

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ 180-ГРАДУСНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В КРЕМНИСТОМ ЖЕЛЕЗЕ С ПОМОЩЬЮ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

С. Ш. Шильштейн, К. М. Подурец, Р. Р. Чистяков,
В. В. Квардаков, В. А. Соменков

40 лет назад Ньютон и Киттель [1] предложили способ определения толщины блоховской стенки по деполяризации пучка нейтронов, обусловленной адиабатическим переворотом спина нейтронов при пересечении доменной границы (ДГ). Вероятность адиабатического переворота для нормального падения тепловых нейтронов и расчетной толщины ДГ [2] невелика, поэтому эксперименты проводились на массивных образцах, в которых нейтроны взаимодействуют с несколькими границами. Тем не менее по деполяризации определить толщину блоховской стенки в железе не удалось [3] из-за сложности разделения вкладов, обусловленных поворотом спина в объеме доменов и на ДГ. В [4] показано, что адиабатический переворот должен проявляться и в рефракции нейтронов на ДГ и приводить к падению интенсивности преломленных пучков. Рефракция нейтронов происходит только на ДГ, и поэтому необходимость выделения вклада объема доменов отпадает. Попытки определения толщины стенок по маломуугловому рассеянию нейтронов [4, 5] не дали убедительных результатов из-за того, что оценка толщины ДГ производилась на основе сравнения наблюдаемой картины рассеяния с расчетной, основанной на параметрах доменной структуры массивного кристалла, не известных с достаточной точностью.

Идея данной работы состоит в прямом выделении эффекта адиабатического переворота на основе его зависимости от длины волны нейтронов. Цель работы — наблюдение эффекта адиабатического переворота спина при рефракции нейтронов двух длин волн на 180°—ДГ в железе и определение их толщины по величине этого эффекта.

В рамках простейшей модели блоховской стенки, описывающей равномерный поворот вектора магнитной индукции B на 180° в слое толщиной δ , в соответствии с [1] вероятность переворота спина нейтрона при прохождении им 180°—ДГ

$$P = (1 + y^2)^{-1} \{ y^2 + \cos^2 [\pi/2 \cdot (1 + y^2)^{1/2}] \}, \quad (1)$$

где $y = \omega/\omega_L$; $\omega_L = 2\mu B/\hbar$ — угловая скорость прецессии магнитного момента μ в поле B ; $\omega = \pi v/\delta$ — угловая скорость вращения вектора магнитной индукции в системе координат, связанной с нейтроном, имеющим скорость v . При скользящем падении нейтрона на ДГ эффективная толщина стенки возрастает

$$\delta_{\text{эфф}} = \delta/\sin \alpha, \quad (2)$$

где α — угол скольжения. Если имеется разброс углов скольжения α из-за неплоскостности ДГ, разориентации систем ДГ или расходимости пучка, вероятность переворота спина выражается как

$$P(\alpha) = \frac{1}{2\pi\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} P(\alpha - x) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx. \quad (3)$$

При прохождении ДГ без переворота спина потенциальная энергия нейтрона меняется на $2\mu B$ и происходит преломление на угол

$$\Delta\alpha = (\mu B/E) \operatorname{ctg} \alpha, \quad (4)$$

где E — энергия нейтрона. Если же адиабатический переворот спина произошел, потенциальная энергия не изменяется и преломления не происходит. Таким образом, доля непреломленных нейтронов в пучке, прошедшем через ДГ, возрастает пропорционально P . Прямое наблюдение этого возрастания осуществляется в эксперименте на разных длинах волн нейтронов. Для большей λ (меньшей ν) доля непреломленных нейтронов больше и разность интенсивностей непреломленных пучков для двух длин волн обусловлена эффектом переворота спина на ДГ.

