

7314

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



7314

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАДА

P4 - 7314

С.И.Габраков

ИЗОСПИНОВЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
В АТОМНЫХ ЯДРАХ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р4 - 7314

С.И.Габраков

**ИЗОСПИНОВЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
В АТОМНЫХ ЯДРАХ**

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## 1. Введение

В последнее время заметно усиливается интерес к исследованиям высоколежащих возбужденных состояний в атомных ядрах. Без сомнения, в этом отношении стимулирующим фактором являются все более увеличивающиеся возможности экспериментального изучения структуры ядра.

Теория высоковозбужденных состояний развивается в трех направлениях: исследование уровней с использованием методов статистики /например, <sup>1/</sup> /, исследование сложных ядерных состояний, возникающих в результате взаимодействия квазичастиц с фононами <sup>2/</sup> , и исследование высоколежащих состояний, коллективизированных определенными остаточными взаимодействиями. Яркими примерами в этом отношении являются хорошо известный гигантский дипольный резонанс и изобар-аналоговые состояния. Особенно интересным является открытие изобар-аналоговых состояний <sup>3/</sup> , наличие которых показывает, что в континууме высоколежащих состояний формируются состояния типа гигантского резонанса и что изотопический спин является хорошим квантовым числом и для тяжелых ядер. Эти обстоятельства послужили стимулом для дальнейшего развития теории структуры ядра.

В настоящей работе мы сделаем краткий обзор исследования изоспиновых и спин-изоспиновых ветвей коллективных возбуждений, которые коллективизированы остаточными взаимодействиями, имеющими симметрию разрешенных ферми- и гамов-теллеровских бета-распадов. Мы ограничились рассмотрением таких взаимо-

действий из-за их сравнительной простоты, так как операторы разрешенных бета-переходов не зависят от координат нуклонов в ядре. Изучение состояний, ассоциированных с операторами запрещенных бета-переходов, проводится в настоящее время /4/.

Появление резонансных состояний типа ферми- и гамов-теллеровских резонансов легко понять при рассмотрении разрешенных переходов между низколежащими состояниями в ядрах.

В дальнейшем мы будем тесным образом следовать работе /5/.

## 2. Поляризационные эффекты в разрешенных бета-переходах

Как известно, приведенная вероятность разрешенных фермиевских /Ф/ переходов задается следующим выражением /6/:

$$B(\Phi, TM_T \rightarrow TM_T \pm 1) = \frac{g_V^2}{4\pi} |\langle TM_T \pm 1 | T_{\pm} | TM_T \rangle|, \quad /1/$$

где оператор Ф-переходов  $T_{\pm} = \sum_i t_{\pm}(i)$ .

Из /1/ видно, что матричный элемент Ф-переходов зависит только от изоспиновых квантовых чисел и отличен от нуля лишь для переходов между членами одного изобарного мультиплетта.

Приведенная вероятность гамов-теллеровских /Г-Т/ переходов в сферических ядрах с  $N > Z$  выражается в одночастичной модели следующим образом /6/:

$$B(\Gamma - T, j_n T = T_0 + 1/2 \rightarrow j_p T = T_0 \pm 1/2) =$$

$$= B_{sp}(\Gamma - T, j_n \rightarrow j_p) \times \begin{cases} 1, & \text{если уровень} \\ & \text{занят нейтро-} \\ & \text{нами} \\ & T = T_0 - 1/2; \\ \frac{2T_0}{2T_0 + 1}, & \text{если уровень} \\ & \text{не занят ней-} \\ & \text{тронами} \\ & T = T_0 - 1/2; \\ \frac{1}{2T_0 + 1}, & T = T_0 + 1/2. \end{cases}$$

/2/

Здесь

$$B_{sp}(\Gamma - T, j_n \rightarrow j_p) = \frac{g_A^2}{4\pi} \times \begin{cases} \left(\frac{j_p + 1}{j_p}\right)^{\pm 1}, & j_n = j_p = \ell \pm 1/2; \\ \frac{2j_p + 1}{\ell + 1/2}, & \Delta j = 1. \end{cases} \quad /3/$$

Обычно в экспериментах измеряются значения  $ft$ , которые связаны с  $B(\Gamma - T)$  и  $B(\Phi)$  простым соотношением

$$ft = \frac{D}{B(\Phi)/(4\pi)^{-1} g_V^2 + (g_A/g_V)^2 B(\Gamma - T)/(4\pi)^{-1} g_A^2}. \quad /4/$$

Если пренебречь перенормировкой слабого взаимодействия от пионного поля, то  $D$  является константой / $D = 6260$ /, а из измерения вероятности  $\beta$ -распада в зеркальных ядрах известно, что  $g_A^2/g_V^2 \approx 1,51$  /6/. В одночастичной модели Нильссона значение  $ft$  для Г-Т переходов  $I_i K_i \rightarrow I_f K_f$  равно:

$$ft = \frac{4180}{4 |\langle I_i K_i | K_f - K_i | I_f K_f \rangle \sum_{\ell} a_{\ell K-1/2} a'_{\ell K-1/2}|^2}, \quad /5/$$

где  $a_{\ell K}$  - коэффициенты разложения состояния  $|K\rangle$  деформированного ядра по осцилляторным состояниям  $|N \ell \Sigma \Lambda\rangle$ .

