ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3158

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц,
М.И. Подгорецкий

# НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

Р4 - 3158

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц,
М.И. Подгорецкий

# НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

Амплитуда рассеяния $A$ тепловых нейтронов на ядрах, обладающих спином, зависит от относительной ориентации спинов нейтрона и ядра и может быть представлена в виде[1]

$$A = \alpha + \beta(\vec{\sigma}\vec{J}), \qquad (1)$$

где $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – совокупность матриц Паули, описывающих спин нейтрона, $\vec{J}$ – оператор спина ядра. Как показано в работах[2,3], вследствие этого нейтроны обладают в частично поляризованной мишени двумя показателями преломления в соответствии с двумя возможными направлениями поляризации нейтрона относительно вектора поляризации ядер. Если ядра одинаковы и образуют кристаллическую решетку, например кубическую, то для достаточно медленных нейтронов

$$n_{\pm} = \sqrt{1 + \frac{4\pi N b_{\pm}}{k^2}}, \qquad (2)$$

где $N$ –число ядер в единице объема, $b_{\pm} = \dfrac{\alpha \pm \beta I P}{1 + ik(\alpha \pm \beta I P)}$, $P = \dfrac{\langle \vec{J} \rangle}{I}$ – степень поляризации мишени, $k$ –волновое число нейтронов, знак плюс относится к нейтронам с поляризацией, направленной параллельно поляризации ядер[3].

При наличии спинового взаимодействия показатель преломления кристаллической мишени даже при чисто упругом рассеянии на ядрах, вообще говоря, не является действительным[1]. Как следует из (2), мнимая часть показателя преломления определяется мнимой частью величины $b_{+}$:

$$\mathrm{Im}\, b_{\pm} = \frac{\mathrm{Im}(\alpha \pm \beta I P) - k|\alpha \pm \beta I P|^2}{|1 + ik(\alpha \pm \beta I P)|^2} \qquad (3)$$

Согласно оптической теореме для частиц со спином [4]

$$\mathrm{Im}(a \pm \beta \mathrm{IP}) = \frac{k}{4\pi}\sigma^{(\pm)} \quad , \tag{4}$$

где $\sigma^{(\pm)}$ –полное сечение рассеяния для нейтронов, полностью поляризованных по или против поляризации ядер соответственно. Можно показать, что в случае чисто упругого рассеяния

$$\sigma^{(\pm)}_{\text{полн.}} = 4\pi\{|a|^2 + |\beta|^2 \mathrm{I}(\mathrm{I}+1) + (2\mathrm{I}\,\mathrm{Re}(a\beta^*) - \mathrm{I}|\beta|^2)\mathrm{P}\}. \tag{5}$$

Из (4) и (5) следует, что (3) можно представить в виде

$$\mathrm{Im}\,b_{\pm} = k|\beta|^2 \frac{\mathrm{I}(\mathrm{I}+1) - \mathrm{I}^2\mathrm{P}^2 \mp \mathrm{IP}}{|1 + ik(a + \beta\mathrm{IP})|^2} . \tag{6}$$

Пусть мишень полностью поляризована ( $\mathrm{P} = 1$). Если поляризация нейтронов параллельна поляризации ядер, то $\mathrm{Im}\,b_+ = 0$, показатель преломления действителен и некогерентное рассеяние отсутствует. Если поляризация нейтрона противоположна поляризации ядер, то $\mathrm{Im}\,b_- \neq 0$, показатель преломления комплексный и из (2) следует, что коэффициент поглощения $\kappa$ в первом порядке по многократному рассеянию равен

$$\kappa = \mathrm{N}\sigma_{\text{перев.}} = \mathrm{N}8\pi\mathrm{I}|\beta|^2 , \tag{7}$$

где $\sigma_{\text{перев.}}$ – сечение рассеяния с переворотом спина. При $\mathrm{P} \neq 1$ оба показателя, $n_+$ и $n_-$, – комплексны, причем затухание каждого из проходящих пучков определяется "некогерентной" частью упругого рассеяния, равной

$$\sigma^{(\pm)}_{\text{нк}} = \sigma^{(\pm)}_{\text{полн.}} - 4\pi|a + \beta\mathrm{IP}|^2 ; \tag{8}$$

