сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-82-183

Л.А.Малов

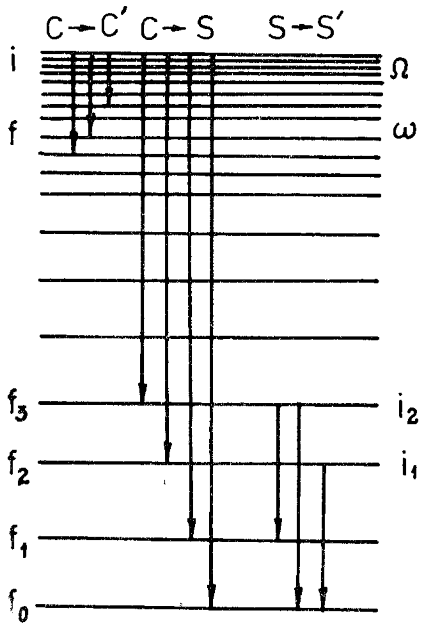
ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1982

Исследования спектров γ-лучей, испускаемых атомными ядрами, в настоящее время дают основную информацию о различных характеристиках возбужденных состояний ядер и их энергиях. Проверка ядерных моделей не может ограничиться сравнением только теоретически и экспериментально полученных энергий состояний, необходимо исследовать структуру этих состояний. Очень важной характеристикой возбужденных состояний ядер является вероятность электромагнитных переходов между ними, которая свидетельствует о наличии у волновых функций этих состояний компонент, различающихся по коллективности и содержащих различное число квазичастиц. Сравнение вероятностей электромагнитных переходов между ядерными состояниями во многих случаях является решающим аргументом в пользу той или иной ядерной модели.

Традиционным объектом таких исследований остается область нижайших возбужденных состояний ядер и электромагнитные переходы между ними. Исследование электромагнитных свойств низколежащих неротационных состояний деформированных ядер /1,2/ продемонстрировало наличие у них коллективных состояний вибрационного типа /наряду с одноквазичастичными и трехквазичастичными состояниями у нечетных ядер и двухквазичастичными у четно-четных/. Описание этих состояний на языке фононов, а также учет взаимодействия квазичастиц с фононами проводится в рамках сверхтекучей модели ядра /1/. Структура этих состояний имеет простой характер, а приведенные вероятности электромагнитных переходов на основное состояние ядра между нижайшими состояниями /см. на рисунке переходы $S \to S'$/ легко вычислить для каждого перехода и сравнить с соответствующими экспериментальными данными /1,2/. Такое сравнение во многом способствовало успеху сверхтекучей модели ядра.

Использование реакций с тепловыми и резонансными нейтронами и других реакций позволило перейти к исследованиям состояний ядер с промежуточной и высокой энергиями возбуждения, причем и в этом случае наибольшая экспериментальная информация об их структуре получается при изучении радиационного канала распада этих состояний. Средние характеристики изолированных высоковозбужденных состояний ядер, называемых компаунд-состояниями, обычно описываются в рамках статистических теорий на основе гипотезы Н. Бора о составном ядре. В настоящее время накопился обширный экспериментальный материал о прямых



Схематическое изображение спектра возбужденных состояний атомного ядра и γ-переходов между ними.

электромагнитных переходах из резонансных состояний, расположенных вблизи энергии связи нейтрона, в низколежащие состояния /см. на рисунке переходы $C \to S$ /, структура которых, как уже отмечалось, сравнительно проста[3]. Эти данные о жестких γ-квантах позволяют получить информацию об энергиях, спинах и четности начальных и конечных состояний, механизме распада /в частности, о роли валентного механизма/, о сложности структуры их волновых функций[3]. Новые перспективы для изучения высоковозбужденных состояний ядер открылись после создания общего полумикроскопического подхода для их описания[4], а также квазичастично-фононной модели ядра[5]. Появилась возможность понять и объяснить нестатистические эффекты, свидетельствующие о наличии ядерной структуры при средних и высоких энергиях возбуждения.

