



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

5156/82

25/10-82  
P15-82-519

Ю.В.Кангрополь, Г.М.Осетинский, А.Туровецки

СПИН-ФЛИП В РЕАКЦИИ  $^{30}\text{Si}(p, p'_\gamma)^{30}\text{Si}$   
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 3,3÷3,5 МэВ

1982

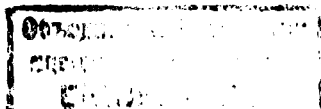
## ВВЕДЕНИЕ

Явление переворачивания спина при рассеянии нуклонов на ядрах /спин-флип/ принадлежит к процессам, в которых проявляется спиновая зависимость ядерных сил. Измерение вероятности этого процесса в реакциях  $X(p, p'\gamma)X$  основано на измерении совпаденний неупруго рассеянных протонов, приводящих к образованию первого возбужденного состояния  $2^+$  с  $\gamma$ -квантами  $E2$  перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$ , излучаемыми в направлении, перпендикулярном плоскости реакции<sup>/1/</sup>.

В настоящий момент можно выделить две группы работ в исследовании этой реакции. В одной из них<sup>/2-7/</sup>, выполненной в интервале энергий  $6 \div 40$  МэВ, основное внимание уделялось выяснению роли спин-орбитальной и спин-спиновой части оптического потенциала. Во второй группе работ<sup>/8-11, 17-20/</sup> измерение спин-флипа проводится в области энергии возбуждения изобар - аналоговых резонансов и основной их целью является получение парциальных ширин неупругого рассеяния протонов. При определении этих величин появляется дополнительная возможность уточнения некоторых квантовых характеристик резонанса ( $J^\pi$ ), а также получения некоторых сведений о механизме реакции, поскольку спин-флип более чувствителен к интерференции близлежащих резонансов между собой и с фоном, чем дифференциальное сечение упругого рассеяния. К работам этого направления следует отнести работы<sup>/17-20/</sup>, а также исследования угловой и энергетической зависимости сечения неупругого рассеяния ( $d\sigma_{p'}/d\Omega$ ) и вероятности спин-флипа ( $S(\theta)$ ) в реакции  $^{30}\text{Si}(p, p'\gamma)^{30}\text{Si}$ , представленные в настоящей работе.

В указанной реакции наряду с учетом интерференции соседних резонансов проводился учет влияния фонового неупругого рассеяния. Аппроксимация этого фона проводится не зависящим от энергии разложением амплитуд рассеяния по косинусам кратных углов. Такой метод расчета оказался весьма плодотворным при одновременном описании угловых и энергетических зависимостей  $d\sigma_{p'}/d\Omega$  и  $S(\theta)$  в реакциях  $^{24}\text{Mg}(p, p'\gamma)^{24}\text{Mg}$ <sup>/21/</sup> и  $^{26}\text{Mg}(p, p'\gamma)^{26}\text{Mg}$ . В этой связи применение этого метода расчета для теоретического описания  $d\sigma_{p'}/d\Omega$  и  $S(\theta)$  реакции  $^{30}\text{Si}(p, p'\gamma)^{30}\text{Si}$  представляется весьма важным для подтверждения общности самого метода. Приведем кратко основные формулы расчета, взятые из работы<sup>/21/</sup>.

При энергии налетающих протонов, близкой к энергии возбужденного резонанса при наличии фона и ряда близлежащих уровней, полная амплитуда рассеяния может быть представлена /в системе координат с осью  $Z$ , направленной перпендикулярно плоскости реакции/ в виде



$$F^{m_a m_b M_B} = \sum_N \text{рез.} F_N^{m_a m_b M_B} + \text{фон.} F^{m_a m_b M_B} \quad /1/$$

где рез.  $F_N^{m_a m_b M_B}$  - амплитуда рассеяния на изолированном резонансе  $N$  /определена в работе /18//; фон.  $F^{m_a m_b M_B}$  - амплитуда рассеяния фонового процесса.