т.е. на основании (5)

$$\sigma^{(\pm)}_{\text{нк}} = 4\pi|\beta|^2\{\mathrm{I}(\mathrm{I}+1) - \mathrm{I}^2\mathrm{P}^2 \mp \mathrm{IP}\}. \tag{9}$$

Если $\mathrm{P} = 0$, то [1]

$$\sigma_{\text{нк}}^{(\pm)} = \sigma_{\text{нк}}^{(-)} = 4\pi|\beta|^2 I(I+1). \tag{10}$$

Обратим внимание на то обстоятельство, что в случае неполяризованной и частично поляризованной мишени вклад в некогерентное рассеяние дает не только процесс с переворотом спина нейтрона, но также процесс рассеяния без переворота спина нейтрона. Выберем ось $z$ вдоль поляризации ядер x/. Можно показать, что сечение рассеяния с переворотом спина нейтрона

$$\sigma_{\text{перев}}^{(\pm)} = 4\pi|\beta|^2 \{I(I+1) - m^2 \mp IP\}, \tag{11}$$

где $m^2$ –среднее значение квадрата магнитного квантового числа ядер.

Разность

$$\sigma_{\text{нк}}^{(\pm)} - \sigma_{\text{перев}}^{(\pm)} = 4\pi|\beta|^2 \{m^2 - \overline{m}^2\}, \tag{12}$$

где использовано соотношение $IP = \overline{m}$. В частном случае ядер со спином половина всегда справедливо равенство $m^2 = ¼$, и эта разность равна /3/

$$\sigma_{\text{нк}}^{(\pm)} - \sigma_{\text{перев.}}^{(\pm)} = \pi|\beta|^2 \{1 - P^2\}. \tag{13}$$

Из (12) следует, что в некогерентное рассеяние действительно дают вклад также и нейтроны, рассеянные без переворота спина. Эта часть некогерентного рассеяния обязана своим происхождением наличию флюктуаций магнитного квантового числа xx/. К тому же можно прийти и с другой точки зрения. Ампли-

---

x/ Нейтроны предполагаются поляризованными по или против оси $z$. В случае, когда поляризация ядер отлична от нуля, состояния нейтрона со спином по и против поляризации ядер являются стационарными. Если же спин нейтрона направлен под углом к поляризации ядер, то возникают некоторые усложнения, связанные с его прецессией в ядерном поле мишени /2/.

xx/ Заметим, что выражение (12) справедливо независимо от причин, вызвавших флюктуацию магнитного квантового числа $m$. Некогерентное рассеяние нейтронов без переворота спина будет иметь место как вследствие случайного распределения направления спинов ядер /5/, так и вследствие флюктуации у ядер, обладающих определенной спиновой волновой функцией, которая не является собственной функцией оператора $I_z$.

туду рассеяния $A_\alpha$ без переворота спина нейтрона на $i$ – ом ядре, находящемся в определенном спиновом состоянии с магнитным квантовым числом $m_\alpha$ ( $\alpha$ изменяется от – I до + I ), можно представить в виде суммы $\sum_\alpha n^i_\alpha A_\alpha$, где $n^i_\alpha$ имеет значение единица для состояния $m_\alpha$ ядра $i$ и ноль для всех других состояний этого ядра. Амплитуда рассеяния на $N$ ядрах мишени $A$ имеет вид

$$A = \sum_{i=1}^{N} \left( \sum_\alpha A_\alpha n^i_\alpha \right) e^{-i\vec{q}\vec{R}_i}, \tag{14}$$

где $\vec{R}_i$ – радиус-вектор $i$ -го ядра, $\vec{q}$ -переданный импульс. Отсюда интенсивность рассеянных в некотором направлении нейтронов $W$ пропорциональна выражению

$$W \approx \overline{\sum_{i\ell} \left( \sum_{\alpha\beta} A_\alpha A^*_\beta n^i_\alpha n^\ell_\beta \right) e^{-i\vec{q}(\vec{R}_i - \vec{R}_\ell)}} \tag{15}$$