Зависимость интенсивности непреломленного пучка от угла скольжения для системы параллельных ДГ характеризуется пиком пропускания при прохождении пучка параллельно ДГ, а ширина пика определяется средним расстоянием между ДГ и их разориентацией [6]. Пусть форма пика в отсутствие эффекта переворота спина (при $\nu \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow 0$) описывается функцией $F(\alpha)$. Тогда при $\lambda_1, 2$

$$I_0(\alpha, \lambda_1, 2) = F(\alpha) + [1 - F(\alpha)] P(\alpha, \lambda_1, 2). \quad (5)$$

Процедура определения δ заключается в вычислении из экспериментальных зависимостей $I_0(\alpha, \lambda_1, 2)$ функций $F(\alpha, \lambda_1)$ и $F(\alpha, \lambda_2)$ по формулам (3), (5) сравнении их при разных заданных значениях δ и нахождении диапазона этих значений, в котором расхождение минимально. В качестве критерия подгонки можно использовать величину

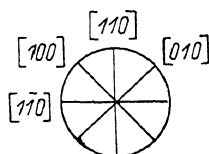
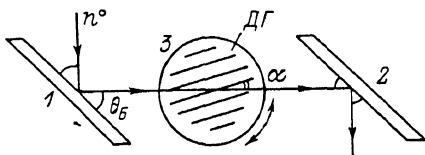


Рис. 1. Схема эксперимента по преломлению нейтронов на системе ДГ.

1 — монохроматор, 2 — анализатор, 3 — образец, θ_B — брагговский угол, α — угол скольжения. На вставке — взаимная ориентация различных систем ДГ в кристалле Fe+3 вес.% Si.



$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{R^2(\alpha_i)}{\Delta R^2(\alpha_i)}, \quad (6)$$

где N — число точек на экспериментальных зависимостях $I_0(\alpha)$; $R(\alpha)$ — относительное расхождение функций $F(\alpha, \lambda_1, 2)$; $\Delta R(\alpha)$ — ошибка определения $R(\alpha)$.

Эксперименты проводили на двухкристальном спектрометре [7] с совершенными кристаллами Ge (111) в качестве монохроматора и анализатора. Угловое разрешение составляло 3—5'', а углы преломления — не меньше 15''. Длина волны нейтронов $\lambda_1 = 2.26$ и $\lambda_2 = 1.53$ Å, для устранения нейтронов «высших» порядков использовали кварцевый фильтр.

Образец представлял собой цилиндрический монокристалл Fe+3 вес.% Si длиной 60, диаметром 13 мм с продольной осью [001].¹ В соответствии с [8] для получения узкого максимума пропускания на системах 180° — ДГ (100) и (010) кристалл был сжат (≈ 30 МПа). Разориентация этих систем ДГ составляла $\approx 1^\circ$.

Кристалл располагали вертикально, пучок ограничивали щелью 2×20 мм. Ориентационные зависимости пропускания измеряли путем поворота образца при параллельном положении монохроматора и анализатора для трех систем ДГ (на рис. 1 подчеркнуты). При переходе на другую длину волны взаимное расположение щели и образца не изменялось; таким образом, преломление нейтронов двух длин волн происходило на одних и тех же ДГ. Кривые пропускания (рис. 2, а—в) нормировали на

¹ Авторы благодарят за предоставленные образцы д-ра С. Кадечкову из Физического института ЧСАН (Прага).

максимальное значение и усредняли по 3—4 независимым измерениям. Экспериментальные ошибки определяли из разброса результатов разных измерений. Для контроля влияния наложения непреломленного и преломленных пучков в некоторых угловых положениях образца измеряли критические рассеяния — зависимости интенсивности от угла поворота кристалла—анализатора.

Из сравнения экспериментальных кривых $I_0(\alpha, \lambda_1)$ и $I_0(\alpha, \lambda_2)$ (рис. 2, а—в) видно, что для 180° -ДГ имеет место различие пропускания нейтронов для двух длин волн $I_0(\alpha, \lambda_1) > I_0(\alpha, \lambda_2)$, как и должно быть при

