

6509

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P4 - 6509

Ф.А.Гареев, М.Базнат, Х.И.Вибике, Г.Шульц

РЕАКЦИИ ОДНОУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ  
НА КВАЗИПЕРЕСЕКАЮЩИЕСЯ УРОВНИ  $1/2^+$  /660/  
И  $1/2^+$  /400/,  $3/2^+$  /651/ И  $3/2^+$  /402/

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P4 - 6509

Ф.А.Гареев, М.Базнат, Х.И.Вибике, Г.Шульц

РЕАКЦИИ ОДНОУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ  
НА КВАЗИПЕРЕСЕКАЮЩИЕСЯ УРОВНИ  $1/2^+$  /660/  
И  $1/2^+$  /400/,  $3/2^+$  /651/ И  $3/2^+$  /402/

*Направлено в ЯФ*

Реакции одноклонных передач на квазипересекающиеся уровни  $1/2^- 660$  и  $1/2^+ 400$ ,  $3/2^+ 651$  и  $3/2^+ 402$

На основе метода связанных каналов рассмотрены реакции на ядра  $^{160}\text{Gd}$  и  $^{164}\text{Dy}$  с учётом  $\Delta N = \pm 2$  смешивания состояний  $1/2^+ [660]$  и  $1/2^+ [400]$ ,  $3/2^+ [651]$  и  $3/2^+ [402]$ . Результаты показывают, что этот метод позволяет удовлетворительно описывать сечения реакций передачи на эти состояния. При включении взаимодействия Кориолиса между состояниями, на которые идет срыв, сечения изменяются до 30%.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1972

Gareev F.A., Basnat M.I.,  
Vibike H.I., Schulz G.

P4-6509

One-Nucleon Transfer Reactions to Quasi-Intersecting Levels  $1/2^+ 660$  and  $1/2^+ 400$ ,  $3/2^+ 651$  and  $3/2^+ 402$

Based on the coupled channel method the reactions on  $^{160}\text{Gd}$  and  $^{164}\text{Dy}$  nuclei are considered taking account of  $\Delta N = \pm 2$  mixing of states  $1/2^+ [660]$  and  $1/2^+ [400]$ ,  $3/2^+ [651]$  and  $3/2^+ [402]$ . The results show that this method allows one to give satisfactory description of the transfer reaction cross sections to these states. When including the Coriolis interaction between the states, where stripping takes place, the cross sections change by 30%.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1972

В предыдущей работе<sup>/1/</sup> с успехом был применен метод связанных каналов в борновском приближении (ССВА) для описания дейтронного срыва на деформированных ядрах  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{176}\text{Yb}$ . Волновая функция связанного состояния переданного нейтрона была разложена по функциям Штурма, которые образуют полный набор для любых квадратично интегрируемых функций. Поэтому одночастичные волновые функции могут быть получены с любой желаемой степенью точности. Следовательно, такие функции совместно с ССВА следует применять для описания реакций передач на те состояния деформированного ядра, свойства которых сильно зависят от индивидуальных свойств базисных функций и от формы потенциала взаимодействия. Такими являются пары одночастичных состояний  $1/2^+$  /660/ и  $1/2^+$  /400/,  $3/2^+$  /651/ и  $3/2^+$  /402/ ядер редкоземельной области<sup>/2,3/</sup>, лежащих очень близко по энергии друг от друга и имеющих сильное смешивание компонент ( $\Delta N = \pm 2$  смешивание). Эти состояния наблюдались как в  $(d, p)$ , так и в  $(d, t)$  реакциях<sup>/4/</sup>. Был опубликован ряд работ<sup>/5/</sup>, посвященных данной проблеме, где вычислялись дифференциальные сечения передач в рамках метода искаженных волн (*DWBA*). Однако, как это подчеркнуто в работе<sup>/1/</sup>, дифференциальные сечения, рассчитанные в приближении *DWBA*, не чувствительны к коэффициентам смешивания одночастичной волновой функции, поскольку учитывается вклад только одного базисного состояния в ампли-

туду перехода и пренебрегается всеми остальными (если ядро-мишень является чётным). Отсюда ясно, что определенную информацию о коэффициентах  $\Delta N = \pm 2$  смешивания можно получить при изучении сечений реакций передач с помощью метода ССВА. Кроме того, при этом смешивание вращательных полос, вызываемое кориолисовым взаимодействием, необходимо исследовать отдельно, ибо для  $\Delta N = \pm 2$  смешанных состояний вблизи квазипересечения двух уровней кориолисово взаимодействие может становиться особенно важным<sup>/6/</sup>.

### §1. Решение уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом Саксона-Вудса с помощью метода Штурма-Лиувилля

Впервые на принципиальную возможность применения метода Штурма-Лиувилля для решения уравнения Шредингера с анизотропным потенциалом конечной глубины было указано в работе<sup>/7/</sup>, затем этот метод был с успехом использован в работах<sup>/8,9/</sup>. В данной статье мы применяем метод Штурма-Лиувилля для решения уравнения Шредингера с деформированным потенциалом Саксона-Вудса в наиболее общей форме с максимально возможной степенью точности, поскольку  $\Delta N = \pm 2$  смешивание очень чувствительно к точности решения уравнения Шредингера и к форме выбранного среднего поля<sup>/3/</sup>. Кроме того, как уже было подчеркнуто в работе<sup>/1/</sup>, метод Штурма-Лиувилля очень удобен для вычисления формфакторов реакции передач, так как он позволяет рассчитывать формфакторы на любых расстояниях с хорошей точностью.

