источника ^{57}Co с конструктивными элементами входной камеры ф. э. у. [6], причем при использовании сцинтилляторов толщиной меньше 0,1 мм, радиационные шумы вносят определяющий вклад в фон.

По описанной методике измерен мессбауэровский спектр конверсионных электронов фольги из α-железа толщиной ~ 10 мкм с использованием пластмассового детектора толщиной 50 мкм (рис. 3). Активность источника ^{57}Co — 20 мкюри, время накопления спектра — 12 ч.

Немаловажным достоинством предложенного метода является простота его реализации, кроме того, возможность измерений при низких температурах и высокая эффективность регистрации электронов выгодно отличают предложенный метод от традиционных методик, связанных с применением He-метанового пропорционального счетчика и магнитных или электростатических систем. Отметим также, что описанный метод может иметь преимущество с точки зрения отношения эффект-фон по сравнению с методикой прохождения при исследовании образцов, толщины которых составляют $\approx 10^3$ Å.

В то же время толщина исследуемого образца не должна превышать характерной величины пробега мессбауэровских гамма-квантов ($\sim$ несколько десятков микрон), что накладывает известные ограничения на возможные применения метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. Мессбауэровская гамма-оптика.— М.: 1982, с. 217.
2. Keune W., Genser U., Wollmar H.— In: Handbuch der zerstörungsfreien Materialprüfung, vol. 10 ed E. H. W. Müller. Oldenbourg-Verlag-München-Wien, 1974.
3. Picone P. J., Morrish A. H.— J. Appl. Phys., 1982, vol. 53(3), p. 2471.
4. Wagner F. E.— J. Phys., 1976, vol. 56A, p. 117.
5. Torigama T., Sanegoshi K., Hisatuke K.— J. Phys., 1979, vol. 40, № 3, collog. № 2, p. 14.
6. Аншаков О. М., Налибоцкий Б. В., Перцев А. Н., Холмецкий А. Л., Чудаков В. А.— ПТЭ, 1983, № 5, с. 44.

Поступила в редакцию
16.05.83.

Кафедра ядерной физики и мирного использования атомной энергии

УДК 539.43

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, С. В. ЧЕРЕПИЦА

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ НА ПРЕЦЕССИЮ СПИНА НЕЙТРОНОВ

Прецессия спина нейтронов в постоянном однородном магнитном поле в условиях динамической дифракции нейтронов в немагнитном неполяризованном кристалле претерпевает существенные изменения [1, 2]. В этом случае имеет место явление многочастотной прецессии спина нейтронов в постоянном однородном магнитном поле.

В данной работе на основании теории [1, 2] исследовано влияние гравитационного поля Земли на прецессию спина нейтронов. Обнаружено, что гравитационное поле Земли заметно влияет на прецессию спина нейтронов, движущихся в кристалле, помещенном в постоянное магнитное поле в условиях динамической дифракции.

Так, например, добавочное изменение угла поворота спина нейтронов, пролетевших через монокристалл кремния толщиной 1 см, обусловленное гравитационным полем, составляет величину 0,5 рад при напряженности магнитного поля в области кристалла 10^4 Гс. В то же время в отсутствие дифракции добавочный угол поворота спина, обусловленный гравитационным полем, очень мал ($\Delta\nu = 10^{-4}$ рад).

В самом деле, пусть пучок нейтронов влетает в область, занятую постоянным однородным магнитным полем напряженностью $\vec{H}$. По мере прохождения в глубь указанной области спин нейтрона будет поворачиваться на угол $\nu_0 = \Omega_0 l/v = 2\mu H l/\hbar v$, где $\Omega_0 = 2\mu H/\hbar$ — частота ларморовой прецессии спина нейтрона в магнитном поле напряженностью $\vec{H}$; v — скорость нейтрона; μ — магнитный момент нейтрона; l — путь, пройденный частицей в магнитном поле; $\hbar$ — постоянная Планка.

