{(+)}(kr)$ соответствуют расходящейся и сходящейся сферическим волнам. В случае нейтронов они совпадают со сферическими функциями Ганкеля $J_l^{(1,2)}(Ar)$, в случае протонов - с функциями Уиттакера $W_l^{(1,2)}(Ar)$.

Используя формулы (4.I), (4.8), (4.II), (4.I2), для упругой протонной ширины аналога чисто одночастичного состояния $(\Gamma_p^e) \equiv \Gamma_j$ получим следующее выражение [12]:

$$\begin{aligned} \Gamma_j &= 2\pi \rho_{de} (N-Z+1)^{-1} \cdot \frac{1}{2j+1} \cdot \int \sum_{jm} |V_{kjm} \ln \rho_{jm}|^2 \frac{d\Omega_k}{4\pi} = \\ &= \frac{4 \cdot F^2 m k}{N-Z+1} \left| \int_0^\infty Y_{kj\ell}^+(r) n(r) Y_{nj\ell}(r) dr \right|^2 \end{aligned} \quad (4.13)$$

Если ядро мишень представляет собой немагическое четно-нечетное ядро, но спин и четность соответствующего состояния материального ядра определяются нечетным нейтроном, то

$$\Gamma_p^e = (SF)_e \cdot \Gamma_j \quad (4.14)$$

где $(SF)_e$ (спектроскопический фактор) – вероятность найти нечетный нейtron в указанном состоянии. Таким образом, естественные ширины АС содержат определенную информацию о структуре соответствующих состояний.

При рассеянии протонов на нечетно-нейтронном ядре (N, Z) наименьшая резонансная энергия отвечает возбуждению аналога основного 0^+ -состояния четно-четного ядра $(N+1, Z)$ (см. рис. 2б). Для тех состояний ядра-мишени, момент и четность которых определяются нечетным нейтроном, рассуждая также как и в предыдущем случае, получим следующее выражение для парциальных протонных ширин АС :

$$\Gamma_p^y = (SF)_y \Gamma_{j-1}^y; \quad \Gamma_{j-1}^y = (2j+1) \Gamma_j \quad (4.15)$$

где Γ_j определяется выражением (4.13), в котором плотность $\rho_{\text{н}}$ отвечает избыточным ($N-Z+1$) нейtronам материнского ядра.

В качестве более сложного примера рассмотрим протонный распад АС с возбуждением частично-дырочной конфигурации $\{\downarrow \uparrow (\downarrow \downarrow)^{-1}\}_J$ в четно-четном ядре-мишени (см. рис. Ia). Поступая так же, как и при выводе формулы (4.13), найдем, что неупругая протонная ширина Γ_J только кинематическим фактором отличается от ширины $\Gamma_{(\downarrow \downarrow)^{-1}}$:

$$\Gamma_J = \frac{2J+1}{(2j+1)(2j'+1)} \Gamma_{(\downarrow \downarrow)^{-1}} = \frac{2J+1}{2j+1} \Gamma_{\downarrow \downarrow} \quad (4.16)$$

Угловое распределение неупруго рассеянных протонов позволяет в ряде случаев заключить, содержит ли возбужденное состояние частицу и дырку только в комбинации $\{\downarrow \uparrow (\downarrow \downarrow)^{-1}\}_J$. В этом случае также можно ввести понятие спектроскопического фактора:

$$(\Gamma_p)_J = (SF)_I \cdot (SF)_{\downarrow \downarrow} \cdot \Gamma_J \quad (4.17)$$

где $(SF)_{\downarrow \downarrow}$ - спектроскопический фактор основного состояния материнского ядра (см. (4.14)).

Как следует из соотношений (4.14), (4.15), (4.17) фактически с экспериментальными данными следует сравнивать ширины Γ_j . Отметим чувствительность этих ширин к правильному выбору радиальной зависимости плотности избыточных нейтронов. Это обстоятельство на ряде примеров иллюстрирует таблица I.

В таблице 2 приведены расчитанные, согласно (4.13), ширины Γ_j для нескольких АР [12'].

В расчетах использован оболочечный потенциал вида:

$$U(r) + t^{(3)} \sum_i (r) + \Psi_C (1 - t^{(3)}) \cdot \frac{1}{2} \rightarrow \quad (4.18)$$

$$\rightarrow V_0 f_{SW}(r, R, a) + (m_{\pi} c)^{-2} V_{S_0} (\vec{\sigma} \vec{l}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{SW}(r, R, a) +$$

$$+ \Psi_C (r, R_C) \frac{1}{2} (1 - t^{(3)}).$$

$$V_0 = \left(53,3 - 33,6 \frac{N-Z}{A} t^{(3)} \right) \text{MeV}; \quad V_{S_0} = 6,9 \text{ MeV}$$

$$R = R_C = r_0 A^{1/3}; \quad r_0 = 1,25 \text{ fm}; \quad a = 0,65 \text{ fm}$$

Здесь $\Psi_C (r, R_C)$ - потенциал равномерно заряженной по объему сферы радиуса R_C . Рассчитанное в соответствии с (2.10), (4.18) значение безразмерной силовой константы f' в выражении $F' = \frac{16\pi}{9} r_0^3 \epsilon_F f'$ оказалось равным 1.44. Согласно (4.13) величина Γ_f существенно зависит от значения f' : $\Gamma_f \sim (f')^2$. Поэтому лучшее согласие с экспериментальными данными достигается выбором значения $f' = 1.25$.

4.2. Механизмы смешивания аналогового и компаунд-ядерных состояний. Формирование аналоговых резонансов в сечениях рассеяния протонов.

В соответствии с выводами гл. II АС не является точным состоянием системы даже в отсутствии непрерывного спектра. Существующую в этом случае связь аналогового и компаунд-ядерных состояний за счет несохраняющего изоспин кулоновского взаимодействия внутри ядра V^C называют внутренним смешиванием. Если $|V_{a,f}^C| \gg g'$, то сила внутреннего смешивания

характеризуется шириной Γ_{in} (2.15). Матричному элементу $V_{a|\lambda}^c$ будем в дальнейшем сопоставлять график:

$$\text{---} \times \text{---} \quad (4.19)$$

Существование общих (протонных) каналов распада аналогового и компаунд-ядерных состояний приводит к другому механизму смешивания, который заключается в реальном или виртуальном обмене протоном через непрерывный ёпектр между указанными состояниями. Этот механизм называют внешним смешиванием. Графическое выражение для матричного элемента, характеризующего силу внешнего смешивания, имеет вид

$$\text{---} \text{---} \text{---} \quad (4.20)$$

Объединяя это выражение с (4.19), запишем в аналитическом виде матричный элемент, характеризующий связь аналогового и компаунд-ядерных состояний

$$V_{a|\lambda} = V_{a|\lambda}^c + \Pi_{a|\lambda}; \quad \Pi_{a|\lambda} = \sum_y \Pi_{a|\lambda}^y \quad (4.21)$$

В дальнейшем мы будем предполагать, что внутреннее и внешнее смешивания некогерентны, т.е.

$$\langle V_{a|\lambda}^c H_{\lambda|b\rho}^{int} \rangle_{av} = 0 \quad (4.22)$$

Тогда в случае неперекрывающихся уровней составного ядра для ширины размазывания АС получим, согласно (4.21), (4.22), (3.47), (3.18), следующее выражение:

$$\Gamma_t = 2\pi\rho |V_{a|\lambda}|^2 = \Gamma_{in} + \Gamma_{ex}; \quad \Gamma_{ex} = \frac{1}{4} \sum_y 3^y \Gamma_p^y [(M_a^y)^2 + 1] \quad (4.23)$$

Чтобы выяснить соотношение между ширинами Γ_{ex} и Γ_p , рассмотрим подробнее величины M_a^e . Кроме того, величины M_a^e , как мы увидим ниже, представляют и самостоятельный интерес. Согласно (4.21) имеем:

$$M_a^e = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{H_{a1\delta e}^{int} H_{\delta e1\lambda}^{int} \rho_\delta} \cdot \int \frac{H_{a1\delta e}^{int} H_{\delta e1\lambda}^{int}}{E - E'} \rho_\delta dE' \quad (4.24)$$

Поскольку в подинтегральное выражение входит матричный элемент, пропорциональный интегралу перекрытия вида (I.I3), то основной вклад в величину M_a^e дает энергетический интервал $E' - E \sim D$. Согласно (3.35), имеем

$$\frac{(2\pi\rho_\delta)^{1/2} \cdot H_{\delta e1\lambda}^{int}}{(2\pi\rho_\delta)^{1/2} H_{\delta e1\lambda}^{int}} = \frac{(2\pi\rho_\delta)^{1/2} A^\circ(E') \langle p(E') | H^{int} | \lambda \rangle}{(2\pi\rho_\delta)^{1/2} \cdot A^\circ(E) \cdot \langle p(E) | H^{int} | \lambda \rangle} \quad (4.25)$$

В матричные элементы $\langle S p(E) | H^{int} | \lambda \rangle$ дают вклад переходы из одиночестичного состояния в трехчастичные (см. (2.2) и (2.6)). В таких переходах в среднем передается импульс $\sim P_F$. Поэтому изменением этого матричного элемента на энергетическом интервале $D \ll \epsilon_F$ можно пренебречь. С учетом этого замечания получаем не зависящее от λ выражение для M_a^e :

$$- M_a^e(E) P^{1/2}(E) = \frac{1}{\pi} \int \frac{H_{a1\delta e}^{int} \cdot (2\pi\rho_\delta)^{1/2}}{H_{a1\delta e}^{int} \cdot (2\pi\rho_\delta)^{1/2}} \frac{P^{1/2}(E') dE'}{E' - E} \\ = \frac{C_1}{P^{1/2}(E)} \quad (4.26)$$

где C_1 вялая функция энергии порядка I⁶⁾. Из (4.28), (4.26) следует, что $\Gamma_{ex} \leq \Gamma_p$, а из (3.42), (4.26)

$$|\beta_v M_a^v| \sim \frac{\Gamma_s}{D} \ll 1 \quad (4.27)$$

Теперь мы можем перейти к описанию AP в сечениях рассеяния протонов с учетом рассмотренных выше механизмов смешивания. В этих случаях, когда энергетически разрешен распад уровней T_ζ по нейтронному каналу, в силу смешивания аналоговых и компаунд-ядерных состояний возможна запрещенная по изоспину резонансная ($p\bar{n}$)-реакция.

Взаимодействие уровней T_ζ и T_λ приводит к тому, что амплитуды перехода U_{a1de} и $U_{\lambda 1de}$ не являются более независимыми. Графически система уравнений для этих амплитуд имеет вид:

$$\begin{aligned} =\bullet &= = + = + = + \bullet + \\ &+ = * - \bullet . \\ -\bullet &= - + - + \bullet + - + - + \bullet + \\ &\text{или в аналитическом виде } + - * - \bullet . \end{aligned} \quad (4.28')$$

$$\begin{aligned} U_{a1de} &= H_{a1de}^{int} + \Pi_{aa} \zeta_a(E) U_{a1de} + \sum_{\lambda} (\Pi_{a\lambda} + V_{a1\lambda}^c) \zeta_{\lambda}(E) \cdot \\ &\cdot U_{\lambda 1de} \\ U_{\lambda 1de} &= H_{\lambda 1de}^{int} + \sum_{\lambda'} \Pi_{\lambda\lambda'} \zeta_{\lambda'}(E) U_{\lambda 1de} + (\Pi_{\lambda a} + V_{\lambda 1a}^c) \zeta_a(E) \cdot \\ &\cdot U_{a1de} \end{aligned} \quad (4.28)$$

В этих уравнениях аналогично тому, как это сделано в п. 3.3,

6) Численно C_1 может быть и существенно меньше I.