Однако для микроскопического описания высоковозбужденных состояний и переходов между ними имеются значительные трудности. Известно, что при возрастании энергии возбуждения ядер плотность состояний экспоненциально увеличивается, а их структура значительно усложняется. Поэтому непосредственное вычисление в рамках квазичастично-фононной модели ядра вероятностей электромагнитных переходов с каждого из них на основное или какое-либо отдельное низколежащее состояние хотя принципиально и возможно, однако встречает громадные технические трудности и практически невыполнимо из-за большого количества таких переходов. Расчет электромагнитных переходов и других величин для промежуточных и высоких энергий возбуждения атомных ядер /в том числе гигантских мультипольных и нейтронных резонансов/ удобно проводить с использованием метода силовых функций, проводя усреднение в определенном энергетическом интервале[5]. Преимущества этого метода хорошо известны[5,6], поэтому не будем на них подробно останавливаться. Укажем только на отсутствие необходимости решать сложные системы уравнений

на собственные значения и возможность получать силовые функции, зависящие от энергии возбуждения непосредственно для произвольных физических наблюдаемых величин. Тем самым исключается обременительная необходимость определять энергию и структуру каждого из высоковозбужденных состояний, хотя все же требуется знать структуру конечных состояний, переходы на которые рассчитываются. Силовые функции приведенной вероятности электромагнитных переходов $b(E\lambda, \Omega \to \omega_f)$ вычисляются для каждого из состояний $f_0, f_1, f_2 \dots f$ отдельно /см. на рисунке переходы $C \to S$ /. Задача, разумеется, усложняется, если плотность состояний f велика и требуется определить γ-переходы на многие из них. Такая ситуация имеет место, например, при исследовании электромагнитных переходов между состояниями с высокой энергией возбуждения, называемых иногда условно переходами компаунд-компаунд /см. на рисунке переходы $C \to C'$/. В этом случае естественно было бы обобщить определение силовой функции и провести процедуру усреднения как при начальной, так и при конечной энергиях возбуждения. Тогда силовая функция $b(E\lambda, \Omega \to \omega)$ будет непрерывной функцией от обеих энергий.

Необходимо отметить, что экспериментальное исследование мягких γ-квантов, соответствующих переходам между компаунд-состояниями[7], способствует значительному прогрессу в изучении структуры высоковозбужденных состояний. Дело в том, что в данном случае начальное и конечное состояния сложны по структуре и в вероятность γ-перехода $C \to C'$ между ними вклад могут давать как простые, так и сложные компоненты волновых функций. В этом существенное отличие от прямых переходов $C \to S$, где из-за простой структуры конечных состояний S основной вклад в вероятность перехода следует ожидать только от простых малоквазичастичных компонент волновой функции начальных состояний C[4]. Следовательно, анализ переходов типа $C \to S$ позволяет получить информацию лишь о незначительной доле волновой функции высоковозбужденных состояний /10^{-4}-10^{-6} в нормировке ее по оценке[4] /, в то время как из анализа переходов $C \to C'$ можно получить сведения о сложных многоквазичастичных компонентах их волновых функций. Экспериментальные исследования последних лет дали уже много очень ценных сведений о структуре высоковозбужденных состояний сферических и деформированных ядер[3,7]. Проблема теоретического описания этих состояний и переходов между ними привлекает поэтому значительное внимание[7-12].

Основной целью настоящей работы является разработка методики нахождения силовых функций для приведенной вероятности электромагнитных переходов между возбужденными состояниями, находящимися в области энергетического спектра ядра с большой плотностью уровней при средней и высокой энергиях возбуждения.

Для определенности будем рассматривать четно-четные деформированные ядра, однако, как показано в работе [6], уравнения для нечетных ядер с точностью до обозначений имеют аналогичный вид.

Итак, рассмотрим переходы между состояниями четно-четного деформированного ядра, описываемые волновыми функциями, сложность которых ограничим учетом трехфононных конфигураций, то есть для начального состояния

$$\Psi_i(K^\pi)=\{\sum_{g_i} C^{g_i} Q_{g_i} + \frac{1}{2}\sum_{G_i} D^{G_i}(Q^+_{g_1}Q^+_{g_2})_{G_i} + \frac{1}{6}\sum_{T_i} E^{T_i}(Q^+_{g_1}Q^+_{g_2}Q^+_{g_3})_{T_i}\}\Psi_0. \qquad /1/$$