Учтем теперь, что на нейтрон, кроме внешнего магнитного поля, действует еще и гравитационное поле Земли. На первый взгляд, так как гравитационное поле Земли никак не взаимодействует со спином нейтрона характер вращения спина не изменится и угол поворота спина будет определяться тем же соотношением. Однако это было бы верно только для покоящегося нейтрона. Нейтронный пучок, влетая в область, занятую постоянным магнитным полем, будет испытывать эффект преломления не только в магнитном, но и в гравитационном поле. Гравитационное поле изменяет скорость и, следовательно, длину волны нейтрона, что, в свою очередь, сказывается на показателе преломления нейтронов в магнитном поле, и, таким образом, на угле поворота спина нейтрона.

Итак, пусть пучок нейтронов влетает в немагнитный кристалл, помещенный в постоянное однородное магнитное поле H. Запишем уравнение Шредингера для свободно движущегося нейтрона в магнитном поле с учетом взаимодействия с гравитационным полем Земли:

$$\left(\frac{\hat{\vec{p}}}{2m} - \hat{\vec{\mu}}\cdot\vec{H} + m\vec{g}\cdot\vec{r}\right)\psi(\vec{r}) = E_0\psi(\vec{r}), \tag{1}$$

где $\vec{g}$ — градиент гравитационного поля Земли.

Решение уравнения (1) в квазиклассическом приближении имеет следующий вид:

$$\psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} c_+ \varphi_+(\vec{r}) \\ c_- \varphi_-(\vec{r}) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

$$\varphi_\sigma(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{0\perp}\cdot\vec{r}_\perp}\cdot e^{ik_{0z}\int_0^z n_\sigma(z)\,dz}, \quad n_\sigma(z) = \sqrt{1 + (\sigma)\frac{\mu H}{E_0} - \frac{mgz}{E_0}}, \tag{3}$$

$\begin{pmatrix} c_+ \\ c_- \end{pmatrix}$ — спинорная волновая функция падающих нейтронов; $\vec{k}_0$ — волновой вектор падающих нейтронов; $E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}$; $\sigma = +(-)$ (знак $+(-)$ соответствует поляризационному состоянию нейтронов со спином вдоль (против) направления магнитного поля), ось Z системы координат направлена перпендикулярно к границе раздела вакуум — магнитное поле, ось квантования направлена вдоль направления магнитного поля; границу раздела вакуум — магнитное поле выбираем ортогональной вектору ускорения свободного падения.

При прохождении расстояния l в глубь магнитного поля, угол, на который спин нейтрона повернется, будет определяться следующим выражением (полагаем, что падающий пучок нейтронов поляризован перпендикулярно к направлению магнитного поля):

$$\nu = k_{0z}\int_0^l (n_+(z) - n_-(z))\,dz \approx k_{0z}\left(\frac{2\mu H}{E_0}l + \frac{\mu H l^2 mg}{E_0^2}\right). \tag{4}$$

Из (4) следует, что наличие гравитационного поля приводит к изменению угла поворота спина нейтрона на величину

$$\Delta\nu = k_{0z}\frac{\mu H\, mg\, l^2}{E_0^2}. \tag{5}$$

Существует разница $\Delta\nu$ между углом поворота спина нейтрона в случае, когда нейтрон проходит область магнитного поля снизу вверх и когда нейтрон проходит область магнитного поля сверху вниз. Как следует из

(5), при $k_0=3{,}14\cdot 10^8$ см$^{-1}$, $l=1$ см, $g=9{,}8\cdot 10^2$ см/с^2 и $H=10^4$ Гс величина разницы $\Delta\nu=10^{-4}$ рад.

Поместим в область, занятую постоянным однородным магнитным полем, немагнитный неполяризованный кристалл. Согласно [1, 2], если кристалл сориентирован по отношению к падающему нейтронному пучку так, что нейтроны испытывают в кристалле дифракцию, в этом случае имеет место явление многочастотной прецессии спина нейтрона в магнитном поле, т. е. спин нейтрона прецессирует вокруг направления магнитного поля на четырех различных частотах.

Запишем уравнение Шредингера для нейтрона, движущегося в кристалле в присутствии внешнего магнитного и гравитационного полей:

$$\left(\frac{\hat{\vec{p}}^2}{2m}+V(\vec{r})-\hat{\vec{\mu}}\cdot\vec{H}+m\vec{g}\cdot\vec{r}\right)\psi(\vec{r})=E_0\psi(\vec{r}), \tag{6}$$

где $V(\vec{r})$ — периодический потенциал взаимодействия нейтрона с ядрами кристалла.