В случае неупругого рассеяния через резонансное состояние частиц со спином  $1/2$  на четно-четном ядре с возбуждением состояния  $2^+$  величина амплитуды имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{рез.} F^{m_a m_b M_B} &= -\frac{2\pi i}{k_a} \sum \langle \ell_R, m_{\ell_R} | \frac{1}{2}, m_a | J_R, M_R \rangle \times \\ &\times \langle \ell_b, m_{\ell_b} | \frac{1}{2}, m_b | j_b, m_{j_b} \rangle \times \langle 2, M_B, j_b, m_{j_b} | J_R, M_R \rangle \times /2/ \\ &\times Y_{\ell_R}^*, m_{\ell_R} \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) \times Y_{\ell_b, m_{\ell_b}} \left( \frac{\pi}{2}, \theta \right) \times R_S^{j_R} \ell_R, j_R, \ell_b, j_b \end{aligned}$$

Здесь  $\ell_R, m_{\ell_R}$  - орбитальный момент резонансного состояния и его проекция на ось  $Z$ ;  $J_R, M_R$  - спин резонанса и его проекция на ось  $Z$ ;  $\ell_b, m_{\ell_b}$  - орбитальный момент рассеянного протона и его проекция на ось  $Z$ ;  $j_b, m_{j_b}$  - полный угловой момент рассеянного протона и его проекция на ось  $Z$ ;  $k_a$  - волновое число налетающей частицы;  $Y_{\ell, m}$  - сферические функции;  $R_S^{j_R} \ell_R, j_R, \ell_b, j_b$  -

элемент  $S$  матрицы рассеяния, ее аналитическое выражение представлено в работах /14,15/;  $\theta$  - угол рассеяния протона относительно падающего пучка.

Амплитуда фонового взаимодействия согласно работе /22/ представлялась в виде

$$\text{фон.} F^{m_a, m_b, M_B} = -\frac{2\pi}{k_a} (A^{m_a, m_b, M_B} + B^{m_a, m_b, M_B} \times \cos \theta). \quad /3/$$

Как показано в работе /22/, для описания этой амплитуды достаточно иметь пять комплексных чисел  $A^{m_a, m_b, M_B}$  и пять вещественных  $B^{m_a, m_b, M_B}$ . Связь полной амплитуды рассеяния с сечением  $d\sigma_p / d\Omega$  и вероятностью спин-флипа определяется уравнением вида

$$\begin{aligned} d\sigma_p / d\Omega &= \frac{1}{2} \sum_{m_a, m_b, M_B} |F^{m_a, m_b, M_B}|^2, \\ S(\theta) &= \frac{1}{2} \frac{\sum_{m_a, M_B} |F^{m_a, -m_a, M_B}|^2}{d\sigma_p / d\Omega}. \end{aligned} \quad /4/$$

Формулы /4/ использовались для сравнения с экспериментальными данными  $d\sigma_p / d\Omega$  и  $S(\theta)$ . Это сравнение проводилось подгонкой теоретических расчетов к экспериментальным данным по методу наименьших квадратов, причем параметрами подгонки являлись следующие величины:

1. Энергия резонанса  $E_p$ , его полная ширина  $\Gamma$ .
2. Пятнадцать параметров фонового процесса, указанных в работе /22/, а также величины

$$X_{\ell_b, j_b}^R = (\Gamma_{p0} \cdot \Gamma_{p' \ell_b, j_b})^{1/2},$$

где  $\Gamma_{p0}$  - входная ширина образования резонанса;  $\Gamma_{p' \ell_b, j_b}$  - выходная парциальная ширина резонанса. При расчете протонных парциальных ширин предполагалось, что распад резонансного состояния может идти только через упругий канал и канал с образованием первого возбужденного состояния  $2^+$  ядра-мишени. При этих предположениях при введении величин  $X_{\ell_b, j_b}^R$  получаем два набора парциальных ширин:

$$\Gamma_{p' \ell_b, j_b} = \frac{(X_{\ell_b, j_b}^R)^2}{\Gamma_{p0 j_R \ell_R}},$$