Волновая функция конечного состояния $\Psi_f(K^\pi)$ имеет аналогичный вид. Здесь и далее используются обозначения, принятые в квазичастично-фононной модели [5,6]. В частности, Q^+_g - оператор рождения фонона; коэффициенты C^g, D^G, E^T определяют вклад в волновую функцию одно-, двух- и трехфононных компонент и нормированы условием

$$\sum_g (C^g)^2 + \sum_G (D^G)^2 + \sum_T (E^T)^2 = 1. \qquad /2/$$

Оператор $E\lambda$-перехода, отвечающий коллективным переходом, в квазичастично-фононной модели можно записать в виде [1,5]

$$\hat{\mathfrak{M}}(E\lambda) = \sum_g L_g (Q^+_g + Q_g), \qquad /3/$$

где

$$L_g = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2-\delta_{\mu 0}}{Y_g}}(e_n X^g_n + e_p X^g_p) - \qquad /4/$$

амплитуда $E\lambda$-перехода с испусканием /или поглощением/ фонона $g \equiv \lambda\mu i$ мультипольности $\lambda\mu$; i - порядковый номер фонона; e_n и e_p - нейтронный и протонный эффективные заряды, остальные обозначения взяты из [1,5,6]. В выражении /3/ для оператора $E\lambda$-перехода пренебрегаем вкладом, связанным с одночастичными переходами, более точный вид $\mathfrak{M}(E\lambda)$ приводится в [1,13]. Заметим, однако, что конкретный вид оператора перехода для рассматриваемой здесь проблемы не имеет принципиального значения и может привести лишь к некоторому усложнению конечных выражений. Используя /3/, получаем следующее выражение для приведенной вероятности $E\lambda$-перехода $(I^\pi K)_i \to (I^\pi K)_f$ между состояниями /1/ деформированного ядра с энергиями ω_i и ω_f:

$$B_{i\to f}(E\lambda) = |\langle f|\hat{\mathfrak{M}}(E\lambda)|i\rangle|^2 = (I_i K_i \lambda\mu | I_f K_f)^2 P_{i\to f}(E\lambda;\omega_i \to \omega_f), \qquad /5/$$

где

$$P_{i\to f}(E\lambda;\omega_i\to\omega_f) = |\sum_g L_g(\sum_{g_f} C^{g_f}(f) D^{gg_f}(i) + \sum_{g_i} C^{g_i}(i) D^{gg_i}(f) + \qquad /6/$$

$$+ \sum_{G_f} D^{G_f}(f) E^{gG_f}(i) + \sum_{G_i} D^{G_i}(i) E^{gG_i}(f))|^2.$$

Отметим, что /6/ симметрично относительно замены $i \rightleftarrows f$ и может быть использовано для вычисления вероятностей γ-переходов, классифицированных выше как $S \to S'$. Усредним /6/ по начальным состояниям ядра ω_i с функцией Лоренца [5], используя для коэффициентов $C(i)$, $D(i)$ и $E(i)$ выражения, полученные в [6]. Обозначим это усреднение через $\bar{i}$, а начальную энергию - через Ω. Тогда для силовой функции приведенной вероятности получим

$$p_{\bar{i}\to f}(E\lambda,\Omega\to\omega_f) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{1}{{}_{t_i}\Delta(z)}\left|\begin{array}{c|c} B_0(z) & B_{t_i}(z) \\ \hline -B_{t'_i}(z) & \Delta_{t_i t'_i}(z) \end{array}\right|. \qquad /7/$$

Здесь $\Delta_{t_i t'_i}(z)$ - матрица, а

$${}_{t_i}\Delta(z) = |(\omega_{t_i} - z)\delta_{t_i t'_i} - \sum_{G_i}\frac{U_{t_i G_i} U_{t'_i G_i}}{\omega_{G_i} - z}|_{z=\Omega + i\Delta/2} \qquad /8/$$

ее определитель, являющийся аналитическим продолжением определителя ${}_{t_i}\Delta(\Omega)$, равенстно нулю которого дает секулярное уравнение для спектра начальных состояний ω_i. Размерность $t_i = g_i + T_i$ определяется количеством базисных однофононных и трехфононных состояний /t-подпространство/. Числителем /7/ является окаймленный определитель размерности $t_i + 1$,

$$B_0(z) = \sum_{gg_f}\frac{(L_g C^{g_f}(f))^2}{\omega_{gg_f} - z} + \sum_{G_i}\frac{(\sum_g L_g E^{gG_i}(f))^2}{\omega_{G_i} - z} + 2\sum_{(gg_f),G_i}\frac{L_g C^{g_f}(f)\sum_{g'} E^{g'G_i}(f) L_{g'}}{\omega_{gg_f} - z}\delta_{(gg_f),G_i}, \qquad /9/$$

$$B_{t_i}(z) = L_g D^{G_f}(f) + \sum_g L_g D^{gg_i}(f) + \sum_{gg_f}\frac{L_g C^{g_f}(f) U_{(gg_f)t_i}}{\omega_{gg_f} - z} + \sum_{G_i}\frac{\sum_g L_g E^{gG_i}(f) U_{G_i t_i}}{\omega_{G_i} - z}. \qquad /10/$$