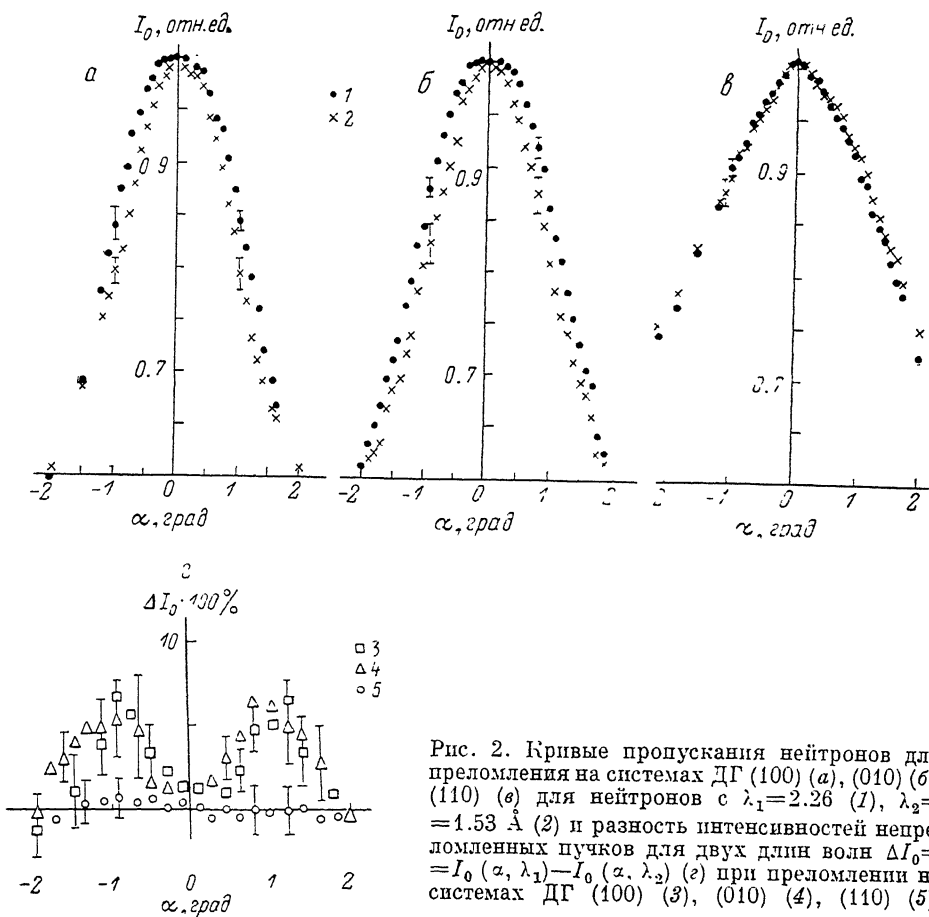


Рис. 2. Кривые пропускания нейтронов для преломления на системах ДГ (100) (а), (010) (б), (110) (в) для нейтронов с $\lambda_1 = 2.26 \text{ \AA}$ (1), $\lambda_2 = 1.53 \text{ \AA}$ (2) и разность интенсивностей непреломленных пучков для двух длин волн $\Delta I_0 = I_0(\alpha, \lambda_1) - I_0(\alpha, \lambda_2)$ (г) при преломлении на системах ДГ (100) (3), (010) (4), (110) (5).

адиабатическом перевороте спина. Максимальное различие наблюдается при угле скольжения $|\alpha| \approx 1^\circ$ (рис. 2, г). Величина разностного эффекта близка для двух эквивалентных систем 180° -ДГ (100) и (010) и разных знаков угла скольжения (рис. 2, г). При $|\alpha| \leq 2^\circ$ разностный эффект превышает экспериментальную ошибку, а при больших $|\alpha|$ точность его определения падает, в частности, из-за влияния наложения непреломленного и преломленных пучков. При обработке экспериментальных данных использовали только значения, полученные при $|\alpha| \leq 1.5^\circ$. Считали, что если χ^2 не превышает 1, то значение δ , для которого оно получено, не противоречит эксперименту (рис. 3).