### 1.1. Метод Штурма-Лиувилля

Одночастичную волновую функцию  $\Psi_{\Omega, \pi}$  связанного состояния деформированного ядра представим в виде суперпозиции по базисным функциям Штурма  $S_{n\ell j}(r)$ :

$$\Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r}) = \sum_{n\ell j} a_{n\ell j}(\Omega) \frac{S_{n\ell j}(r)}{r} |lj\Omega\rangle, \quad (1)$$

где  $\Omega$  - проекция полного углового момента  $J$ ,  $\pi$  - чётность состояния. Поскольку  $\Psi_{\Omega, \pi}$  для связанных состояний квадратично интегрируема, то она может быть разложена по функциям Штурма  $S_{n\ell j}(r)$ .<sup>18/</sup> Функции Штурма являются решением уравнения

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) + E - V_{S.O.}(\vec{r}) \frac{\vec{\sigma} \vec{\ell}}{\hbar^2} - a_{n\ell j} V(r) \right] S_{n\ell j}(r) = 0, \quad (2)$$

и удовлетворяют следующим граничным условиям

$$S_{n\ell j}(0) = 0, \quad (3)$$

$$S_{n\ell j}(r) \sim \exp\left(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} |E|} r\right) \quad (r \rightarrow \infty), \quad (4)$$

а величины  $a_{n\ell j}$  - собственные значения задачи (2).

Выпишем уравнение Шредингера:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + CW(\vec{r}) \right] \Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r}) = E \Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r}), \quad (5)$$

где  $C$  - обобщенные собственные значения,  $E$  - энергия связи рассматриваемого состояния, величина  $E$  берется из экспериментальных данных. Обобщенный потенциал среднего поля имеет вид:

$$C W(\vec{r}) = C [ V(\vec{r}) + \tilde{V}_{s.o.}(\vec{r}) ] + V_{s.o.}(r), \quad (6)$$

где  $V(\vec{r})$  - анизотропный потенциал Саксона-Вудса<sup>/2/</sup>,  $V_{s.o.}(r)$  - спин-орбитальное взаимодействие, а  $\tilde{V}_{s.o.}(\vec{r})$  равен:

$$\tilde{V}_{s.o.}(\vec{r}) = V_{s.o.}(\vec{r}) - V_{s.o.}(r). \quad (7)$$

Спин-орбитальное взаимодействие запишем в наиболее инвариантной форме:

$$V_{s.o.}(\vec{r}) = -\kappa [ \vec{p} \vec{\sigma} ] \text{grad } V(\vec{r}), \quad (8)$$

где  $\kappa$  - константа спин-орбитального взаимодействия,  $\vec{\sigma}$  - матрица Паули,  $\vec{p}$  - импульс нуклона.

Если спин-орбитальное взаимодействие брать в более простом виде, как это сделано, например, в<sup>/9/</sup>:

$$V'_{s.o.}(\vec{r}) = -\kappa (\vec{\sigma} \vec{\ell}) \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr}, \quad (9)$$

то легко убедиться, что оператор  $V'_{s.o.}(\vec{r})$  неэрмитов, следовательно, полученные одночастичные волновые функции будут неортогональными, эта неортогональность особенно велика для близких уровней с  $\Delta N = \pm 2$ <sup>/10/</sup>.

Итак, мы должны решить уравнение Шредингера (5) с фиксированным (экспериментальным) значением одночастичной энергии связи  $E$ , а параметр  $C$  играет роль собственного значения уравнения (5).

Подставим разложение (1) в (5), умножим слева на  $\Psi_i^*$ , и, воспользовавшись ортогональностью функций  $S_j(r)$  с весом  $V(r)$ ,

проинтегрируем по  $r, \theta, \phi$ . Тогда получим систему алгебраических уравнений на определение коэффициентов разложения  $a_i^{(\Omega)}$  и собственных значений  $C$ :

$$(a_i - C) a_i^{(\Omega)} + C \sum_{i'} \langle \Psi_i^{(\Omega)} | V(\vec{r}) + \tilde{V}_{S.O.}(\vec{r}) | \Psi_{i'}^{(\Omega)} \rangle a_{i'}^{(\Omega)} = 0. \quad (10)$$

Заметим, что матрица системы (10) существенно несимметрична и поэтому полученные функции  $\Psi_{\Omega, \pi}$  будут неортогональными в пространстве весовой функции  $V(r)$ . Если выполнить в (10) линейное преобразование /9/

$$a_i^{(\Omega)} = \frac{a_i^{(\Omega)}}{\sqrt{a_i}},$$

то уравнение (10) принимает вид:

$$\left( \frac{1}{a_i} - \frac{1}{C} \right) a_i^{(\Omega)} - \sum_{i'} \frac{\langle i | V(\vec{r}) + \tilde{V}_{S.O.}(\vec{r}) | i' \rangle a_{i'}^{(\Omega)}}{\sqrt{a_i a_{i'}}} = 0. \quad (11)$$

Легко доказать, что  $\sum_i (a_i^{(\Omega)})^2 \neq 1$  и  $\sum_i (a_i^{(\Omega)})^2 = 1$ . Если нормировать функции  $S_i(r)$  с весом  $V(r)$ :

$$\int S_i(r) V(r) S_i(r) dr = -1,$$

тогда мы должны использовать в физических вычислениях следующую функцию, нормированную на единицу без весовой функции

$$\Psi_{\Omega, \pi}^{(норм.)}(\vec{r}) = \frac{\Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r})}{\int \Psi_{\Omega, \pi}^2 d\vec{r}}. \quad (12)$$