Бета-распад исследовался во многих сферических и деформированных ядрах. Как правило, рассчитанные по /4/ и /5/ значения  $ft$  намного меньше экспериментальных значений. Так, например, Г-Т матричные элементы оказываются на один - два порядка меньше одночастичных оценок /7-10/. Причину этого расхождения можно искать в двух направлениях:

а/ оператор разрешенного бета-перехода может иметь более сложный вид;

б/ ядерные волновые функции значительно сложнее, чем волновые функции одночастичной модели.

Действительно, можно предположить, что вероятность бета-распада нуклонов зависит от внутренней динамики,

т.е. взаимодействия с мезонами /12/. Кроме того, надо ввести некоторые радиационные поправки, которые учитывают взаимодействия электрон-нейтринного поля с нуклонами, рождающие заряженные частицы. Подобные поправки возникают при добавлении к ядерному потенциалу зарядово-зависящего члена, т.е. учитывающего, что потенциалы взаимодействия  $n-p$  и  $p-p(n-n)$  различны, но это различие не кулоновской природы. Эти поправки приводят к изменению значения  $ft$  порядка нескольких процентов /11/ и отнюдь не могут объяснить существующего расхождения между экспериментальными данными и простыми теоретическими расчетами для средних и тяжелых ядер. Остается рассмотреть вторую возможность: усложнить вид волновых функций. В этом направлении первый шаг был сделан при исследовании роли спаривания. С помощью спаривательной модели удалось успешно объяснить изотопическую зависимость  $ft$  как в сферических /8,13/, так и в деформированных ядрах /14,15/. Парные корреляции сверхпроводящего типа "размывают" одночастичные состояния. Вследствие этого изменяется вероятность заполнения одночастичных уровней, и это сказывается на величине матричных элементов. Однако вычисленные с учетом парных корреляций значения ( $ft$ ) по абсолютной величине оказываются меньше экспериментальных данных в среднем в 10 раз. В принципе, это различие можно объяснить перенормировкой константы слабого взаимодействия  $g_A$  аналогично перенормировке спинового гиромагнитного фактора  $g_s$  в магнитных моментах ядер /см., например, /6/. Однако  $g_A^{eff}$  оказывается различным для переходов между различными ядерными состояниями и, следовательно, входит в теорию как дополнительный параметр.

В этом отношении более успешным оказалось объяснение Г-Т переходов в терминах поляризационных эффектов. В теории поляризационных явлений явно рассматриваются сложные примеси к одночастичным состояниям, возникающие из-за остаточных взаимодействий между нуклонами. В нечетных ядрах появляются трехквартичные примеси /или квазичастица плюс фонон, который является суперпозицией двухквартичных состояний/

к одночастичным состояниям. В четно-четных ядрах возникают четырехквартичные /или двухфононные/ примеси к основному /или однофононному/ состоянию и т.д. В зависимости от симметрии остаточного взаимодействия и данного оператора, который описывает некоторую физическую величину /статические моменты, переходы и т.д./, малые примеси могут привести к когерентным макроскопическим корреляциям. В качестве примера можно упомянуть перенормировку  $g_s$ -фактора, входящего в дипольный магнитный момент /6/.

Исследования разрешенных бета-переходов с учетом поляризационных эффектов остаточных взаимодействий квазичастиц проводились многими авторами. В рамках модели со спариванием трехквартичные примеси к одночастичным состояниям, возникающие из-за остаточных ( $n-p$ ) -корреляций, в сферических ядрах исследовались в работе Хамамото /16/. Остаточное взаимодействие бралось короткодействующим,

$$V_{ij} = [V_0 + V_1 \sigma_i \sigma_j] \delta(r_i - r_j), \quad /6/$$

и амплитуды примесей вычислялись в первом порядке теории возмущений.

В деформированных ядрах редкоземельной области аналогичные расчеты проводились Бохнаки и Огаза /17/. Ими использовалось эффективное дальнедействующее спин-изоспиновое взаимодействие

$$V_{12} = \frac{V_1}{A} (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2), \quad /7/$$

где  $A$  - массовое число, а  $V_1$  оценивалось из расчета энергии расщепления двухквартичных дублетов. В отличие от работы Хамамото /16/ здесь проводился эффективный учет высших порядков теории возмущения, что привело к ослаблению зависимости вычисленных значений  $ft$  от выбора силового параметра остаточного взаимодействия. Вычисленные значения  $ft$  удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Однако и в этой работе не исследовались некоторые "гросс"-эффекты  $\beta$ -распада, такие, как распределение

$\beta$ -переходов по спектру энергий, различие скорости  $\beta^+$  и  $\beta^-$ -переходов и т.д.

