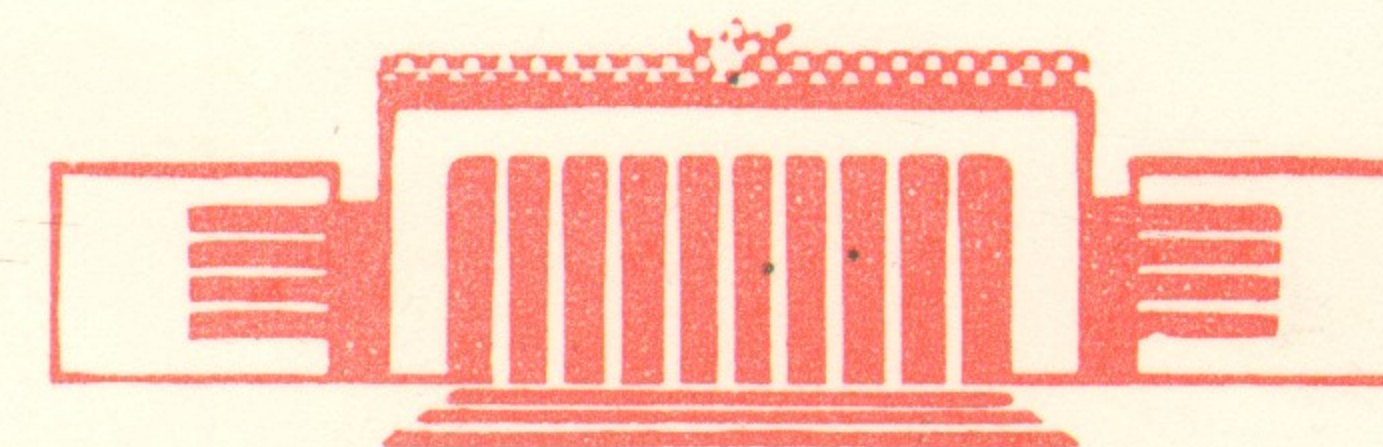


СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 51  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

**О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ  
НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЁТНОСТИ  
В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ**

ПРЕПРИНТ 80-148



Новосибирск

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕСОХРАНЕНИЯ  
ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

А Н Н О Т А Ц И Я

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

## О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

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 нейтрона составляет  $\psi \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  рад вблизи  $P_{1/2}$ -резонанса и  $\psi \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$  для тепловых нейтронов.

2. Возникновение продольной поляризации у неполяризованного пучка нейтронов. Степень поляризации на длине свободного пробега  $a \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  вблизи  $P_{1/2}$ -резонанса.

3. Поляризация  $\gamma$ -квантов в реакции  $(n, \gamma)$  (нейтрон не поляризован). Степень поляризации  $P_\gamma \sim 10^{-1} \div 10^2$  вблизи  $P_{1/2}$ -резонанса. Подчеркнем, что здесь речь идет о корреляции  $\vec{s}_\gamma \vec{p}_n$ , а не об обычно измеряемой корреляции  $\vec{s}_\gamma \vec{p}_\gamma$ .

Эксперимент по наблюдению поворота спина нейтронов при прохождении их через вещество, по-видимому, впервые был предложен в работе /1/, а затем в /2/. В этих работах обсуждается нерезонансное рассеяние нейтронов. При этом на длине свободного пробега  $\psi \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$  рад, а  $a \sim 10^{-8} \sqrt{E_{\text{эВ}}}$ . В статье /3/ (см. также /4-5/) было замечено, что эффект усилен вблизи одночастичного  $D$ -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 /1-5/ эффект возникал за счет взаимодействия нейтрона с  $D$ -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 су-

ществено 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  $J^P = |1/2^- \rangle$ . На самом деле из-за слабого взаимодействия между нуклонами это состояние является суперпозицией уровней разной четности:

$$|1/2^- \rangle + i\alpha |1/2^+ \rangle \quad (1)$$

Коэффициент смешивания чисто мнимый в силу  $T$ -инвариантности слабого взаимодействия. Для одночастичных уровней коэффициент смешивания  $\sim G m_T^2 = 2 \cdot 10^{-7}$ . В компаунд-ядре благодаря высокой плотности уровней смешивание динамически усилено в  $\sqrt{\omega/D}$  раз /6-8/ (см. также /9/), где  $\omega \sim 1$  МэВ - расстояние между одночастичными уровнями,  $D$  - расстояние между уровнями компаунд-ядра. Для тяжелых ядер  $D \sim 1-10$  эВ, так что  $\alpha \sim G m_T^2 \sqrt{\omega/D} \sim 10^{-4}$ .

