

## КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*А. В. Давыдов, И. М. Народецкий*

Существующие методы определения магнитных моментов (м.м.) короткоживущих ядерных состояний основаны на изучении взаимодействия м.м. с магнитным полем [1]. Прецессия спина под влиянием взаимодействия м.м. с магнитным полем приводит либо к возмущению  $\gamma$ -корреляции<sup>1)</sup>, либо к зеемановскому расщеплению уровней возбужденного ядра. Последнее наблюдается в ряде случаев с помощью эффекта Мессбауэра.

Общим недостатком этих методов является то, что они применимы лишь для ядер с достаточно большим временем жизни. Действительно, измеряемый эффект в любом случае пропорционален  $\omega_L \tau$ , где  $\omega_L = (\mu^* / J_f) H^2$  — ларморова частота прецессии,  $\mu^*$ ,  $J_f$  и  $\tau$ , соответственно, м.м., спин и время жизни возбужденного уровня. Современные лабораторные поля, включая и внутренние поля, действующие на ядра в ферро- и парамагнетике, по порядку величины не превосходят

<sup>1)</sup> При этом возможен также случай резонансного рассеяния  $\gamma$ -кванта.

<sup>2)</sup> Здесь и далее  $\hbar = c = 1$ .

$H \sim 10^5 + 10^7$  э, поэтому измерение м.м. возможно лишь для уровней с  $\tau \gtrsim 10^{-11}$  сек. Кроме того, для определения м.м. необходимо знать время жизни ядерного уровня, измерение которого часто затруднительно.

В настоящей статье рассмотрен возможный способ определения м.м., основанный на кулоновском возбуждении ядер поляризованными частицами. В этом случае используется магнитное поле заряженной частицы, значительно превосходящее по величине лабораторные поля, а весь процесс происходит за время полета частицы мимо ядра, т. е. за ядерное время  $10^{-22}$  сек. Поэтому рассматриваемый эффект не зависит от времени жизни ядра в возбужденном состоянии.

Магнитное поле определяется, во-первых, орбитальным движением:

$H_{\text{орб}} \sim Z_p e v / a^2$ , где  $Z_p$  – заряд частицы в единицах  $e$ ,  $v$  – ее скорость,  $2a$  – расстояние наименьшего сближения при лобовом соударении, а во-вторых, ее магнитным моментом:  $H_{\text{М.М.}} \sim \mu_p / a^3$ . В экспериментах по кулоновскому возбуждению оба эти поля сравнимы по величине. Следует иметь в виду, однако, что вклад М1-переходов в несферических ядрах весьма мал и составляет  $\lesssim 10^{-2}$  от E2-переходов [2]. Экспериментальные ошибки в определении квадрупольных моментов составляют  $\sim 20 - 50\%$ . Поэтому вклад  $H_{\text{орб}}$  практически невозможно выделить, изучая сечение кулоновского возбуждения или угловую корреляцию  $\gamma$ -квантов. Вклад  $H_{\text{М.М.}}$  выделить легче, так как он меняет знак при изменении поляризации налетающей частицы. Разность  $\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}$ , где  $\sigma_{\uparrow}$  ( $\sigma_{\downarrow}$ ) – сечение кулоновского возбуждения для спина, направленного параллельно (антипараллельно) нормали к плоскости реакции

$$p = \frac{\hat{p}_f \times \hat{p}_i}{|\hat{p}_f \times \hat{p}_i|} \quad (\hat{p}_f, \hat{p}_i - \text{единичные векторы вдоль конечного и на-}$$

чального импульса частицы), определяется м.м. возбужденного состояния. Порядок величины эффекта равен  $(\alpha / v |f_f|)(\chi_p / a)^2$ , где  $\alpha = 1/137$ ,  $\chi_p$  – комптоновская длина волн частицы. Ниже приведены количественные оценки на основе классической теории [3] кулоновского возбуждения<sup>1)</sup>.

Рассмотрим простейшую ситуацию, когда недиагональные переходы в ядре есть чистые E2-переходы, а диагональные переходы могут быть как типа E2, так и типа M1. Легко видеть, что разность  $\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}$  определяется в этом случае только одним известным параметром – диагональным матричным элементом M1-переход в конечном состоянии ядра  $\langle J_f || M1 || J_f \rangle$ ? Измеряя эту разность (или лево-правую асимметрию при рассеянии) можно экспериментально определить м.м.