можно исключить эрмитову часть взаимодействия уровней $|\lambda\rangle$ через непрерывный спектр переходом к "физическим" уровням и одновременной перенормировкой взаимодействия H^{int} и V^c . Предполагая эту процедуру выполненной [10], мы можем использовать систему (4.28), в которой $\Pi_{\lambda\lambda'} \rightarrow -\frac{1}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'}$. Решение этой системы ищем в виде:

$$U_{\lambda|de}(E) \zeta_\lambda(E) = \tilde{U}_{\lambda|de}(E) Z_\lambda(E) + \tilde{V}_{\lambda|a} Z_\lambda(E) U_{a|de}(E) \zeta_a(E) \quad (4.29)$$

где $\tilde{U}_{\lambda|de}$ определяется уравнением (3.43), а $\tilde{V}_{\lambda|a}$ - уравнением

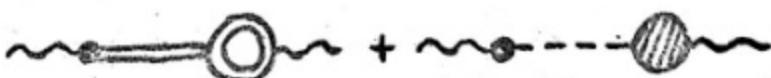
$$\tilde{V}_{\lambda|a} = V_{\lambda|a} - \frac{i}{2} \sum_{\lambda' \neq \lambda} \Gamma_{\lambda\lambda'} Z_{\lambda'} \tilde{V}_{\lambda'|a} \quad (4.30)$$

Тогда согласно (4.29)-(4.30) найдем

$$U_{a|de} \zeta_a(E) = \frac{H_{a|de}^{int} + \sum_{\lambda} V_{a|\lambda} \tilde{U}_{\lambda|de} Z_\lambda}{E - E_0 + \frac{i}{2} \Gamma_p - \sum_{\lambda} V_{a|\lambda} \tilde{V}_{\lambda|a} Z_\lambda} \quad (4.31)$$

Амплитуды перехода $U_{a|de}$ и $U_{\lambda|de}$ определяют амплитуды резонансных реакций $M_{dy|de}$ согласно соотношению

$$M_{dy|de} = H_{dy|a}^{int} \zeta_a U_{a|de} + \sum_{\lambda} H_{dy|\lambda}^{int} \zeta_{\lambda} U_{\lambda|de} \quad (4.32)$$



Используя (4.19), (4.31), найдем

$$\begin{aligned}
 M_{\text{обла}} &= M_{\text{обла}}^{\text{comp}} + M_{\text{обла}}^{\text{res}} = \\
 &= \sum_{\lambda} H_{\text{обла}}^{\text{int}} Z_{\lambda} \tilde{U}_{\text{обла}} + \\
 &+ [H_{\text{обла}}^{\text{int}} + \sum_{\lambda} H_{\text{обла}}^{\text{int}} Z_{\lambda} \tilde{V}_{\lambda\alpha}] [H_{\text{обла}}^{\text{int}} + \sum_{\lambda} V_{\alpha\lambda} Z_{\lambda} U_{\text{обла}}] \quad (4.33) \\
 &E - E_0 + \frac{1}{2} \Gamma_p - \sum_{\lambda} V_{\alpha\lambda} \tilde{V}_{\lambda\alpha} Z_{\lambda}
 \end{aligned}$$

Это выражение определяет, согласно (3.8), (3.14) элементы матрицы рассеяния для энергий в области АР.

4.3. Тонкая структура аналоговых резонансов.

Усреднение сечения.

При рассеянии протонов на легких и средних ядрах АР может оказаться в энергетическом интервале, в котором уровни составного ядра (с теми же значениями спина и четности, что и у АС) не перекрываются. В результате взаимодействия аналогового и компаунд-ядерных состояний в этом случае возникает тонкая структура АР. Если аналоговый резонанс расщепляется на небольшое число компонент, то сечения резонансных реакций нужно анализировать непосредственно на основе выражения (4.33), в котором согласно (3.43) и (4.30) следует положить

$$\tilde{U}_{\text{обла}} = H_{\text{обла}}^{\text{int}} ; \quad \tilde{V}_{\lambda\alpha} = V_{\lambda\alpha} \quad (4.34)$$

Такой анализ позволяет в принципе определить естественные протонные ширины АС Γ_p^y , ширины уровней составного ядра с определенными значениями спина и четности γ_{λ}^y , матричные

элементы $V_{\alpha\beta}^c$ [14]. Если АР расщепляется на большое число компонент тонкой структуры, т.е. $\max \{ p\Gamma_p, p\Gamma_f \} \gg 1$, то представляют интерес средние характеристики резонанса: усредненные сечения, средние ширины уровней составного ядра [2, 15, 16].

Рассмотрение средних характеристик АР мы начнем с простейшего случая, когда открыт только упругий (протонный) канал. В этом случае $|S|^2 = 1$ и сечение упругого рассеяния определяется величиной $\bar{S}(E) = S(E + iI)$. Интервал усреднения выберем таким, чтобы

$$\delta^{-1} \ll I \ll \max \{ \Gamma_p, \Gamma_f \} \quad (4.35)$$

Выполнив интегрирование по E_2 в выражении для резонансной амплитуды $M_{de1de}(E + iI)$ (4.33), получим согласно (3.8), (4.21), (4.22) следующее выражение для средней S -матрицы

$$\bar{S}(E) = e^{2i\delta} \left\{ 1 - \frac{1}{2}\delta - \frac{i\Gamma_p(1 - \frac{i}{2}\delta M_a)}{E - E_r + \frac{i}{2}(\Gamma_p + \Gamma_f)} \right\} \quad (4.36)$$

где попрежнему $\delta = 2\pi p \gamma \ll 1$; $\tilde{\Gamma}_p = \Gamma_p(1 - \frac{i}{2}\delta)$; $E_r = E_0 - \frac{1}{4}\delta M_a \Gamma_p$. Отметим, что благодаря внешнему смешиванию величина $\operatorname{Re} \bar{S}(E)$, определяющая сечение упругого рассеяния, обнаруживает дополнительную асимметрию в зависимости от $E - E_r$.

Рассмотрим предельный случай $\Gamma_f \gg \Gamma_p$. Физически это неравенство означает, что "сначала" за счет взаимодействия $V_{\alpha\beta}$ формируются новые уровни составного ядра $|c\rangle$, а

"потом" в меру примеси АС происходит их распад в непрерывный спектр. Если внешнее смещивание отсутствует ($\gamma = 0$), то согласно (2.3)

$$\langle \hat{\gamma}_c \rangle \equiv \hat{\gamma} = \Gamma_p \langle \hat{w}_c \rangle = \frac{\Gamma_p \Gamma_t}{2\pi p} \cdot \frac{1}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_t^2} \quad (4.37)$$

Это соотношение можно обобщить на случай $\gamma \neq 0$, если воспользоваться соотношением

$$\hat{\gamma} = \frac{1}{2\pi p} [1 - |\bar{S}|^2] \quad (4.38)$$

справедливым в случае изолированных Брейт-Вигнеровских резонансов. Используя выражение (4.36) для \bar{S} в приближении

$\Gamma_t \gg \Gamma_p, \beta \ll 1$, получим

$$\hat{\gamma} = \gamma + \frac{\Gamma_p}{2\pi p} \cdot \frac{\Gamma_t + \beta M_a (\epsilon - \epsilon_0)}{(\epsilon - \epsilon_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_t^2} \quad (4.39)$$

Другой предельный случай $\Gamma_p \gg \Gamma_t$ физически означает, что "сначала" происходит процесс возбуждения и распада АС, описываемый S -матрицей (4.5), а "потом" - возбуждение уровней составного ядра. Другими словами, вблизи энергии E_c отвечающей уровню составного ядра в области АР, S -матрицу можно представить в виде

$$S(\epsilon) = e^{2i(\delta_e + \delta_a)} \left\{ 1 - \frac{i\delta_c}{\epsilon - E_c + \frac{i}{2}\delta_c} \right\} \quad (4.40)$$

где $\delta_a = \arctg \frac{\Gamma_p}{2(E - E_0)}$

Используя соотношения (4.38), (4.36) и (4.40), получим в рассматриваемом предельном случае следующее выражение для средней ширины уровней составного ядра в области AP:

$$\hat{\gamma} = \gamma + \frac{\Gamma_p}{2\pi\rho} \cdot \frac{\Gamma_t + 3[M_a(E - E_0) - \frac{1}{2}\Gamma_p]}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_p^2} \quad (4.41)$$

Подобное выражение получено в работе [13] на основе феноменологического подхода. Вывод соотношений (4.39)-(4.41), основанный на непосредственном определении полюсов S -матрицы (или полюсов амплитуд (4.33)), приведен в работах [15, 16]. Из этого вывода следует, что поправки к формулам (4.39) и (4.41) имеют соответственно порядок $(\Gamma_p / \Gamma_t)^2$ и $(\Gamma_t / \Gamma_p)^2$.

Вместо (4.39), (4.41) можно предложить следующую интерполяционную формулу для средних (протонных) ширин уровней составного ядра в области AP:

$$\hat{\gamma} = \gamma + \frac{\Gamma_p}{2\pi\rho} \cdot \frac{\Gamma_t + 3[M_a(E - E_0) - \frac{1}{2}\Gamma_p]}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_p^2 + \Gamma_t^2)} \quad (4.42)$$

Обобщение этой формулы на многоканальный случай очевидно [15, 16]

$$\hat{\gamma}_p^y = \gamma_p^y + \frac{\Gamma_p^y}{2\pi\rho} \cdot \frac{\Gamma_t + 3[M_a^y(E - E_0) - \frac{1}{2}\Gamma_p]}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_p^2 + \Gamma_t^2)} \quad (4.42')$$

Поскольку непосредственный распад АС по нейтронному каналу запрещен, то нейтронные ширины уровней составного ядра не модифицируются в области AP, т.е. $\hat{\delta}_n = \delta_n$. По этой же причине резонансная ($p\bar{n}$)-реакция возможна только за счет возбуждения уровней составного ядра. Это обстоятельство в случае неперекрывающихся уровней составного ядра позволяет получить непосредственно формулу для усредненного сечения резонансной ($p\bar{n}$)-реакции в виде (3.24), не обращаясь к выражению для амплитуды резонансной амплитуды $M_{S\gamma'1de}$ (4.33)

$$\frac{\sigma_n(E)}{g\pi\chi^2} = 2\pi p \hat{\delta}_p^e \frac{\delta_n}{\sum \hat{\delta}_p^e + \delta_n} \quad (4.43)$$

где $\hat{\delta}_p^e(E)$ определяется формулой (4.42). Практически всегда, когда существует ($p\bar{n}$)-реакции выполняется условие

$$\hat{\delta}_p \ll \delta_n \quad (4.44)$$

С учетом этого замечания получим в явном виде формулу для среднего парциального сечения резонансной ($p\bar{n}$)-реакции в представляющем практический интерес частном случае, когда открыт только один (упругий) протонный канал [16]:

$$\frac{\sigma_n(E)}{g\pi\chi^2} = \beta_e \frac{(E - E_0 - \Delta)^2 + \epsilon^2}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_n^2} \quad (4.45)$$

$$-\Delta = \frac{1}{2} \lambda_a^e \Gamma_p; \quad \epsilon^2 = \beta_e^{-1} \Gamma_p \Gamma_{in} + \frac{1}{4} \Gamma_\downarrow^2;$$

$$\Gamma_n^2 = \Gamma_p^2 + \Gamma_\downarrow^2 + 4 \beta_n^{-1} \Gamma_p \Gamma_\downarrow; \quad \beta_n = 2\pi p \delta_n$$

Согласно (4.43), (4.44) сечение $\sigma_n(E)$ также обнаруживает асимметрию в зависимости от $E - E_\eta$. В этом же частном случае усредненное сечение упругого рассеяния определяется величинами \bar{S}_{ee} (4.33) и

$$|\bar{S}_{ee}(E)|^2 = 1 - \frac{\sigma_n}{g \pi \lambda^2} \quad (4.46)$$

в соответствии с условием унитарности (3.15).

4.4. Аналоговый резонанс в области перекрывающихся уровней составного ядра.

Описание АР в области перекрывающихся компаунд-ядерных резонансов можно получить, опираясь на те же приближения, которые мы использовали в п.3.3 [10].