так как величина  $\Gamma_{p0 j_R \ell_R}$  является одним из решений уравнения

$$\Gamma_{p0 j_R \ell_R} (\Gamma - \Gamma_{p0 j_R \ell_R}) = \sum_{j_b \ell_b} (X_{\ell_b, j_b}^R)^2.$$

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Работа проводилась на электростатическом ускорителе ОИЯИ. Ускоренные ионы водорода, пройдя участок ионпровода и коллиматор, попадают на мишень, установленную в центре камеры рассеяния. Используется мишень, полученная путем испарения  $^{30}\text{Si}$  с обогащением 86% на тонкую /15-20 мкг/см<sup>2</sup>/ самоподдерживающуюся пленку углерода. Потери энергии протонов в мишени ~4 кэВ. Страглинг по энергии пучка после прохождения мишени ~2 кэВ. Число частиц, падающих на мишень, определялось по измерению заряда цилиндром Фарадея, установленным за мишенью. Рассеянные протоны детектировались тремя поверхностно-барьерными кремниевыми детекторами, установленными в плоскости реакции под выбранными углами по отношению к падающему пучку.

$\gamma$ -кванты измерялись  $\gamma$ -детектором, построенным на фотоэлектронном ускорителе ФЭУ-30 с кристаллом NaJ размером 70x70 мм<sup>2</sup>. Эффективность регистрации определялась экспериментально /20/ с использованием стандартного радиоактивного источника  $^{88}\text{Y}$ . Электронная блок-схема быстро-медленных совпадений, так же как некоторые особенности методики определения  $d\sigma_p / d\Omega$  и  $S(\theta)$ , более подробно рассмотрена ранее /17,18/. По сравнению с указанными работами в блок-схеме имеются некоторые отличия. С целью уменьшения числа случайных совпадений и загрузки время-амплитудных

конверторов перед конверторами установлены быстрые дифференциальные дискриминаторы, которые блокируют импульсы упруго рассеянных протонов от  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{30}\text{Si}$ , входящих в состав мишени. Временное разрешение схемы совпадений 6 нс. Поправки на вклады  $\gamma$ -излучения с  $M=0, \pm 2$  вводились так, как это указано в работах /17-19/. Вероятность спин-флипа определялась по формуле

$$S = \frac{2}{5} \frac{N_{\text{совп.}}^{\text{ист.}}}{N_p \cdot \epsilon},$$

где  $N_{\text{совп.}}^{\text{ист.}}$  - число истинных совпадений в пике неупругого рассеяния спектра совпадений;  $N_p$  - число неупруго рассеянных протонов;  $\epsilon$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов перехода от состояния  $2^+$  на  $0^+$  ядра-мишени.

Сечение неупругого рассеяния протонов /измеряемое каждым детектором/ определялось по формуле

$$d\sigma_p^i / d\omega = \frac{S_p^i}{N_i \cdot N_A \cdot G_i},$$

где  $S_p^i$  - площадь пика энергетического спектра неупруго рассеянных протонов, измеренная детектором  $i$  / $i=1,2,3$ /;  $N_i$  - число частиц, падающих на мишень;  $N_A$  - число атомов мишени;  $G_i$  - геометрический фактор детектора номера  $i$  / $i=1,2,3$ /.

Величина произведения  $N_A \cdot G_i$ , необходимая для вычисления  $d\sigma_p^i / d\omega$ , определялась по измерению упругого рассеяния ионов  $^4\text{He}$  на этой же мишени. При проведении расчетов рассеяние принималось резерфордским.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис.1 представлены результаты угловых распределений сечения неупругого рассеяния и вероятности спин-флипа, измеренные в резонансах при  $E_p^{\text{CM}} = 3,322; 3,342; 3,360; 3,387; 3,410$  МэВ в системе центра масс. На этом же рисунке приведены значения  $d\sigma_p^i / d\omega$  и  $S(\theta)$ , измеренные при промежуточной энергии / $E_p^{\text{CM}} = 3,334$  МэВ/ между резонансами, энергия которых  $E_R^{\text{CM}}$  составляет 3,322 и 3,342 МэВ. Эти измерения проведены для получения более точных значений квантовых характеристик этих двух близлежащих резонансов.