В работе /18/ проведено более детальное исследование разрешенных  $\beta$ -переходов в четных и нечетных ядрах  $Sb \rightleftharpoons Sn$ . Использовалась модель с парными корреляциями и рассматривались различные типы  $(n-p)$ -взаимодействий:  $\delta$ -силы и дальнедействующие. Одновременно с нечетными ядрами в этой работе изучалась структура коллективных состояний с  $I^\pi = 1^+$  в нечетно-нечетных изотопах. Их волновые функции строятся как линейные комбинации двухквартичных  $(n-p)$ -пар с моментом  $1^+$ . Оказалось, что при использовании  $\delta$ -сил фактор замедления скорости Г-Т перехода сильно зависит от силового параметра  $(n-p)$ -взаимодействия, хотя экспериментальные данные по  $\beta$ -переходам в нечетных ядрах могут объясняться теорией. Однако для переходов в четно-массовых ядрах согласия расчетов с экспериментом не получается. Для получения сильного замедления  $\beta$ -переходов типа  $1^+ \rightleftharpoons 0^+$  между низколежащими состояниями необходимо предположить существование коллективных  $(n-p)$ -корреляций, приводящих к образованию коллективного  $1^+$ -состояния в области высоких энергий. Это состояние отбирает большую часть силы  $\beta$ -распада.

Дальнейшее развитие идея коллективных  $(n-p)$ -корреляций получила в работе /19/, в которой эти корреляции учитывались в модели со спаривательными и квадрупольными силами. В этой работе была также развита модель с учетом  $(n-p)$ -корреляций в методе случайных фаз. Учитывались только спаривание и  $(n-p)$ -корреляции. Последние описывались модельным гамильтонианом

$$V_{GT} = 2\kappa \beta^- \beta^+, \quad /8/$$

где  $\kappa$  - силовой параметр взаимодействия, а  $\beta^\pm$ -операторы Г-Т перехода для позитронного /электронного/ распада. Такая форма  $(n-p)$ -взаимодействий особенно подходит при рассмотрении  $\beta$ -переходов между состояниями, принадлежащими спин-орбитальным  $(n-p)$ -партнерам, т.е. между состояниями с  $j_p = \ell + 1/2$  и  $j_n = \ell - 1/2$  в сферических ядрах и между состояниями с одинаковыми

асимптотическими квантовыми числами  $[Nn_Z \Lambda]$  в модели Нильссона для деформированных ядер. Обычно  $V_{GT}$  записывается в квазичастичном представлении, и при рассмотрении  $\beta$ -переходов типа  $1^+ \rightleftharpoons 0^+$  из  $V_{GT}$  выделяется часть, которая соответствует рассеянию двухквартичных  $(n-p)$  пар с моментом  $I^\pi = 1^+$ . Коллективные  $1^+$ -состояния в нечетно-нечетных ядрах ищутся в виде линейной суперпозиции таких пар, а их энергия получается из дисперсионного уравнения. При малых значениях  $\kappa$  все результаты аналогичны получаемым при диагонализации  $V_{GT}$  в пространстве двухквартичных состояний. При больших значениях  $\kappa$  происходит отделение коллективного  $1^+$ -состояния, энергия которого растет линейно с  $\kappa$ . Это состояние связано сильным  $\beta$ -переходом с основным  $0^+$ -состоянием четно-четного ядра. Бета-переходы на другие  $1^+$ -состояния при этом оказываются сильно замедленными.

В нечетных ядрах взаимодействие квазичастиц с  $1^+$ -фононами рассматривается как возмущение, приводящее к появлению в низколежащих состояниях примесей: квазичастица + фонон. Хотя эти примеси и малы, однако, складываясь когерентно, они приводят к сильному замедлению Г-Т переходов.

Для рассмотрения Г-Т бета-переходов Фужита, Икеда и др. /10,20/ предложили метод коммутаторов. Идея этого метода тесно связана с открытием в реакции  $(p, n)$  изобар-аналоговых состояний  $T_- |\Psi_i\rangle$ , где  $|\Psi_i\rangle$  - начальное состояние ядра-мишени. Так как оператор  $T$  совпадает с оператором  $\beta_F$  для фермиевских переходов, то фермиевские переходы, как уже было упомянуто, разрешены только между состояниями одного изобарного мультиплетта ( $\Delta T=0$ ), а величина разрешенного матричного элемента /21/ равна

$$|M_F|^2 = (T + T_Z)(T - T_Z + 1) = N - Z, \quad /9/$$

где  $T = 1/2(N-Z)$ . Из /9/ видно, что в ядрах с большой разностью  $N-Z$  переход между изобарными состояниями носит коллективный характер, а переходы между другими состояниями обуславливаются примесью аналогового со-



стояния к ним. Эти примеси возникают из-за кулоновского взаимодействия и разности масс нейтронов и протонов. Обычно эти примеси очень малы, и практически вся сила фермиевских переходов сосредоточена вблизи аналогового состояния.