## 1.2. Волновые функции одночастичных состояний

$$\underline{1/2^+ / 400/, 1/2^+ / 660/, 3/2^+ / 402/ \text{ и } 3/2^+ / 651/}$$

Здесь мы изучим структуру волновой функции  $\Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r})$  квазипересекающихся уровней с одинаковыми  $\Omega$  и чётностью  $\pi$ . Как показано в работе <sup>/3/</sup>, интенсивность  $\Delta N = \pm 2$  смешивания сильно зависит от точности решения уравнения Шредингера. Для того чтобы повысить точность вычисления собственных значений и собственных волновых функций  $\Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r})$  для случая  $\Delta N = \pm 2$  смешанных состояний, достаточно увеличить ранг  $M$  матрицы системы (10). Обычно матрицу системы диагонализуют в приближении, ограничиваясь числом базисных состояний, соответствующим главным квантовым числам  $N=4$  и  $N=6$  ( $N = 2n + \ell$ , где  $n$  - число узлов радиальной части базисной функции,  $\ell$  - соответствующее орбитальное квантовое число). Поэтому нам кажется важным исследовать зависимость  $\Delta N = \pm 2$  смешивания от ранга  $M$  матрицы системы (10). На рис. 1 приведены собственные значения  $S V_0$  в зависимости от параметров деформации  $\beta_{20}$  и  $\beta_{40}$ . Ранг матрицы равен  $M=16$  ( $N=0,2,4,6$ ) и  $M=36$  ( $N=0,2,4,6,8,10$ ), соответственно. Потенциалы (6), использованные в (10), были разложены в ряд по сферическим гармоникам  $Y_\lambda(\theta)$  до  $\lambda=6$ , значения параметров потенциала приведены в текстах под рисунками. На основании данных, представленных на этих рисунках, и наших численных результатов, можно сделать следующие выводы:

1) Если увеличить ранг  $M$  матрицы системы, то интервал квазипересечения уровней с одинаковыми  $\Omega$  и  $\pi$  движется в сторону малых значений параметра  $\beta_{20}$ . Например, квазипересечения появляются при  $\beta_{20} \sim 0,45 \pm 0,47$  и  $\beta_{20} \sim 0,33 \pm 0,34$  для  $M=16$  и  $M=36$ , соответственно.

2) Увеличение ранга  $M$  ведет к сужению интервала  $\Delta \beta_{20}$ , в котором имеется сильное  $\Delta N = \pm 2$  смешивание.

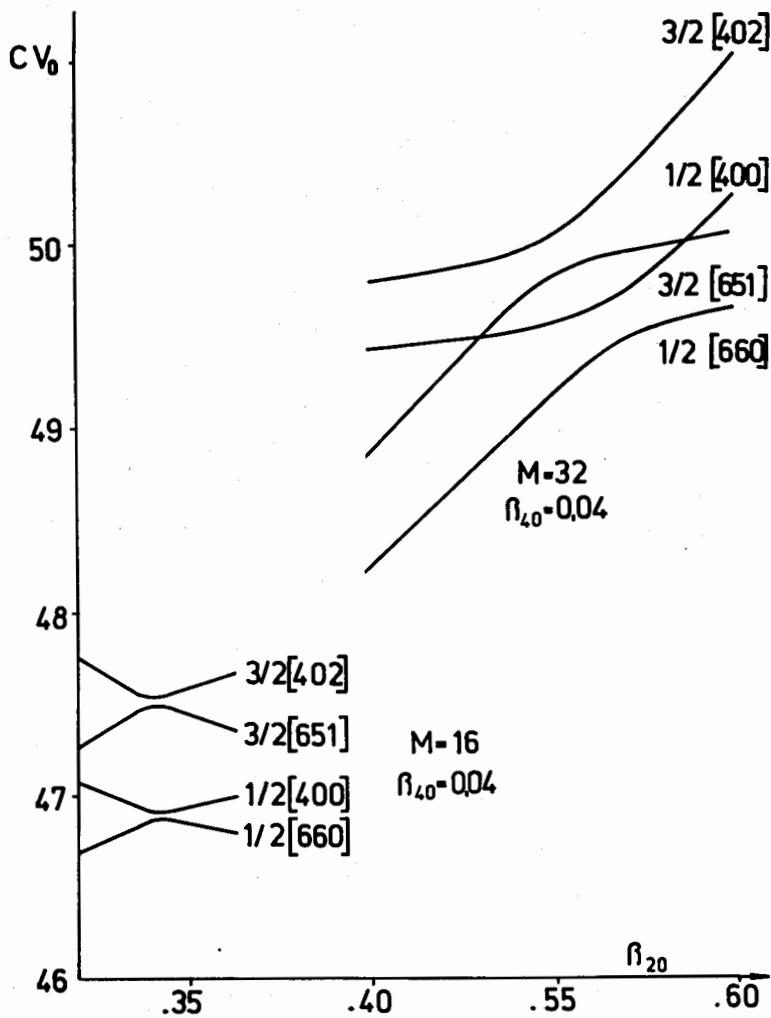


Рис. 1. Собственные значения  $CV_0$  (МэВ) в зависимости от параметра деформации  $\beta_{20}$  и от ранга  $M$  матрицы диагонализации (11).

