

## О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ

О. П. Сушков, В. В. Фламбаум

Показано, что  $P$ -нечетные эффекты во взаимодействии нейтрона с ядром значительно усилены вблизи  $p$ -волновых компаунд-резонансов. Относительная величина нарушения четности  $\sim 10^{-2}$ .

В данной работе обсуждаются возможные эксперименты по изучению нарушения четности при взаимодействии нейтрона с ядром. Рассмотрены следующие эффекты: 1) поворот спина поперечно поляризованного нейтрона вокруг направления его движения. Угол поворота на длине свободного пробега  $\psi \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ ; 2) возникновение продольной поляризации у неполяризованного пучка нейтронов. Степень поляризации на длине свободного пробега  $a \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ ; 3) поляризация  $\gamma$ -квантов в реакции  $(n, \gamma)$  (нейтрон не поляризован). Степень поляризации  $P_\gamma \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ . Подчеркнем, что здесь речь идет о корреляции  $s_\gamma p_n$ , а не об обычно измеряемой корреляции  $s_\gamma p_\gamma$ .

Эксперимент по наблюдению поворота спина нейтронов при прохождении их через вещество впервые был предложен в работе [1], а затем в [2]. В этих работах обсуждается нерезонансное рассеяние нейтронов. При этом на длине свободного пробега  $\psi \sim 10^{-6} + 10^{-8}$  рад,  $a \sim \sim 10^{-8} \sqrt{E_p V}$ . В статье [3] (см. также [4, 5]) было замечено, что эффект усилен вблизи одночастичного  $p$ -волнового резонанса. Согласно [5] на крыле резонанса  $\psi \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$  рад,  $a \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$  на длине свободного пробега. Во всех упомянутых работах речь шла об эффекте, обусловленном взаимодействием нейтрона с  $P$ -нечетным потенциалом ядра, т. е. ядро рассматривалось как частица, не имеющая внутренних степеней свободы.

В настоящей работе показано, что другой механизм, связанный с виртуальным возбуждением ядра, приводит к существенно большей величине обсуждаемых эффектов. Для простоты будем считать начальное ядро бесспиновым. Рассмотрим захват нейтрона в  $p_{1/2}$ -резонанс. После захвата ядро переходит в некоторое компаунд-состояние с квантовыми числами  $| \frac{1}{2}^- \rangle$ . На самом деле из-за слабого взаимодействия между нуклонами это состояние является суперпозицией уровней разной четности:

$$| \frac{1}{2}^- \rangle + i\alpha | \frac{1}{2}^+ \rangle. \quad (1)$$

Благодаря динамическому усилению коэффициента смешивания, связанному с высокой плотностью уровней в компаунд-ядре,  $\alpha \sim 10^{-4}$  [6 — 8] (см. также [9]). Захват в состояние (1) происходит как из  $p_{1/2}$ , так и из  $s_{1/2}$ -состояния нейтрона. За счет интерференции амплитуд разной четнос-

ти коэффициенты преломления нейтронов со спиральностями  $\pm 1$  отличаются:

$$n_{\pm} = n_0 - \frac{\pi N \Gamma_p(k)}{k^3} (1 \pm P) \frac{1}{E - E_p + i\Gamma/2},$$

$$P = 2a \sqrt{\Gamma_s(k) / \Gamma_p(k)} \cos(\phi_s - \phi_p) \sim a/kR. \quad (2)$$

Здесь  $R$  — радиус ядра,  $\Gamma_p(k)$  и  $\Gamma_s(k)$  — нейтронные ширины состояний  $\frac{1}{2}^-$  и  $\frac{1}{2}^+$ , пересчитанные к энергии налетающего нейтрона ( $\Gamma_p(k) = \Gamma_p(k/k_p)^3$ ,  $\Gamma_s(k) = \Gamma_s k/k_s$ ;  $k_p$  и  $k_s$  — импульсы, соответствующие резонансам);  $\phi_p$  и  $\phi_s$  — соответствующие фазы захвата (в борновском приближении  $\cos(\phi_s - \phi_p) = \pm 1$ ),  $N$  — плотность атомов мишени,  $n_0$  — нерезонансная часть коэффициента преломления,  $\Gamma$  — полная ширина  $p$ -резонанса. Мы не учитываем доплеровское уширение линии. Это справедливо для охлажденной мишени. При комнатной температуре уширение в два — три раза превышает  $\Gamma$  и примерно во столько же раз уменьшает эффект. Угол поворота спина нейтрона  $\psi$  и степень продольной поляризации  $a$  несложно выразить через  $n_{\pm}$ :

$$\psi = kl \operatorname{Re}(n_+ - n_-), \quad a = -kl \operatorname{Im}(n_+ - n_-). \quad (3)$$