Фужита и Икеда предположили существование вблизи аналогового резонанса состояний другой природы, а именно, состояний, генерированных операторами Г-Т перехода

$$Y = |\Psi_0\rangle = \sum_j (\tau_-)_j \vec{\sigma}_j |\Psi_0\rangle. \quad /10/$$

Существование Г-Т резонанса связано с вигнеровской супермультиплетной симметрией в ядрах. В случае, когда супермультиплетная симметрия выполняется, Г-Т переходы разрешены только между уровнями одного и того же супермультиплета. Однако супермультиплетная симметрия в ядре нарушается спиновыми и зарядово-зависящими взаимодействиями, которые приводят к "размытию" состояний /10/ по спектру возбуждений. Фужита и Икеда предполагают, что сила Г-Т  $\beta$ -перехода, тем не менее, сосредоточена вблизи аналогового состояния. Это предположение естественным образом объясняет заторможенность Г-Т переходов между низколежащими состояниями в ядрах с  $N > Z$  /рис. 1/.

Метод коммутаторов является приближенным методом вычисления матричных элементов при предположении, что существует высоколежащее коллективное состояние /22/. В частности, этот метод был применен для описания  $\beta$ -переходов типа  $n5/2^- [53] \leftrightarrow p7/2^- [523]$  в ряде редкоземельных ядер /23/ и запрещенных  $\beta$ -переходов /24/.

Вероятности  $\beta$ -переходов были рассмотрены и в теории конечных ферми-систем /см., например, /25/. В этом случае роль внешнего поля играет электронно-нейтринное поле, умноженное на изотопическую матрицу  $\tau_{\pm}$ , а эффективное поле, соответствующее оператору  $\mu$ , имеет вид

$$V_{GT}[\mu] = \tau_{\pm} w_n(\tau). \quad /11/$$

В /11/  $w_n$  находится из интегрального уравнения /25/.

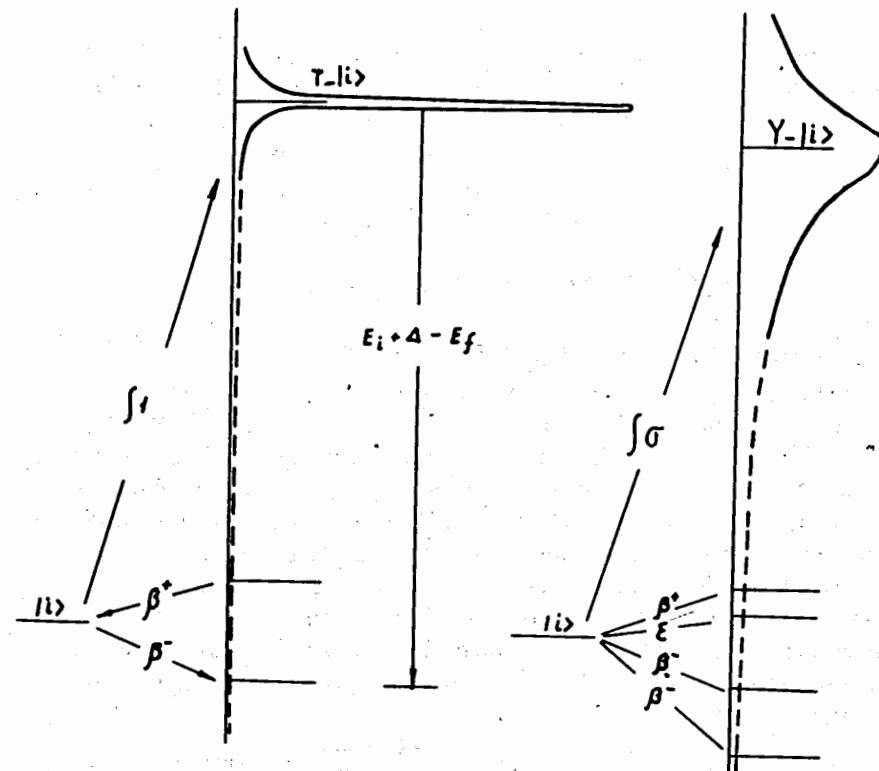


Рис. 1. Положение фермиевского и ГТ резонансов.

В рамках теории конечных ферми-систем матричные элементы  $\beta$ -переходов между зеркальными ядрами были рассчитаны в работе Гапонова /26/. Численные расчеты для переходов  $1^+ \leftrightarrow 0^+$  в ядрах в области  $62 \leq A \leq 82$  показали удовлетворительное согласие с экспериментальными данными /27/. Недавно Гапоновым и Лютостанскими /28, 29/ исследовалась структура конфигурационных  $0^+$ - и  $1^+$ -состояний в сферических ядрах, коллективизированных зарядово-обменным взаимодействием между квазичастицами.