Величины U_{Gt} - это матричные элементы, определяющие взаимодействие двухфононных состояний с однофононными и трехфононными; ω_t и ω_G - энергии соответствующих многофононных полюсов; Δ -

интервал усреднения. Силовую функцию /7/ можно записать в подпространстве двухфононных состояний G_i/ G - подпространство/:

$$p_{\bar i\to f}(E\lambda;\Omega\to\omega_f)=\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{1}{{}_{G_i}\Delta(z)}\left|\begin{array}{c|c} -B_0'(z) & B_{G_i}(z)\\ \hline -B_{G_i'}(z) & \Delta_{G_iG_i'}(z)\end{array}\right|, \qquad /7'/$$

здесь

$${}_{G_i}\Delta(z)=\left|(\omega_{G_i}-z)\delta_{G_iG_i'}-\sum_{t_i}\frac{U_{t_iG_i}U_{t_iG_i'}}{\omega_{t_i}-z}\right|, \qquad /8'/$$

$$B_0'(z)=\sum_{g_i}\frac{\left(\sum\limits_g L_gD^{gg_i}(f)\right)^2}{\omega_{g_i}-z}+\sum_{(gG_f)}\frac{\left(\sum\limits_g L_gD^{G_f}(f)\right)^2}{\omega_{gG_f}-z}, \qquad /9'/$$

$$B_{G_i}(z)=L_gC^{g_f}(f)+\sum_{g_i}\frac{\sum\limits_g L_gD^{gg_i}(f)U_{g_iG_i}}{\omega_{g_i}-z}+\sum_{(gG_f)}\frac{L_gD^{G_f}(f)U_{(gG_f)G_i}}{\omega_{gG_f}-z}+\sum_g L_gE^{gG_i}(f). \qquad /10'/$$

С помощью формул /7/, /7'/ можно вычислять силовые функции радиационного распада высоковозбужденных состояний на низколежащие состояния (то есть прямых γ-переходов типа $C\to S$), в том числе канала радиационного распада гигантских резонансов. В работах[14] эти формулы приводятся в упрощенном виде для частного случая γ-перехода из сложного состояния /с учетом конфигураций не сложнее двухфононных/ в простые однофононные и используются для проверки гипотезы Акселя-Бринка.

Подставляя в /7/, /7'/ значения коэффициентов $C(f), D(f)$, $E(f)$ из[6] и усредняя по конечным состояниям ядра ω_f с интервалом усреднения Δ_f, получим для силовой функции радиационного перехода следующее выражение /в подпространствах t_i, t_f /:

$$p_{\bar i\to\bar f}(E\lambda;\Omega\to\omega)=$$

$$=\frac{1}{\pi^2}\sum_{\substack{gg'\\ t_f^n t_f^{n'}\binom{n=1,2}{n'=1,2}}} L_gL_{g'}\,\mathrm{Im}\frac{1}{{}_{t_i}\Delta(z_i)}\left|\begin{array}{c|c}\dfrac{\delta_{G_i^nG_i^{n'}}}{\omega_{G_i^n}-z_i} & \dfrac{U_{G_i^nt_i}}{\omega_{G_i^n}-z_i}\\ \hline -\dfrac{U_{G_i^{n'}t_i'}}{\omega_{G_i^n}-z_i} & \Delta_{t_it_i'}(z_i)\end{array}\right|\cdot\mathrm{Im}\frac{1}{{}_{t_f}\Delta(z_f)}\left|\begin{array}{c|c}0 & \delta_{t_f^nt_f}\\ \hline -\delta_{t_f^{n'}t_f'} & \Delta_{t_ft_f'}(z_f)\end{array}\right|\cdot$$