где черта означает усреднение по ансамблю мишеней с ядрами, находящимися в различных спиновых состояниях. Выражение (14) можно переписать в виде

$$W \approx \overline{\sum_i \left( \sum_{\alpha\beta} A_\alpha A^*_\beta n^i_\alpha n^i_\beta \right)} + \sum_{i\neq\ell} \overline{\left( \sum_{\alpha\beta} A_\alpha A^*_\beta n^i_\alpha n^\ell_\beta \right)} e^{-i\vec{q}(\vec{R}_i - \vec{R}_\ell)}. \tag{16}$$

Учитывая, что из определения $n^i_\alpha$ следует $n^i_\alpha n^i_\beta = 0$, если $\alpha \neq \beta$, и $\overline{n^i_\alpha n^\ell_\beta} = \bar{n}_\alpha \bar{n}_\beta$ при $i \neq \ell$, получаем

$$W \approx N \sum_\alpha |A_\alpha|^2 \overline{n^2_\alpha} + \left| \sum_\alpha A_\alpha \bar{n}_\alpha \right|^2 \sum_{i\neq\ell} e^{-iq(\vec{R}_i - \vec{R}_\ell)} \tag{17}$$

Если вероятность обнаружить ядро в состоянии с магнитным квантовым числом $m_\alpha$ равна $p_\alpha$, то $\overline{n^2_\alpha} = \overline{pn}_\alpha = p_\alpha$ и

$$W \approx N \left\{ \sum_\alpha |A_\alpha|^2 p_\alpha - \sum_{\alpha\beta} A_\alpha A^*_\beta p_\alpha p_\beta \right\} + \left( \sum_{\alpha\beta} A_\alpha A^*_\beta p_\alpha p_\beta \right) \sum_{i\ell} e^{-i\vec{q}(\vec{R}_i - \vec{R}_\ell)}$$

т.е.

$$W \approx N\{|A|^2 - |\bar{A}|^2\} + |\bar{A}|^2 \sum_{i\ell} e^{-i\vec{q}(\vec{R}_i - \vec{R}_\ell)} . \qquad (18)$$

Нетрудно проверить, что это выражение можно переписать в виде

$$W \approx N|\beta|^2\{\overline{m^2} - \bar{m}^2\} + |\bar{A}|^2 \sum_{i\ell} e^{-i\vec{q}(\vec{R}_i - \vec{R}_\ell)} . \qquad (19)$$

Первый член, являющийся суммой интенсивностей нейтронов, рассеянных на каждом ядре, определяет некогерентное рассеяние. Второй член дает вклад только под очень малыми углами и определяет когерентное рассеяние.

Итак, мы видим, что вследствие флюктуаций магнитного квантового числа $m$ появляется некогерентное рассеяние без переворота спина нейтрона. Это рассеяние аналогично некогерентному рассеянию на кристалле, возникающему при случайном распределении изотопов /1/, и в конечном счете сводится к наличию флюктуаций плотности числа ядер с данным квантовым числом $m_\alpha$. Флюктуации равны нулю и некогерентное рассеяние без переворота спина нейтрона отсутствует только в случае, когда все ядра имеют одно и то же магнитное квантовое число $m_\alpha$.

Заметим, что для ядер со спином, большим половины, может существовать ситуация, когда среднее значение спина $<\vec{I}> = 0$, но отличны от нуля высшие поляризационные моменты (например, отличен от нуля тензор квадруполяризации). В этом случае показатель преломления для всех поляризаций нейтрона один и тот же, однако сечение некогерентного рассеяния без переворота спина нейтрона зависит от направления поляризации нейтрона по отношению к осям, определяющим высшие моменты (например, к оси выстроенности при наличии квадруполяризации).

В то же время полная интенсивность рассеянных нейтронов не зависит от первоначального направления спинов.

## Литература


1. А. Ахиезер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. ГИТТЛ, 1950.
2. В.Г. Барышевский, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 47, 1050, (1964).

3. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-2230, Дубна, 1965.

4. Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 1584 , (1957).

5. W.E. Meyerhof and D.B. Nicodemus. Phys. Rev., 82, 5 (1951).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1967 г.