3. Фермиевские и гамов-пеллеровские коллективные состояния в деформированных ядрах

В нескольких работах Пятова, Кулиева и др. /5, 30-32/ были исследованы коллективные эффекты при разрешенных бета-переходах в деформированных ядрах. Остаточное взаимодействие бралось в простом виде,

$$V_{12} = [\kappa_{F+} \kappa_{GT} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)] \vec{r}_1 \vec{r}_2, \quad /12/$$

и включалось в модельный гамильтониан

$$H = H_{sp} + H_{pair} + H_{\beta} = H_{sp} + H_{pair} + 2\kappa \beta^+ \beta^-. \quad /13/$$

Первый член остаточного взаимодействия /12/ приводит к образованию возбужденных состояний типа  $0^+(K=0)$ , а второй член - к образованию возбужденных состояний типа  $1^+(K=0,1)$ . Операторы  $\beta^+$  и  $\beta^-$  являются операторами  $\beta^{\pm}$ -распада соответственно. Состояния, генерированные  $H_{\beta}$ , исследовались в рамках приближения метода случайных фаз и рассматривались как однофононные возбуждения, образованные линейной комбинацией нейтрон-протонных квазичастичных пар. Волновая функция фонона в нечетно-нечетных ядрах записывается следующим образом:

$$|\Psi_i^+\rangle = Q_i^+ |\Psi_0^+\rangle = \sum_{np} (\Psi_{np}^i C_{np}^+ - \phi_{np}^i C_{np}^-) |\Psi_0^+\rangle, /14/$$

где  $Q_i^+$  - оператор рождения фонона,  $|\Psi_0^+\rangle$  - фононный вакуум, а операторы  $C_{np} = \frac{1}{2} \sum_{\rho} \alpha_{n-\rho}^+ \alpha_{\rho\rho}^+$  описывают нейтрон-

протонные двухквазичастичные возбуждения с моментами  $0^+$  или  $1^+(K=0,1)$ . Двухчастичные амплитуды  $\Psi_{np}^i$  и  $\phi_{np}^i$ , а также энергии возбуждения  $\omega_i$  находятся с помощью обычной вариационной процедуры.

В нечетных ядрах волновая функция нечетного нуклона в  $K$ -состоянии записывается как суперпозиция из одно- и трехквазичастичных состояний /33/:

$$|\Phi_K(\tau)\rangle = \{ N_K(\tau) a_K^+(\tau) + \sum_{\nu} \sum_{pn \neq \nu} R_{np}^{K\nu} (r \neq r') a_{\nu}^+(r') C_{np}^+ \} |\Psi_0^+\rangle, /15/$$

где  $N_K(\tau)$  и  $R_{np}^{K\nu}$  - одно- и трехквазичастичные амплитуды.

С помощью /14/ и /15/ можно вычислить матричные элементы соответствующих  $\beta$ -переходов:

а/ для  $0^{\pm} \rightarrow 1^+$  в четно-массовых ядрах

$$M_i^{\pm} = \langle \Psi_0 | [Q_i, \beta^{\pm}] | \Psi_0 \rangle, \quad /16/$$

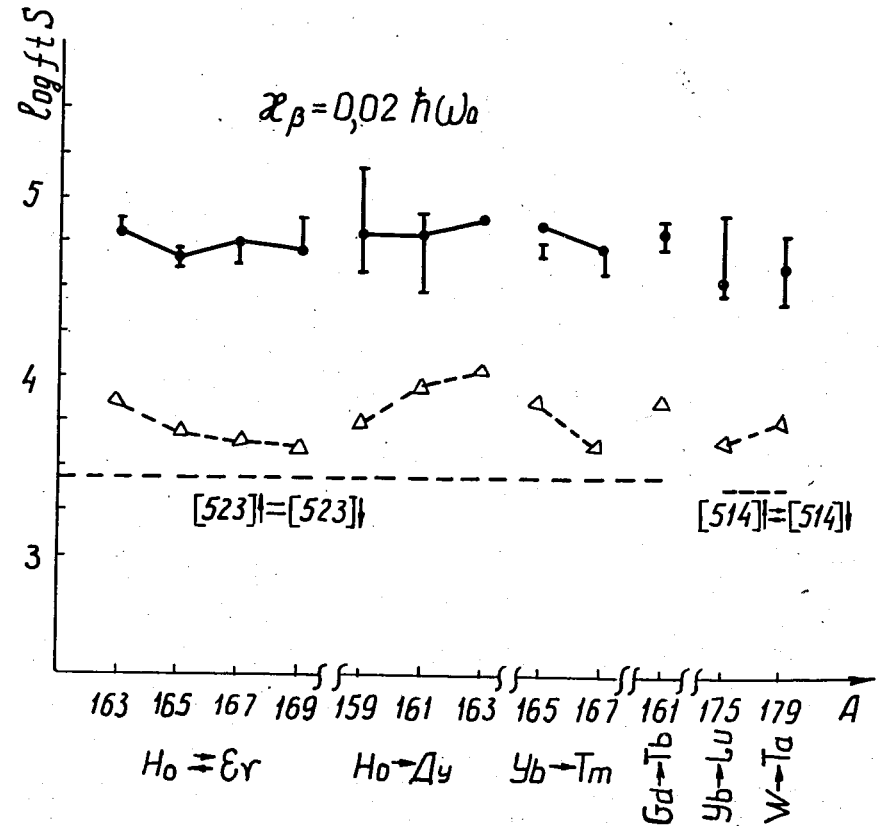


Рис. 2. Сравнение теоретических и экспериментальных значений  $\log ft$ . Использованы следующие обозначения: пунктирная линия - одночастичная модель, треугольники - одночастичная модель с учетом спаривания, вертикальные прямые - экспериментальные значения с ошибками, точки - наши расчеты. Статистический фактор  $S = (I_i M_i / I_f M_f - M_i / I_f M_f)^2$ .



