

МНОГОЧАСТОТНАЯ ПРЕЦЕССИЯ СПИНА НЕЙТРОНА В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г.Барышевский

Показано, что спин нейтронов, пролетающих через немагнитный кристалл, помещенный в постоянное однородное поле прецессирует на нескольких частотах.

Пусть пучок нейтронов влетает в область занятую постоянным и однородным магнитным полем. По мере прохождения в глубь указанной области спин нейтрона будет поворачиваться на угол

$$\theta = \Omega \frac{l}{v} = \frac{2\mu H}{\hbar v} l, \quad (1)$$

где $\Omega = 2\mu H/\hbar v$ — частота ларморовской прецессии спина в магнитном поле напряженности H ; v — скорость нейтрона, l — путь пройденный частицей в магнитном поле; μ — магнитный момент нейтрона.

Поместим в магнитное поле немагнитный неполяризованный кристалл, например, кремний. На первый взгляд, так как такой кристалл никак не воздействует на спин нейтрона, характер вращения спина не изменится и угол поворота спина будет определяться той же формулой (1). Пусть кристалл установлен так, что нейтроны испытывают в нем дифракцию. Условие дифракции существенно зависит от длины волны падающих нейтронов. Вспомним теперь, что нейтроны при влете в магнитное поле испытывают эффект преломления. При этом показатель преломления нейтрона со спином направленным параллельно магнитному полю не равен показателю преломления нейтрона со спином направленным в противоположную сторону. В результате, магнитное поле может резко изменить эффект дифракции частицы в кристалле [1]. В частности, если, например, нейтрон со спином направленным по полю испытывает эффект дифракции, то нейтрон с противоположным направлением спина может находиться вне условий дифракции. В результате фазовые скорости нейтронов с разной ориентацией спина относительно магнитного поля резко отличаются, зависят от ориентации монокристалла и следует ожидать, что в условиях дифракции даже в немагнитном кристалле характер прецессии спина может резко измениться.

Согласно [2] система уравнений, описывающая динамическую дифракцию в произвольном магнитоупорядоченном кристалле с поляризованными ядрами имеет вид

$$\left(\frac{k^2}{k_0^2} - 1 \right) \phi(\mathbf{k}) - \sum_{\tau} \hat{g}(\vec{\tau}) \phi(\mathbf{k} - 2\pi\vec{\tau}) = 0, \quad (2)$$

$$\hat{g}(\vec{\tau}) = \frac{4\pi}{V k_0^2} \sum_j (\hat{f}_{j \text{ яд}}(\vec{\tau}) + \hat{f}_{j \text{ магн}}(\vec{\tau}) e^{-i 2\pi\vec{\tau} \cdot \mathbf{r}_j}) \quad (3)$$

При $\tau \neq 0$ амплитуда когерентного магнитного рассеяния имеет вид

$$\hat{f}_{j \text{ магн}}(\vec{\tau}) = -4\pi\mu \left[\frac{(\vec{\sigma}\vec{\tau})(\vec{\tau}\vec{\mu}_j)}{\tau^2} - \vec{\sigma}\vec{\mu}_j \right] F_j(\vec{\tau}) e^{-w_j(\vec{\tau})}. \quad (4)$$

При $\tau = 0$ магнитный вклад в $\hat{g}(0)$ имеет вид

$$\hat{g}_{\text{магн}}(0) = \frac{2m\mu}{\hbar^2 k_0^2} \vec{\sigma}\vec{\beta}, \quad (5)$$

где \mathbf{B} — макроскопическое магнитное поле мишени. В случае немагнитного неполяризованного кристалла, помещенного в постоянное магнитное поле \mathbf{H} структурные амплитуды (3) принимают вид

$$\hat{g}(0) = \frac{4\pi}{V k_0^2} \sum_j f_{j \text{ яд}}(0) + \frac{2m\mu}{\hbar^2 k_0^2} \vec{\sigma}\mathbf{H}, \quad (6)$$

$$\hat{g}(\vec{\tau}) = g(\vec{\tau}) = \frac{4\pi}{V k_0^2} \sum_j f_{j \text{ яд}}(\vec{\tau}) e^{-i2\pi\vec{\tau}\cdot\mathbf{r}_j}, \quad \tau \neq 0 \quad (7)$$

Выберем ось квантования параллельной направлению поля \mathbf{H} . В результате мы сведем операторную систему (2) к двум независимым системам уравнений для каждой компоненты спина нейтрона, параллельной (ϕ_+) и антипараллельной (ϕ_-) оси квантования:

$$\left(\frac{k^2}{k_0^2} - 1 \right) \phi_{\pm}(\mathbf{k}) - \sum_{\vec{\tau}} g_{\pm}(\vec{\tau}) \phi_{\pm}(\mathbf{k} - 2\pi\vec{\tau}) = 0, \quad (8)$$

$$g_{\pm}(0) = g_{\text{яд}}(0) \pm \frac{2m\mu}{\hbar^2 k_0^2} H; \quad g_{\pm}(\vec{\tau}) = g_{\text{яд}}(\vec{\tau}).$$