3) Интервал смешивания  $\Delta \beta_{20}$  увеличивается слабо при возрастании значения параметра деформации  $\beta_{40}$  в согласии с результатами, полученными в /3/ . .

4) Коэффициенты смешивания  $a_i^{(\Omega)}$  слабо зависят от энергии связи нейтрона  $E$ , а результирующие одночастичные волновые функции  $\Psi_{\Omega, \pi}(\vec{r})$  изменяются очень сильно при вариации  $E$ .

2. Сечения передачи на состояния  $1/2^+/400/ + 1/2^+/660/$  и  $3/2^+/402/ + 3/2^+/651/$  без учёта кориолисова взаимодействия

$\Delta N = \pm 2$  смешанных пары состояний  $1/2^+/400/ + 1/2^+/660/$  и  $3/2^+/402/ + 3/2^+/651/$  были обнаружены экспериментально при  $(d, t)$  и  $(d, p)$  реакций на  $^{159}\text{Gd}$  и  $^{163}\text{Dy}$  /4/. Сперва мы вычислим соответствующие сечения без кориолисова взаимодействия, ибо такие эффекты нужно изучать отдельно. Оптические параметры для дейтронов и параметры деформации были определены с помощью программы RASTOR /11/, используя экспериментальные данные работ /12,13/. Однако полученные параметры деформации не являются вполне корректными, поскольку экспериментальные данные неупругого рассеяния дейтронов с энергией 12 Мэв на  $^{160}\text{Gd}$  имеются только для двух углов /12/. Те же параметры мы использовали для реакции  $(d, t)$  на  $^{163}\text{Dy}$ . Для выходного канала оптические параметры тритона были взяты из работы /4/.

При вычислении одночастичных волновых функций деформированных ядер мы ограничились рангом матрицы  $M = 36$ .

Состояния  $1/2 1/2^+/400 + 1/2 1/2^+/660/$  в  $^{159}\text{Gd}$

Поскольку переданный полный момент  $J$  равен  $1/2$  и чётность положительна, то дифференциальные сечения передачи на эти состояния соответствуют случаю, когда переданный орбитальный момент  $\ell = 0$ . Поэтому следует ожидать, что самый большой вклад в амплитуду передачи

будут давать S -компоненты одночастичной волновой функции деформированного ядра.

Поведение  $3s_{1/2}$  -компонент для этих двух орбит в зависимости от  $\beta_{20}$  представлено на рис. 2. Из рисунка видно, что сечение передачи в состоянии  $1/2\ 1/2^+/400/$ , а также в  $1/2\ 1/2^+/660/$  приблизительно пропорционально квадрату соответствующей  $3s_{1/2}$  компоненты. Заметим, что даже малые значения компоненты  $a_{3s_{1/2}}^{(1/2)}$  в состоянии  $1/2\ 1/2^+/660/$  дают заметный вклад в сечение непрямых переходов, хотя общая форма кривой сечения не изменяется.  $1/2\ 1/2^+/400/$  сечение остается практически постоянным при изменении параметров деформации, так как при этом коэффициенты  $a_{3s_{1/2}}$  изменяются на малую величину. Как видно из рис. 3, при деформации  $\beta = 0,3396$  и относительные и абсолютные значения сечений хорошо согласуются с экспериментальными данными. Следовательно, несмотря на некоторые неопределенности, связанные с методом связанных каналов (ССВА) и определением его параметров мы можем сделать вывод, что наблюдаемые два  $\Delta N = \pm 2$  смешанных уровня с  $J = 1/2$  должны иметь равновесное значение  $\beta_{20}$ , меньше  $\beta$ , когда происходит наиболее сильное смешивание волновых функций этих состояний. Это не очень тривиальный результат, так как из вычислений по структуре ядра<sup>/3/</sup> невозможно получить определенную информацию о порядке расположения этих двух  $\Delta N = \pm 2$  смешанных уровней. Такая же ситуация и для состояний с  $J = 3/2\ \Delta N = \pm 2$ . Заметим, что если решить эту задачу менее точным методом, то порядок этих состояний получается обратным.

Состояния  $3/2\ 3/2^+/402/ + 3/2\ 3/2^+/651/$  в  $^{159}\text{Gd}$

Примем идентификацию уровней, предложенную в<sup>/4/</sup>. На рис. 4 представлены дифференциальные сечения в зависимости от  $\beta_{20}$  для этих двух состояний. Теоретические сечения приблизительно пропорциональны квадрату соответствующего коэффициента  $a_{2d\ 3/2}^{(3/2)}$ , поведение которых в зависимости от  $\beta_{20}$  показано на рис. 2. Из рис. 4 видно, что при  $\beta_{20} \sim \beta$ , как было уже получено для состояний с  $J = 1/2$ , относительные и абсолютные теоретические сечения хорошо совпадают с экспериментальными данными. Следовательно, в рамках метода связанных каналов (ССВА) мы можем сделать вывод, что равновесное значение параметра деформации  $\beta_{20}$  должно быть выбрано между двумя квазипересекающимися областями с  $\Omega^\pi = 1/2^+$  и  $\Omega^\pi = 3/2^+$ , соответственно.