б/ для нечетных ядер при переходе  $K_i \rightarrow K_f$

$$M_{K_i \rightarrow K_f}^{\pm} = \langle \Phi_{K_f}(\tau) | \beta^{\pm} | \Phi_{K_i}(\tau') \rangle. \quad /17/$$

Первоначальные расчеты были сделаны с одночастичными волновыми функциями модели Нильссона. На рис. 2 сравниваются теоретические и экспериментальные значения  $\log ft$  для Г-Т переходов с  $\Delta I = \pm 1$ <sup>/33/</sup>. Видно, что хорошее совпадение с экспериментом получается, когда  $\kappa \approx 0,02 \hbar \omega_0 / \hbar \omega_0 = 41 A^{-1/3}$  МэВ/.

Расчеты, проведенные для четно-массовых ядер, показали, что в области высоких энергий возбуждения формируются соответствующие ферми- и гамов-теллеровские резонансы, которые вбирают почти всю силу бета-перехода. Однако эти решения являлись последними корнями секулярного уравнения в методе случайных фаз.

Расчеты <sup>/32/</sup>, выполненные с использованием одночастичной схемы уровней модели Саксона-Вудса и параметрами парных взаимодействий, приведенными в работе <sup>/34/</sup>, показывают, что вместо одного сильно коллективизированного состояния появляется несколько состояний с большими матричными элементами. При этом ни одно из этих состояний не соответствует последнему решению секулярного уравнения. Их положения по энергии мало чувствительны к обрезанию числа уровней. Это различие связано с тем, что в потенциале Саксона-Вудса учитываются и взаимодействия между оболочками с  $N$  и  $N \pm 2$ .

Особого внимания заслуживает обсуждение вопроса о положении этих резонансов по энергии. В случае фермиевского резонанса  $0^+$ , который идентифицируется как изобар-аналоговое состояние <sup>/рис. 3/</sup>, он должен быть расположен на высоте  $\Delta E_c - \Delta m_{np}$  от основного состояния материнского ядра. Для определения  $\Delta E_c$  имеются несколько эмпирических формул <sup>/35-36/</sup>. Сравнивая полученное коллективное состояние  $0^+$  с величиной  $\Delta E_c - \Delta m_{np} \pm Q$ , где  $Q$  - энергия распада, можно получить значение  $\kappa_F$ . В силу остаточной супермультиплетной симметрии можно предположить, что гамов-теллеровские

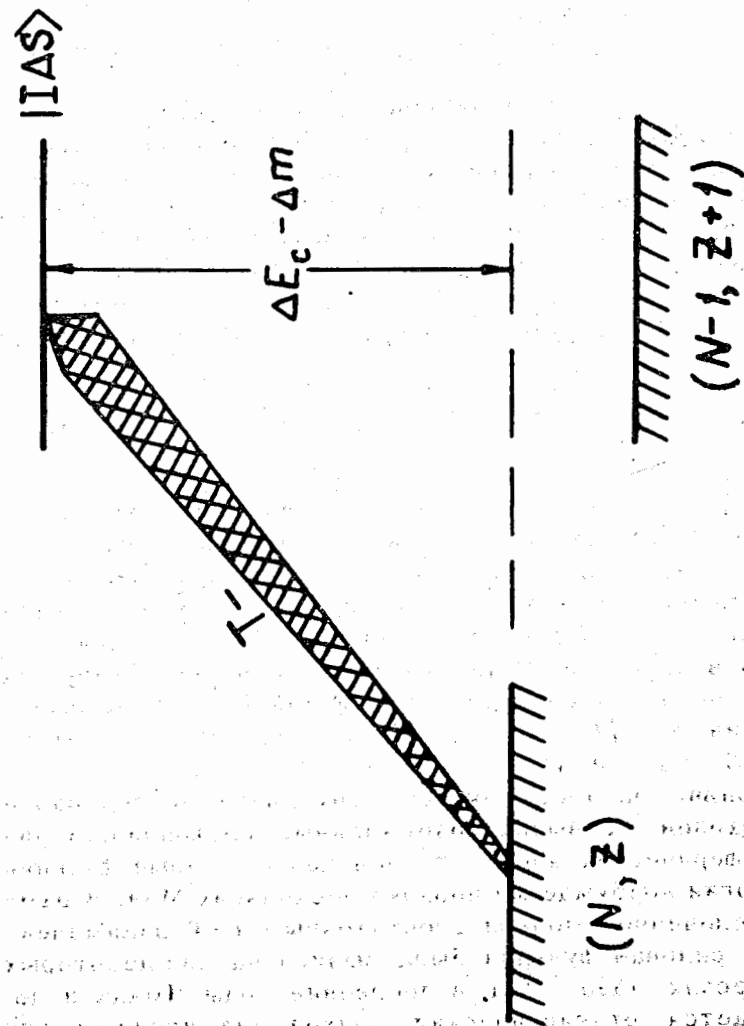


Рис. 3. Изобар-аналоговое состояние  $|IAS\rangle$  в ядре  $(N-1, Z+1)$ .