На рис.2 приведены энергетические зависимости этих величин. На этих же рисунках сплошной кривой представлены расчетные значения  $d\sigma_p^i / d\omega$  и  $S(\theta)$ , которые получены в результате оптимальной подгонки расчетных значений к экспериментальным данным. В работе приведены также данные расчета вклада фонового процесса в угловую и энергетическую зависимости  $d\sigma_p^i / d\omega$  и  $S(\theta)$ . Они показали, что величина этого вклада в  $S(\theta)$  равна нулю, а для  $d\sigma_p^i / d\omega$  эта величина в интервале исследуемых энергий /в пределах 3%/ постоянна и не зависит от угла измерения.

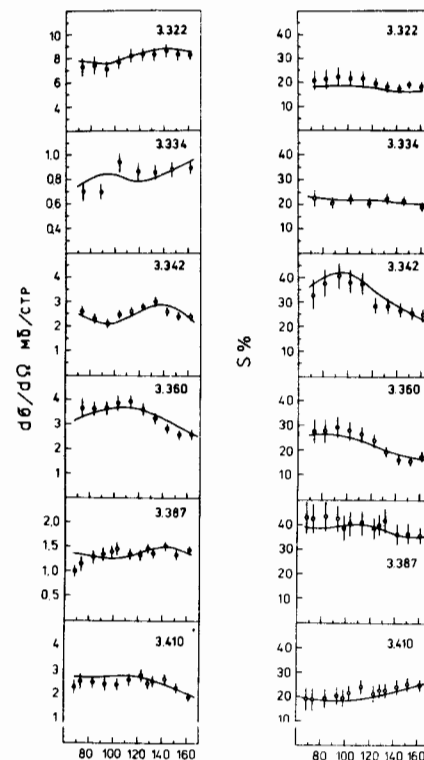


Рис.1. Угловые распределения  $\frac{d\sigma_p^i}{d\Omega}$  / в мб/ср/ и  $S(\theta)$  / в %/ реакции  $^{30}\text{Si}(p, p'\gamma)^{30}\text{Si}$ . Данные по осям абсцисс и ординат даны в системе центра масс. Сплошные кривые - расчетные значения этих величин.

Рис.2. Энергетические зависимости  $\frac{d\sigma_p^i}{d\Omega}$  / в мб/ср/ и  $S(\theta)$  / в %/ реакции  $^{30}\text{Si}(p, p'\gamma)^{30}\text{Si}$ , измеренные под углами  $151,6^\circ$ ,  $122,9^\circ$  и  $93,3^\circ$  в системе центра масс. Сплошные кривые - расчетные значения этих величин в этой же системе. Данные  $E_p$  представлены в системе центра масс.

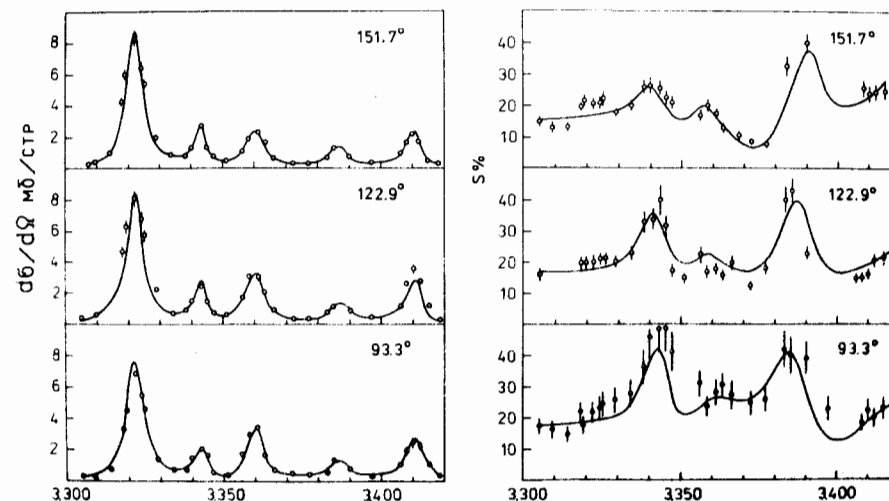


Таблица I.