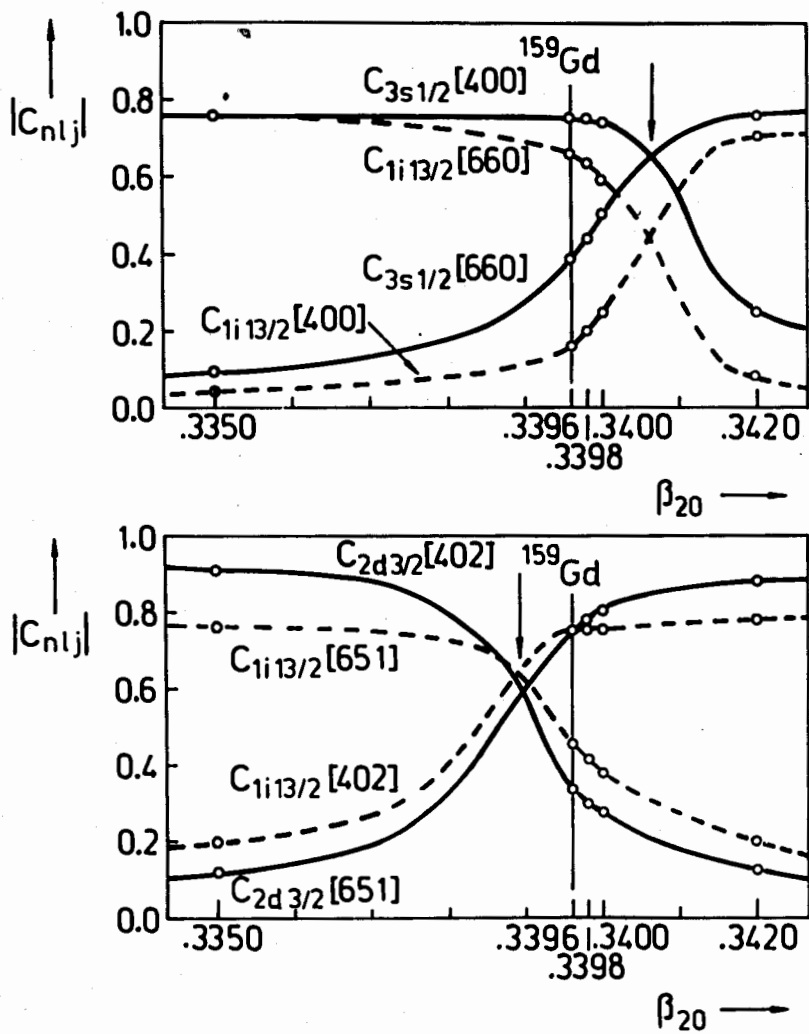


Рис. 2. Поведение  $3s_{1/2}$  и  $1i_{13/2}$  компонент одночастичной волновой функции в зависимости от параметра квадрупольной деформации  $\beta_{20}$  при  $\beta_{40} = 0,04$ .

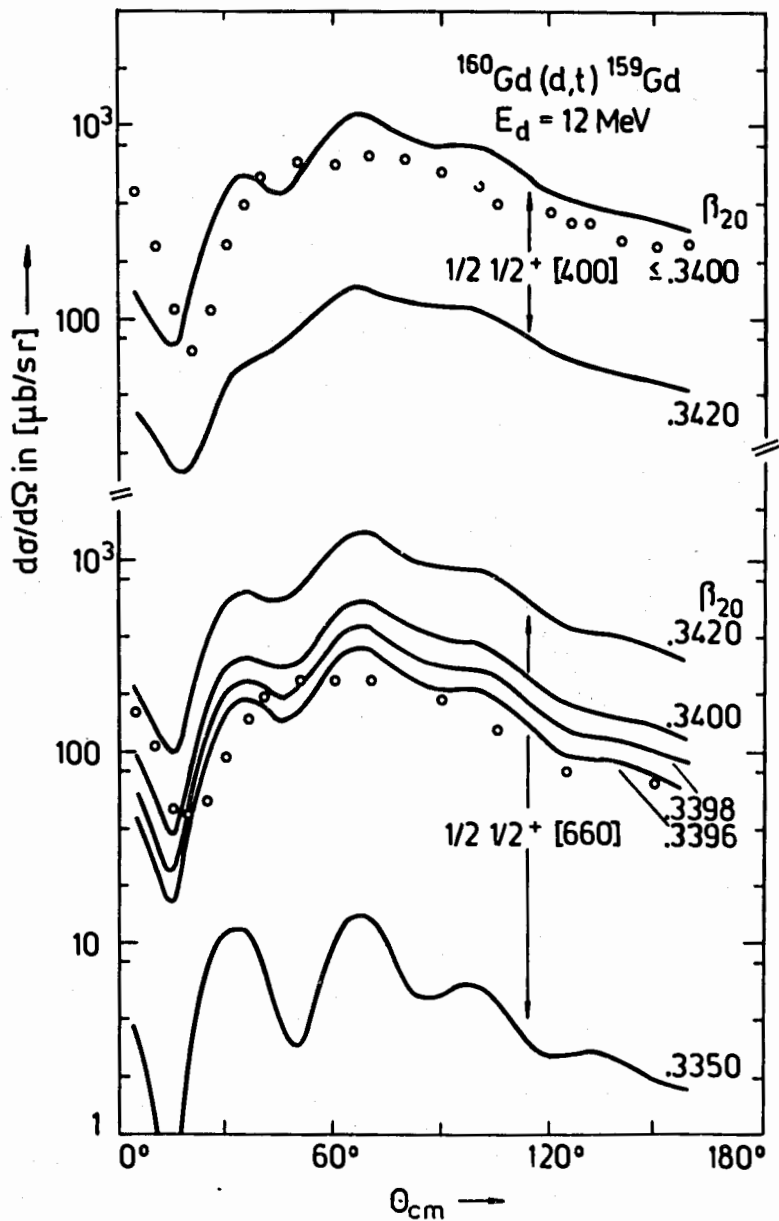


Рис. 3. Вычисленные дифференциальные сечения (сплошные кривые) передач на состояния  $1/2 \ 1/2^+ /400/$  и  $1/2 \ 1/2^+ /660/$  в зависимости от параметра квадрупольной деформации  $\beta_{20}$  при  $\beta_{40} = 0,04$ . Экспериментальные данные обозначены кружками.