В отсутствие гравитационного потенциала метод решения уравнения (6) состоит в разложении ядерного потенциала $V(\vec{r})$ в ряд Фурье по векторам обратной решетки $2\pi\vec{r}$ и разложении волновой функции нейтронов по блоховским функциям [2]:

$$V(\vec{r})=\frac{\hbar^2k_0^2}{2m}\sum_{(\tau)}g(\tau)e^{i2\pi\vec{r}\cdot\vec{r}} \quad (7), \qquad \psi(\vec{r})=\sum_{(\tau)}\varphi_{\vec{k}_з+2\pi\vec{\tau}}e^{i(2\pi\vec{\tau}+\vec{k}_з)\cdot\vec{r}}, \tag{8}$$

где $g(r)$ — структурная амплитуда.

Если гравитационное поле не учитывать, то в условиях, когда применимо двухволновое приближение, уравнение (6) с учетом (7) и (8) сводится к системе двух линейных алгебраичных уравнений:

$$\begin{pmatrix} \dfrac{k_з^2}{k_0^2}-1+g(0)+(\sigma)\dfrac{\mu H}{E_0} & g(-\tau) \\ g(\tau) & \dfrac{(\vec{k}_з+2\pi\vec{\tau})^2}{k_0^2}-1+g(0)+(\sigma)\dfrac{\mu H}{E_0}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\varphi_{\vec{k}_з}\\ \varphi_{\vec{k}_з+2\pi\vec{\tau}}\end{pmatrix}=0. \tag{9}$$

В отсутствие гравитационного потенциала волновые амплитуды $\varphi_{\vec{k}_з}$, $\varphi_{\vec{k}_з+2\pi\vec{\tau}}$ и волновой вектор $\vec{k}_з$ являются константами и не зависят от координат. Добавление гравитационного потенциала в гамильтониане уравнения (6) должно привести к тому, что волновой вектор $\vec{k}_з$ и волновые амплитуды $\varphi_{\vec{k}_з}$ и $\varphi_{\vec{k}_з+2\pi\vec{\tau}}$ должны стать функциями координат.

Вследствие медленного изменения гравитационного потенциала в локальной области кристалла (много большей по сравнению с размерами элементарной ячейки) предполагаем, что градиенты волнового вектора и амплитуды нейтронной волны малы. Это обстоятельство позволяет применить квазиклассическое приближение [3]. Учет гравитационного потенциала сведется к замене в уравнении (9) величины $g(0)$ на $g(0)+\frac{mgz}{E_0}$ [3]. Тогда в рамках квазиклассического приближения волновая функция нейтронов, прошедших через кристал толщиной L, будет иметь следующий вид:

$$\psi(\vec{r})=\begin{pmatrix}c_+\psi_+(\vec{r})\\ c_-\psi_-(\vec{r})\end{pmatrix},$$

$$\psi_з(\vec{r})=\frac{(2\varepsilon_2^\sigma+\Gamma_\sigma)e^{i\frac{k_0}{\gamma_0}\int_0^L\varepsilon_1^\sigma dz}-(2\varepsilon_1^\sigma+\Gamma_\sigma)e^{i\frac{k_0}{\gamma_0}\int_0^L\varepsilon_2^\sigma dz}}{2(\varepsilon_2^\sigma-\varepsilon_1^\sigma)}e^{i\vec{k}_0\cdot\vec{r}}-$$

$$-\frac{\beta g(\tau)}{2(\varepsilon_2^\sigma-\varepsilon_1^\sigma)}\left(e^{i\frac{k_0}{\gamma_0}\int_0^L \varepsilon_1^\sigma dz}-e^{i\frac{k_0}{\gamma_0}\int_0^L \varepsilon_2^\sigma dz}\right)e^{i(\vec{k}_0+2\pi\vec{\tau})\cdot\vec{r}}, \tag{10}$$

$$\varepsilon_{1(2)}^\sigma=\frac{1}{4}\left\{-(1+\beta)\Gamma_\sigma-\beta\alpha_{(-)}^{+}\sqrt{(\beta\alpha-\Gamma_\sigma(1-\beta))^2+4\beta g(\tau)g(-\tau)}\right\}, \tag{11}$$