$E_p / 2I /$	$J^{\pi}$	$\Gamma$ (кэВ)	$\Gamma_{p, j_k l_k}$ (кэВ)	$\Gamma' \rho' l_s j_s$ (кэВ)
$3,322 \pm 0,04$	$3/2^- (2I)$	$6,45 \pm 0,09$	$0,400 \pm 0,062$	$\Gamma_{1,1/2} = 1,14 \pm 0,16$ $\Gamma_{1,3/2} = 3,01 \pm 0,12$ $\Gamma_{3,5/2} = 0 \pm 0,1$ $\Gamma_{3,7/2} = 1,89 \pm 0,22$
$3,342 \pm 0,04$	$5/2^- (2I)$	$3,96 \pm 0,13$	$0,05 \pm 0,2$	$\Gamma_{1,1/2} = 1,47 \pm 0,11$ $\Gamma_{1,3/2} = 2,15 \pm 0,13$ $\Gamma_{3,5/2} = 0 \pm 0,12$ $\Gamma_{3,7/2} = 0 \pm 0,13$ $\Gamma_{5,9/2} = 0,29 \pm 0,05$
$3,360 \pm 0,04$	$3/2^- (2I)$	$5,62 \pm 0,13$	$0,11 \pm 0,18$	$\Gamma_{1,1/2} = 3,57 \pm 0,13$ $\Gamma_{1,3/2} = 1,32 \pm 0,30$ $\Gamma_{3,5/2} = 0,43 \pm 0,13$ $\Gamma_{3,7/2} = 0,19 \pm 0,13$

Таблица I (продолжение).

$3,387 \pm 0,04$	$5/2^-$	$5,33 \pm 0,22$	$0,04 \pm 0,51$	$\Gamma_{1,1/2} = 1,10 \pm 0,14$ $\Gamma_{1,3/2} = 1,52 \pm 0,65$ $\Gamma_{3,5/2} = 0,87 \pm 0,22$ $\Gamma_{3,7/2} = 1,15 \pm 0,22$ $\Gamma_{5,9/2} = 0,65 \pm 0,22$
$3,410 \pm 0,04$	$3/2^-$	$6,10 \pm 0,14$	$0,12 \pm 0,20$	$\Gamma_{1,1/2} = 2,36 \pm 0,14$ $\Gamma_{1,3/2} = 2,64 \pm 0,14$ $\Gamma_{3,5/2} = 0 \pm 0,044$ $\Gamma_{3,7/2} = 0,98 \pm 0,34$

1.  $E_p$  представлены в системе центра масс.

2. Данные  $J^{\pi}, \Gamma_{p, j_k l_k}, \Gamma' \rho' l_s j_s$  без ссылок определены в настоящей работе.

Полученные в результате расчетов парциальные ширины  $\Gamma_{p' \ell' b' j'}$  и ширины распада резонанса в упругий канал  $\Gamma_{p \ell j \ell'}$  и их ошибки приведены в таблице. Величины  $E_p^{CM}$  и  $J^\pi$  представлены в первом и третьем столбцах таблицы, взяты из работы /21/. Для двух последних резонансов данные  $J^\pi$  уточнены, поскольку в работе /21/ они представлены в виде двух равновероятных значений: для резонанса при  $E_p^{CM} = 3,387$  МэВ  $J^\pi = 3/2^-$  и  $5/2^-$ , а при  $E_p = 3,40$  МэВ  $5/2^-$  и  $3/2^-$ .

Данные настоящей работы показывают, что предпочтительнее значения  $J^\pi 5/2^-$  и  $3/2^-$  при энергиях  $E_p = 3,387$  МэВ и  $3,40$  МэВ соответственно.

