

Наблюдение малых изменений энергии нейтрона в переменном магнитном поле

В. В. Воронин¹⁾, Ю. В. Борисов, А. В. Иванюта, И. А. Кузнецов, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров

Петербургский институт ядерной физики им. Константинова,
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2012

Предложен метод измерения малых изменений энергии нейтрона с использованием эффекта аномального поведения дисперсии нейтрона в кристалле вблизи брэгговского “резонанса”. Высокая чувствительность метода позволила провести наблюдение ускорения нейтрона в переменном магнитном поле. Обнаружено, что небольшая разница энергий двух состояний спина нейтрона (по магнитному полю и против него) приводит к значительному пространственному расщеплению волновых пакетов и, соответственно, к деполяризации нейтронного пучка.

1. Введение. Интерес к работам, связанным с управлением энергией нейтронного пучка, обусловлен широким применением нейтрона в различных областях науки, начиная с материаловедения и заканчивая физикой элементарных частиц и космологией. В частности, широко обсуждается возможность ускорения нейтронов при рассеянии на изомерных ядрах [1–4], в инверсно-заселенной среде [5], а также при рассеянии колебательно-возбужденными молекулами азота [6]. В работе [7] рассматриваются основы ускорения нейтронов в поле лазерного излучения.

Явление ускорения нейтронов в переменном магнитном поле было обнаружено в работе [8]. Для этого использовалось переменное магнитное поле величиной 0.4 Т. Кроме того, хорошо известно и успешно используется в физическом эксперименте явление ускорения нейтронов при перевороте спина радиочастотным флиппером в однородном магнитном поле (см., например, [9]).

В данной работе предложен метод измерения малых изменений энергий нейтрона с использованием эффекта аномальной дисперсии в кристалле. Благодаря высокой чувствительности метода обнаружено ускорение нейтрона в сравнительно слабом переменном магнитном поле. Поясним суть явления ускорения в переменном магнитном поле. Пусть в некоторой области пространства $x = [-l/2, +l/2]$ создается переменное по времени однородное магнитное поле, направленное перпендикулярно скорости нейтрона:

$$B(t) = 0, \quad -l/2 > x > l/2, \quad (1)$$

$$B(t) = B_0 \sin(\omega t), \quad -l/2 < x < l/2. \quad (2)$$

Если нейтрон влетает в магнитное поле в момент времени t , то он вылетит из поля в момент времени

$t+l/v$, где v – скорость нейтрона. Таким образом, изменение энергии нейтрона при прохождении системы составит

$$\Delta E_{\pm}(t) = \pm \mu B_0 \{ \sin[\omega(t+l/v)] - \sin(\omega t) \}, \quad (3)$$

где знак “ \pm ” соответствует двум направлениям спина нейтрона относительно магнитного поля.

2. Эксперимент. Эксперимент проводился на втором горизонтальном пучке реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина).

Размер катушки с переменным полем составлял $l = 5$ см, длина волны нейтронов $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$, начальная поляризация пучка $P_0 \simeq 85\%$, частота магнитного поля $\omega = 8$ кГц, т.е. время пролета нейтрона через катушку равнялось $1/4$ периода осцилляций магнитного поля. Величина магнитного поля варьировалась в пределах $B_0 = (1-10)$ Гс.

Нетрудно убедиться в том, что разница энергий $\Delta E_{\pm}(t) = 2\Delta U(t)$ для двух состояний спина нейтрона (по полю и против него) будет равна

$$\Delta E_{\pm}(t) = 4\mu B_0 \sin \omega t \sin \frac{\omega t_B}{2} = 2\sqrt{2}\mu B_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

где последнее равенство записано для условий нашего эксперимента, когда время пролета через катушку равно $1/4$ периода, т.е. $\omega t_B = \pi/2$. Таким образом, для $B_0 = 10$ Гс максимальная величина $\Delta E_{\pm}(t)$ составит $\approx 2 \cdot 10^{-10}$ эВ.

Для измерения столь малых изменений энергии был использован эффект аномальной временной дисперсии нейтронов, проходящих через совершенный кристалл вблизи брэгговского отражения. В эксперименте использовалась дифракция нейтронов на системе кристаллографических плоскостей (110) монокристалла кварца толщиной $L = 100$ мм. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

¹⁾ e-mail: vvv@pnpi.spb.ru

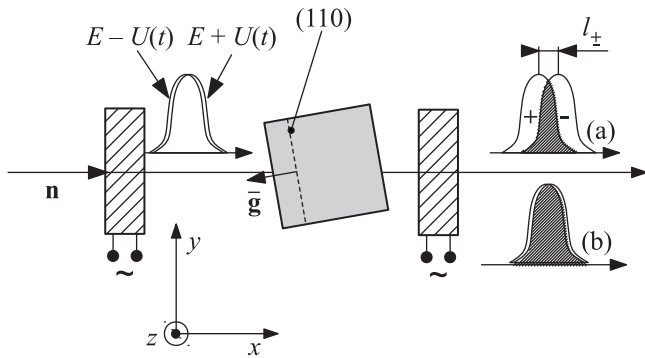


Рис. 1. Схема эксперимента. Распространение волновых пакетов с учетом вклада аномальной дисперсии в кристалле (a) и без него (b)

Подробное описание сути явления аномальной дисперсии и методики эксперимента дано в работе [10].