$$\Gamma_\sigma=g(0)+(\sigma)\frac{\mu H}{E_0}+\frac{mgz}{E_0}, \quad \alpha=\frac{2\pi\vec{\tau}\cdot(2\vec{k}_0+2\pi\vec{\tau})}{k_0^2},$$

$$\gamma_0=\frac{\vec{k}_0\cdot\vec{n}}{k_0}, \quad \gamma_1=\frac{(\vec{k}_0+2\pi\vec{\tau})\cdot\vec{n}}{k_0}, \ \beta=\gamma_0/\gamma_1, \tag{12}$$

где $\vec{n}$ — нормаль к поверхности кристалла, поверхность которого параллельна границе раздела вакуум-магнитное поле.

Найдем вектор поляризации продифрагированной нейтронной волны. Для определенности будем считать, что вектор поляризации падающих на кристалл нейтронов $\vec{P}_0$ направлен перпендикулярно к оси квантования. Направим ось X вдоль направления вектора $\vec{P}_0$, тогда $c_+=c_-=1/\sqrt{2}$ и перпендикулярная компонента вектора поляризации продифрагированной нейтронной волны P_x имеет следующий вид:

$$P_x=\frac{\beta^2}{4}\cdot\frac{g(\tau)}{|(\varepsilon_2^+-\varepsilon_1^+)(\varepsilon_2^--\varepsilon_1^-)|^2}\left\{\cos\left[GL+\mathrm{Re}\int_0^L(A_+-A_-)\,dz+\right.\right.$$

$$\left.+\delta\right]\exp\left(-k_0\,\mathrm{Im}\int_0^L(\varepsilon_1^++\varepsilon_1^-)\,dz/\gamma_0\right)-\cos\left[GL+\mathrm{Re}\int_0^L(A_++A_-)\,dz+\right.$$

$$\left.+\delta\right]\exp\left(-k_0\,\mathrm{Im}\int_0^L(\varepsilon_1^++\varepsilon_2^-)\,dz/\gamma_0\right)-\cos\left[GL-\mathrm{Re}\int_0^L(A_++A_-)\,dz+\right.$$

$$\left.+\delta\right]\exp\left(-k_0\,\mathrm{Im}\int_0^L(\varepsilon_2^++\varepsilon_1^-)\,dz/\gamma_0\right)+\cos\left[GL-\mathrm{Re}\int_0^L(A_+-A_-)\,dz+\right.$$

$$\left.\left.+\delta\right]\exp\left(-k_0\,\mathrm{Im}\int_0^L(\varepsilon_1^++\varepsilon_2^-)\,dz/\gamma_0\right)\right\}, \tag{13}$$

$$A_\sigma=\frac{1}{4}\sqrt{(\beta\alpha-\Gamma_\sigma(1-\beta))^2+4\beta g(\tau)g(-\tau)}, \tag{14}$$

$$G=\frac{1+\beta}{2}\cdot\frac{\mu H}{E_0}, \tag{15}$$

где $\delta=\delta_+-\delta_-$ и использовано обозначение

$$\frac{g(\tau)}{2(\varepsilon_2^\pm-\varepsilon_1^\pm)}=\frac{g(\tau)}{|2(\varepsilon_2^\pm-\varepsilon_1^\pm)|}e^{i\delta_\pm}.$$

Компонента P_y получается из P_x заменой cos на —sin.

В симметричном случае Лауэ, когда $\beta=1$, величины A_+ и A_- равны, и вектор поляризации вращается вокруг направления магнитного поля с ларморовой чистотой (15), определяемой напряженностью магнитного поля $\vec{H}$.

Если имеем дело с несимметричной дифракцией Лауэ ($\beta\neq 1$), ситуация резко меняется [2]: A_+ и A_- и вектор поляризации нейтронов испытывают биения на четырех различных частотах (13), т. е. имеет место явление многочастотной прецессии спина нейтрона.

Как следует из (11) и (12), величины $\varepsilon_{1(2)}^\sigma$ здесь зависят от величины гравитационного поля и, следовательно, частоты прецессии спина нейтрона (13) будут зависеть от гравитационного поля.