Для систем ДГ (100) и (010) результаты обработки различны, $1400 \leq \delta \leq 2000$ и $1700 \leq \delta \leq 2300 \text{ \AA}$ соответственно. С учетом этих различий ошибку в толщине ДГ можно принять равной 450 \AA , а саму толщину 180° -ДГ в кремнистом железе $\delta = 1850 \pm 450 \text{ \AA}$. Полученное значение согласуется с теоретической толщиной 180° -ДГ в железе $\delta_{\text{теор}} = 1800 \div 2000 \text{ \AA}$ [2].

Для системы 90° -ДГ различие пропускания нейтронов двух длин волн отсутствует (рис. 2, ϵ , δ). Это связано с тем, что толщина 90° -ДГ меньше ($\delta_{\text{теор}} = 800 \div 1000 \text{ \AA}$ [2]), а ширина пика пропускания для системы 90° -ДГ больше, чем для 180° -ДГ, что уменьшает влияние адиабатического переворота. Оценка ожидаемого эффекта для λ_1 и λ_2 для $\delta_{\text{теор}}$ и реальной формы пика $I_0(\alpha)$ дает величину, не выходящую за пределы экспериментальной ошибки.

Результаты работы показывают, что в разностном эксперименте по преломлению тепловых нейтронов удастся выделить вклад эффекта пере-

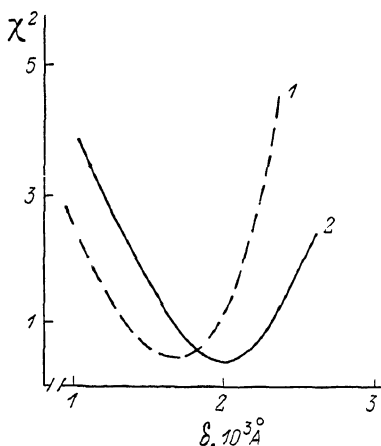


Рис. 3. Зависимость величины χ^2 от толщины δ для результатов экспериментов по преломлению на системах ДГ (100) (1), (010) (2).

ворота спина при прохождении 180° -ДГ, а по величине этого вклада определить толщину ДГ в объеме ферромагнетика: в рамках простейшей модели блоховской стенки $\delta = 1850 \pm 450 \text{ \AA}$. Не исключено, что подобные эксперименты могут дать более тонкую информацию о внутренней структуре ДГ.

Список литературы

- [1] Newton R. R., Kittel Ch. // Phys. Rev. 1948. V. 74. P. 1604—1605. (Пер. в сб.: Физика ферромагнитных областей. М.: ИЛ, 1951. С. 300—303).
- [2] Lilley V. A. // Phil. Mag. 1950. V. 41. N 3. P. 792—811. (Пер. в сб.: Проблемы современной физики. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1953. № 2. С. 6—24).
- [3] Драбкин Г. М., Трунов В. А., Шебетов А. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 11. С. 527—531.
- [4] Шильштейн С. Ш., Елютин Н. О., Соменков В. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 4. С. 1197—1199.
- [5] Schaerf O. // Physica B+C, 1975. V. 80. N 1—4. P. 289—300.
- [6] Шильштейн С. Ш., Соменков В. А., Каланов М. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 6. С. 2214—2220.
- [7] Наумов И. В., Петушков С. А., Подурец К. М., Соменков В. А., Тюгин А. Б., Шильштейн С. Ш. // ПТЭ. 1988. № 5. С. 42—44.
- [8] Квардаков В. В., Подурец К. М., Чистяков Р. Р., Шильштейн С. Ш., Елютин Н. О., Кулиджанов Ф. Г., Бродлер Я., Кадечкова С. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 400—408.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
10 марта 1989 г.

УДК 537.611.43

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ Li^+ В KTaO_2 МЕТОДОМ ЭПР

А. П. Печеный, Т. В. Антимирова, М. Д. Глинчук, И. М. Смолянинов

В последнее время в литературе дискутируется вопрос о возможности существования в кристалле $\text{K}_{1-x}\text{Li}_x\text{TaO}_3$ сегнетоэластического фазового перехода (ФП), предшествующего сегнетоэлектрическому упорядоче-