

УДК 539.172.3

И. П. Журавлев  
В. С. Ростовский  
Н. П. Юдин

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОПИСАНИЯ  
ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
МЕТОДОМ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

Рассмотрены возможности описания фотоядерных реакций методом связанных каналов. Показано, что применение оптического потенциала с реалистической мнимой частью не позволяет получить явление гигантского резонанса в дырочных каналах конечного ядра. Это может указывать как на большой вклад в мнимую часть оптического потенциала простейших каналов, так и на принципиальную неприменимость метода связанных каналов с комплексным оптическим потенциалом для реалистического описания фотоядерных реакций.

1. Для описания фотоядерных реакций, процессов фотоионизации атомов, а также процессов упругого и неупругого рассеяния нуклонов на ядрах (электронов на атомах) часто используется метод связанных каналов [1—3]. В пренебрежении обменными эффектами, играющими, вообще говоря, второстепенную роль, система уравнений для радиальной части  $f_{lc}(r)$  канальной волновой функции метода связанных каналов имеет следующий вид:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_c - U_{lc}(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}) \right] f_{lc}(r) = \sum_{l'c'} V_{lc,l'c'}(r) f_{l'c'}(r), \quad (1)$$

где канальный индекс  $c$  означает совокупность квантовых чисел, которые вместе с орбитальным моментом  $l$  характеризуют состояние системы нуклон-ядро,  $U_{lc}(r)$  — оптический потенциал в канале  $c$ ,  $V_{lc,l'c'}(r)$  — матричная функция, осуществляющая связь каналов,  $E$  — полная энергия,  $E_c$  — пороговая энергия канала  $c$ ,  $m$  — приведенная масса.

Применение этого метода к фотоядерным реакциям обычно сводится к следующему. В частично-дырочном приближении<sup>1</sup> сначала рассчитывается кривая поглощения  $\gamma$ -квантов с действительным оптическим потенциалом. Получающаяся кривая обладает всеми недостатками, свойственными тамм-данковским частично-дырочным расчетам с дискретным базисом: в легких ядрах сечение поглощения оказывается намного большим экспериментального, ширины главного максимума гигантского резонанса намного меньше экспериментальных (даже в таком легком ядре, как  $^{16}\text{O}$ , «недостает» около 1 МэВ ширины). Чтобы придать смысл рассчитанным полным и парциальным сечениям, в систему уравнений (1) вводится поглощение, т. е. мнимая часть оптического потенциала, назначение которого «срезать» величину сечения и сделать максимум более широким. Величина мнимой части выбирается таким образом, чтобы либо полное сечение фотопоглощений, либо интегральное сечение совпадали с экспериментальным. Для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  это до-

<sup>1</sup> Хотя метод связанных каналов может применяться к любым ядрам, реально он применялся только к магическим ядрам.

стигается введением в оптический потенциал объемного поглощения с амплитудой  $W = 0,12 \cdot E_\gamma - 1,9$  МэВ.

Нетрудно видеть, однако, что такая параметризация задачи не имеет непосредственного физического смысла, так как различие рассчитанной и экспериментальной кривых поглощения обусловлено двумя разнородными явлениями. Действительно, отличие интегральных сечений (или сечений в максимуме) у легких ядер обусловлено корреляциями нуклонов в основном состоянии [4]. Эти корреляции переносят значительную часть дипольных переходов в область более высоких энергий и не должны сказаться на ширине основного максимума. Видимо, наилучшим способом учета такого рода эффектов будет введение эффективного дипольного заряда [5], подбираемого таким образом, чтобы рассчитанное интегральное сечение при  $E_\gamma < 30$  МэВ совпадало с экспериментальным. Уширение же максимумов связано с распадом частично-дырочных состояний по более сложным конфигурациям. Этот эффект и можно было бы попытаться описать посредством введения соответствующего поглощения в систему уравнений (1).