Захват в состояние (1) происходит как из  $P_{1/2}$ , так и из  $S_{1/2}$ -состояния нейтрона, причем мнимая единица в (1) как раз компенсируется разностью фаз свободного движения  $P$  и  $S$ -волн. За счет интерференции амплитуд разной четности сечения поглощения нейтронов со спиральностями  $\pm 1$  несколько отличаются.

$$\sigma_{\pm} = \sigma(1 \pm P), \quad P = 2\alpha \sqrt{\frac{\Gamma_s(k)}{\Gamma_p(k)}} \cos(\psi_s - \psi_p) \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma_p(k)$  и  $\Gamma_s(k)$  - нейтронные ширины состояний  $|1/2^- \rangle$  и  $|1/2^+ \rangle$ , 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);  $\psi_p$  и  $\psi_s$  - соответствующие фазы захвата (в борновском приближении  $\cos(\psi_s - \psi_p) = \pm 1$ ). Величина  $P$  является, фактически, степенью продольной поляризации нейтронов, испускаемых неполяризованным ядром. При низких энергиях

$$\sqrt{\Gamma_s/\Gamma_p} \sim 1/kR \quad (R - \text{радиус ядра}). \text{ Для энергии } E = 1-10 \text{ эВ, } 1/kR \sim (2-6) \cdot 10^2 \text{ и } P \sim 10^{-1}-10^{-2}.$$

Учитывая, что  $\sigma$  в формуле (2) имеет обычный

Брейт-Вигнеровский вид, нетрудно перейти от сечения поглощения к показателю преломления

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

$N$  - 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 и  $E = 10$  эВ уширение в 2-3 раза превышает  $\Gamma$  и примерно во столько же раз уменьшает эффект. Угол поворота спина нейтрона  $\psi$  и степень продольной поляризации  $a$  несложно выразить через  $n_{\pm}$ :

$$\psi = \kappa \{ \text{Re}(n_+ - n_-) \} \quad (4)$$

$$a = -\kappa \{ \text{Im}(n_+ - n_-) \}$$

Графики  $\psi(E)$  и  $a(E)$  вблизи  $P$ -волнового резонанса приведены на рис.1а,б. Длина пути  $l$  не может заметно превышать длину свободного пробега нейтронов  $l_0 = 1/k \text{Im}(n_+ + n_-) \sim 1-2$  см. Поэтому численные оценки мы приведем для  $l = l_0$ . Величина эффекта для всех тяжелых ядер примерно одинакова. В таблице приведены численные оценки величин:  $P$ ,  $a(E_p)$ ,  $\Delta\psi = \psi(E_p - \Gamma/2) - \psi(E_p + \Gamma/2)$  для четырех нижних  $P$ -волновых резонансов  $^{238}\text{U}$  в предположении, что у всех этих резонансов  $J = 1/2$ . Ориентируясь на имеющиеся экспериментальные данные /10/, мы положили  $\Gamma = 0,03$  эВ,  $\Gamma_s = 1,8 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E}$  эВ,  $\alpha = 10^{-4}$ . Нейтронные ширины  $\Gamma_p$  взяты из работы /11/. Резонансные сечения в пиках  $\sigma_{\text{пик}}$  приведены без учета подложки, соответствующей упругому рассеянию. Для нее взято значение  $\sigma_0 = 1,0$  барн. Конечно, оценки эффектов 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.

$E$ (эВ)	$\sigma_{лик}$ (барн)	$P$	$-a$	$\Delta\psi$
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

Обсуждаемые в данной статье эффекты имеют острую зависимость от энергии нейтронов. Характерный масштаб этой зависимости  $\sim \Gamma \sim 0.03$  эВ, что и определяет необходимую монохроматичность пучка нейтронов. Для немонохроматического пучка  $\psi$  и  $a$  будут обратно пропорциональны разбросу нейтронов по энергии.

В принципе, возможны эксперименты и с тепловыми нейтронами. Если в тепловой области имеется  $P_{1/2}$ -резонанс, то оценка  $\psi \sim a \sim 10^{-2}$  справедлива и здесь. Если же  $P_{1/2}$ -резонанс имеет энергию  $E = 1 \div 10$  эВ, то для тепловых нейтронов связанный с ним эффект

$\psi \sim 10^{-2} \Gamma/2E \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ ,  $a \sim 10^{-2} (\Gamma/2E)^2 \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ . Для тепловых нейтронов такой же по величине эффект может быть вызван  $S$ -резонансом с

$E = 1 \div 10$  эВ. Действительно, в самом  $S$ -резонансе эффект мал ( $\psi \sim a \sim 10^{-6}$ ) из-за малой длины пробега. Однако, на крыле резонанса, где длина пробега определяется упругой подложкой, этого подавления нет. Заметим наконец, что доплеровское уширение на величину эффекта в тепловой области не влияет.