<sup>1)</sup> Имея в виду получение оценочных результатов, мы пренебрегаем потерей энергии падающей частицы и считаем, что направление ее спина сохраняется в процессе возбуждения.

<sup>2)</sup> В общем случае E2 и M1-недиагональных переходов выражение (1) для асимметрии содержит поправки, обусловленные магнитным моментом основного состояния и матричными элементами недиагональных M1-переходов.

возбужденного состояния. Мы параметризуем матричный элемент следующим образом:  $\langle J_f || M1 || J_f \rangle = \sqrt{\frac{45}{8\pi}} \frac{e\mu^* \chi^1}{2}$ , где  $\chi = 1/m$  – комптоновская длина волны протона. Положим также  $\mu_p = e\mu(\chi/2)$ .

Используя стандартные методы для переходов  $J_i = 0^+ \rightarrow J_f = 2^+$ , получим с точностью до членов  $\sim \alpha$

$$A = \frac{\sigma_f - \sigma_f}{1/2(\sigma_f + \sigma_f)} - K \frac{f(\theta, \xi)}{\xi}, \quad K = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{15}{8}} \mu \mu^* \frac{A_p (1 + A_p/A_{Я})^{-1}}{Z_p Z_{Я}} \frac{\omega}{m}, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол рассеяния,  $\xi = \frac{\alpha Z_p Z_{Я} \omega / v^3}{A_p (1 + A_p/A_{Я})^{-1}}$ ,  $Z_p, A_p; Z_{Я}, A_{Я}$  –

заряд и масса (в единицах массы нуклона  $m$ ) соответственно частицы и ядра мишени,  $\omega = E_f - E_i$  – энергия возбуждения, а функция  $f(\theta, \xi)$  выражается через классические орбитальные интегралы  $J_{\lambda\mu}(\theta, \xi)$ , табулированные в [4]:

$$f(\theta, \xi) = - \frac{1}{\sqrt{30}} \left\{ \sum_{\mu=\pm 2} \mu Y_{2\mu}^2\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) J_{2\mu}(\theta, \xi) P \times \right. \quad (2)$$

$$\left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2\mu}(\theta, \xi + \xi') J_{20}(\theta, -\xi') d\xi'}{\xi'} \right\} \left\{ \sum_{\mu=0, \pm 2} Y_{2\mu}^2\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) J_{2\mu}^2(\theta, \xi) \right\}^{-1}.$$

При выводе формул (1), (2) использовано выражение для вероятности магнитного перехода [см. [4], формула (2.A.42)], где нужно положить:

$$S_{M\lambda, \mu} = \left[ -v \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} + (\vec{\mu}_p \cdot \mathbf{n}) \frac{\lambda}{Z_p e a} \right] \frac{1}{v a^{\lambda+1}} Y_{\lambda+1, \mu}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \times \quad (3)$$

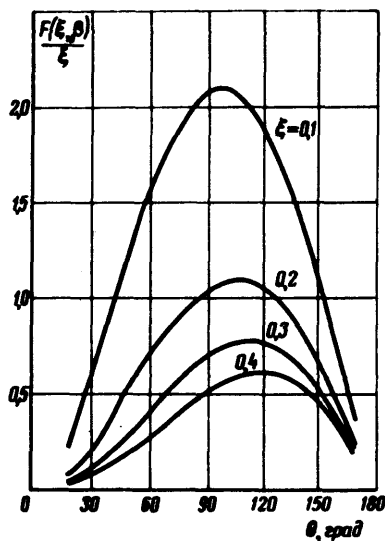
$$\times J_{\lambda+1, \mu}(\theta, \xi).$$

В (3) первый член в квадратных скобках описывает вклад орбитального движения частицы [5], а второй – вклад ее магнитного момента.

1) В соответствии с определением:

$$\frac{e}{2m} \mu^* = \left( \frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{\langle I_f I_f | 0 | I_f I_f \rangle}{\sqrt{2I_f + 1}} \langle I_f || M1 || J_f \rangle.$$

Выражение (3) справедливо в том случае, когда м.м. частицы параллелен (антипараллелен) нормали к плоскости реакции, при этом  $\vec{\mu}_p \cdot \mathbf{n} = \pm \mu_p$ . Знак (-) в (1) заранее очевиден, так как при  $\vec{\mu}_p \cdot \mathbf{n} = +\mu_p$  ( $-\mu_p$ ) магнитное поле на ядре, создаваемое м.м. частицы антипараллельно (параллельно) магнитному полю, обусловленному ее орбитальным движением.