Авторы выражают благодарность группе обслуживания ускорителя ЭГ-5 во главе с И.А.Чепурченко.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Schmidt F.H. et al. Nucl.Phys., 1964, 52, p. 353.
- Stamp A.P. Phys.Rev., 1967, 153, p. 1052.
- Kolosinski W.A. et al. Phys.Rev., 1969, 180, p. 1006.
- Sweeney W.E., Ellis J.L. Nucl.Phys., 1971, A177, p. 161.
- Wilson M.A.D., Schecter L. Phys.Rev., 1971, C4, p. 1103.
- Kurepin A.B., Christensen P.R., Trautner N. Nucl.Phys., 1968, A115, p. 471.
- Kolata J.J., Golanski A. Phys.Rev., 1969, 182, p. 1073.
- Abramson E. et al. Phys.Lett., 1969, 29B, p. 304.
- Abramson E. et al. Nucl.Phys., 1970, A144, p. 321.
- Bernstein E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 28, p. 923.
- Курепин А.Б., Лихошерстов В.Н., Топильская Н.С. Краткие сообщения по физике. ФИАН им. П.Н.Лебедева, 1972, 10, с.45.
- Blatt J.H., Biedenharn L.C. Rev.Mod.Phys., 1952, 24, p. 258.
- Isospin in Nuclear Physics. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1969.
- Mott N., Messu M. Теория атомных столкновений. "Москва", М., 1951.
- Давыдов А.С. Теория атомного ядра. "Москва", М., 1958.
- Marion J.B., Young F.C. Nuclear Reaction Analysis Graphs and Tables. North-Holland Publ.Comp., Amsterdam, 1968.
- Ван Сын Чан и др. ОИЯИ, Р15-10460, Дубна, 1977.
- Ван Сын Чан и др. ЯФ, 1978, 27, с. 607.
- Ван Сын Чан и др. Известия АН СССР, сер. физическая, 1980, 1, с. 53.
- Голубев С.Л. и др. ОИЯИ, Р15-7682, Дубна, 1974.
- Barnard A.C.L. et al. Nucl.Phys., 1961, 23, p. 327.
- Кангрополь Ю.В. и др. ОИЯИ, Р15-11605, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 июня 1982 года.

Кангрополь Ю.В., Осетинский Г.М., Туровецки А. P15-82-519  
Спин-флип в реакции  $^{80}\text{Si}(p,p'\gamma)^{80}\text{Si}$  в интервале энергий 3,3-3,5 МэВ

Измерены угловая и энергетическая зависимости вероятности спин-флипа и сечения неупругого рассеяния реакции  $^{80}\text{Si}(p,p'\gamma)^{80}\text{Si}$  в области энергий 3,3-3,5 МэВ. Найдены значения протонных парциальных ширин перехода на уровень  $2^+$  для резонансов при  $E_p = 3,322; 3,342; 3,360; 3,387; 3,410$  МэВ в системе центра масс. Уточнены спины и четности резонансов при  $E_p = 3,387$  и  $3,410$  МэВ, которые составляют  $5/2^-$  и  $3/2^-$  соответственно. Расчеты проводились по программе, учитывающей влияние соседних резонансов и фонового неупругого рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Kangrupol Yu.V., Osetinski G.M., Turowezki A. P15-82-519  
Spin-Flip in  $^{80}\text{Si}(p,p'\gamma)^{80}\text{Si}$  Reaction in the Energy Range from 3.3 to 3.5 MeV

The angular and energy dependence of the probability of spin-flip and of inelastic scattering cross section in the  $^{80}\text{Si}(p,p'\gamma)^{80}\text{Si}$  reaction is measured in the energy range from 3.3 to 3.5 MeV in the centre of mass system of reference. The values of proton partial widths were obtained in the same system of reference for the transitions to  $2^+$  levels for the following resonances:  $E_p = 3.322; 3.342; 3.360; 3.387; 3.410$  MeV. More precise values for spin and parity of resonances at  $E_p = 3.387$  and  $3.410$  MeV are obtained. They are  $5/2^-$  and  $3/2^-$ , respectively. The calculation was performed using the program taking into account the effect of neighbour resonances and background.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.