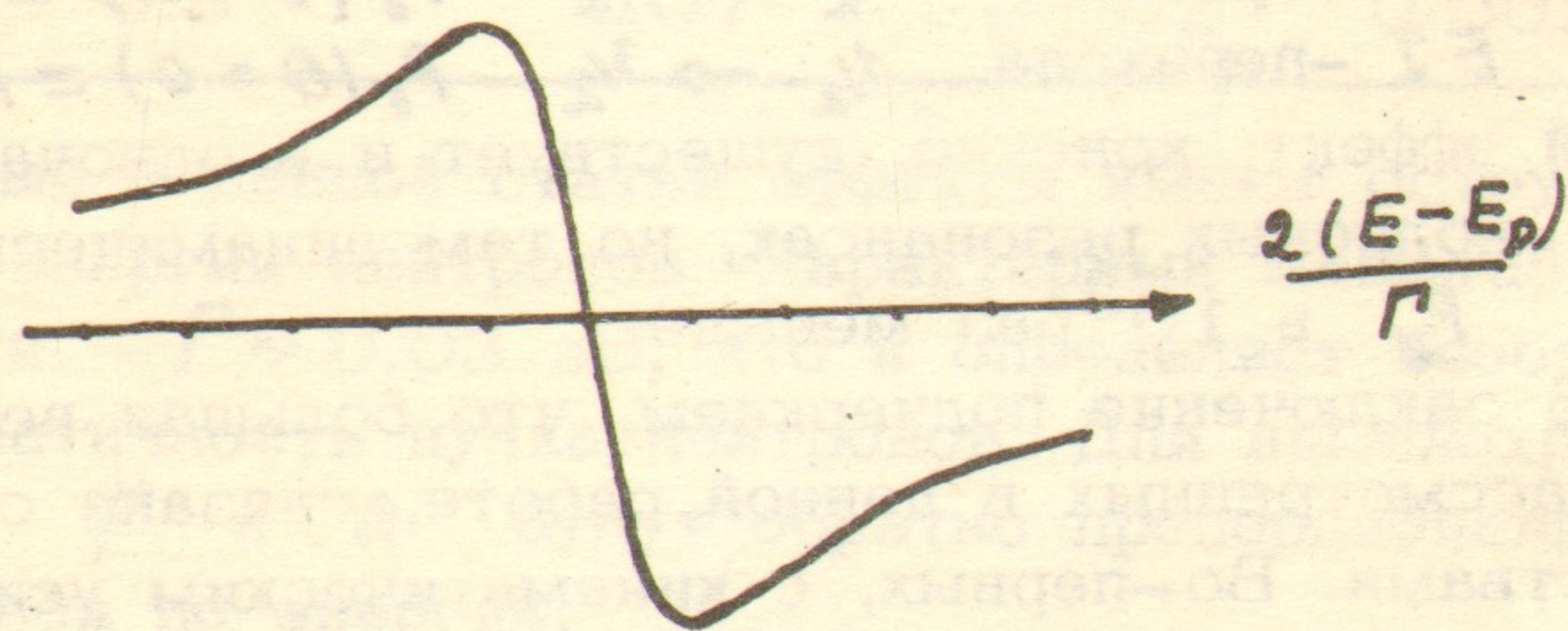
Помимо экспериментов, связанных с измерением поляризации нейтрона, имеется и другая возможность — измерение поляризации  $\gamma$ -квантов в реакции ( $n, \gamma$ ) при захвате неполяризованных нейтронов в  $P_{1/2}$ -резонанс. Действительно, благодаря различию сечений  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$ , промежуточное компаунд-ядро оказывается продольно поляризованным, причем степень поляризации равна  $P$ . При распаде эта поляризация передается  $\gamma$ -кванту. Таким образом, речь идет о корреляции  $S_\gamma P_n$ , т.е. степень циркулярной