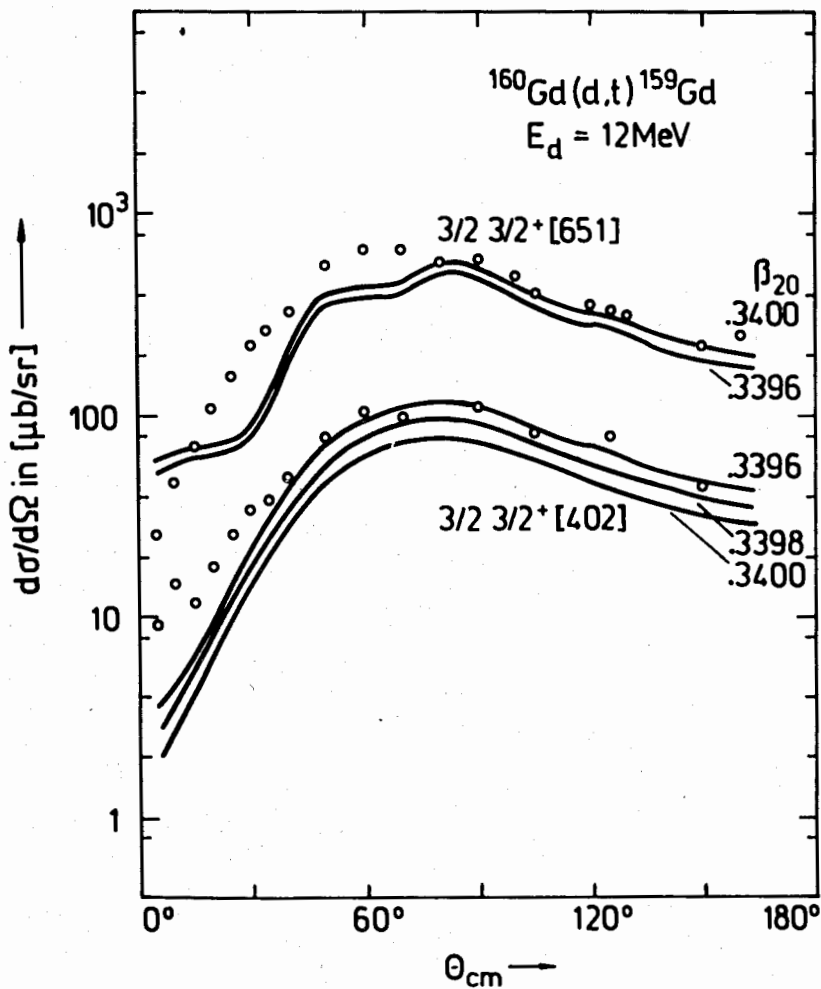


Рис. 4. Вычисленные дифференциальные сечения (сплошные кривые) передач на состояния  $3/2\ 3/2^+ / 402/$  и  $3/2\ 3/2^+ / 651/$  в зависимости от  $\beta_{20}$  при  $\beta_{40} = 0,04$ . Экспериментальные данные обозначены кружками.

$$\frac{\text{Состояния } 1/2 \ 1/2^+ /400/ + 1/2 \ 1/2^+ /660/ \text{ и } 3/2 \ 3/2^+ /402/ +}{+ 3/2 \ 3/2^+ /651 \text{ в } ^{163} \text{Dy}}$$

Для этих состояний экспериментальные данные о сечениях имеются только при трех углах. Такие экспериментальные данные для нас вполне подходят, ибо мы интересуемся корректным описанием абсолютных значений сечений.

Дискуссия об описании этих экспериментальных данных аналогична той, которую мы проводили для  $^{159}\text{Gd}$ . Мы здесь хотим подчеркнуть, как это видно из табл. 1, что при  $\bar{\beta} = 0,3395$  относительные и абсолютные сечения для состояний  $1/2 \ 1/2^+ /400/ + 1/2 \ 1/2^+ /660/$  хорошо совпадают с экспериментальными точками.

В заключение этого параграфа заметим, что ССВА приближение совместно с методом Штурма-Лиувилля предсказывает для всех рассматриваемых случаев правильные абсолютные и относительные сечения. Подобные результаты были получены ранее с помощью метода DWBA <sup>14/</sup>. Это неудивительно, поскольку в области квазипересечения коэффициенты смешивания  $a_{nlj}^{(\Omega)}$  очень сильно меняются в зависимости от деформации  $\beta_{20}$  и всегда можно выбрать коэффициенты  $a_{nlj}^{(\Omega)}$  так, чтобы получить правильные относительные сечения. Это легко сделать, так как сечение прямо пропорционально  $(a_{nlj}^{(\Omega)})^2$ . Действительно, наши вычисления в рамках ССВА показывают, что вкладом даже очень больших компонент  $a_{1i \ 13/2}^{(\Omega)}$  можно пренебречь. Итак, реакции передач нуклона на основные состояния можно описать DWBA и ССВА методами, беря разные значения параметров деформаций  $\beta_{20}$ , соответственно <sup>11/</sup>. Преимущества ССВА станут ясными при описании передачи на высоковозбужденные состояния обсуждаемых полос, но, к сожалению, такие экспериментальные данные отсутствуют.