Амплитуда резонансного упругого рассеяния M_{deide} (4.33) содержит два слагаемых. Первое - совпадает с (3.49), а второе - можно представить в виде

$$2\pi g_{de} e^{-2i\delta_e} M_{deide}^{res} = \frac{-i \tilde{\Gamma}_p e^{2i\varphi}}{E - E_\eta + \frac{1}{2}\Gamma_0}; \quad (4.47)$$

$$2\pi g_{de} e^{-2i\delta_e} M_{deide}^{comp} = -\frac{i}{2} \frac{3e}{1 + \frac{1}{4} S_e}.$$

Здесь

$$\tilde{\Gamma}_p^2 = \left| \left[H_{de}^{int} + \sum_{\lambda} V_{a|\lambda} H_{a|de}^{int} Z_{\lambda} \right] \right|^2$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{Im} [\dots] / \operatorname{Re} [\dots] \quad (4.48)$$

$$\Gamma_0 = \Gamma_p - 2 \operatorname{Im} \sum_{\lambda} V_{a12} \tilde{V}_{\lambda 1a} Z_{\lambda};$$

$$E_{\gamma} = E_0 + \operatorname{Re} \sum_{\lambda} V_{a12} \tilde{V}_{\lambda 1a} Z_{\lambda}.$$

Формальное вычисление этих параметров с учетом условия некогерентности внутреннего и внешнего смешивания приводит к следующим результатам:

$$\tilde{\Gamma}_p^e = \Gamma_p^e \frac{1 + (\frac{1}{4} \delta_e M_a^e)^2}{(1 + \frac{1}{4} \delta_e)^2} \simeq \Gamma_p^e \left(1 - \frac{1}{2} \delta_e\right);$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{1}{4} \delta_e M_a^e \simeq \varphi; \quad \Gamma_0 = \sum_{\nu} \tilde{\Gamma}_p^{\nu} + \Gamma_{in} + \Gamma_{ex} \quad (4.49)$$

$$\Gamma_{ex} = \frac{1}{4} \sum_{\nu} \tilde{\Gamma}_p^{\nu} T_{\nu} (1 + (M_a^{\nu})^2) \simeq \frac{1}{4} \sum_{\nu} \tilde{\Gamma}_p^{\nu} \delta_{\nu} (1 + (M_a^{\nu})^2)$$

$$E_{\gamma} = E_0 - \frac{1}{4} \sum_{\nu} \delta_{\nu} M_a^{\nu} \tilde{\Gamma}_p^{\nu} (1 + \frac{1}{4} \delta_{\nu})^2 \simeq E_0 - \frac{1}{4} \sum_{\nu} \delta_{\nu} M_a^{\nu} \tilde{\Gamma}_p^{\nu}$$

При вычислении упругой протонной ширины $\Delta P \tilde{\Gamma}_p^e$ можно пренебречь некогерентными слагаемыми, если выполняется условие $\tilde{\Gamma}_p^e \gg \Gamma_s \delta_p / \delta$, которое в реальных случаях совпадает с (4.44). Приближенные равенства в (4.49) отвечают приближению слабой связи состояний непрерывного и дискретного спектра (3.40)-(3.42). В тех же приближениях амплитуды неупругого рассеяния протонов $M_{\sigma \gamma 1de}^{res}$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} & -i (2\pi p_{de})^{1/2} (2\pi p_{dv})^{1/2} e^{-i(\delta_e + \delta_v)} M_{\sigma \gamma 1de}^{res} = \\ & = \frac{-i \tilde{\Gamma}_p^e {}^{1/2} \tilde{\Gamma}_p^{\nu} {}^{1/2} e^{i(\varphi_e + \varphi_v)}}{E - E_{\gamma} + \frac{i}{2} \Gamma_0} \end{aligned}$$

$$M_{\text{суме}}^{\text{сomp}} = \sum_x H_{\text{суме}}^{\text{int}} \tilde{H}_{\text{суме}}^{\text{int}} Z_x \quad (4.50)$$

$$\tilde{\Gamma}_p^v = \Gamma_p^v \cdot \frac{1 + \left(\frac{1}{4} \beta_v M_a^v\right)^2}{\left(1 + \frac{1}{4} \beta_v\right)^2} \cong \Gamma_p^v \left(1 - \frac{1}{2} \beta_v\right)$$

Пренебрегая вкладом неупругого рассеяния через составное ядро, для сечения σ' получим, согласно (3.14), следующее выражение

$$\frac{\sigma'}{g \pi \lambda^2} = \frac{\tilde{\Gamma}_p^e \tilde{\Gamma}_p^v}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2} \quad (4.51)$$

Амплитудой $M_{\text{суме}}^{\text{сomp}}$ можно пренебречь при вычислении σ' , если $\beta_e \gamma_p^v / \delta \ll \Gamma_p^e \Gamma_p^v / \Gamma_0^2$. Практически и это условие совпадает с (4.44). Чтобы вычислить сечение ($p n$)-реакции воспользуемся условием унитарности для амплитуды $M_{\text{суме}}$ (3.16)

$$\frac{\sigma_n}{g \pi \lambda^2} = -2 \operatorname{Im} 2 \pi p_{se} e^{-2i\delta_e} M_{\text{суме}} - \\ - \sum_{\nu_p} 2 \pi p_{sv} \cdot 2 \pi p_{se} |M_{\text{суме}}|^2 \quad (4.52)$$

(Мы попрежнему предполагаем, что сечения всех процессов, кроме ($p p$) и ($p n$) малы). Используя те же приближения, что и при вычислении сечений (4.51), для парциального сечения ($p n$)-реакции получим, согласно (4.52), следующее выражение

$$\frac{\sigma_n}{g\pi^2} = T_e \frac{(E - E_r - \Delta)^2 + \varepsilon^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_0^2} \quad (4.53)$$

Здесь

$$-\Delta = \frac{1}{2} M_a^e \Gamma_p^e \sqrt{1 - T_e} \approx \frac{1}{2} M_a^e \Gamma_p^e$$

$$\varepsilon^2 = \tilde{\Gamma}_p^e \Gamma_{in} T_e^{-1} + \frac{1}{4} \Gamma_{in}^2$$

Мы привели выражение для параметра ε^2 в случае, когда открыт только один (упругий) протонный канал. Более общую формулу, учитывающую существование неупругих каналов распада АС, см. в [10].

За счет внешнего смещивания эффективные протонные ширины АР Γ_p^y (4.49), (4.50), (4.36) только множителем отличаются от содержащих спектроскопическую информацию ширины Γ_p^y . Согласно выводам п. 3.2 этот коэффициент можно рассчитать с помощью оптической модели с комплексным потенциалом. В таблице 2 [13] для нескольких материнских ядер приведены результаты расчета спектроскопических факторов по формуле:

$$(SF)_j = \frac{\tilde{\Gamma}_p^e}{(1 - \frac{1}{2}T_e)\Gamma_j} \quad (4.54)$$

Экспериментальные данные анализировались с помощью матрицы рассеяния вида

$$S_{ee} = e^{2i\delta_e} \left(1 - \frac{i\tilde{\Gamma}_p^e e^{2i\varphi}}{E - E_0 + \frac{i}{2}\Gamma_0} \right) \quad (4.55)$$

Это выражение следует из (4.47), (3.8).

4.5. Информация о механизмах смещивания из анализа резонансной ($p\bar{n}$)-реакции

Долгое время полагали, что механизм внешнего смещивания аналогового и компаунд-ядерных состояний доминирует, т.е.

$\Gamma_{in} \ll \Gamma_{ex}$ [17]. Хотя надежные теоретические расчеты ширин Γ_{in} отсутствуют, оценки, сделанные в п. 2.3 показывают, что ширины Γ_{in} могут быть сравнимы с величинами $\Gamma_p \leq \Gamma_{ex}$. Поэтому для выяснения вопроса о том, какой из механизмов смещивания доминирует, нужно проанализировать экспериментальные данные на основе соотношений, учитывающих оба механизма смещивания. Такой анализ естественно сделать для ($p\bar{n}$)-реакции, поскольку возбуждение АС в этой реакции происходит только в меру смещивания аналогового и компаунд-ядерных состояний.

Используя соотношения (4.45) и (4.53), представим формулу для полного сечения ($p\bar{n}$)-реакции в виде

$$\sigma_n = \sigma_n^{bg} + \sigma_n^{res}; \quad \frac{\sigma_n^{res}}{g \pi x^2} = T e \left\{ \frac{(E_\tau - E + \Delta)^2 + \epsilon^2}{(E_\tau - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_n^2} - 1 \right\} \quad (4.56)$$

где $\sigma_n^{bg}(E)$ - плавно зависящее от энергии "фоновое" значение полного сечения ($p\bar{n}$)-реакции, практически совпадающее с "фоновым" значением сечения реакций. В случае, когда вкладом неупругих протонных каналов можно пренебречь по величине отношения

$$\frac{\varepsilon^2}{\Delta^2} = \frac{\Gamma_{in}}{\Gamma_{ex}} \left(1 + \frac{1}{4} \cdot \frac{\Gamma_{in}}{\Gamma_{ex}} T_e \right) \left(1 + \frac{1}{(\mu_e^e)^2} \right) \approx \frac{\Gamma_{in}}{\Gamma_{ex}} \quad (4.57)$$

$(T_e \approx \beta_e \ll 1)$

можно судить о том, какой из механизмов смешивания доминирует. Формулу (4.56) со значением $\varepsilon^2 = 0$ (внутреннее смешивание отсутствует) называют формулой Робсона. Анализ почти симметричных АР в Pn -реакции с помощью формулы Робсона приводит к аномально малым значениям коэффициента прилипания T_e . Действительно, по этой формуле сечение в максимуме определяется величиной $T_e \Delta^2$, а асимметрия — $T_e \Delta = T_e^{1/2} (T_e \Delta^2)^{1/2}$. С помощью оптической модели можно пологнать сечения σ_n^{bg} вне резонанса под экспериментальные значения и тем самым определить сечения σ_n^{res} . Анализируя последние по методу наименьших квадратов, можно определить экспериментальные значения параметров $T_e \Delta$, $T_e \Delta^2$, E_n , Γ_n в случае формулы Робсона, и параметров $T_e \Delta$, $T_e (\Delta^2 + \varepsilon^2)$, E_n , Γ_n в случае формулы (4.56). Результаты такого анализа для восьми аналоговых резонансов в (Pn)-реакции (рис. За-Зд), удовлетворяющих условиям применимости формулы (4.56), приведены в таблице 3 [18]. Как следует из этой таблицы, найденные при анализе по формуле Робсона, значения $T_e = (g \bar{\tau})^{1/2} [\sigma_n(\bar{\tau})]_{bg}$ оказались в среднем на порядок меньше соответствующих оптико-модельных значений. Анализ по формуле (4.56) с использованием оптико-модельных значений $T_e = (T_e)_{opt}$ позволил определить значения параметров ε^2 и Δ^2 , причем во всех рассмотренных случаях

оказалось $\varepsilon^2 > \Delta^2$. В тех случаях, когда из анализа упругого рассеяния определены ширины Γ_p , по формулам (4.53) найдены величины Γ_{in} и Γ_{ex} . Таким образом, анализ экспериментальных данных показывает, что механизм внутреннего смешивания играет существенную роль в формировании АР и в ряде случаев является доминирующим.

У. Одночастичные резонансы.

Развитый выше метод описания аналоговых резонансов можно применить и для описания одночастичных резонансов (ОР) в сечении упругого рассеяния нуклонов ядрами. При выполнении условий (2.4) и (3.21): $\Gamma_s^2 \ll D^2$ и $P(E) \ll 1$ одночастичные состояния можно рассматривать как изолированные конфигурации. Первое из этих условий позволяет пренебречь взаимодействием одночастичных состояний через уровни $|n\rangle$, второе - через непрерывный спектр. В этом случае одночастичные состояния можно рассматривать как входные состояния для нуклонов, т.е. как изолированные конфигурации, которые непосредственно возбуждаются в процессе рассеяния нуклонов. В отличие от аналоговых состояний распад одночастичных состояний в непрерывный спектр происходит не за счет ядерного взаимодействия H^{int} , а за счет "просачивания" через потенциальный барьер. В следующем разделе мы дадим описание ОР в потенциальном рассеянии в форме, удобной для последующего обобщения на случай взаимодействия одночастичного и компаунд-ядерных состояний.

5.1. Одночастичные состояния в непрерывном спектре

В потенциальной яме, отделенной от внешней области пространства потенциальным барьером, могут существовать квазистационарные состояния. В случае малой проницаемости барьера в энергетическом интервале вблизи квазистационарного состояния соответствующий элемент S -матрицы потенциального рассеяния (см. (4.12)), можно представить в виде

$$S_{\text{pot}} = e^{2i\delta_e} \left(1 - \frac{i\Gamma}{E - E_p + \frac{i}{2}\Gamma} \right); \quad (5.1)$$

$|E - E_p| \ll D$

где δ_e - нерезонансная часть фазы потенциального рассеяния; $\Gamma = \gamma P$ - "естественная" ширина OP ; γ - одночастичная приведенная ширина. Для достаточно глубокой ямы

$$(V_D \sim A^{1/3} \gg 1) \quad \gamma = \frac{1}{2\pi} D.$$

Следуя Блатту и Вайскопфу [19], определим величину проницаемости $P(E)$ согласно решению задачи о прохождении нуклона через потенциальный барьер, т.е. согласно решению уравнения Шредингера с потенциалом (4.18) и граничными условиями

$$\chi_{kjl}(z) \xrightarrow[z \rightarrow \infty]{} k z \left[-U_l^{(-)}(kz) + C_{jl} U_l^{(+)}(kz) \right] \quad (5.2)$$

$$\chi_{kjl}(z) \xrightarrow[z \rightarrow 0]{} D_{jl} \cdot \mathcal{H}z \cdot h_l^{(2)}(\mathcal{H}z)$$

Тогда, если $\mathcal{K}R \gg \ell + 1$

$$P_{j\ell}(E) = 1 - |C_{j\ell}(E)|^2 = \frac{\mathcal{K}}{k} |\mathcal{D}_{j\ell}(E)|^2. \quad (5.3)$$

Существование квазистационарного состояния проявляется также в том, что в энергетическом интервале $|E - E_p| \ll D$ амплитуда волновой функции $\chi_{kj\ell}^{(+)}(r)$ (4.12) в области потенциальной ямы (амплитуда $A_{j\ell}(E)$) резко возрастает. Чтобы найти зависимость $A(E)$, используем связь между двумя решениями уравнения Шредингера, отвечающими граничным условиям (4.12) и (5.2):

$$\lambda \frac{d}{dr} \chi^{(+)} - \chi^{(+)} \frac{d}{dr} \lambda = \text{const} \quad (5.4)$$

Из этого условия находим

$$\lambda = \frac{1}{\mathcal{K}D} (S_{pot} - C) \quad (5.5)$$

Для малых значений проницаемости коэффициент C согласно (5.2), (5.3) можно представить в виде

$$C = (1 - \frac{1}{2} P) e^{2i(\delta_e + \delta_s)} \quad (5.6)$$

где фаза δ_s , вообще говоря, пропорциональна проницаемости, т.е. $\delta_s = \frac{1}{4} P \alpha \mathcal{L}$. В случае ядерного потенциала прямоугольной формы с глубиной V_0 величина α равна нулю для β -нейтронов и мала как отношение E/V_0 для протонов [19].

