

О ВРАЩЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ-ЗА НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

И.С.Шлануро

Показано, что вследствие неупругих процессов, идущих с несохранением четности, спин нейтрона в однородной среде приобретает вращение в плоскости, содержащей волновой вектор. Изменение составляющей спина по импульсу дается однопараметрическим преобразованием Лоренца с быстротой, пропорциональной длине пути в веществе и величине, определяющей спиральный дихроизм.

Амплитуда рассеяния вперед нейтрона на бесспиновом ядре в случае несохранения четности имеет вид:

$$f = A + B\vec{\sigma}\mathbf{n}, \quad (1)$$

где $\vec{\sigma}$ — матрицы Паули, \mathbf{n} — единичный вектор, направленный по импульсу нейтрона. Несохраниение четности обуславливается наличием в (1) второго — спинового — слагаемого.

Поворот спина медленного нейтрона при когерентном рассеянии с несохранением четности был ранее рассмотрен в работах ¹, причем амплитуда B считалась вещественной. Это приводило к вращению спина только в плоскости, перпендикулярной \mathbf{n} (аналогично вращению линейной поляризации света в гиротропной среде). Недавние эксперименты ² обнаружили, однако, резонансный энергетический ход величины

$$\epsilon = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \quad (2)$$

характеризующий спиральный дихроизм (σ_{\pm} — полные сечения взаимодействия для нейтронов с разной спиральностью) ¹). Поскольку для медленных резонансных нейтронов (энергия — порядка 1 эВ) полное сечение определяется главным образом неупругими процессами, результаты, полученные в ² означают, что амплитуда B (так же, как и амплитуда A) имеет неисчезающую при малых энергиях мнимую часть ²). Именно, согласно соотношению унитарности (оптическая теорема)

$$\text{Im } B = \epsilon \text{Im } A \quad (3)$$

Будем считать, что распространение нейтронной волны в среде описывается показателем преломления

$$N = 1 + \frac{2\pi}{k^2} \rho f, \quad (4)$$

где k — волновое число, ρ — плотность рассеивателей. Тогда для спиновой волновой функ-

¹) Эти опыты выполнены с ядрами, спины которых не равны нулю. В данной статье, краткости ради, спин ядра-мишени полагается равным нулю, что не меняет существа дела.

²) Из экспериментов ³ с тепловыми нейтронами (энергия — 0,03 эВ) тоже следует, что $\text{Im } B \neq 0$.

ции нейтрона $|r\rangle$ в точке r справедлива формула:

$$|r\rangle = [\exp(ikNx)] |0\rangle. \quad (5)$$

Здесь

$$x = nr, \quad |0\rangle = |r=0\rangle, \quad \langle 0|0\rangle = 1. \quad (6)$$

Если при $r=0$ нейтроны поляризованы по направлению единичного вектора \vec{v} , то

$$\langle \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} \rangle_0 \equiv \langle 0 | \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} | 0 \rangle = \mathbf{n} \cdot \vec{v}. \quad (7)$$

Нашей целью является вычисление величины

$$\langle \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} \rangle_x = \langle r | \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} | r \rangle / \langle r | r \rangle; \quad (8)$$

Явный вид экспоненты в формуле (5) дается равенствами:

$$\exp(ikNx) = l(x)u(x)\exp(ikx) \quad (9)$$

$$\operatorname{Re} k = k \left(1 + \frac{2\pi}{k^2} \rho \operatorname{Re} A \right), \quad \operatorname{Im} k = \frac{2\pi}{k} \rho \operatorname{Im} A, \quad (10)$$

$$u(x) = \exp\left(\frac{i}{2} \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} \omega x\right), \quad \omega = \frac{4\pi}{k} \rho \operatorname{Re} B \quad (11)$$

$$l(x) = \exp\left(-\frac{1}{2} \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} \eta x\right), \quad \eta = \frac{4\pi}{k} \rho \operatorname{Im} B = 2\varepsilon \operatorname{Im} k \quad (12)$$

Присутствие в формуле (9) матрицы $u(x)$ приводит к вращению вектора спина вокруг \mathbf{n} на угол ωx . Матрица же $l(x)$ отвечает однопараметрическому преобразованию Лоренца для движения вдоль \mathbf{n} с быстротой ηx . Основываясь на этом, учитывая соотношения (6), (7) и замечая, что величины $\langle r | \vec{\sigma} | r \rangle, \langle r | r \rangle$ составляют 4-вектор, можем написать:

$$\langle \sigma \cdot \mathbf{n} \rangle_x = \frac{-v + nv}{1 - vn\vec{v}}, \quad v = \operatorname{th} \eta x. \quad (13)$$

Это и есть решение задачи. Из формул (12) и (13), в частности видно, что спиральный дихроизм приводит к вращению спина нейтрона именно в плоскости, содержащей волновой вектор, и с поворотом спина вокруг этого вектора непосредственно не связан. Для экспериментального определения $\operatorname{Im} B$ опыты по измерению величины $\langle \vec{\sigma} \cdot \mathbf{n} \rangle_x$ равнозначны. Для нахождения же $\operatorname{Re} B$ требуется выполнение экспериментов по малоугловому рассеянию поляризованных нейтронов, либо измерение когерентного угла поворота спина вокруг импульса. Любопытно, что для этой цели может быть, в принципе, использована нейтронная интерферометрия, поскольку (как следует из формул (5), (9) и (11)), повороту спина вокруг \mathbf{n} из-за несохранения четности отвечает такое же измерение фазы спинора, как и при прецессии спина нейтрона в магнитном поле (см. 4).

Автор благодарен В.П.Алфименкову, Л.Б.Пикельнеру и И.М.Франку за стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Stodolsky L. Phys Lett., 1980, 96B, 217; 1974, 50B, 352.
2. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 308; Препринт ОИЯИ №РЗ-81-79, Дубна, 1981.
3. Kolomensky E.A. et al. Nucl. Phys., Inst. Preprint №662, Leningrad, 1981.
4. Bonse U., Rauch H. Neutron Interferometry. Clarendon Press, Oxford, 1979.