2. Чтобы выяснить смысл результатов расчета фоторасщепления с комплексным потенциалом, обсудим идеологическую сторону уравнения (1). Выделим из всех каналов фоторасщепления сильно связанные каналы (естественно, среди них должны быть частично-дырочные) и введем оператор  $\hat{P}$  проектирования точного вектора состояний на эти каналы:

$$\hat{P}|\psi\rangle = |\psi_P\rangle. \quad (2)$$

Тогда уравнение Шредингера для вектора  $|\psi_P\rangle$  может быть записано в виде [6]:

$$\left( \hat{H}_{PP} + \hat{H}_{PQ} \frac{1}{E^{(+)} - \hat{H}_{QQ}} \hat{H}_{QP} \right) |\psi_P\rangle = E |\psi_P\rangle, \quad (3)$$

где  $\hat{H}_{PP} = \hat{P}\hat{H}\hat{P}$ ,  $\hat{H}_{PQ} = \hat{P}\hat{H}\hat{Q}$  и т. д.  $\hat{Q} = 1 - \hat{P}$ .

Уравнение (3) является, конечно, точным, а вектор состояния  $|\psi_P\rangle$  содержит в себе рассеяние, возникающее как за счет прямой связи каналов, так и, например, за счет возбуждения компаунд-состояний. Как обычно, избавимся от «флуктуаций» в  $|\psi_P\rangle$  и соответственно в сечениях. Для этого произведем усреднение уравнения (3) по энергии с помощью весовой функции

$$\rho(E, E') = \frac{I/2\pi}{(E - E')^2 + (I/2)^2}, \quad (4)$$

где  $I$  — интервал усреднения, который должен быть, с одной стороны, много большим расстояния между компаунд-состояниями, а с другой стороны, достаточно малым для того, чтобы не исчезла структура сечений, обусловленная взаимодействием каналов  $\hat{P}$ -пространства.

Учитывая, что все компаунд-особенности по энергии лежат в нижней полуплоскости, легко получаем следующее уравнение для усредненного по энергии вектора  $|\bar{\psi}_P\rangle$ :

$$\left( \hat{H}_{PP} + \hat{H}_{PQ} \frac{1}{E + i \frac{I}{2} - \hat{H}_{QQ}} \hat{H}_{QP} \right) |\bar{\psi}_P\rangle = E |\bar{\psi}_P\rangle. \quad (5)$$

(При выводе этого уравнения мы положили  $\hat{H}_{PP} = \hat{H}_{PP}$  и пренебрегли нефлукутуирующей частью  $\hat{H}_{PQ} \frac{1}{E^{(+)} - H_{QQ}}$ .)

Система уравнения (5) и должна, строго говоря, составлять реальное содержание термина «метод связанных каналов». Отметим две особенности этой системы уравнений. Во-первых, если пренебречь обменными эффектами, то в координатном представлении уравнение (5) эквивалентно системе уравнений типа (1), но с нелокальным оптическим потенциалом и нелокальным оператором, связывающим каналы  $P$ -пространства. Во-вторых, в соответствии с общими представлениями о смысле усредненной по энергии  $S$ -матрицы [6] система уравнений (5) описывает только ту часть процессов упругого и неупругого рассеяния, которая не связана с «выходом» из  $P$ -пространства, т. е. не связана с образованием компаунд-ядра и последующим возвращением в исходный  $P$ -канал (аналог известного «shape-elastic» [7] упругого рассеяния в обычной оптической модели).

Отсюда следует, что метод связанных каналов может претендовать только на описание той части усредненного по энергии сечения фоторасщепления, которая не связана с выходом возбужденного ядра из пространства связанных каналов. Если открыто большое число других неучтенных в уравнениях (1) каналов, то выход из  $P$ -пространства можно считать поглощением, и рассчитанное сечение должно непосредственно сравниваться с экспериментальным. Если же открыто небольшое число каналов, то для сравнения с экспериментом необходимо к рассчитанному сечению фоторасщепления добавить сечение флукуационного происхождения [8].