Используя соотношения (5.1), (5.5), (5.6), получим следующее представление для амплитуды $\mathcal{A}(E)$

$$\begin{aligned}\mathcal{A}(E) &= \mathcal{A}_{\text{Bkg}} + \mathcal{A}_{\text{res}} = \\ &= \mathcal{A}_{\text{Bkg}} \left(1 - \frac{2i\tilde{\gamma}e^{i\alpha\text{ctg}\alpha}}{E - E_p + \frac{i}{2}\Gamma} \right) \\ |\mathcal{A}_{\text{Bkg}}|^2 &= P(1+\alpha)^2 / 4R\chi\end{aligned}\quad (5.7)$$

где $\tilde{\gamma} = \gamma/\sqrt{1+\alpha^2}$. С помощью этого представления амплитуды $\mathcal{A}(E)$ можно ввести понятие амплитуды (и вероятности) распада одночастичного состояния в непрерывный спектр. Как и ранее (см. гл. I, п.3.2), под одночастичным состоянием

$$|\rho(E)\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{r} \chi_E^0(r) \quad \text{мы понимаем нормированное на единицу в объеме ядра решение уравнения Шредингера с граничным условием } \chi_E^0(r=0)=0$$

(Для простоты изложения мы вновь рассматриваем β -рассеяние). Необходимость введения амплитуды распада одночастичного состояния в непрерывный спектр $\langle\sigma|\rho\rangle$ (и, следовательно, амплитуд перехода U_{res} и резонансного рассеяния M_{res}) связана с необходимостью учесть наряду с этим распадом и "размазывание" одночастичного состояния по уровням $|\lambda\rangle$.

Внутри ядра волновая функция непрерывного спектра (4.12) только множителем отличается от функции χ_E^0 :

$$\chi_E^{(+)}(r) = A(E) \chi_E^0(r) \quad (r < R) \quad (5.8)$$

(ср. с (3.35)), где $A(E) = (\frac{1}{2}R)^{\frac{1}{2}} \mathcal{A}(E)$, если $KR \gg 1$.

Рассмотрение задачи о затухании одночастичного состояния, т.е. задачи о расплывании волнового пакета $\chi(r, t=0) = \chi_E^0(r)$, приводит к следующему выражению для вероятности распада этого состояния в единицу времени (Приложение 3):

$$\Gamma = 2\pi\rho_s |A_{\text{вkg}}|^2 \cdot (2\tilde{\gamma})^2 \quad (5.9)$$

Это соотношение наряду с (5.1) позволяет следующим образом ввести амплитуды $\langle p|\delta \rangle$; $U_{p1\delta}$; $M_{\delta 1\delta}$:

$$\langle p|\delta \rangle = (2\pi\rho_s)^{-1/2} \Gamma^{1/2} e^{i\delta};$$

—○—

$$U_{p1\delta} = \frac{(E - E_p) \langle p|\delta \rangle}{E - E_p + \frac{i}{2}\Gamma}; \quad (5.10)$$

—○— = —○— + —○—○—○—

$$M_{\delta 1\delta} = \frac{(2\pi\rho_s)^{-1} \Gamma e^{2i\delta}}{E - E_p + \frac{i}{2}\Gamma};$$

—○— = —○—○—○—

В случае необходимости рассматривать энергетические интервалы $\Gamma \ll |E - E_p| \ll D$ в выражениях (5.9), (5.10) необходимо учитывать зависимость от энергии ширины $\Gamma(E) \sim P(E)$ (см. Приложение 3).

5.2. Формирование одночастичных резонансов в сечении упругого рассеяния нуклонов ядрами

Формирование ОР в сечении упругого рассеяния можно рассмотреть теми же методами, которые мы использовали для описания аналоговых и компаунд-ядерных резонансов. Если пре-небречь связью одночастичного и компаунд-ядерных состояний, то в сечении упругого рассеяния мы получим независимые одночастичные и компаунд-ядерные резонансы. Одночастичный резонанс характеризуется "естественной" шириной $\Gamma(E)$, компаунд-ядерные резонансы - силовой функцией $\beta_e = 2\pi\rho\Gamma^e$. В этом приближении амплитуды распада компаунд-ядерных состояний в непрерывный спектр отличны от нуля только в меру A_{Bkg} (см. (5.7), (5.8)):

$$\langle \sigma | H^{int} | \lambda \rangle = e^{i\delta} \langle p | H^{int} | \lambda \rangle \cdot | A_{Bkg} | \quad (5.II)$$

--- ~~~

Следовательно, "фоновое" значение силовой функции β_e согласно (5.II), (5.9), (2.2) равно

$$\beta_e = 2\pi\rho_s | A_{Bkg} |^2 \Gamma_s = D \cdot \frac{\Gamma_s}{4\pi} \cdot (1 + d^2) \quad (5.II)$$

Естественно, что это выражение совпадает с (отнесенным к соответствующей энергии) выражением (3.36), поскольку между одночастичными резонансами $A = A_{Bkg}$. Поэтому и критерий слабой связи компаунд-ядерных состояний с непрерывным спектром также совпадает с условием (3.40).

Как и в случае AP, существуют два механизма смешивания одночастичного и компаунд-ядерных состояний - внутреннее

и внешнее. Внутреннее смешивание, рассмотренное нами в гл. I, определяется матричными элементами

$$\langle \lambda | H^{int} | p \rangle; \quad \text{---} \quad (5.13)$$

и характеризуется шириной Γ_s (2.2). Эта величина связана с мнимой частью оптического потенциала соотношением (3.37). Внешнее смешивание, представляющее собой процесс резонансного перерассеяния во входном и выходном (упругом) каналах реакции, характеризуется матричными элементами $\Pi_{p\lambda}$ (ср. с (4.21)):

$$\Pi_{p\lambda} = \Delta_{p\lambda} - \frac{i}{2} \Gamma_{p\lambda}; \quad \text{---} \quad (5.14)$$

которые, согласно (5.10), (5.11), определяются выражениями

$$\Pi_{p\lambda}(E) = \int \frac{\langle p|\sigma' \rangle \langle \sigma'|H^{int}|\lambda \rangle}{E - E' + i\varepsilon} \rho_\sigma dE' = \frac{1}{2} \Gamma_{p\lambda} (M_p - i); \quad (5.15)$$

$$\Gamma_{p\lambda} = 2\pi \rho_\sigma \langle p|\sigma \rangle \langle \sigma|H^{int}|\lambda \rangle;$$

$$M_p = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{\langle p|\sigma \rangle \langle \sigma|H^{int}|\lambda \rangle \rho_\sigma} \int \frac{\langle p|\sigma' \rangle \langle \sigma'|H^{int}|\lambda \rangle}{E - E'} \rho_{\sigma'} dE'$$

Чтобы сделать определенные заключения о величине M_p , необходимо знать зависимость амплитуд $\langle p|\sigma' \rangle$ (или $\Gamma(E')$)

от энергии в энергетическом интервале $|E' - E_p| \gg D$.

Мы приведем без вывода выражение, которое является непосредственным общением соотношений (5.9), (5.10)

$$\langle p | \sigma' \rangle = f_{Bkg}(E') e^{i\delta(E')} \langle p(E) | p(E') \rangle 2 \tilde{\gamma} \quad (5.16)$$

Это выражение позволяет повторить те же рассуждения, которые мы использовали при выводе формулы (4.26) для параметра M_a^e . В результате имеем:

$$-M_p P(E) = \frac{1}{\pi} \int \frac{dE'}{E' - E} \langle p(E) | p(E') \rangle P(E') = C_2(E) \quad (5.17)$$

где $C_2(E)$ - вялая функция энергии.

Важной особенностью одночастичных резонансов, отличающихся их от АР является когерентность внутреннего и внешнего смешивания (ср. с (4.22)). Согласно (5.15), (5.9), (2.2) имеем

$$2\tilde{\gamma}p \langle H_{p1\lambda}^{int} \Pi_{\lambda p} \rangle_{av} = \frac{1}{4} \tilde{\gamma} (M_p - i) \Gamma \Gamma_s \quad (5.18)$$

Это же утверждение можно сформулировать иначе. Процессы распада одночастичного состояния в непрерывный спектр непосредственно и за счет связи с уровнями составного ядра когерентны, т.е.

$$2\tilde{\gamma}p \frac{\langle (H_{p1\lambda}^{int} + \Pi_{\lambda p})(H_{\lambda 1\epsilon}^{int}) \rangle_{av}}{\langle p | \sigma \rangle} = \frac{1}{4} \tilde{\gamma} (M_p - i) + \left(\frac{1}{4} s \Gamma_s \Gamma^{-1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.19)$$

Теперь мы можем перейти к описанию ОР в сечениях упругого рассеяния нуклонов ядрами с учетом рассмотренных выше механизмов смешивания. Практически без изменений можно повторить здесь схему рассуждений, которые приводят к выражению (4.33) для амплитуды резонансного рассеяния с возбуждением АС. Сделав в этом выражении замену

$$H_{\sigma 1\delta}^{\text{int}} \rightarrow \langle p 1 \sigma \rangle \equiv \Phi_{p 1 \sigma}; V_{\sigma 1\lambda} \rightarrow V_{p 1 2} = H_{p 1 \lambda}^{\text{int}} + \Pi_{p 1 \lambda} \quad (5.20)$$

представим выражение для амплитуды резонансного упругого рассеяния с возбуждением одночастичного состояния в виде [9]:

$$M_{\sigma 1\delta} = M_{\sigma 1\delta}^{\text{comp}} + M_{\sigma 1\delta}^{\text{res}} = \sum_{\lambda} H_{\sigma 1\lambda}^{\text{int}} Z_{\lambda} \tilde{H}_{\lambda 1\delta}^{\text{int}} + \quad (5.21)$$

$$+ \frac{[\Phi_{\sigma 1 p} + \sum_{\lambda} H_{\sigma 1 \lambda} Z_{\lambda} \tilde{V}_{\lambda 1 p}]}{[\Phi_{p 1 \delta} + \sum_{\lambda} V_{p 1 \lambda} Z_{\lambda} \tilde{H}_{\lambda 1 \delta}]} E - E_p + \frac{i}{2} \Gamma - \sum_{\lambda} V_{p 1 \lambda} \tilde{V}_{\lambda 1 p} Z_{\lambda}$$

где величины $\tilde{H}_{\lambda 1 \delta}^{\text{int}}$ и $\tilde{V}_{\lambda 1 p}$ удовлетворяют соответственно уравнениям (3.43) и (4.30). Выражение (5.21) определяет согласно (3.8) диагональный элемент матрицы рассеяния в области ОР.

5.3. Одночастичный резонанс в области неперекрывающихся уровней составного ядра. Силовые функции. Сравнение с результатами оптической модели.

