

АНАЛИЗ СПИН-ФЛИПА ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЙНИИ
ПРОТОНОВ НА АНАЛОГОВОМ РЕЗОНАНСЕ $3/2^-$ ЯДРА ^{149}Ba

А. Б. Куреин, В. Н. Лихошерстов, Н. С. Троицкая

Измерение вероятности переворачивания спина протона (спин-флипа) при неупругом рассеянии представляет интерес для исследования механизма реакции и получения сведений о структуре ядра.

Как показано в работе /1/, такие измерения заключаются в определении доли совпадений протонов, рассеянных неупруго под некоторым углом θ , при возбуждении уровней 2^+ (или 1^+), с гамма-излучением, испускаемым в направлении \vec{n} , перпендикулярном плоскости реакции. При энергии протонов в несколько десятков Мэв, когда определяющим является механизм прямого взаимодействия, получаемое угловое распределение вероятности спин-флипа может быть объяснено с помощью расчета по обобщенной оптической модели /2/.

При наличии вклада составного ядра измерение вероятности спин-флипа в дополнение к измерению углового распределения уменьшает неоднозначность в определении параметров резонанса, в частности, парциальных протонных ширин, а также позволяет исследовать интерференцию с прямым механизмом.

При энергиях протонов, соответствующих образованию аналогового резонанса в составном ядре, определение парциальных протонных ширин резонанса позволяет построить волновую функцию аналогового состояния в непрерывном спектре, а следовательно, и волновую функцию родительского связанного состояния. Последняя, как известно, может быть рассчитана методами теории оболочек.

Измерения вероятности спин-флипа протона в реакции $^{148}\text{Sm}(p, p'\gamma)^{148}\text{Sm}(2^+, 0,551 \text{ Мэв})$ при энергии протонов 10,5 Мэв, соответствующей возбуждению аналогового резонанса в ядре ^{149}Ba ,

были проведены в работе /3/. В максимуме резонанса при $\theta = 160^\circ$ вероятность спин-флипа равна $0,035 + 0,015$, в то время как в стороне от резонанса при энергии 12 Мэв она равна нулю.

Расчет по обобщенной оптической модели по методу сильной связи каналов с использованием программы /4/ и параметров оптического потенциала работы /5/ также дал значение вероятности спин-флипа около нуля (0,007) при энергии 12 Мэв. Из этого следует, что вкладом прямого процесса при расчете сечения спин-флипа $(d\sigma/d\Omega)_{sf}$ можно пренебречь.

Вероятность спин-флипа определяется соотношением

$$R = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{sf}}{(d\sigma/d\Omega)_{pp}}, \quad (1)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{sf} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha(s)} \sum_{\alpha'(s')=1} |f_{p' M(\alpha')-M_s, \text{rom}(s)}|^2, \quad (2)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pp'} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha(s)M(s')} \sum_{\alpha'(s')} |f_{p' M(\alpha')M_s', \text{rom}(s)}|^2. \quad (3)$$

Амплитуда реакции в системе координат с осью z , направленной по нормали к плоскости реакции \vec{n} , имеет следующий вид /6/:

$$f_{p' M(\alpha')M(s'), \text{rom}(s)} = -\frac{2\pi_1}{k_p} \sum_{l_1' j_1' j'} \left(\frac{1}{2} 1_{s_1} m_1 |j m_j| \right) \times \\ \times \left(\frac{1}{2} 1' m_s m_1 |j' m_{j'} \right) (j' 2m_j M_{\alpha'} |j m_j) \cdot s_{p' 1' j'}^{j'} \cdot p_{1j} \cdot Y_{1m} \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right) \times \\ \times Y_{1'm} \left(\frac{\pi}{2}, \theta_{p'} \right). \quad (4)$$

Все расчеты были проведены в приближении одного уровня, т.е. матрица рассеяния представляется следующим соотношением /7/:

$$s_{p' 1' j'}^{j'} \cdot p_{1j} = -\exp[i(\omega_p + \omega_{p'} + \varphi_p + \varphi_{p'})] \frac{i(\Gamma_p \Gamma_{p' 1' j'})^{1/2}}{E - E_R - i \frac{\Gamma}{2}}, \quad (5)$$

где параметры Γ_p , $\Gamma_{p' 1' j'}$, E_R и Γ - соответственно упругая протонная ширина, парциальная неупругая протонная ширина в канале

($1'j'$), резонансная энергия и полная резонансная ширина; ω_p и φ_p - соответственно кулоновская фаза и фаза рассеяния на твердой сфере.

Неучтенный вклад прямого процесса в сечение неупругого рассеяния может давать ошибку в определении вероятности спин-флипа не более двадцати процентов.