3. Реальное осуществление изложенной в п. 2 программы описания фоторасщепления ядра по сильно связанным каналам представляет значительные трудности. Прежде всего, необходимо выделить небольшое число сильно связанных каналов, поскольку численное решение системы связанных уравнений (1) практически возможно только для небольшого ( $\leq 20$ ) числа каналов. В магических ядрах выбор очевиден — это частично-дырочные каналы. В сферических «мягких» ядрах необходимо дополнительно включать также нужное число каналов типа частица — дырка плюс фонон. Такая задача реально уже не считается. Напротив, жесткие ядра с незаполненными оболочками можно описать почти так же, как магические. При этом под дырочными уравнениями конечного ядра мы понимаем такую когерентную суперпозицию точных состояний, которая исчерпывает всю генеалогию отделения частицы от реального основного состояния [9].

Далее, чрезвычайно важным является вопрос о мнимой части оптического потенциала, поскольку от него очень сильно зависит парциальное сечение фоторасщепления. Возможны два подхода. Можно попытаться до решения специфически фотоядерных вопросов выяснить (например, посредством нового анализа упругого и неупругого рассеяния методом связанных каналов), какая часть обычного оптически модельного поглощения обусловлена взаимодействием  $P$ -каналов. Другой подход состоит в том, чтобы непосредственно из сравнения рассчитанного сечения с экспериментальным определить мнимую часть оптического потенциала, содержащегося в уравнениях (1). С учетом сильной зависимости сечения фоторасщепления от степени поглощения мы могли бы иметь очень чувствительный способ определения вклада частично-дырочных каналов в мнимую часть оптического потенциала. Наконец, нетривиальными являются вопросы об остаточном взаимодействии ка-

налов, точнее, вопросы о перенормировках «прямого» остаточного взаимодействия вторым членом в уравнении (3) и «назад идущими» диаграммами [10].

В настоящей заметке мы ограничились анализом общих контуров задачи. Конкретно решалась система уравнений (1) для ядра  $^{28}\text{Si}$  с учетом следующих частично-дырочных каналов:

$$d_{5/2}^{-1}p, f; p_{1/2}^{-1}d, s; p_{3/2}^{-1}d, s.$$

Все параметры ядра  $^{28}\text{Si}$ , кроме мнимой части оптического потенциала, взяты из работы [3]. Мнимая часть оптического потенциала параметризовалась в виде

$$-iW \frac{4e^{-(r-R)/b}}{(1 + e^{-(r-R)/b})^2}, \quad (6)$$

где  $R$  и  $b$  — обычные радиусы и параметр диффузности ядра.

Результаты расчета с различными параметрами  $W$  представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 показано суммарное сечение по дырочным каналам  $d_{5/2}^{-1}$ ,  $p_{3/2}^{-1}$ ,  $1/2$ . Сравнение рассчитанных кривых с экспериментом провести непросто, поскольку необходимые данные по парциальным сечениям отсутствуют. Тем не менее обращает на себя внимание то обстоятельство, что при «реалистическом» выборе мнимой части опти-

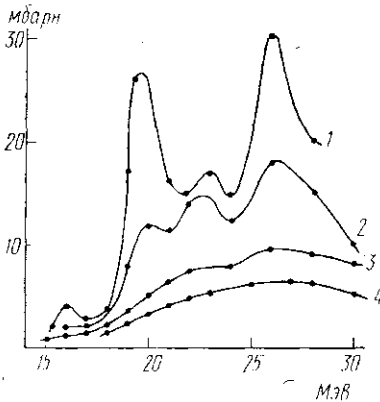


Рис. 1. Полное сечение  $^{27}\text{Al}(p, \gamma_0)^{28}\text{Si}$ : 1 —  $\omega=1$ , 2 —  $\omega=2$ , 3 —  $\omega=4$ , 4 —  $\omega=6$  МэВ

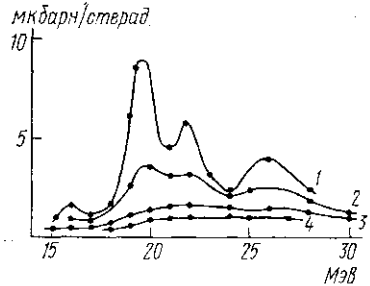


Рис. 2. Дифференциальное сечение при  $\theta=90^\circ$ . Обозначения те же, что на рис. 1

ческого потенциала [11] ( $W=6$  МэВ) гигантский резонанс в суммарном по дырочным каналам сечении исчезает. Этот факт скорее всего свидетельствует о неправильном выборе амплитуды  $W$ -поглощения (см. п. 3). Не исключено, однако, что это свидетельствует и о серьезных трудностях применения метода связанных каналов к описанию явлений типа гигантского резонанса.