Рассмотрение ОР начнем со случая, когда открыт только упругий канал и уровни составного ядра не перекрываются ($\beta \ll 1$). Ширина Γ_s даже при стремящейся к нулю энергии рассеиваемых нуклонов отвечает энергии возбуждения ядра, равной энергии связи нуклона, и составляет величину порядка нескольких Мэв, так что $\rho \Gamma_s \gg 1$. Поэтому представляют интерес средние характеристики ОР. В рассматриваемом случае сечение упругого рассеяния определяется величиной $\bar{S}(E) = S(E + i\Gamma)$. Интервал усреднения Γ должен удовлетворять условиям

$$\rho^{-1} \ll \Gamma \ll \max \{ \Gamma, \Gamma_s \} \quad (5.22)$$

Выполнив интегрирование по E_λ в выражении для резонансной амплитуды $M_{\delta\lambda}(E + i\Gamma)$, получим согласно (3.8), (5.15), (5.19) следующее выражение для $\bar{S}(E)$

$$\bar{S}(E) = e^{2i\delta_e \left\{ 1 - \beta - \frac{i\Gamma \left[1 - \frac{1}{4}\beta - i\frac{1}{4}\beta M_p - i\left(\frac{1}{4}\beta \Gamma_s \Gamma^{-1}\right)^{1/2} \right]^2}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma_0} \right\}} \quad (5.23)$$

где $\Gamma_0 = \Gamma + \Gamma_V = \Gamma_s + \Gamma \left[1 + M_p \left(\frac{1}{4}\beta M_p + \left(\frac{1}{4}\beta \Gamma_s \Gamma^{-1} \right)^{1/2} \right) \right]$

$$E_r = E_p - \Gamma \left(\frac{1}{4}\beta M_p + \left(\frac{1}{4}\beta \Gamma_s \Gamma^{-1} \right)^{1/2} \right)$$

Здесь Γ_{\downarrow} ширина "размазывания" одночастичного состояния по уровням составного ядра, определяемая, как обычно, выражением $\Gamma_{\downarrow} = 2\pi\rho \langle |V_{p12}|^2 \rangle_{av}$. В практически важном случае $\Gamma_{\downarrow} \gg \Gamma$ величина $\bar{S}(E)$ определяет силовую функцию в области ОР согласно соотношению (4.38):

$$\beta = 2\pi\rho \langle \hat{\beta} \rangle_{av} = 1 - |\bar{S}|^2. \text{ Тогда согласно (5.23)}$$

$$\Gamma_0 = (\Gamma_s^{1/2} + \frac{1}{2} M_p (\beta \Gamma)^{1/2})^2 \text{ и}$$

$$\hat{\beta} = \beta \frac{[E - E_p + (\beta^{-1} \Gamma_0 \Gamma)^{1/2}]^2}{(E - E_p)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2}; |E - E_p| \ll D \quad (5.24)$$

Это выражение, как функция $E - E_p$, обнаруживает существенную асимметрию, отсутствующую в оптической модели. В связи с этим представляет интерес сравнить исходное выражение (5.23) для $\bar{S}(E)$ с величиной $S_{opt}(E)$, вычисленной с объемным поглощением $W = \frac{1}{2} \Gamma_s$ (см. п.3.3). В случае реалистического оптического потенциала неизвестно аналитическое выражение для S_{opt} . Поэтому указанное сравнение проведем в допускающем аналитическое рассмотрение случае β -рассеяния медленных нейтронов на ядерном потенциале прямоугольной формы. Определенные в п. 5.1 параметры одночастичной задачи в этом случае таковы

$$S_e = -kR; P = 4kK^{-1} \ll 1; \gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{K}{mR^2}; \alpha = 0 \quad (5.25)$$

Если обозначить отношение $\frac{\Gamma_s}{4\beta} = \xi$, то согласно выводам п. 5.2

$$\beta = P \xi; \quad \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{\beta \Gamma_s}{\Gamma} \right)^{1/2} = \xi; \quad (5.26)$$

$$\left(\frac{\Gamma_s \Gamma}{\beta} \right)^{1/2} = 2 \gamma; \quad -\frac{1}{4} \beta M_p \cong \frac{2}{\sqrt{\pi}} (KR)^{-1/2} \xi.$$

Выражение для S_{opt} в пределе $P \ll 1; \text{th } \xi \cong \xi \ll 1$ можно представить в виде [20]:

$$S_{opt} = e^{2i\delta} \left\{ 1 - \beta - \frac{i\Gamma (1 - \frac{1}{4}\beta)^2 (1 - \xi^2)}{E - E_p + \frac{i}{2}\Gamma_0} \right\} \quad (5.27)$$

$$\Gamma_0 = \Gamma + 2W; \quad (E - E_p)^2 \ll \left(\frac{D}{\pi} \right)^2$$

Из сравнения (5.23), (5.27) следует, что в оптической модели не учтены: 1) эффект виртуального обмена нуклоном через непрерывный спектр между одночастичными и компаунд-ядерными состояниями, т.е. $M_p = 0$; 2) (практически более важная) когерентность распада одночастичного состояния в непрерывный спектр непосредственно и за счет связи с уровнями составного ядра. Оба эффекта приводят к появлению дополнительного фазового множителя

$$\exp \left\{ -2i \arctg \left[\frac{1}{4} \beta M_p + \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{\beta \Gamma_s}{\Gamma} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (5.28)$$

в резонансном слагаемом в (5.23) и, как следствие этого, к асимметрии в силовой функции. В вычисленном с помощью (5.27) выражении для β_{opt} такая асимметрия отсутствует:

$$\hat{g}_{opt} = \hat{g} \frac{(E - E_p)^2 + \xi^{-1} \Gamma_s \Gamma}{(E - E_p)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_s^2} \quad (5.29)$$

Причина, по которой в оптической модели не учтены указанные выше интерференционные эффекты, состоит в том, что в этой модели для описания поглощения используются не амплитуды, а вероятности распада одночастичного состояния на более сложные конфигурации и в непрерывный спектр.

Для сравнения с экспериментальными данными необходимо распространить найденные выше выражения для $\bar{S}(E)$ и $\hat{S}(E)$ на энергетический интервал $|E - E_p| \leq D$. Это можно сделать суммированием полюсных выражений вида (5.23), если выполняются условия изолированности OP, а также условия $E_F/D \sim A^{1/3} \gg 1$ и (5.16). Мы приведем без вывода результат такого суммирования ($M_p = 0; \Gamma_s \gg \Gamma$):

$$\bar{S}(E) = e^{2i\delta_e(E)} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \hat{g}(E) - \frac{1}{2} i P(E) \frac{(1 - i \xi \alpha)^2}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{D}(E - E_p) + i \xi} \right\} \quad |E - E_p| \leq D \quad (5.30)$$

Здесь попрежнему $\xi = \Gamma_s/4\gamma$; $\hat{g}(E) = P \xi \alpha^2$, где согласно (5.12) $\alpha = \sqrt{1 + \lambda^2}$. Отсюда следует формула для силовой функции \hat{g} :

$$\hat{g} = \hat{g} \frac{\left(\operatorname{tg} \frac{\pi}{D}(E - E_p) + \alpha^{-1} \right)^2}{\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{D}(E - E_p) + \xi^2}; \quad |E - E_p| \leq D \quad (5.31)$$

Из этого выражения следует, что силовая функция не только обнаруживает асимметрию в зависимости от $(E - E_p)$, но и обращается в нуль при энергии E^* , определяемой из условия $\operatorname{atg} \frac{\pi}{D} (E^* - E_p) = 1$ ("нуль" силовой функции надо понимать как малую величину порядка ξ^2 , связанную с неучтенным взаимодействием одночастичных резонансов). Заметим, что оптикомодельное значение силовой функции

$$\hat{\mathfrak{Z}}_{\text{opt}} = \mathfrak{Z} \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{D} (E - E_p) + a^{-2}}{\operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{D} (E - E_p) + \xi^2}, \quad |E - E_p| \leq D \quad (5.32)$$

существенной асимметрии не обнаруживает. По существу в оптической модели складываются не амплитуды, а вероятности распада уровней составного ядра в непрерывный спектр непосредственно и за счет связи с одночастичным состоянием. Поэтому естественно, что выражение для $\hat{\mathfrak{Z}}_{\text{opt}}$ можно представить в виде

$$\hat{\mathfrak{Z}}_{\text{opt}} = \mathfrak{Z} + 2\pi\rho \Gamma(E) W(E) \quad (5.33)$$

где $W(E)$ согласно (5.32) определяется выражением (I.II).

5.4. Резонансы формы в силовой функции для β -нейтронов.

При фиксированной энергии силовые функции обнаруживают резонансы формы, т.е. резонансы в зависимости от радиуса ядра (или атомного веса). Экспериментально наиболее хорошо изучены силовые функции для медленных β -нейтронов.

Оптическая модель качественно описывает положение и ширину резонансов формы (см., например, [20]). Однако в области минимума силовой функции ($A \approx 120$ для β -нейтронов) экспериментальные величины примерно на порядок меньше значений, рассчитанных по оптической модели.

Эти утверждения становятся понятными после сравнения формул (5.31) и (5.32). При фиксированной энергии $E \rightarrow 0$ силовая функция $\hat{\beta}$ обращается в нуль (т.е. становится малой величиной порядка $\beta \xi^2$) для ядра с радиусом R^* , который находится из условия $a \operatorname{tg} \frac{\pi}{D} E_p(R^*) = 0$. В то же время минимальное значение оптикомодельного значения силовой функции равно $\hat{\beta}$: $(\hat{\beta}_{\text{opt}})_{\min} = \hat{\beta} \gg \beta \xi^2$.

В случае потенциальной ямы прямоугольной формы формулы (5.31) и (5.32) с помощью соотношения $\operatorname{tg} \frac{\pi}{D} (E - E_p) = - \operatorname{ctg} (X - X_p) = - \operatorname{ctg} X$ преобразуются к виду:

$$\hat{\beta} = P \xi \frac{(\operatorname{ctg} q A^{1/3} - 1)^2}{\operatorname{ctg}^2 q A^{1/3} + \xi^2}; \quad \hat{\beta}_{\text{opt}} = P \xi \frac{\operatorname{ctg}^2 q A^{1/3} + 1}{\operatorname{ctg}^2 q A^{1/3} + \xi^2} \quad (5.34)$$

$$\text{где } Q = \mathcal{K} \gamma_0; \quad P = 4 \mathcal{K} \mathcal{K}^{-1}; \quad \xi = \frac{\Gamma_s}{2 \mathcal{K}} m R \equiv \xi A^{1/3}.$$

Не имеет смысла непосредственно сравнивать эти формулы с экспериментальными данными, поскольку при энергии $E = 1 \text{ eV}$, к которой приводятся эти данные, проницаемость для реалистического потенциала примерно втрое больше, чем для прямоугольной потенциальной ямы. Естественно поэтому для качественного сравнения с экспериментальными данными использовать формулы (5.34) с реалистическим значением P (см. п.5.1), считая

q и ζ варьируемыми параметрами. На рисунке 4 вместе с экспериментальными данными приведены как функции атомного веса величины $S_0 = \frac{\zeta}{2\pi}$ и $(S_0)_{opt} = \frac{\zeta_{opt}}{2\pi}$, расчитанные по формулам (5.34) со следующими значениями параметров:

$P = 1,5 \cdot 10^{-3}$; $q = 2,18$; $\zeta = 0,09$. Как следует из рисунка, первая из этих формула объясняет существование глубокого минимума в силовой функции для медленных β -нейтронов при $A \approx 120$.

5.5. Одночастичный резонанс в области перекрывающихся уровней составного ядра. Подбарьерная ($p\gamma$)-реакция.

ОР в области перекрывающихся уровней составного ядра можно рассмотреть по той же схеме, что и аналоговый резонанс, используя приближения, сформулированные в п. 3.3. Вычислив формально суммы в выражении для амплитуды резонансного упругого рассеяния (5.21), получим формулу для величины $S_{ee}(E)$ в области ОР совпадающую с точностью до линейных по β_e слагаемых включительно с формулой (5.23). Это совпадение естественно, поскольку в случае перекрывающихся уровней усреднение величины S_{ee} происходит автоматически, а эффект пересечения нуклонов на уровнях $|1\rangle$ в линейном по β_e приближении отсутствует. Таким образом, и в случае перекрывающихся уровней остаются в силе утверждения по поводу различия величин $S_{ee}(E)$ и $S_{opt}(E)$. В сечении упругого рассеяния нуклонов средних энергий (~ 10 МэВ), когда в рассеянии существует много парциальных волн, существенно это различие не проявляется. Более серьезным испытанием для оптической модели является зависимость от A сечения подбарьерной ($p\gamma$)-реак-

ции (энергия протонов 3+4 Мэв) [2I].

В процессе неупругого рассеяния нуклонов малых энергий вкладом прямых реакций можно пренебречь. Поэтому подбарьерная (p, n)-реакция идет за счет образования уровней⁰ составного ядра и ее сечение практически совпадает с полным сечением реакций, если $\beta_e \ll 1$; $\Gamma \ll \Gamma_s$:

$$\frac{\sigma_{(p,n)}}{\pi \lambda^2} = \frac{1}{2} \sum_{lj} (2j+1) T_{ej} \quad (5.35)$$

В указанном пределе коэффициенты прилипания $T_{ej} = 1 - |(S_{ee})_{ej}|^2$ совпадают с величинами $\hat{\beta}_{ej}$ (5.31). Как и в случае рассеяния медленных нейтронов, зависимость от A "силовой функции" для протонов

$$\frac{\sigma_{(p,n)}}{\pi \lambda^2 \frac{1}{2} \sum_{lj} (2j+1) P_{ej}}$$

должна согласно (5.31), (5.32) заметно отличаться от предсказаний оптической модели.