Полная ширина рассматриваемого аналогового резонанса $3/2^-$, соответствующего состоянию ^{149}Sm с энергией возбуждения 0,52 Мэв, был. определена в измерениях упругого рассеяния. Она равна 75 кэв. Полная ширина упругого рассеяния $\Gamma_p = 20$ кэв /8,9/. Разность этих значений представляет собой сумму ширины неупругого рассеяния, реакций и "опредовой" ширины, обусловленной тем, что изоспин не является хорошим квантовым числом.

Отсутствие более полных измерений углового распределения сечений неупругого рассеяния и спин-флипа не позволяет однозначно определить парциальные ширины неупругого рассеяния. Для определения необходимой для расчета полной ширины неупругого рассеяния были использованы более полные данные измерения реакции на близком ядре $^{142}\text{Nd}(p, p')^{142}\text{Nd}(2^+)/10$. Аналоговый резонанс $3/2^-$ находится примерно при той же энергии, что в самарии, имеет $\Gamma = 76$ кэв, $\Gamma_p = 23,5$ кэв и $\Sigma\Gamma_{p'} = 6,7$ кэв. Предполагая, что степень нарушения чистоты изоспина одинакова для этих ядер, и что ширины реакций одинаковы, вследствие близости соответствующих энергий реакции можно принять для полной ширины неупругого рассеяния значение 9,2 кэв.

Заметим, что величина $\sqrt{\Gamma_p \Gamma_{p'} 1'j'}$ может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от относительного знака амплитуд приведенных протонных ширин.

Таблица I

$\Gamma_p' f7/2, \text{кэв}$	$\Gamma_p' f5/2, \text{кэв}$	$\Gamma_p' p3/2, \text{кэв}$	$\Gamma_p' p1/2, \text{кэв}$	$R(\theta = 160^\circ)$
9,2	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	0,058
$1 \cdot 10^{-2}$	9,2	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	0,40
$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	9,2	$1 \cdot 10^{-2}$	0,24
$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	9,2	0,12
2,3	2,3	2,3	2,3	0,085

В таблице I приведены результаты расчета вероятности спин-флипа для некоторых возможных значений парциальных ширин при одинаковых относительных знаках амплитуд приведенных ширин неупругого рассеяния ($\gamma_{p'1'j'}$). Все другие возможные наборы знаков дают близкие значения вероятности спин-флипа. Исключение составляет последняя строка таблицы I, в которой изменение знаков приводит к увеличению вероятности спин-флипа.

Таблица II

№	Знак $\Gamma_{p'f7/2}$		Знак $\Gamma_{p'f5/2}$		Знак $\Gamma_{p'p3/2}$		Знак $\Gamma_{p'p1/2}$	
	$\delta_{p'f7/2}$	кэВ	$\delta_{p'f5/2}$	кэВ	$\delta_{p'p3/2}$	кэВ	$\delta_{p'p1/2}$	кэВ
1.	+	6,3	+	0,6	+	0,2	+	2,1
2.	-	7,4	+	0,01	+	0,01	-	1,8
3.	-	8,4	+	0,8	+	0,01	+	0,01
4.	+	4,6	-	0,01	+	0,01	+	4,6
5.	+	4,2	+	0,4	-	0,4	+	4,2
6.	+	6,1	+	0,01	+	0,01	-	3,1
7.	-	6,1	-	0,01	+	0,01	+	3,1

В таблице II приведены парциальные ширины неупругого рассеяния и относительные знаки амплитуд $\gamma_{p'1'j'}$, позволяющие получить значение вероятности спин-флипа, близкое к экспериментальному (0,035). Из таблицы II видно, что основной вклад вносят ширины каналов $f7/2$ и $p1/2$, что дает следующие компоненты волновой функции состояния $3/2^-$ (0,52 Мэв) ядра ^{149}Sm :

$$\psi = \dots \alpha [f7/2 \times 2^+]_{3/2^-} + \beta [p1/2 \times 2^+]_{3/2^-} + \dots$$

Поступила в редакцию
4 августа 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. F.H. Schmidt, R. E. Brown, J. B. Gerhart, W. A. Kolasinski. Nucl. Phys., 52, 353 (1964).
2. W. E. Sweeney, Jr., J. L. Ellis. Nucl. Phys., A177, 161 (1971).

3. A. B. Kurepin, P. R. Christensen, N. Trautner. Nucl. Phys., A115, 471 (1968).
4. J. Raynald. Nuclear Theory course, Trieste, 1971.
5. А. Б. Курепин, Г. Шульц, X. И. Вюбке. Препринт ОИЯИ, P4-6039, Дубна, 1971 г.
6. Isospin in Nuclear Physics, editor D. H. Wilkinson, Amsterdam, 1969.
7. A. M. Lane, R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys., 30, 257 (1968).
8. G. Bassani, Y. Cassagnou, C. Levi, L. Papineau. Phys. Letts., 21, 442 (1966).
9. R. K. Jolly, C. F. Moore. Phys. Rev., 155, 1377 (1967).
10. E. Grosse, K. Melchior, H. Seitz, P. von Brentano. Nucl. Phys., A142, 345 (1970).