Действительно, гигантский резонанс формируется частично-дырочным взаимодействием. Включение поглощения приводит к тому, что волновые функции частицы во внутренней области ядра сильно уменьшаются; соответственно уменьшаются и матричные элементы частично-дырочного взаимодействия. Если, однако, они уменьшаются слишком сильно, то частично-дырочное взаимодействие вообще не сможет сформировать гигантский резонанс.

На рис. 2 приведены рассчитанные и экспериментальные дифференциальные сечения  $\frac{d\sigma}{d\Omega} (\vartheta = 90^\circ)$  реакции  $^{27}\text{Al}(\rho, \gamma_0)^{28}\text{Si}$ . Непосредственное сравнение рассчитанных и экспериментальных кривых затруднено. Рассчитанное сечение относится к дырочному  $d_{5/2}^{-1}$  уровню  $^{27}\text{Al}$ , между тем как  $d_{5/2}$ -дырка распределена в  $^{27}\text{Al}$  по нескольким уровням [12]. Кроме того, рассчитанные кривые следует еще умножить на «эффективный дипольный заряд», феноменологически учитывающий отмеченное выше различие в рассчитанном и экспериментальном сечениях.

Тем не менее сравнение кривых показывает, что мнимая часть оптического потенциала должна быть существенно меньше «реалистического» значения; с учетом неопределенности задачи можно сказать, что  $1 \text{ МэВ} \leq W \leq 2 \text{ МэВ}$ . Это означает, что связь частично-дырочных каналов дает весьма существенный вклад в оптическое поглощение нуклонов на дырочных ядрах. Из сравнения кривых видно, что мнимая часть потенциала должна существенно зависеть от энергии возбуждения ядра (чтобы подавить в  $(\gamma, \rho_0)$ -канале максимум в районе 26 МэВ). Это уже отмечалось в другой связи в работах [1, 3]. Правда, возможно, также, что максимум в области 26 МэВ является результатом неудачного выбора одночастичных энергий, экспериментальные данные о которых не очень надежны.

Таким образом, применение метода связанных каналов к «реалистическому» описанию фотоядерных реакций связано с выяснением комплекса вопросов, представляющих общеядерный интерес. Дальнейшее изучение этой проблемы представляется целесообразным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Buck B., Hill A. D. — «Nucl. Phys.», 1967, A95, 271.
2. Tamura T. — «Rev. Mod. Phys.», 1965, 37, N 4, 679.
3. Marangoni M., Saruis A. M. — «Nucl. Phys.», 1969, A132, 649; 1971, A166, 397; Barnett R. F. et al. — «Rev. Mod. Phys.», 1973, 45, N 1, 44.
4. Providencia J. D. — «Nucl. Phys.», 1968, A108, 589.
5. Юдин Н. П. — «Изв. АН СССР. Физ.», 1962, 24, 1222.
6. Auerbach N., Hüfner J., Kerman A. K., Shakin C. M. — «Rev. Mod. Phys.», 1972, 44, N 1, 48.
7. Feshbach H. — «Ann. of Phys.», 1968, 5, 357.
8. Vager Z. — «Phys. Lett.», 1971, B36, 269; Kawai M., Kerman A. K., McVoy K. W. — «Ann. of Phys.», 1973, 75, 156.
9. Гончарова Н. Г., Юдин Н. П. — «Ядерная физика», 1970, 12, 725.
10. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. М., 1970.
11. Rosen L., Beery J. C. et al. — «Ann. of Phys.», 1965, 34, N 1, 96.
12. Arditi M., Double H. et al. — «Nucl. Phys.», 1967, A103, N 1, 319.

Поступила в редакцию  
9.12 1976 г.  
Кафедра  
квантовой теории