Заключение

Изложенный в лекциях материал показывает, что на основе оболочечного подхода можно дать удовлетворительное описание некоторых резонансных ядерных реакций с нуклонами. В связи с модификацией результатов широко распространенной в ядерной физике низких энергий оптической модели следует рассматривать ряд задач. Приведенный ниже перечень ни в коей мере не претендует на полноту и содержит различные по своему характеру задачи.

1) Одночастичные резонансы в неупругих нуклонных каналах реакций. Имеется в виду "малоканальный" случай и прежде всего двухканальный.

2) Кроме силовых функций для Σ -нейтронов на основе соотношений (5.30), (5.31) необходимо проанализировать экспериментальные данные по силовым функциям для \bar{P} -нейтронов и протонов, а также по дифференциальным сечениям упругого рассеяния и поляризации нуклонов (прежде всего в одноканальном случае).

3) Взаимодействие одночастичных резонансов через уровни составного ядра, т.е. случай сильной связи:

$$\Gamma_s \gg D \quad (I.4b)$$

и, в частности, "черный" предел (т.е. случай $E_F \gg \Gamma_s \gg D$). Рассмотрение этой задачи позволит: 1) дать описание поведения силовых функций в их минимумах; 2) рассмотреть возбуждение входных состояний (в частности аналоговых) при более высоких энергиях нуклонов, соответствующих условию (I.4b).

4) Основываясь на отличном от оптической модели методе учета поглощения следует сформулировать метод искаженных волн (DWBA) для описания прямых ядерных реакций с нуклонами, а также прямых $p\gamma$ и $n\gamma$ -реакций.

5) Учет влияния одночастичных резонансов на возбуждение аналоговых состояний в резонансных реакций с протонами. Рассмотрение этой задачи позволит: 1) рассчитывать спектроскопические факторы не только в области между одночастичными резонансами; 2) корректно вычислить параметр асимметрии M_a^e .

6) Формирование гигантского дипольного резонанса в сечениях поглощения γ -квантов ядрами, а также соответствующих резонансных (γn)- и (γp)-реакций.

Автор благодарен Д.Ф.Зарецкому за замечания по тексту лекций и написание Приложений I, З.

Приложение I.

Диагонализуем гамильтониан H с учетом связи одночастичного $|p\rangle$ и "затравочных" компаунд-ядерных состояний $|\lambda\rangle$. Волновые функции новых компаунд-ядерных состояний $|c\rangle$ ищем в виде:

$$|c\rangle = C_p^c |p\rangle + \sum_{\lambda} C_{\lambda}^c |\lambda\rangle \quad (\text{III.1})$$

Коэффициенты C_p^c и C_{λ}^c определяются из уравнения

$$H|c\rangle = E_c |c\rangle. \quad \text{Используя (III.1), найдем}$$

$$\begin{aligned} C_p^c H_{p|\lambda}^{\text{int}} &= (E_c - E_{\lambda}) C_{\lambda}^c; \quad \sum_{\lambda} C_{\lambda}^c H_{\lambda|p}^{\text{int}} = (E_c - E_p) C_p^c \\ \sum_{\lambda} |C_{\lambda}^c|^2 + |C_p^c|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

Из этих соотношений для величины $\omega_c = |C_p^c|^2$ вероятности найти одночастичное состояние в новых состояниях $|c\rangle$, получим следующее выражение

$$|C_p^c|^2 = \left[1 + \sum_{\lambda} \frac{|H_{p|\lambda}^{\text{int}}|^2}{(E_c - E_{\lambda})^2} \right]^{-1} \quad (\text{III.3})$$

Уравнение для определения собственных значений E_c также следует из (III.2):

$$E_c - E_p = \sum_{\lambda} \frac{|H_{p|\lambda}^{\text{int}}|^2}{E_c - E_{\lambda}} \quad (\text{III.4})$$

Величину $|C_p^c|^2$ нельзя найти для каждого состояния $|c\rangle$. Будем интересоваться величиной $\langle \omega_c \rangle_{av}$, где усреднение производится по энергетическому интервалу Γ , определенному в п. I. В этом случае уровни $|\lambda\rangle$ и, следовательно, $|c\rangle$ можно считать эквидистантными. Тогда согласно (ПI.4) получим

$$\sum_{\lambda} \frac{1}{E_c - E_{\lambda}} = 2\pi\rho \frac{E_c - E_p}{\Gamma_s} = \pi\rho \operatorname{ctg} \vartheta (E_c - E_{\lambda_1}) \quad (\text{ПI.5})$$

где E_{λ_1} - энергия ближайшего к $|c\rangle$ уровня $|\lambda\rangle = |\lambda_1\rangle$.

Если воспользоваться тождеством

$$\sum_{\lambda} (E_c - E_{\lambda})^{-2} = (\pi\rho)^2 \left[1 + \left(\frac{E_c - E_p}{\frac{1}{2}\Gamma_s} \right)^2 \right] \quad (\text{ПI.6})$$

то на основании (ПI.3) получим искомое выражение для $\langle \omega_c \rangle$ (I.3).

Приложение 2.

Вывод интегрального уравнения для плотности избыточных нейтронов можно сделать несколькими эквивалентными способами. Мы приведем такой вывод, который будет полезен и для дальнейшего. Как указано в п. 2.2, для $(N-Z) \gg 1$ можно рассматривать как коллективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка. Уравнения, определяющие энергии и волновые функции коллективных возбуждений типа частица-дырка, представляет собой уравнение для собственных колебаний плотности. Пусть ρ^s малое изменение плотности при колебаниях. За счет взаимодействия H^{int} с этим изменением плотности связано появление некоторого поля $U^s = (H^{int} \rho^s)$. Если длина волны колебаний превышает среднее расстояние между частицами, то в качестве H^{int} можно использовать δ -образное взаимодействие (2.2). Условие собственности колебаний состоит в том, что изменение плотности ρ^s в свою очередь определяется полем U^s , т.е. [I]:

$$U^s = (H^{int} \rho^s (U^s)) \quad \text{или} \quad \rho^s = \rho^s ((H^{int} \rho^s)) \quad (\text{п2.1})$$

Для коллективных возбуждений типа протон-нейтронная дырка в аналитической форме эти уравнения имеют вид *) (спариванием нуклонов для простоты рассмотрения пренебрегаем):

$$U^s(z) = F' \sum_{yy'} \varphi_y^* \varphi_{y'} \cdot \frac{n_y^p - n_{y'}^n}{\epsilon_y^p - \epsilon_{y'}^n - \omega_s} \cdot U_{y'y}^s \quad (\text{п2.2})$$

*) Спиновые волны мы не рассматриваем.

$$(\varepsilon_y^p - \varepsilon_{y'}^n - \omega_s) \rho_{yy'}^s = (n_y^p - n_{y'}^n) F' \sum_{j,j'} (\varphi_y^* \varphi_{y'} \varphi_j \varphi_{j'}) \rho_{jj'}^s \quad (II.3)$$

где энергии $\varepsilon_y^{p,n}$ отсчитаны от соответствующих границ Ферми. Согласно (2.9), (2.10), (2.17) $(\varepsilon_y^p - \varepsilon_{y'}^n) = \Delta E_c - F' n_{yy'}$

Для аналоговых состояний $\omega_s \equiv \Delta E_c$, $\rho^a(z) \sim n(z)$ и уравнение (II.3) с точностью

$$|\varepsilon_y - \varepsilon_{y'}| \sim D \gg |\Delta E_c - F'(N-Z)V^{-1}| \sim \varepsilon_F \cdot \frac{N-Z}{A}$$

преобразуется к виду

$$n(z) = n_0(z) + F' \sum_{y \neq y'} \frac{n_y - n_{y'}}{\varepsilon_y - \varepsilon_{y'}} n_{yy'} \varphi_y^*(z) \varphi_{y'}(z) \quad (II.4)$$

Энергию и матрицу плотности перехода для других коллективных состояний типа протон-нейтронная дырка приходится находить из решения частотных уравнений (II.3), (II.3). Пример квазиклассического решения этих уравнений для случая конфигурационных состояний приведен в работе [5]. Тем же методом ищем уравнения (II.4). Матричные элементы плавной функции координат $n(z)$ существенно отличны от нуля для переходов

$|\varepsilon_y - \varepsilon_{y'}| \sim D \ll \varepsilon_F$. Поэтому, заменив

$n_y - n_{y'} / \varepsilon_y - \varepsilon_{y'} \approx -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$ и используя условие полноты функций $\{\varphi_y\}$ можно преобразовать интегральный член в уравнении (II.4) к виду:

$$\begin{aligned}
 & -F' \sum_{y \neq y'} \delta(\varepsilon_y - \varepsilon_F) n_{yy} |\Psi_y^*(\tau)| \Psi_{y'}(\tau) = \\
 & = -f' n(\tau) + F' \sum_y n_{yy} |\Psi_y(\tau)|^2 \delta(\varepsilon_y - \varepsilon_F) \equiv \\
 & \equiv -f' n(\tau) + f' \cdot \text{const} \cdot p_0(\tau)
 \end{aligned} \tag{II2.5}$$

Приближенное равенство в этом выражении отвечает замене положительных величин n_{yy} на некоторое среднее значение. Таким образом, приближенное решение уравнения (II2.4) можно представить в виде

$$n(\tau) = \frac{1}{1+f'} \left(n_0(\tau) + f' \cdot \text{const} \cdot p_0(\tau) \right) \tag{II2.6}$$

Из условия нормировки $\int n(\tau) d\Omega = N - Z$ находим, что $\text{const} = 1$.

Приложение З

Найдем выражение для ширины распада одночастичного состояния в непрерывный спектр (ограничимся рассмотрением только δ -волн). При $t = 0$ начальное условие соответствует частице, локализованной в объеме с радиусом R . Расплывание волнового пакета, связанного с этой частицей, определяется решением нестационарного уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial \chi}{\partial t} = H \chi; \quad \chi(r, t=0) = \chi_{E_p}^0(r) \quad (\text{ПЗ.1})$$

Решение уравнения (ПЗ.1) с указанным начальным условием имеет вид:

$$\chi(r, t) = \sum_E \langle \chi_E^{(-)} | \chi_{E_p}^0 \rangle \chi_E^{(-)}(r) e^{-iEt} \quad (\text{ПЗ.2})$$

где $\chi_E^{(-)}(r)$ - собственные функции гамильтониана H :

$H \chi_E^{(-)}(r) = E \chi_E^{(-)}(r)$. С другой стороны решение уравнения (ПЗ.1) можно найти методами теории квантовых переходов [8]. С этой целью введем фурье-преобразование:

$$\chi(r, t) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} G(r, \varepsilon) e^{-i\varepsilon t} d\varepsilon \quad (\text{ПЗ.3})$$

Далее, амплитуду Фурье $G(r, \varepsilon)$ разложим по собственным функциям $\chi_E^{(-)}(r)$:

$$G(r, \varepsilon) = \sum_E G_E(\varepsilon) \chi_E^{(-)}(r) \quad (\text{ПЗ.4})$$

Тогда, пользуясь соотношениями (ПЗ.2)-(ПЗ.4), получим

$$-\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} G_E(\varepsilon) e^{-i\varepsilon t} d\varepsilon = \langle \chi_E^\omega | \chi_{E_p}^\circ \rangle e^{-iEt} \quad (\text{ПЗ.5})$$

Если $E - E_p \ll D$, то матричный элемент в правой части этого выражения в соответствии с (5.7) равен

$$\langle \chi_E^\omega | \chi_{E_p}^\circ \rangle = \frac{-2i\tilde{\gamma}e^{i\arctg\alpha} A_{bg}}{E - E_p + \frac{i\Gamma}{2}} \quad (\text{ПЗ.6})$$

В соотношении (ПЗ.5) сделаем подстановку

$$G_E(\varepsilon) = U_E(\varepsilon) \cdot \frac{\zeta(E - \varepsilon)}{E - E_p + \frac{i\Gamma}{2}} \quad (\text{ПЗ.7})$$

Принимая во внимание, что при $t \rightarrow \infty$ существует предел

$$\lim \zeta(x) e^{-ixt} = -2\pi i \delta(x) \quad (\text{ПЗ.8})$$

из соотношения (ПЗ.5) с учетом (ПЗ.7) находим

$$U_E(E) = -2i\tilde{\gamma} e^{i\arctg\alpha} A_{bg}(E) \quad (\text{ПЗ.9})$$

Таким образом, матричный элемент (ПЗ.6) имеет смысл амплитуды перехода из одиночественного состояния в непрерывный спектр с энергией E при $t \rightarrow \infty$; соответствующая ширина определяется выражением (5.4).