$$+\frac{1}{\pi^2}\sum_{\substack{gg'\\ t_i^nt_f^n}} L_gL_{g'}\,\mathrm{Im}\frac{1}{{}_{t_i}\Delta(z_i)}\left|\begin{array}{c|c}0 & \delta_{t_i^nt_i}\\ \hline -\dfrac{U_{G_i^nt_i'}}{\omega_{G_i^n}-z} & \Delta_{t_it_i'}(z_i)\end{array}\right|\cdot\mathrm{Im}\frac{1}{{}_{t_f}\Delta(z_f)}\left|\begin{array}{c|c}0 & \dfrac{U_{G_f^nt_f}}{\omega_{G_f^n}-z_f}\\ \hline -\delta_{t_f^nt_f'} & \Delta_{t_ft_f'}(z_f)\end{array}\right|+ \qquad /11/$$

$$+\,(i \rightleftarrows f).$$

Здесь вводятся обозначения: $z_i=\Omega+i\Delta_i/2$; $z_f=\omega+i\Delta_f/2$; $t_i^{1,2}=g_i,(gG_f)$; $G_i^{1,2}=(gg_f),G_i$, для $t_f^{1,2}$ и $G_f^{1,2}$ делается замена ($i\rightleftarrows f$). Не будем приводить выражение для силовой функции $p_{\bar i\to\bar f}(E\lambda;\Omega\to\omega)$, записанное в G_i - и G_f-подпространствах. Оно отличается от /11/ заменой $t\rightleftarrows G$. Расчет двухмерных силовых функций /11/ позволяет определить усредненные вероятности как прямых электромагнитных переходов /типа $C\to S$ /, так и промежуточных /типа $C\to C'$ /, времен жизни возбужденных состояний, не находя предварительно энергетического спектра и волновых функций каждого из возбужденных состояний по отдельности. Это существенно упрощает решение задачи и дает возможность проанализировать гораздо больший объем экспериментальной информации.

Однако при расчете /11/ остается проблема многократного вычисления определителей большой размерности. Учтем структуру матриц $\Delta_{tt'}$ и $\Delta_{GG'}$/см. /8/ и /8'//, недиагональные элементы которых представляют некогерентную сумму. Тогда в нижайшем когерентном приближении получим

$$p^{\circ}_{\bar i\to\bar f}(E\lambda;\Omega\to\omega)=\frac{1}{\pi^2}\sum_{\substack{gg't_f^nt_f'^n\\ (n=1,2)}} L_gL_{g'}\delta_{t_f^nt_f'^n}\ \mathrm{Im}\frac{1}{\omega_{t_f^n}-z_f-\sum\limits_{G_f}\dfrac{(U_{t_f^nG_f})^2}{\omega_{G_f}-z_f}}\times$$

$$\times\,\mathrm{Im}\left(\frac{\delta_{G_i^nG_i'^n}}{\omega_{G_i^n}-z_i}+\sum_{t_i}\frac{U_{G_i^nt_i}U_{G_i'^nt_i}}{(\omega_{G_i^n}-z_i)(\omega_{G_i'^n}-z_i)\left(\omega_{t_i}-z_i-\sum\limits_{G_i}\dfrac{(U_{t_iG_i})^2}{\omega_{G_i}-z_i}\right)}\right)+ \qquad /12/$$

$$+\frac{1}{\pi^2}\sum_{\substack{gg't_i^nt_f^{n'}\\ (n,n'=1,2)}} L_gL_{g'}\ \mathrm{Im}\frac{U_{G_i'^{n'}t_i^n}}{(\omega_{G_i'^{n'}}-z_i)\left(\omega_{t_i^n}-z_i-\sum\limits_{G_i}\dfrac{(U_{t_i^nG_i})^2}{\omega_{G_i}-z_i}\right)}\times$$

$$\times \operatorname{Im} \frac{U_{G_f^n t_f' n'}}{(\omega_{G_f^n} - z_f)(\omega_{t_f' n'} - z_f - \sum\limits_{G_f} \frac{(U_{t_f' n' G_f})^2}{\omega_{G_f} - z_f})}.$$

Вычисление /12/ не представляет технической трудности и может служить приближенной оценкой искомой силовой функции /11/.

Предложенный в настоящей работе метод описания радиационных переходов между возбужденными состояниями, расположенными в энергетической области больших плотностей уровней, на самом деле зависит от специфики рассматриваемого процесса. Поэтому его можно применить, например, для расчета сечения различных каналов распада гигантских резонансов, когда конечное ядро оказывается при высокой энергии возбуждения.