Функция  $f(\theta, \xi)$  имеет максимум при  $\theta = 90 + 120^\circ$  и монотонно спадает с ростом  $\xi$ . Графики функции  $f(\theta, \xi)$  для  $\xi = 0,1 + 0,4$  приведены на рисунке. Из формулы (1) следует, что величина рассматриваемого эффекта определяется, в основном, зарядом ядра:  $K \sim 1/Z_{\text{я}}$ . Так как в экспериментах по кулоновскому возбуждению  $\omega/m \sim 10^{-3}$ , то максимальная величина эффекта равна  $A_{\text{max}} \sim 0,5 \cdot 10^{-4}$  для ядер в районе цинка.

Величина сечения кулоновского возбуждения  $d\sigma_{\text{кул}}/d\theta$  при прочих равных условиях возрастает с увеличением энергии частицы  $E_p$  и уменьшением заряда ядра. Однако, при больших  $E_p$  и малых  $Z_p$  частицы могут проникать внутрь ядра, и интерпретация результатов сильно усложняется из-за необходимости учета эффектов сильного взаимодействия, асимметрия в котором может достигать десятков процентов.

Оценивая сечение образования составного ядра по формуле  $\frac{d\sigma_{\text{яд}}}{d\theta} \sim \left(\frac{1}{4}\right) P R^2$ ,

где  $P$  – проницаемость кулоновского барьера,  $R = r_0 A_{\text{я}}^{1/3} + R_p$  ( $r_0 = 1,4 \text{ ф}$ ), можно получить ограничения снизу для величин  $Z_p Z_{\text{я}}$ ,  $Z_p Z_{\text{я}}/E_p$  в эксперименте. Следует, однако, иметь в виду, что эти ограничения могут быть сильно завышены, из-за того, что распад составного ядра по каналам неупругого рассеяния менее вероятен чем распад по всем другим каналам.

В таблице приведены величины асимметрии  $A$  для случая поляризованных ядер  ${}^7_3\text{Li}$ ,  ${}^{17}_8\text{O}$  при рассеянии на угол, соответствующий максимальному значению  $f(\theta, \xi)/\xi$ , а также сечения кулоновского возбуждения  $d\sigma_{\text{кул}}(E2)/d\Omega$  и сечения образования составного ядра  $d\sigma_{\text{яд}}/d\Omega$ .

частица	ядро	$\omega$ , Мэв	$E_p$ , Мэв	$\xi$	$A/\mu^*$	$\frac{d\sigma_{\text{кул}}}{d\Omega}$ ,	$\frac{d\sigma_{\text{яд}}}{d\Omega}$ ,
						см <sup>2</sup> /стер	см <sup>2</sup> /стер
${}^7_3\text{Li}$	${}^{148}_{62}\text{Sm}$	0,551	15	0,4	$2 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-27}$	$0,7 \cdot 10^{-33}$
${}^{17}_8\text{O}$	${}^{64}_{30}\text{Zn}$	0,980	25	0,6	$3,7 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-27}$	$2,5 \cdot 10^{-33}$

Авторы выражают признательность Л.М.Вороной за вычисление интегралов на ЭВМ.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
13 мая 1972 г.

#### Литература

- [ 1 ] Л.Гродзинс. (Ann. Rev. of Nucl. Sci., 18, 291, 1968. (русский перевод: УФН, 103, 37, 1971).
- [ 2 ] I. de Boer, I. Eichler in Advances in Nuclear Physics, 1, edited by M. Baranger, E. Vogt. Plenum Press, New York, 1968, p. 1.
- [ 3 ] К.А.Тер-Мартirosян. ЖЭТФ, 22, 284, 1952.
- [ 4 ] К. Alder, A. Bohr, T. Huus et al. Rev. Mod. Phys., 28, 432, 1956 (русский перевод в сб. "Деформация атомных ядер" М., ИИЛ, 1958, стр. 9).
- [ 5 ] M. Jean, J. Prentki. Compt. Rend., 238, 2290, 1954.