### 3. Дифференциальные сечения передачи с учётом кориолисова взаимодействия

Взаимодействия различных типов движения, которые, как мы уверены, нужно учесть в реальных расчётах, нарушают простую одночастич-



таблица I

Коэффициенты смешивания  $C_{\Omega}^J$  и  $\tilde{a}_{neJ}^{\Omega}$  для ядра  $^{159}\text{Gd}$   
 Расчеты проведены при  $\beta_{20} = 0,3396$  и  $\beta_{40} = 0,04$

	I/2 <sup>+</sup> /400/	I/2 <sup>+</sup> /660/	3/2 <sup>+</sup> /402/	3/2 <sup>+</sup> /65I/				
I/2 <sup>+</sup> I/2 <sup>+</sup> /400/	0,993	0,747	0,119	-0,0460	-	-	-	-
3/2 <sup>+</sup> I/2 <sup>+</sup> /400/	0,073	0,730	0,220	+0,111	-0,082		0,052	-
I/2 <sup>+</sup> I/2 <sup>+</sup> /600/	-0,119	-0,099	0,993	-0,381				
3/2 <sup>+</sup> I/2 <sup>+</sup> /600/	0,220	0,165	0,962	-0,379	-0,077	-	0,139	-
3/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup> /402/	0,106	-	0,065	-	0,989	0,333	0,079	0,060
3/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup> /65I/	-0,139	-	-0,015	-	0,095	-0,032	0,986	0,745

Таблица II

Реакция	Параметры деформации	Коэффициенты разложения				Сечения $\sigma(90^\circ)$				Сечения $\sigma(90^\circ)$			
		$a_{33}^{1/2}$		$a_{22}^{3/2}$		$^{1/2}/400/$		$^{1/2}/660/$		$^{3/2}/402/$		$^{3/2}/65I/$	
		$^{1/2}/400/$	$^{1/2}/660/$	$^{3/2}/402/$	$^{3/2}/65I/$	эксп.	теор.	эксп.	теор.	экспер.	теор.	эксп.	теор.
$^{160}\text{Gd}(d,t)$	$\beta_{20} = 0,3396$ $\beta_{40} = 0,04$	.752	-.384	.336	.755	584	822	195	225	114	111	613	479
$^{164}\text{Dy}(d,t)$	$\beta_{20} = 0,3395$ $\beta_{40} = 0$	.686	-.298	.411	.722	599	538	101	114	49	99.6	526	397

ную картину возбуждений в деформированных ядрах. Кориолисово взаимодействие является одним из наиболее важных и понятных остаточных взаимодействий, приводящих к взаимному смешиванию одночастичных волновых функций. До настоящего времени влияние кориолисова взаимодействия на сечения передачи изучено только в приближении DWBA. В этом случае дифференциальное сечение имеет довольно простой вид<sup>/4/</sup> (чётно-чётная мишень)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \left[ \sum_N a^{(N)} C_{j\ell}^{(N)} (\Phi_{\ell}^N)^{\frac{1}{2}} \right]^2. \quad (13)$$

Из этой формулы видно, что сечение является суммой простых сечений, полученных в рамках DWBA и умноженных на соответствующие коэффициенты  $(a^{(N)} C_{j\ell}^{(N)})^2$ . Эти коэффициенты очень часто вычисляются в модели Кермана<sup>/14/</sup>, в которой смешиваются только две вращательные полосы.

Запишем волновую функцию конечного ядра в наиболее общем виде<sup>/6,14/</sup>:

$$\Phi_{J_B M_B}^* (\vec{r}, \theta_1) = \sqrt{\frac{2J_B+1}{16\pi^2}} \sum_{K_B a} C_{K_B a}^{J_B} \{ D_{M_B K_B}^{J_B*}(\theta_1) \Psi_{K_B=\Omega, \pi}^{(a)}(\vec{r}) + (-)^{J_B+K_B+1} \times \\ \times D_{M_B K_B}^{J_B}(\theta_1) \Psi_{-K_B=-\Omega, \pi}^a(\vec{r}) \}, \quad (14)$$

где  $C_{K_B a}^{J_B}$  - коэффициенты кориолисова смешивания, вычисленные в полумикроскопической модели, как это сделано Пятовым и др.<sup>/5/</sup>, и в модели Кермана. Суммирование в (14) ведется по несохраняющимся проекциям  $K_B$  полного углового момента  $J_B$  и по индексу  $a$ , который означает различные вращательные состояния с одинаковой  $K_B$ . Если мы рассматриваем однонуклонные реакции передачи на чётно-чётном ядре с  $J_A = K_A = 0$ , то  $J_B = J$  и  $K_B = \Omega$ , где  $J$  - переданный угловой момент,  $\Omega$  - его проекция на ось симметрии ядра. Тогда в приближении ССВА дифференциальное сечение передачи запишется в форме<sup>/11/</sup>

$$\sigma_{LJ\Omega}^{CCBA}(\theta) = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{N}_d \mathcal{N}_p}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{D_{np} K_p}{2\pi K_d} (2L+1)^{-1} \sum_{m_p'} \left| \sum_{\Omega a} C_{\Omega a}^J \sum_{nlj} a_{nlj}^{(\Omega, a)} \right. \\ \left. + \sum_{\sigma} (LS\Omega - \sigma\sigma | J\Omega)(\ell S\Omega - \sigma\sigma | j\Omega) B_{L\Omega}(nlj\sigma m_p') \right|^2.$$