Длина пути  $l$  не может заметно превышать длину свободного пробега нейтронов  $l_0 = 1/k \operatorname{Im}(n_+ + n_-) \sim 1 \div 2$  см. Численные оценки (при  $l = l_0$ ) для четырех нижних резонансов  $^{238}\text{U}$  [10, 11] в предположении, что у всех этих резонансов  $J = \frac{1}{2}$ , приведены в таблице. Сечения в пиках даны без учета подложки  $\sigma_0 = 10$  бн. Конечно, оценки сделаны лишь по порядку величины, и поэтому приведенные в таблице значащие цифры для  $P$ ,  $a$ ,  $\psi$  имеют некоторый смысл лишь при сравнении их между собой.

$E, \text{эВ}$	$\sigma_{\text{пик}}, \text{бн}$	$P$	$-a(E_p)$	$\psi(E_p + \Gamma/2) - \psi(E_p - \Gamma/2)$
4,41	2,6	0,04	0,008	0,009
10,25	15,8	0,01	0,007	0,011
11,32	3,3	0,03	0,006	0,008
16,30	0,3	0,07	0,002	0,002

В принципе, возможны эксперименты и с тепловыми нейтронами. Обычно резонансы расположены на расстоянии  $\Delta E \sim 1 \div 10$  эВ от тепловой области, а  $\Gamma \sim 0,03$  эВ. Тогда для тепловых нейтронов  $\psi \sim 10^{-2} \Gamma / 2\Delta E \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ ,  $a \sim 10^{-2} (\Gamma / 2\Delta E)^2 \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ .

Помимо экспериментов, связанных с измерением поляризации нейтрона, имеется и другая возможность — измерение поляризации  $\gamma$ -квантов в реакции  $(n, \gamma)$  при захвате неполяризованных нейтронов в  $p\frac{1}{2}$ -резонанс. Действительно, благодаря различию сечений  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$ , промежуточное компаунд-ядро оказывается продольно поляризованным. При распаде

эта поляризация передается  $\gamma$ -кванту. Таким образом, речь идет о корреляции  $s_\gamma p_n$ , т. е. степень циркулярной поляризации  $P_\gamma \sim \cos\theta$  и имеет разный знак для фотонов, вылетающих по и против импульса нейтрона. По величине  $P_\gamma \sim P \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ . Например, для перехода  $J_i = \frac{1}{2} \rightarrow J_f = \frac{1}{2}$   $P_\gamma = P$ . Аналогичный эффект, конечно существует и в одночастичных  $p$ -волновых резонансах, но там динамического усиления нет и  $P_\gamma$  в  $10^3$  раз меньше.

В заключение подчеркнем, что большая величина эффектов, рассмотренных в данной работе, связана с двумя обстоятельствами. Во-первых, с кинематическим усилением, обусловленным тем, что примесная  $s$ -амплитуда в  $1/kR$  раз больше, чем основная  $p$ -амплитуда. Во-вторых, с динамическим усилением  $P$ -нечетного смешивания в компаунд-ядре.

Авторы благодарны И.Б.Хриповичу за стимулирующие обсуждения и интерес к работе.

Институт ядерной физики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
23 мая 1980г.

## Литература

- [1] F.C.Michel. Phys. Rev.. 329B, 133, 1964.
- [2] L.Stodolsky. Phys. Lett.. 50B, 352, 1974.
- [3] M.Forte. ILL Research proposal 03-03-002, 1976.
- [4] G.Karl. D.Tadic. Phys. Rev.. 16C. 1726, 1977.
- [5] M.Forte. Inst. Phys. Conf. Ser., 1978, No 42, Chapter 2, p. 86.
- [6] R. Haas, L.B.Leipuner, R.K.Adair. Phys. Rev., 116, 1221, 1959.
- [7] R.J.Blin-Stoyle. Phys. Rev. 120, 181, 1960.
- [8] И.С.Шапиро. УФН, 95, 647, 1968.
- [9] О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ 80-18, 1980.
- [10] D.J.Hughes, R.B.Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Ed., 1958.
- [11] L.M.Bollinger, G.F.Thomas. Phys. Rev. 171, 1293, 1968.