Решение (8) для волновой функции нейтрона на выходной поверхности кристалла приведено в [2]. При ее помощи непосредственно находим векторы поляризации нейтронов p_x и p_y , например, для дифрагировавшей волны (ось z системы координат направлена по оси квантования):

$$p_x = \frac{\beta^2}{4} \left| \frac{g_{\text{яд}}^2(\vec{\tau})}{(\epsilon_2^+ - \epsilon_1^+)(\epsilon_2^- - \epsilon_1^-)} \right| \times \\ \times \left\{ \cos \left(k_0 \operatorname{Re}(\epsilon_1^+ - \epsilon_1^-) \frac{l}{\gamma_0} + \delta \right) e^{-k_0 \operatorname{Im}(\epsilon_1^+ + \epsilon_1^-) \frac{l}{\gamma_0}} - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \cos \left(k_0 \operatorname{Re}(\epsilon_1^+ - \epsilon_2^-) \frac{l}{\gamma_0} + \delta \right) e^{-k_0 \operatorname{Im}(\epsilon_1^+ + \epsilon_2^-) \frac{l}{\gamma_0}} - \\
& - \cos \left(k_0 \operatorname{Re}(\epsilon_2^+ - \epsilon_1^-) \frac{l}{\gamma_0} + \delta \right) e^{-k_0 \operatorname{Im}(\epsilon_2^+ + \epsilon_1^-) \frac{l}{\gamma_0}} + \\
& + \cos \left(k_0 \operatorname{Re}(\epsilon_2^+ - \epsilon_2^-) \frac{l}{\gamma_0} + \delta \right) e^{-k_0 \operatorname{Im}(\epsilon_2^+ + \epsilon_2^-) \frac{l}{\gamma_0}} \left. \right\}, \tag{9}
\end{aligned}$$

p_y получается заменой \cos на $-\sin$.
Входящие в (9) разности величин ϵ имеют вид

$$\begin{aligned}
\epsilon_1^+ - \epsilon_1^- &= \frac{m\mu}{\hbar^2 k_0^2} H(1 + \beta) + \frac{1}{4} (A_+ - A_-), \\
\epsilon_1^+ - \epsilon_2^- &= \frac{m\mu}{\hbar^2 k_0^2} H(1 + \beta) + \frac{1}{4} (A_+ + A_-), \\
\epsilon_2^+ - \epsilon_1^- &= \frac{m\mu}{\hbar^2 k_0^2} H(1 + \beta) - \frac{1}{4} (A_+ + A_-), \\
\epsilon_2^+ - \epsilon_2^- &= \frac{m\mu}{\hbar^2 k_0^2} H(1 + \beta) - \frac{1}{4} (A_+ - A_-), \tag{10}
\end{aligned}$$

$$A_{\pm} = \{ [g_{\pm}(0)(1 - \beta) + \beta\alpha]^2 + 4\beta g(\vec{\tau}) g(-\vec{\tau}) \}^{1/2}.$$

В симметричном случае Лауэ, когда $\beta = 1$, величины A_+ и A_- равны. При этом вектор поляризации нейтрона испытывает биения с изменением H на одной частоте, определяемой ларморовской частотой прецессии спина в магнитном поле, т. е. при изменении H угол поворота спина изменяется по закону (1).

Если же мы имеем дело с несимметричной дифракцией Лауэ ($\beta \neq 1$), то ситуация резко изменяется. В этом случае $A_+ \neq A_-$ и с изменением H вектор поляризации нейтронов испытывает биения на четырех разных частотах. Из (9), (10) вытекает, что при относительно небольших магнитных полях напряженностью $10^3 + 10^4$ Гс эффект многочастотной прецессии должен отчетливо наблюдаться даже для толщин кристаллов порядка $10^{-3} + 10^{-2}$ см.

Заметим в заключение, что в рассматриваемом случае от H зависят и мнимые части $\epsilon_{1,2}^+$. Иными словами даже при дифракции в немагнитном кристалле магнитное поле резко изменяет эффект аномального прохождения нейтронов через кристалл, т. е. резко изменяет

темп вызываемых нейтронами ядерных реакций.

Белорусский
государственный университет
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
24 ноября 1980 г.

Литература

- [1] В.Г.Барышевский. ДАН БССР, 23, 438, 1979.
[2] В.Г.Барышевский. ЖЭТФ, 70, 430, 1976.
-