поляризации  $P_\gamma \sim \cos\theta$  ( $\theta$  — угол между импульсами фотона и нейтрона) и имеет разный знак для фотонов, вылетающих по и против импульса нейтрона. Это обстоятельство может оказаться важным с экспериментальной точки зрения. По величине  $P_\gamma \sim P \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ . Например для перехода  $J_i = 1/2 \rightarrow J_f = 1/2$   $P_\gamma(\theta=0) = P$ , для  $E1$  или  $M1$ -перехода  $1/2 \rightarrow 3/2$   $P_\gamma(\theta=0) = -P/2$  для  $E2$ -перехода  $1/2 \rightarrow 3/2$   $P_\gamma(\theta=0) = P/2$ . Аналогичный эффект, конечно, существует и в одночастичных

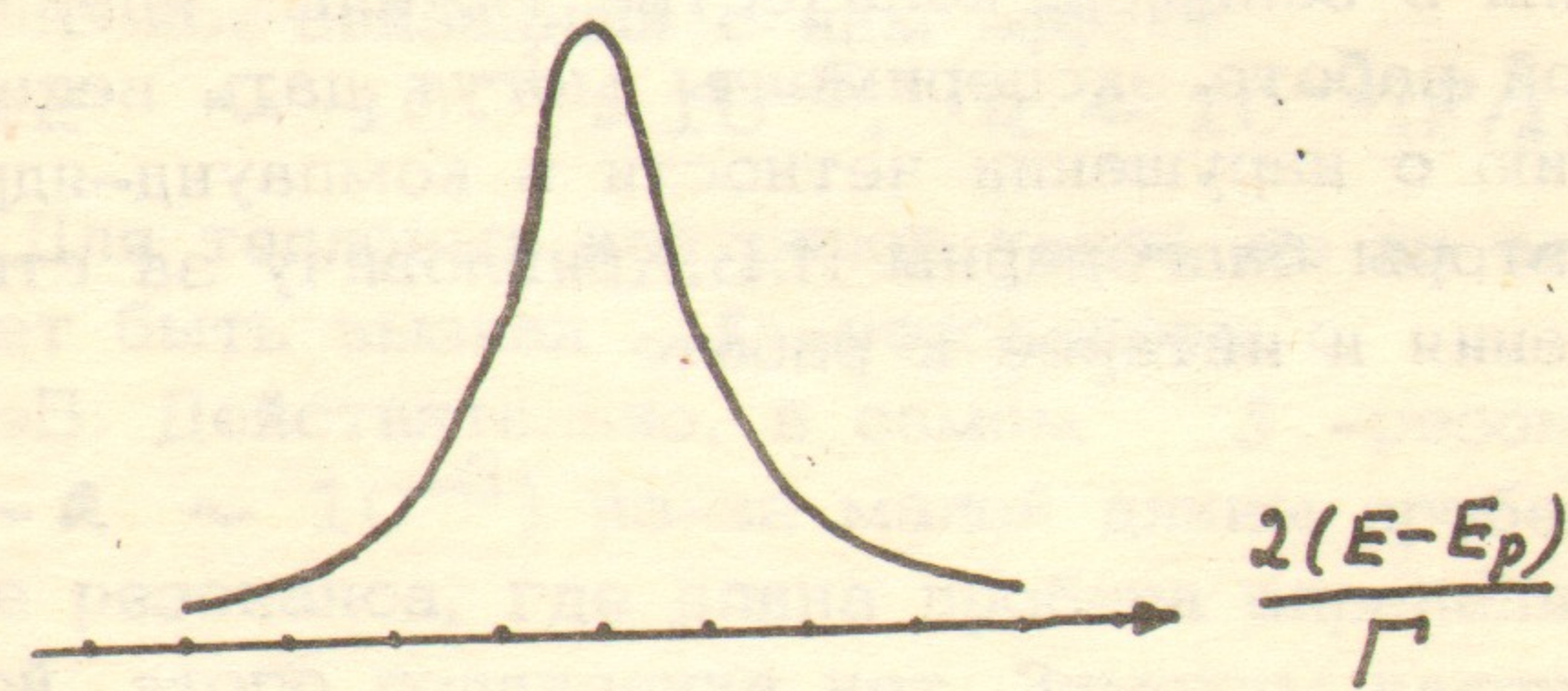
$P$ -волновых резонансах, но там динамического усиления нет и  $P_\gamma$  в  $10^3$  раз меньше.

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. Так как низколежащие  $P$ -волновые резонансы известны в большом количестве тяжелых ядер, обсуждаемые в данной работе эксперименты могут дать весьма полную информацию о нарушении четности в компаунд-ядре.

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



a



б

рис. 1

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.Huges, R.B.Schwartz. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Ed., 1958.
11. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. Phys. Rev., 171, 1293, 1968.