резонансы  $1^+(K=0,1)$  находятся вблизи фермиевского резонанса. По нашему мнению, на это есть и другое указание, которое получается из исследований спиновой и изоспиновой зависимости одночастичного потенциала в ядерной материи <sup>/37/</sup>. При сравнении энергии резонансных состояний типа  $(\sigma\tau)$  и  $(\tau)$  с одинаковой мультиполь-

ностью получено  $\frac{E(\sigma\tau, n)}{E(\tau, n)} \approx 1,1$ . Поэтому можно определить

константу  $\kappa_{GT}(K=0)$ , если известна константа  $\kappa_F$ . По-видимому, константу  $\kappa_{GT}(K=1)$  надо определять из бета-переходов между низколежащими состояниями.

Помимо свойств отдельных состояний, исследуется также "гросс"-структура этих возбуждений, получаемая при усреднении их характеристик по определенному энергетическому интервалу  $\Delta E$ . С этой целью используется понятие силовой функции  $\beta^\pm$ -распада, определяемой как

$$S_{\beta^\pm} = \frac{1}{\Delta E} \sum_{(i, \Delta E)} |M_{\pm}^i|^2, \quad /18/$$

где  $M_{\pm}^i$  - матричные элементы для перехода  $0^+ \rightarrow 1^+$ . В этом случае не рассматривается вопрос об энергетической разрешенности  $\beta$ -перехода, которая зависит от разности масс материнского и дочернего ядер и меняется от ядра к ядру. Предполагается, что все состояния доступны в процессе  $\beta$ -перехода. В качестве примера на рис. 4 показана силовая функция для Г-Т  $1^+(K=0)$  возбуждений в  $^{170}_{71}\text{Lu}$ . Усреднение проводилось по интервалу  $\Delta E = 1,5$  Мэв.

Недавно началось экспериментальное исследование  $\beta$ -переходов на высоковозбужденные состояния, и для ряда сферических ядер <sup>/38/</sup> получены силовые функции до энергии возбуждения порядка нескольких Мэв. В рамках оболочечной модели с остаточным Г-Т взаимодействием силовая функция была вычислена для некоторых сферических ядер <sup>/39/</sup>, а в последние годы Ямада и др. развивается статистический подход для исследований силовых функций, известный под названием "гросс"-теория бета-распада <sup>/22,40/</sup>.

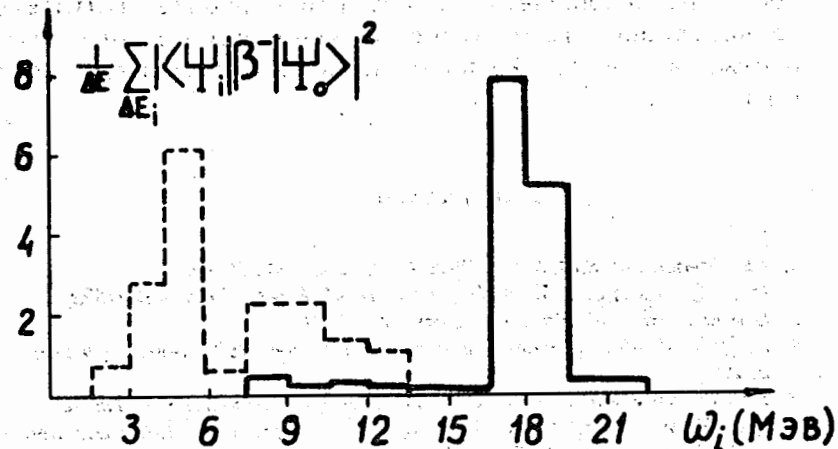


Рис. 4. Зависимость силовой функции  $\beta$ -распада от энергии возбуждения  $1^+, 0$ -состояний в ядре  $^{170}\text{Lu}$ . Не возмущенная двухквартичная силовая функция представлена пунктирной линией. Сплошная линия соответствует RPA со схематическими зарядообменными взаимодействиями. Отсчет энергии ведется от первого  $1^+, 0$ -состояния.

Резонансное  $0^+$ -состояние должно совпадать с изобар-аналоговым состоянием. Однако пока имеются лишь немногочисленные экспериментальные данные об аналоговых состояниях в нечетных деформированных ядрах. Что касается гамов-теллеровского  $1^+$ -резонанса в тяжелых ядрах, то его возможно наблюдать, по-видимому, с помощью реакций, аналогичных реакции  $(p, n)$ , например, <sup>/41/</sup>  $(^3\text{He}, t)$ ,  $(\alpha, d)$  и др.

В последние годы с помощью реакций с тяжелыми ионами получались легкие ядра, в которых  $Z > N$ . В таких ядрах Г-Т резонанс находится ниже энергии связи нуклона, и его можно наблюдать в бета-распаде <sup>/42/</sup>.

Следует подчеркнуть, что в настоящее время интерес к силовым функциям  $\beta$ -распада заметно усилился в связи с исследованиями атомных ядер вдали от линии стабильности. Дополнительную информацию о силовых функциях дают исследования спектров запаздывающих протонов <sup>/см., например, /43/ /</sup> и нейтронов <sup>/44/</sup>.