Две сфазированные катушки создавали переменное магнитное поле в направлении z (рис. 1). Катушки располагались на таком расстоянии, чтобы в системе отсчета, связанной с нейтроном, они работали в противофазе и компенсировали действие друг друга. Спин нейтрона первоначально был ориентирован в направлении y . В этом случае наличие энергетического расщепления (4) и соответствующей дополнительной временной задержки в кристалле (разного знака для двух состояний нейтрона) должно приводить к пространственному расщеплению и, соответственно, к деполаризации пучка нейтронов (рис. 1). Таким образом, степень деполаризации пучка позволяет судить о величине пространственного расщепления.

3. Экспериментальные результаты. Пример зависимости поляризации пучка от времени приведен на рис. 2. Величина деполаризации пучка определяется модулем пространственного расщепления волновых пакетов. Иными словами, она пропорциональна $|\Delta E_{\pm}(t)|$, т.е. поляризацию прошедшего пучка можно записать как

$$p(t) \simeq 1 - 2p_a |\sin \omega t|, \quad (5)$$

где p_a характеризует величину пространственного расщепления. Очевидно, что должны наблюдаться как эффект деполаризации всего пучка после усреднения по времени, так и осцилляции по времени с частотой 2ω . (Здесь и далее по тексту мы говорим о поляризации пучка, нормированной на поляризацию падающего пучка P_0 .) Оба эти эффекта должны расти с увеличением дисперсии, т.е. при приближении к условию Брэгга, что и наблюдалось экспериментально (рис. 4 и 3).

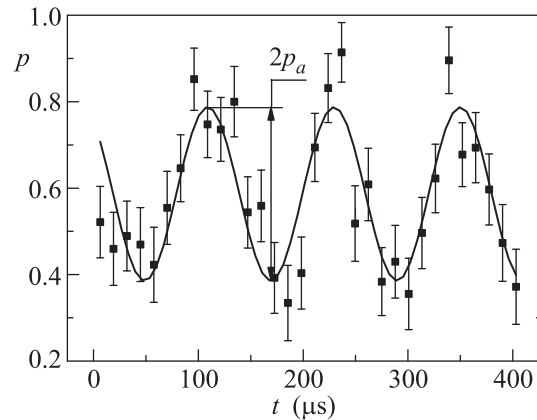


Рис. 2. Зависимость поляризации прошедшего пучка нейтронов от времени ($B_0 = 6.4$ Гс, $\Delta\lambda/\lambda_B = 0.7 \cdot 10^{-5}$)

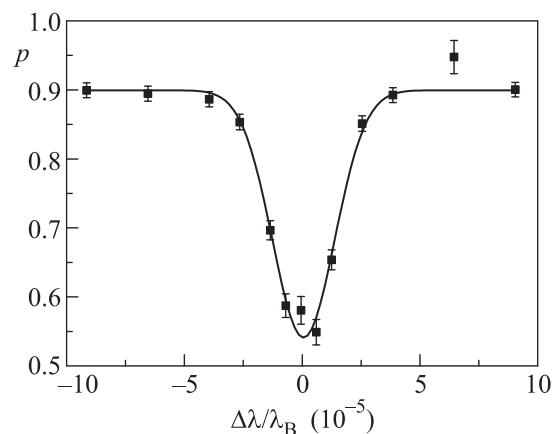


Рис. 3. Зависимость усредненной по времени поляризации пучка нейтронов от отклонения от условия Брэгга при $B_0 = 6.4$ Гс

Кроме того, амплитуда осцилляции поляризации P_{\max} (рис. 4) должна расти линейно с ростом амплитуды осциллирующего поля B_0 , что также имеет свое экспериментальное подтверждение (рис. 5).

Представляется интересным извлечь из измеренных величин размер волнового пакета нейтрона. В первом приближении можно считать, что поляризация пучка пропорциональна площади перекрытия пакетов:

$$p \simeq \frac{l_p - |l_{\pm}|}{l_p}, \quad (6)$$

где l_p – пространственный размер волнового пакета, l_{\pm} – величина пространственного расщепления двух состояний нейтрона, $|+\rangle$ и $|-\rangle$.