Расчет двухмерных силовых функций приведенных вероятностей электромагнитных переходов позволит в рамках микроскопического подхода проанализировать соотношение вкладов различных мультипольностей и сравнить его с экспериментом и результатами статистических и феноменологических расчетов /7-12/. Интересным также представляется вопрос об энергетической зависимости радиационных ширин нейтронных резонансов, энергетическом спектре первичных мягких γ-квантов. Можно будет оценить вклад различных многочастичных компонент волновых функций в сечение радиационного распада нейтронных резонансов и проанализировать другие свойства спектров мягких γ-квантов переходов между сложными состояниями деформированных ядер, на которые обращается внимание при исследовании реакции $(n,\gamma a)$ в работах /7,12/.

В заключение автор выражает благодарность за полезные обсуждения затронутых здесь проблем В.В.Воронову, С.Г.Кадменскому, Ю.П.Попову, В.Г.Соловьеву и В.И.Фурману.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер."Наука", М., 1971.
2. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974.
3. Бечварж Ф. В кн.: Труды Международной школы по нейтронной физике. ОИЯИ, Д3-7991, Алушта, 1974, с. 294.
4. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с. 770.
5. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p. 87; Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580 /860/.
6. Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-81-228; Р4-81-816, Дубна, 1981.
7. Попов Ю.П., Фурман В.И. В кн.: Труды Ш школы по нейтронной физике. ОИЯИ, Дубна, Д3-11787, 1978, с. 390;
Винивартер П. и др. ОИЯИ, Р3-6754, Дубна, 1972;
Втюрин В.А., Попов Ю.П. ОИЯИ, Р3-10775, Дубна, 1977;
Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, Р3-11381, Дубна, 1978;
Furman V.I. et al. Phys.Lett., 1973, B44, p. 465;
Попов Ю.П. ОИЯИ, Р3-8140, Дубна, 1974;
Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, Р3-11243, Дубна, 1978; Р3-12750, Дубна, 1979;
Popov Yu.P. Proc.Int.Conf. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, p. 379, Reactor Centrum Nederland, Petten, the Nederlands, 1975; Aldea L. et al. Z.Phys., 1977, A283, p. 391;
Asghar M. et al. Z.Phys., 1977, A282, p. 375.
8. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p. 671; Brink D.M. Ph.Doctoral Thesis, Oxford University, 1955.
9. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.И. ЯФ, 1978, 27, с. 1534.
10. Бунаков В.Е., Оглоблин А.А. Препринт ЛИЯФ, 319, Л., 1977.
11. Урин М.Г. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 817; 1980, 11, с. 991.
12. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, 6, с. 469; ЯФ, 1980, 31, с. 382; ЯФ, 1980, 31, с. 1175.
13. Кырчев Г. Болг.физ.журн., 1979, 6, с. 288.
14. Китипова В. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с. 1915; 1981, 45, с. 1923.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 марта 1982 года.

Малов Л.А. Об электромагнитных переходах между высоковозбужденными состояниями деформированных ядер Р4-82-183

Рассматриваются γ-переходы между возбужденными состояниями деформированных ядер вблизи энергии связи нуклона. Структура таких состояний имеет сложный характер, а их плотность очень велика. Проводится усреднение по начальным и конечным состояниям, в результате чего приведенная вероятность электромагнитных переходов записывается в виде силовой функции. Тем самым решение сложной задачи на собственные значения и определение всех возможных переходов между найденными состояниями ядра заменяется вычислением указанной силовой функции, зависящей от двух непрерывных переменных: начальной и конечной энергии перехода. Предложенный метод описания переходов между состояниями с большой плотностью можно применить ко многим задачам ядерной физики /в частности, к расчету сечений различных каналов распада гигантских резонансов/; он позволяет сделать микроскопический расчет ряда физических характеристик таких переходов, получаемых из эксперимента.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Malov L.A. On Electromagnetic Transition between Excited States of Deformed Nuclei P4-82-183

The γ-transitions between the excited states of deformed nuclei near the nucleon binding energy are considered. The structure of these states is complex, and their density is very large. As a result of the averaging over the initial and final states, the reduced probability of electromagnetic transitions is written as a strength function. Thus, the solution of the complex problem of eigenvalues and the determination of all possible transitions between the nuclear states is reduced to the calculation of the above strength function depending on two continuous variables, initial and finite transition energies. The proposed method for description of the transitions between the states with large density can be applied for many problems of nuclear physics (in particular, for the calculation of the cross sections of different decay channels of the gaint resonances). It also allows one to perform a microscopic calculation of some physical properties of these transitions, obtained from experiment.

The investigation has been performed at the Laboratory of the Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.