Литература

- /1/ А.Б.Мигдал. "Теория конечных ферми-систем и свойства ядер". "Наука", Москва, 1965.
- /2/ C.Mahaux, H.Weidenmüller. *Shell model approach to the reaction theory*. Amsterdam, 1969.
- /3/ J.D.Anderson, C.Wong. *Phys.Rev.Lett.* 7. 250. 1961
- /4/ J.D.Fox, G.F.Moore, D.Robson. *Phys.Rev.Lett.* 12. 108. 1964
- /5/ Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. *ЖЭТФ* 53, 324, 1967.
- /6/ Д.Ф.Зарецкий, М.Урин. Труды I проблемного симпозиума по физике ядра, Москва, 1967, т.2.
- /7/ М.Г.Урин *Proc.of Dubna Symp. Vienna 1968*, p.568
- /8/ В.Гайтлер. Квантовая теория излучения, ИИЛ, 1956.
- /9/ Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. *ЯФ*, II, 361, 1970.
- /10/ Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. *ЯФ*, I2, 515, 1970.
- /11/ Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. Письма в *ЖЭТФ*, 4, 379, 1966.
- /12/ Ю.Н.Девятко, Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. *ЯФ*, 7, 1021, 1968.
- /12/ Ю.Н.Девятко, М.Г.Урин. Изв. АН СССР, сер.физ. 35, № 4, 1971
1971.
- /13/ И.С.Шапиро. *Nucl.Phys.* A122, 645, 1968.
- /14/ C.Gaarde, K.Kemp, T.Nielsen. *Nucl.Phys.* A118, 641, 1968
Ю.Н.Девятко, Изв.АН СССР, сер.физ. 28, 883, 1970.
- /15/ Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. *ЯФ*, 8, 731, 1968.
- /16/ А.С.Курляндский, М.Г.Урин. *ЯФ*, II, 547, 1970.
- /17/ D.Robson. *Phys.Rev.* 137, B535, 1965.
- /18/ Б.Я.Гужовский, Д.Ф.Зарецкий, А.Г.Звенигородский,
М.Г.Урин, *ЯФ*, I3, № 10. 1971.

- /19/ Д.Н.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика.
ИИЛ. 1954.
- /20/ П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра"
Атомиздат, 1960.
- /21/ J.P.Shiffer, L.L.Lee Phys.Rev. 109, 2098, 1958.

Таблица № 1

Мишень	ℓ_j	E_τ (мев)	Γ_γ (kev)		
			$n_0(r)$	$n(r)$	$\rho_0(r)$
^{48}Ca	$f_{5/2}$	5,9	14	21	29
^{90}Zr	$s_{1/2}$	5,9	17	35	54
^{90}Zr	$d_{3/2}$	6,8	16	27	37

Таблица № 2

Мишень	ℓ_j	E_τ (Мев)	Γ_γ (kev)	$T_{\ell_j}^e$	$(\tilde{\Gamma}_p^e)_{\text{exp}}$ (kev)	SF
^{48}Ca	$f_{5/2}$	5,9	21	0,03	2	I,I
^{88}Sr	$s_{1/2}$	6,1	5	0,2	46	I,0
^{88}Sr	$d_{3/2}$	7,2	47	0,16	23	0,5
^{88}Sr	$d_{3/2}$	7,5	53	0,2	18	0,4
^{88}Sr	$d_{3/2}$	8,2	64	0,25	5,6	0,I
^{88}Sr	$d_{5/2}$	8,3	51	0,2	3,0	0,I
^{90}Zr	$s_{1/2}$	5,9	35	0,16	82	I,0
^{90}Zr	$d_{3/2}$	6,8	27	0,12	15	0,6

Tagungsbericht

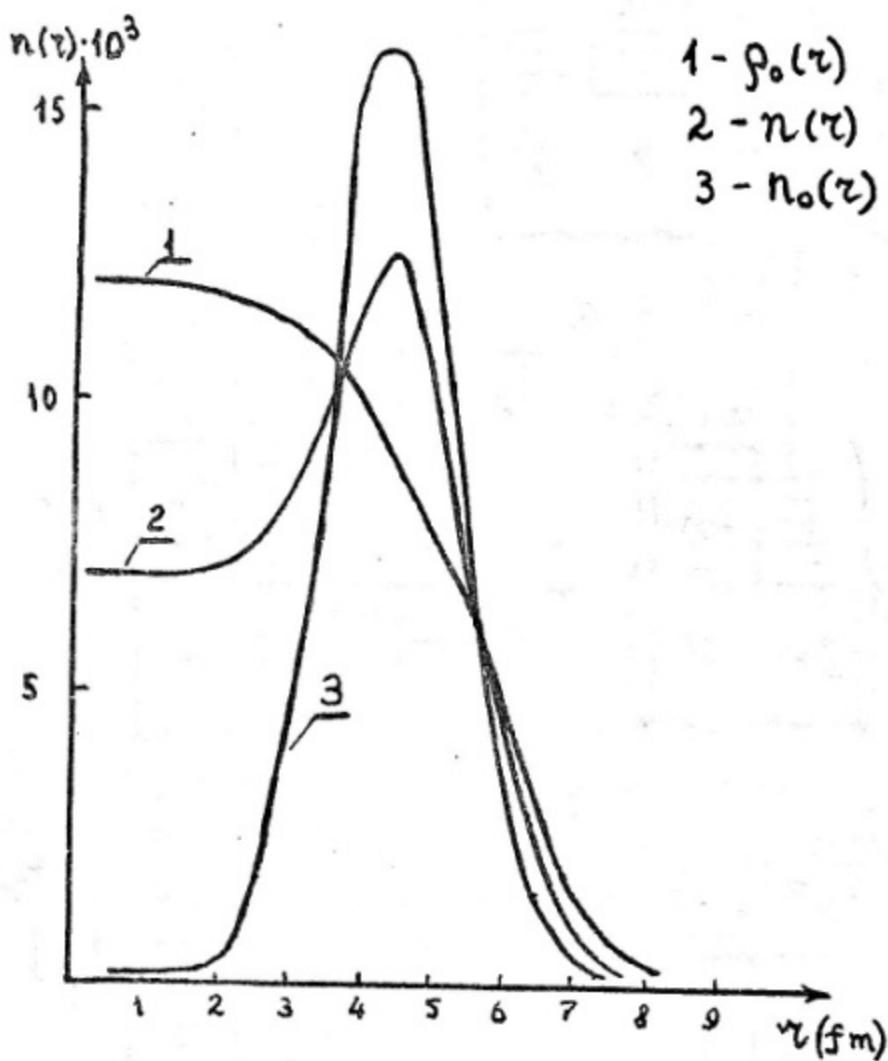
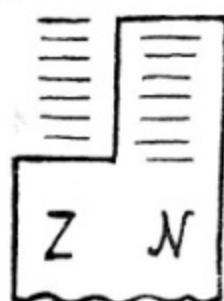


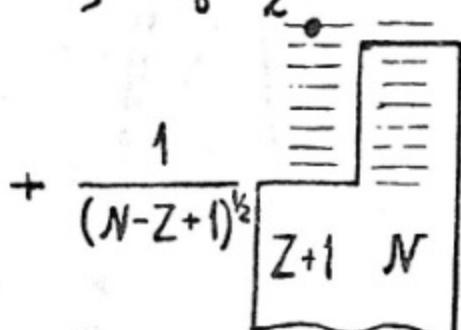
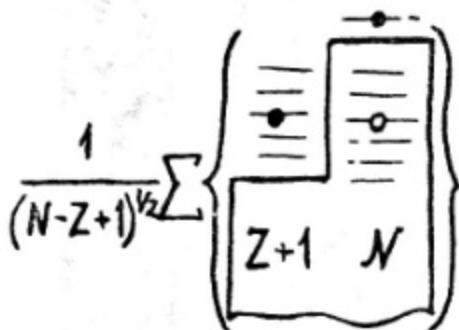
FIG. I

$$\therefore T_0 = \frac{1}{2}(N - Z)$$



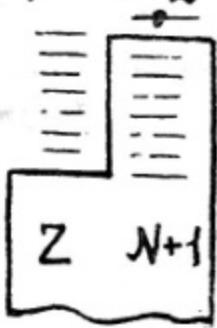
a)

$$T_s = T_0 + \frac{1}{2}$$



b)

$$T_3 = T_0 + \frac{1}{2}$$



c)

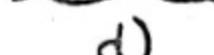


Рис. 2а

- a) ядро-мишень в основном состоянии,
 - b) аналоговое состояние в ядре ($N, \Sigma+1$),
 - c) основное состояние материнского ядра ($N+1, \Sigma$),
 - d) частично-дырочные возбужденные состояния ядра мишени

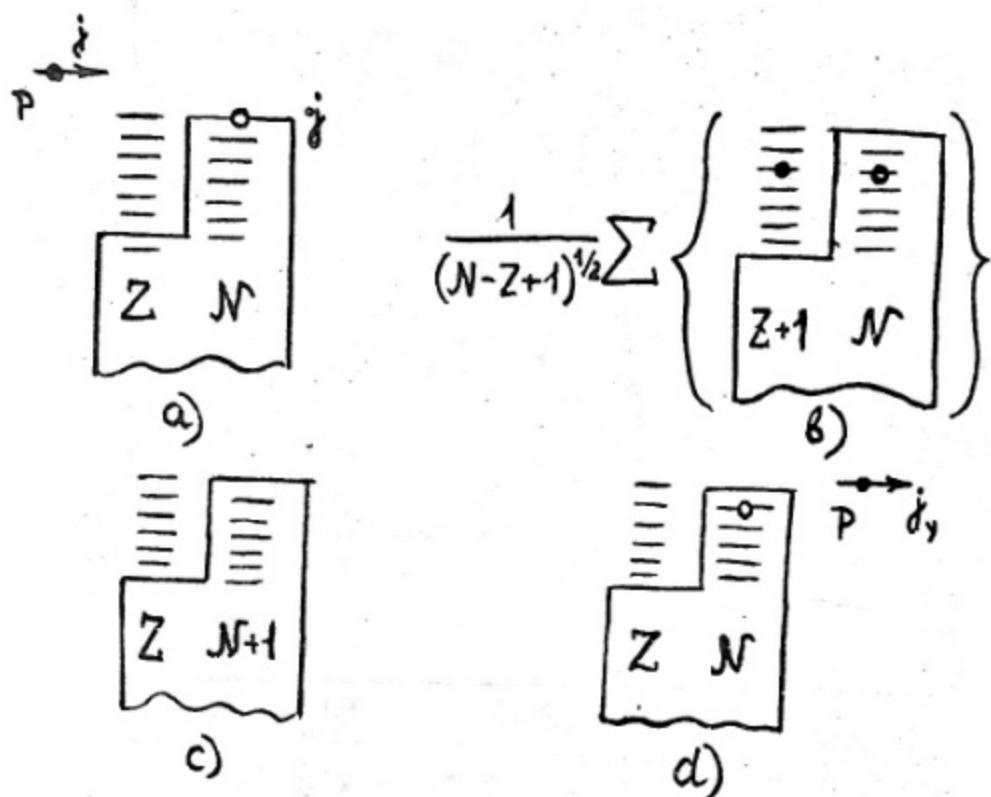
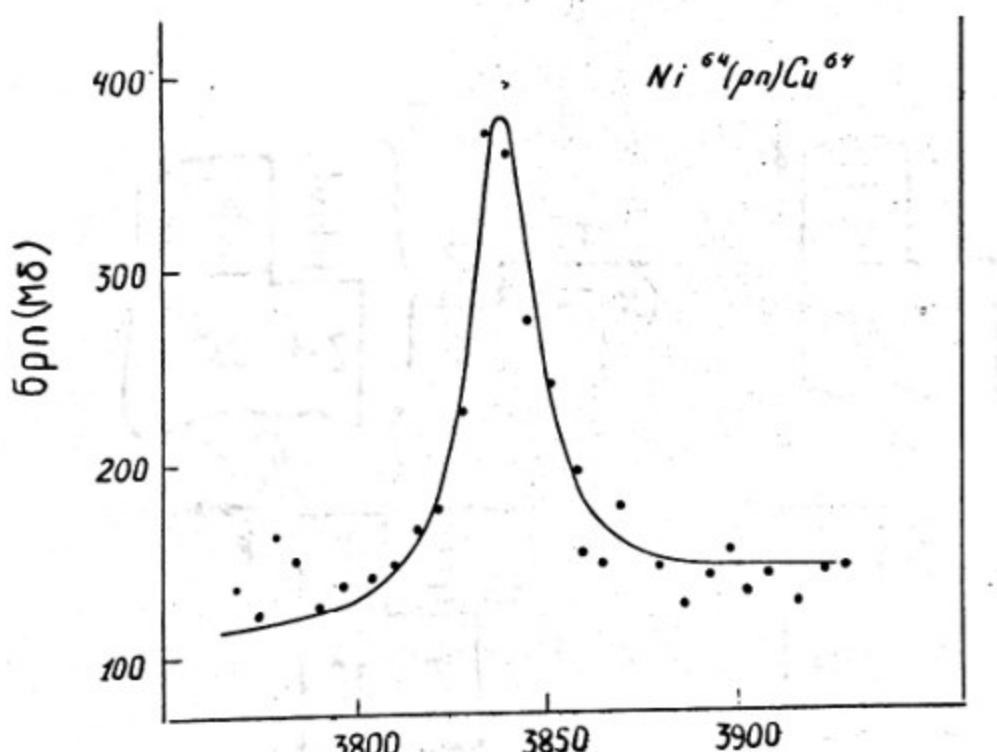


Рис. 2б

- ядро-мишень в основном состоянии;
- аналоговое состояние в ядре ($N, Z+1$);
- основное состояние материнского ядра ($N+1, Z$);
- "одночастичные" возбуждения ядра мишени.