Амплитуды  $B_{L\Omega}$  были определены в [1], а коэффициенты  $a_{nlj}^{(\Omega, a)}$  являются решениями системы уравнения (10). Из сравнения формул сечения в приближениях CCBA (15) и DWBA (13) можно видеть, что DWBA сечение есть когерентная сумма всех возможных передач на ротационные состояния, связанных между собой кориолисовым взаимодействием. В случае, когда смешиваются вращательные полосы, имеющие  $\Omega = 1/2$ , суммирование по  $a$  в (15) может быть выполнено, и тогда коэффициенты  $a_{nlj}^{(\Omega, a)}$  можно заменить "эффективными"  $\tilde{a}_{nlj}^{\Omega J}$ :

$$\tilde{a}_{nlj}^{\Omega J} = \sum_a C_{\Omega a}^J a_{nlj}^{(\Omega, a)}. \quad (16)$$

В таблице 2 приведены коэффициенты кориолисова смешивания для состояний  $1/2^+/400/$  и  $1/2^+/660/$ ,  $3/2^+/402/$  и  $3/2^+/651/$  в ядре  $^{159}\text{Gd}$ . Расчёт дифференциальных сечений передачи с учётом кориолисова смешивания по методу [6] показывает, что хотя примеси к каждому состоянию являются небольшими, сечение изменяется заметно. Например, отношения сечений передачи на состояния  $1/2^+/400/$  и  $1/2^+/660/$  с учётом и без учёта кориолисова смешивания отличаются на 30%. Надо отметить, что в области квазипересечения одночастичных уровней коэффициенты  $a_{nlj}^{(\Omega, a)}$  очень сильно зависят от параметра деформации, поэтому, как уже отмечалось выше, всегда возможно выбрать эти параметры так, чтобы получить правильное описание экспериментальных данных. Известно, что во вращательных полосах кориолисово смешивание увеличивается с

ростом спина состояния, поэтому было бы очень интересно посчитать сечения передачи на возбужденные вращательные состояния. В этих случаях наряду с  $\Delta N = \pm 2$  смешиванием большую роль будет играть смешивание состояний с  $\Delta K = \pm 1, \pm 2 \dots$  К сожалению, пока таких экспериментальных данных еще нет.

В работе <sup>/3/</sup> было изучено влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на структуру  $\Delta N = \pm 2$  состояний. Эти вопросы в данной статье не рассматривались, но из результатов работы <sup>/3/</sup> ясно, что влияние взаимодействия квазичастиц с фононами сведется к перенормировке коэффициентов смешивания  $a_{n\ell j}^{(\Omega, \alpha)}$ .

Авторы благодарны профессорам В.Г. Соловьеву и Д.П. Гречухину за многочисленные полезные дискуссии и поддержку, признательны Н.И. Пятову, М.И. Чернею, С.П. Ивановой за обсуждения. Один из авторов (Г.Ш.) благодарен сотрудникам Института Нильса Бора, в особенности докторам Е. Бангу и Б.Л. Андерсену, за проявленный интерес к работе.

#### Литература

1. H.Schulz, H.-J.Wiebicke and F.A.Gareev. Nucl. Phys. A180, 625 (1972) ;  
Препринт ОИЯИ, Р4-5863, Дубна, 1971.
2. В.А. Чепурнов. Препринт ИАЭ-1447 (1967); Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН СССР, сер.физ., 32, 1690 (1968).
3. F.A.Gareev, S.I.Fedotov, V.G.Soloviev. Preprint JINR, E4-5877, Dubna, 1971.  
ЯФ, 14, 1165 (1971).
4. V.Elbek, P.O.Tjom. Adv. in Nucl.Phys., 3, 259 (1969).
5. B.L.Andersen. Nucl.Phys., A112, 443 (1968).  
I.Kanestrom, P.O.Tjom, J.Bang. Nucl.Phys., A164, 664 (1971).

6. N.I.Pyatov, M.I.Chernej and M.I.Baznat. Preprint JINR E4-5468; E4-5550, Dubna (1970). Preprint JINR E4-6265, Dubna (1972).
7. B.L.Andersen, J.M.Bang and O.Petersen. Contribution J.C.N.S., Tokyo 1967 no. 8.12.
8. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова. Препринт ОИЯИ, Р4-5351, Дубна, 1970; ТМФ, 8, №1, 97 (1971).
9. B.L.Andersen, B.B.Back and J.M.Bang. Nucl.Phys., A147, 33 (1970).
10. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov and V.G.Soloviev. Nucl.Phys., A171, 134 (1971).
11. H.J.Wiebicke, I.Kuchtina and H.Schulz. JINR Preprint, B1-4-6139, Dubna (1972).
12. P.R.Christensen, A.Berinde, I.Neamu and N.Scintei. Nucl.Phys., A129, 337 (1969).
13. R.Bloch. B.Elbek and P.O.Tjom. Nucl.Phys., A91, 576 (1967).
14. A.K.Kerman. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 30, No. 15 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 июня 1972 года.