В заключение нам хотелось бы выразить благодар-

ность В.Г.Соловьеву за интерес к работе, Н.И.Пятову за постановку темы этого исследования и многократные обсуждения и А.А.Кулиеву за непосредственное участие в расчетах.

#### Литература

1. I.B.French and S.M.Wong. *Phys.Lett.*, 33B, 449 (1970).
2. В.Г.Соловьев, Л.А.Малов. *Nucl. Phys.*, A196, 433 (1972).
3. D.Anderson et al. *Phys.Rev.Lett.*, 7, 250 (1961).
4. H.Ejiri. *Contr. International Conference, Sep. 1972, Sendai (Japan)*, p. 22.
5. S.I.Gabrakov and N.I.Pyatov. *Proceedings Symposium on Nucleons and Weak Interactions. Zagreb, 1971, Yugoslavia. Eds. B.Eman and D.Tadic. Institute Ruder Boskovic*, p. 223.
6. О.Бор, Б.Моппельсон. *Структура атомного ядра. Мир, Москва, 1971.*
7. B.R.Mottelson and S.G.Nilsson. *Mat.Fys.Medd. Dan.Vid. Selsk.*, 1, No. 8 (1959).
8. M.Sakai and S.Yoshida. *Nucl.Phys.*, 50, 497 (1964).
9. J.Zylicz et al. *Ark. Fys.*, 36, 643 (1967).
10. J.Fujita et al. *Progr. Theor.Phys.*, 38, 107 (1967).
11. Ц.С.Бу, С.А.Мошковский. *Бета-распад. Атомиздат, М., 1970.*
12. I.S.Towner and J.C.Hardy. *Nucl.Phys.*, A205, 33 (1973).
13. L.Silvernerg and A.Winther. *Phys.Lett.*, 3, 158 (1963).
14. V.G.Soloviev. *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.*, 1, No. 11 (1961).
15. Б.Н.Захарьев, Н.И.Пятов, В.И.Фурман. *ЖЭТФ*, 41, 1669 /1961/.
16. I.Hamamoto. *Nucl.Phys.*, 62, 49 (1965).
17. Z.Bochnacki and S.Ogaza. *Nucl.Phys.*, A102, 529 (1967).
18. I.Fujita and K.Ikeda. *Nucl.Phys.*, 67, 145 (1965).
19. I.A.Halbleib and R.A.Sorensen. *Nucl.Phys.*, A96, 542 (1967).
20. I.Fujita and K.Ikeda. *Progr. Theor.Phys.*, 36, 288 (1966).
21. I.Damgaard. *Ark.Fys.*, 36, 651 (1967).
22. M.Mirita et al. *Suppl. Prog.Theor.Phys.*, No. 48, 41 (1971).
23. J.Fujita et al. *Suppl.J.Phys.Soc.Japan.*, 24, 437 (1968).
24. H.Ejiri et al. *Phys.Rev.*, 176, 1237 (1968).
25. А.Б.Мигдал. *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд-во "Наука", 1965.*
26. Ю.В.Гапонов. *ЯФ*, 2, 1002 /1965/.
27. И.С.Балкин, И.В.Копытин и Л.П.Рапопорт. *ЯФ*, 10, 737 /1969/.
28. Ю.В.Гапонов, Ю.С.Люпостанский. *ЯФ*, 16, 484 /1972/.

29. Ю.В.Гапонов, Ю.С.Люпостанский. *Письма ЖЭТФ*, 15, 173 /1972/.
30. S.I.Gabrakov, A.A.Kuliev and N.I.Pyatov. *Phys.Lett.*, 36B, 275 (1971).
31. С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов. *ОИЯИ, Р4-5744, Дубна, 1971.*
32. С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Г.Шульц. *ОИЯИ, Р2-6874, Дубна, 1973.*
33. С.И.Габраков, А.А.Кулиев. *ОИЯИ, Р4-5003, Дубна, 1970.*
34. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. *ЭЧАЯ*, т. 4, вып. 1, 357 /1973/.
35. I.P.Anderson et al. *Phys.Rev.*, 138, B615 (1965).
36. P.Richard et al. *Phys.Rev.*, 149, 906 (1966).
37. I.Dabrowski and P.Haensel. *Report No. 1427, VII PL (Warsawa), 1972.*
38. C.L.Duke et al. *Nucl.Phys.*, A151, 609 (1970).
39. P.Martinsen and I.Randrup. *Nucl.Phys.*, A185, 36 (1972).
40. K.Takahashi and M.Yamada. *Progr.Theor.Phys.*, 41, 1470 (1969).
41. B.R.Mottelson. *Topics in Nucl.Structure Theory Nordita, No. 228 (1967).*
42. Дж.Харди. *Сборник материалов Межд. конф. по физике тяжелых ионов, Дубна, В7-5769, 261, 1971.*
43. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Пепров. *ОИЯИ, Р6-6861, Дубна, 1973.*
44. H.Gauvin and R.de Tourreil. *IAEA Symp. Phys. and Chemistry of Fission. Vienna, p. 621 (1969).*

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 июля 1973 года.