Рассмотрим случай, когда кристалл установлен вдали от точного выполнения условий дифракции, т. е. $|\alpha/g(\tau)|\gg 1$. Здесь имеется только проходящая нейтронная волна, волновая функция которой имеет следующий вид:

$$\psi_\sigma = c_\sigma\left\{\Theta(\alpha)\exp\left(ik_0\int_0^L \varepsilon_1^\sigma\, dz/\gamma_0\right) + \Theta(-\alpha)\exp\left(ik_0\int_0^L \varepsilon_2^\sigma\, dz/\gamma_0\right)\right\} e^{i\vec{k}_0\cdot\vec{r}}, \quad (16)$$

$$\text{где}\quad \Theta(\alpha) = \begin{cases} 1 & \alpha > 0, \\ 0 & \alpha < 0. \end{cases}$$

Запишем выражение для вектора поляризации P_x и P_y проходящей волны

$$P_x = \Theta(\alpha)\cos\left(k_0 \operatorname{Re}\int_0^L (\varepsilon_2^- - \varepsilon_1^+)\, dz/\gamma_0\right)\exp\left(-k_0 \operatorname{Im}\int_0^L (\varepsilon_1^- + \varepsilon_1^+)\, dz/\gamma_0\right) +$$
$$+ \Theta(-\alpha)\cos\left(k_0 \operatorname{Re}\int_0^L (\varepsilon_2^- - \varepsilon_2^+)\, dz/\gamma_0\right)\exp\left(-k_0 \operatorname{Im}\int_0^L (\varepsilon_2^- + \varepsilon_2^+)\, dz/\gamma_0\right). \quad (17)$$

Компонента P_y получается из P_x заменой cos на —sin.

Оценим вклад добавки $\Delta\nu_{\text{срав.}}$, обусловленной взаимодействием с гравитационным полем Земли, в полный угол поворота спина нейтрона. Пренебрегая членами, меньшими чем $|g(\tau)/\alpha|^2$, получаем следующее выражение для величины разности $\varepsilon^+_{1(2)} - \varepsilon^-_{1(2)}$, зависящей от гравитационного потенциала:

$$\varepsilon^+_{1(2)} - \varepsilon^-_{1(1)}\Big|_{\text{грав.}} = \underset{(-)}{+}\frac{(1-\beta)^2}{4}\cdot\frac{\mu H}{E_0}\cdot\frac{mgz}{E_0}\{[(\beta\alpha + (1-\beta)(g(0) +$$
$$+ \mu H/E_0))^2 + 4\beta g(\tau)\, g(-\tau)]^{-1/2} + [(\beta\alpha + (1-\beta)(g(0) -$$
$$- \mu H/E_0))^2 + 4\beta g(\tau)\, g(-\tau)]^{-1/2}\}. \quad (18)$$

Тогда, как следует из (17) и (18), гравитационная добавка в полный угол поворота спина нейтронов, дифрагирующих на семействе кристаллографических плоскостей (220) монокристалла кремния толщиной $L = 1$ см, равна 0,5 рад при следующих значениях входящих в (19) параметров: $k_0 = 3{,}14\cdot 10^8$ см$^{-1}$, $H = 10^4$ Гс, $\alpha = 10g(0)$, $\beta = 0{,}5$.

Таким образом, в условиях динамической дифракции в немагнитном кристалле влияние гравитационного поля Земли на прецессию спина нейтрона усиливается на несколько порядков, и появляется возможность его обнаружить.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 1, с. 78.
2. Baryshevskii V. G., Cherepitza S. V.— Phys. Lett., 1982, vol. A90, № 5, p. 267.
3. Werner S. A.— Phys. Rev., 1980, vol. 21B, № 5, p. 1774.

Поступила в редакцию
04.07.83.

Кафедра ядерной физики и мирного использования атомной энергии

УДК 621.372.412

М. ПАТЕК, А. П. ХАПАЛЮК

МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ОСНОВНОЙ МОДЫ РЕЗОНАТОРА С ЛИНЗОЙ

В настоящее время часто приходится рассчитывать в параксиальном приближении открытые оптические резонаторы, усложненные внутренними элементами типа оптических линз, гауссовых диафрагм и т. д. При этом широко используются матричные методы [1], отличающиеся уни-