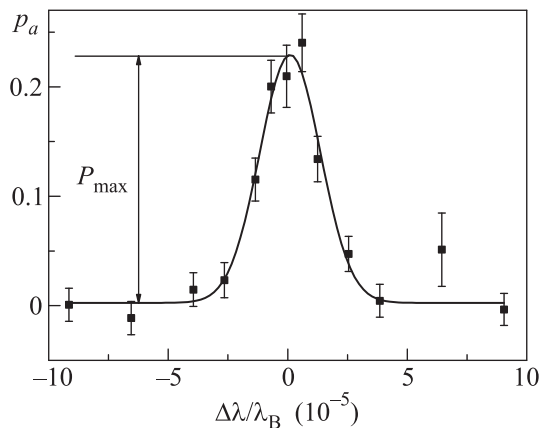


Рис. 4. Зависимость амплитуды временной осцилляции поляризации нейтронов (см. рис. 2) от отклонения от условия Брэгга при $B_0 = 6.4$ Гс

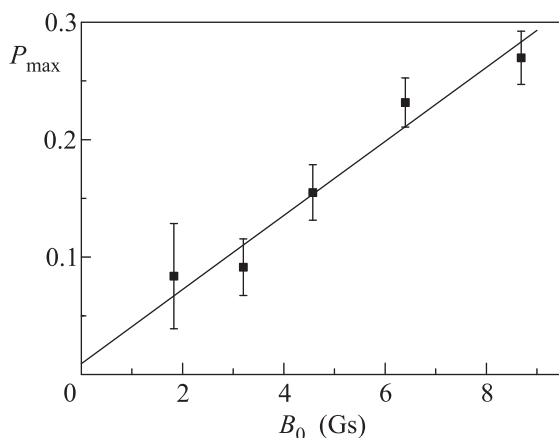


Рис. 5. Зависимость максимальной величины деполяризации (см. рис. 4) от амплитуды переменного поля в катушках B_0

Средняя по периоду величина пространственного расщепления нейтронного пучка может быть записана в следующем виде:

$$|l_{\pm}|_a = |\Delta\tau_{\pm}|_a v_n \simeq \frac{|\Delta E_{\pm}|_a}{E} K_d v_n, \quad (7)$$

где индекс “ a ” означает усреднение по периоду, v_n – скорость нейтрона, K_d – коэффициент временной дисперсии, величина которого была получена экспериментально в работе [10]. Было показано, что при изменении энергии нейтрона на $\Delta E/E = 10^{-5}$ его время пролета через кристалл кварца толщиной 100 мм может меняться на $\Delta\tau \sim 1$ мкс вблизи отражающей плоскости (110), т.е. величина $K_d = \Delta\tau/(\Delta E/E) \approx 0.1$ с. Используя выражения (6) и (7), нетрудно получить

$$l_p = \frac{|\Delta E_{\pm}|_a}{E} K_d v_n \frac{1}{1-p} = 2 \cdot 10^{-5} \frac{B_0}{1-p} \simeq 4.3 \cdot 10^{-4} \text{ см.} \quad (8)$$

Эта величина согласуется с размером пакета, полученным из соотношения неопределенности, и степенью монохроматичности нашего пучка:

$$l_{p0} > \frac{1}{2\Delta k} \simeq 4 \cdot 10^{-4} \text{ см.} \quad (9)$$

В нашем случае $\Delta k = 1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ – ширина брэгговского отражения для плоскости (110) кристалла кварца.

4. Заключение. Итак, в данной работе предложен метод измерения малых изменений энергии нейтрона с использованием эффекта аномальной дисперсии в кристалле вблизи брэгговского “резонанса”. Оказалось, что небольшая разница энергий двух состояний спина нейтрона (по магнитному полю и против него) приводит к значительному пространственному расщеплению волновых пакетов и, соответственно, к деполяризации нейтронного пучка. Высокая чувствительность метода позволила обнаружить изменение энергии на уровне 10^{-11} – 10^{-10} эВ. Полученный результат согласуется с теоретическими предсказаниями.

В заключение хочется выразить благодарность персоналу реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) за стабильное функционирование данного аппарата. Работа поддержана РФФИ (гранты # 12-02-00446-а и 11-02-12161-офи-м) и Федеральной целевой программой Министерства образования и науки РФ “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”.

1. Ю. В. Петров, ЖЭТФ **37**, 1170 (1959).
2. И. А. Кондуров, Е. М. Коротких, Ю. В. Петров, Письма в ЖЭТФ **31**, 254 (1980).
3. I. A. Kondurov, E. M. Korotkikh, Yu. V. Petrov, and G. I. Shulyak, Phys. Lett. B **106**, 383 (1981).
4. Yu. Y. Pertov and A. I. Shlyalchter, Nucl. Phys. A **292**, 88 (1977).
5. Ю. В. Петров, ЖЭТФ **63**(3), 753 (1972).
6. А. Б. Лаптев, Г. А. Петров, Ю. С. Плева, М. А. Ямщиков, Ядерная физика **49**(2), 331 (1989).
7. Л. А. Ривлин, Квант. электроника **40**(5), 460 (2010).
8. L. Niel and H. Rauch, Z. Phys. B – Condensed Matter **74**, 133 (1989).
9. H. Weinfurter, G. Badurek, H. Rauch, and D. Schwahn, Z. Phys. B – Condensed Matter **72**, 195 (1988).
10. В. В. Воронин, Ю. В. Борисов, А. В. Иванюта и др., Письма в ЖЭТФ **96**, 681 (2012).