E.C.U.M. кэВ

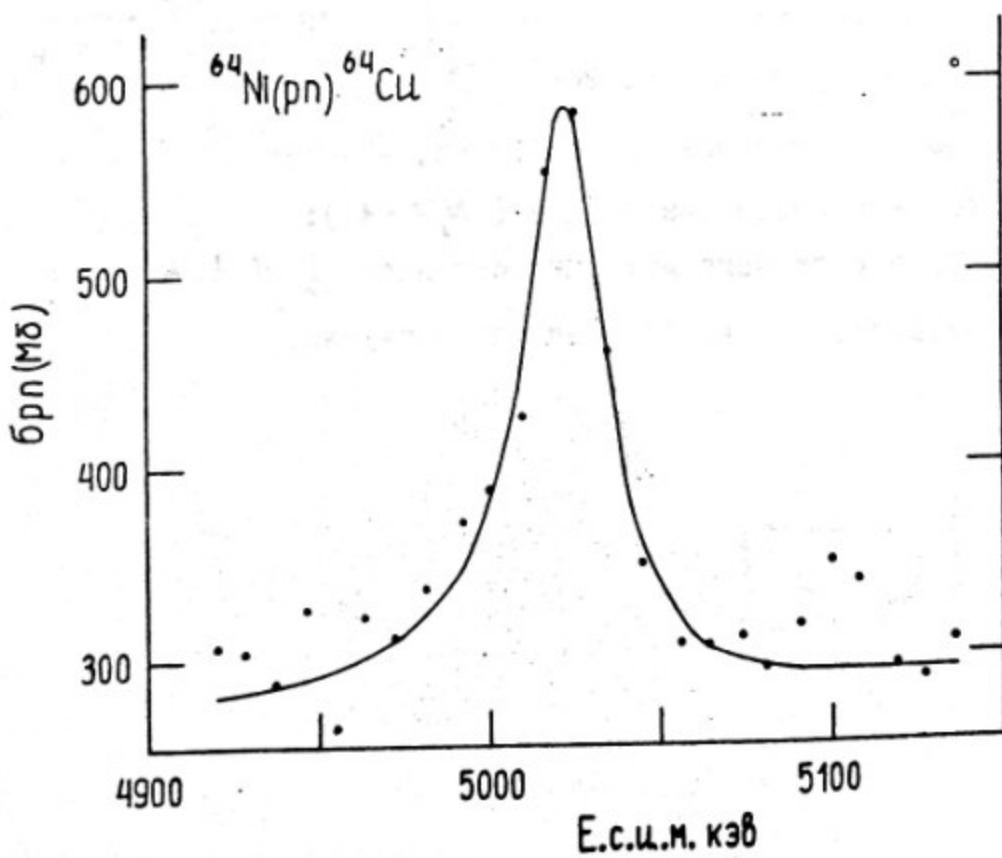


Рис. 3 (а, б)

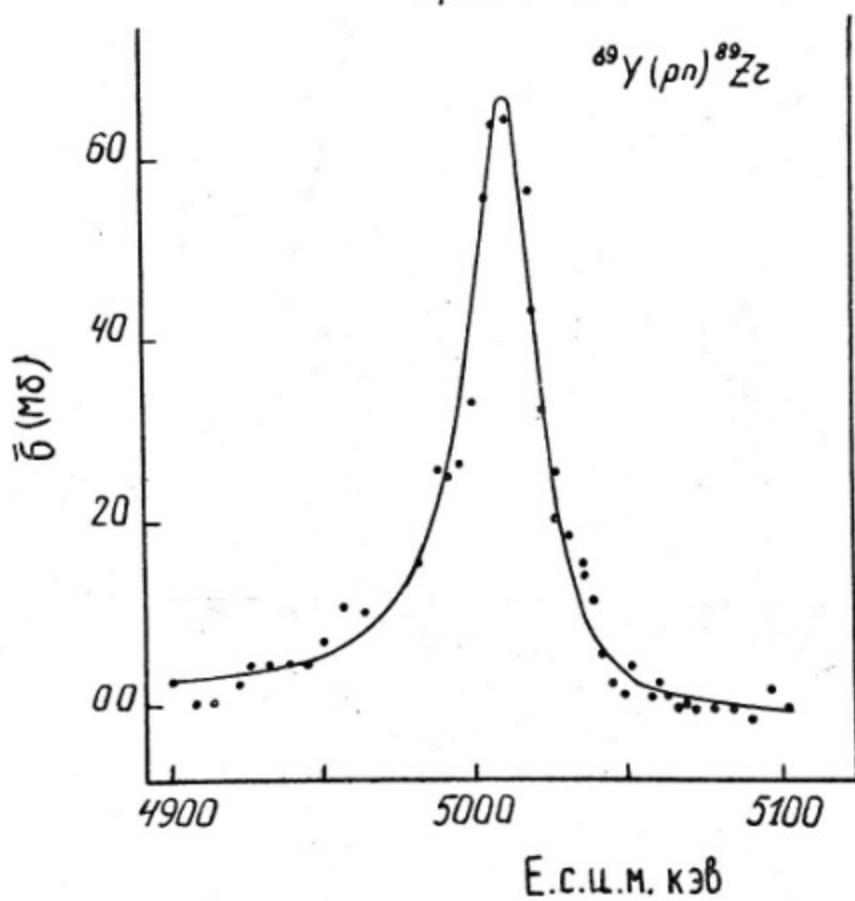
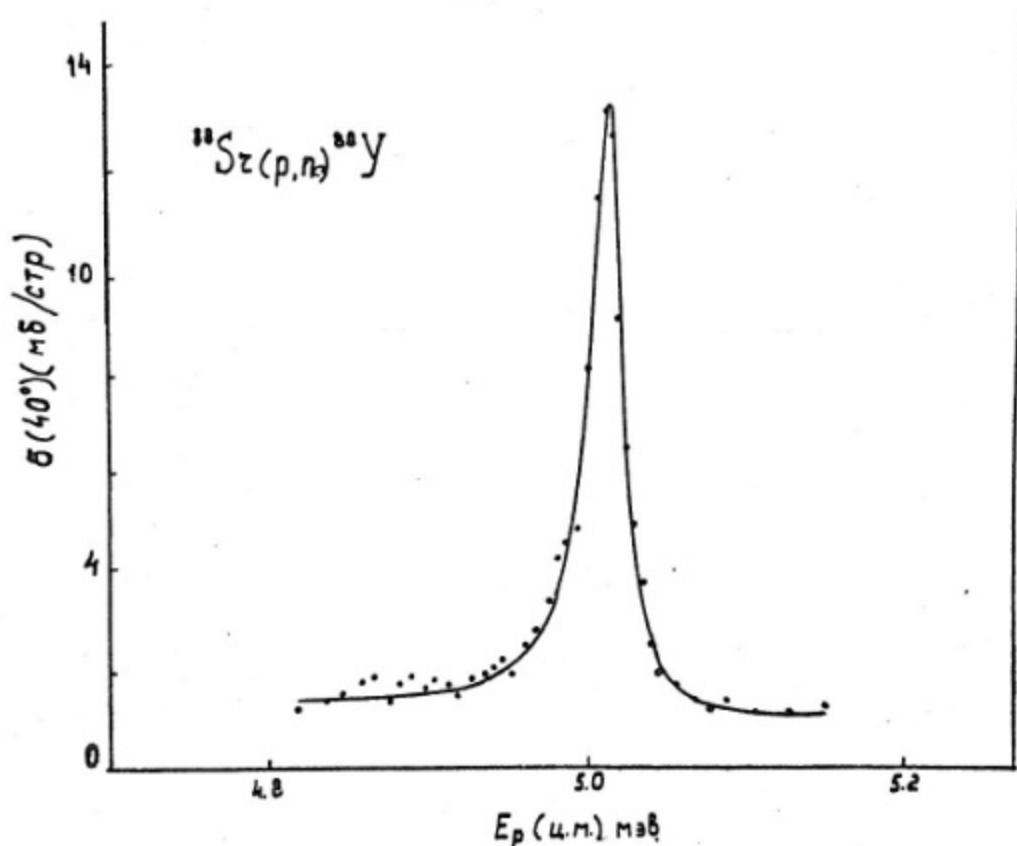


FIG. 3 (B, F)

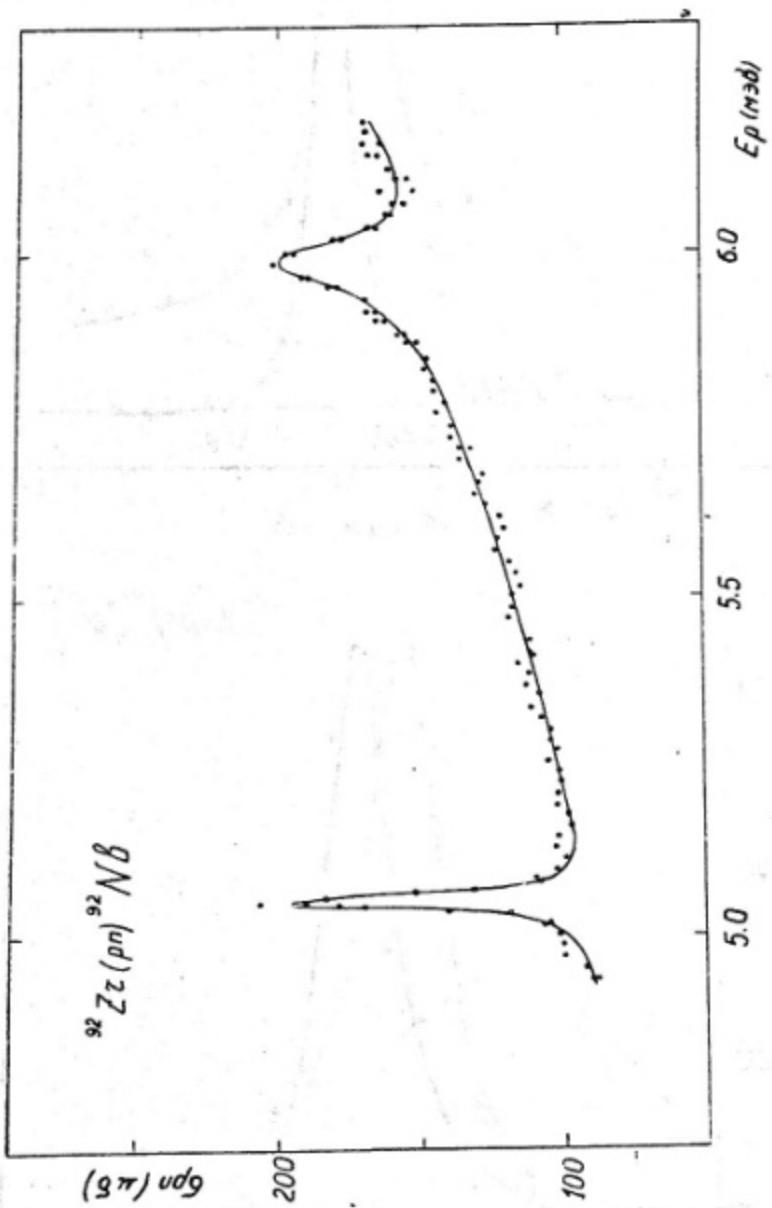


Рис. 3 (π)

