

ИССЛЕДОВАНИЕ СУБМИКРОСКОПИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ПОМОЩЬЮ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

С.П. Кузнецов, И.В. Мешков, А.Д. Перекрестенко, А.В. Шелагин

Описан оригинальный метод исследования субмикроскопических магнитных неоднородностей. С помощью очень холодных нейтронов ($E \lesssim 10^{-5}$ эВ) в ферромагнетике ^{58}Ni определены дисперсия флуктуаций магнитной индукции и длины корреляций.

В магнитных материалах наличие дефектов структуры приводит к тому, что даже вблизи насыщения могут существовать локальные отклонения $\Delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0 + \Delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ от значения \mathbf{B}_0 , соответствующего однородно намагниченному образцу /1–4/. Определение дисперсии флуктуаций индукции $\langle \Delta\mathbf{B}^2 \rangle$, а также их длин корреляций l , соответствующих по порядку величины размерам магнитных неоднородностей, является актуальной задачей в изучении магнитных веществ. В данной работе впервые приведены результаты исследований такого рода магнитных неоднородностей в ферромагнетике ^{58}Ni с помощью очень холодных нейтронов (ОХН), энергия которых $E \lesssim 10^{-5}$ эВ. Суть метода исследования заключается в анализе зависимостей макроскопических сечений упругого рассеяния ОХН на магнитной структуре исследуемого материала Σ_y от волнового числа нейтрона в веществе, полученных при действии на образец магнитного поля H различной величины.

Векторное поле $\Delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ вызывает диффузное рассеяние нейтронов, которое в интервале энергий $E \lesssim 10^{-6}$ эВ сопровождается существенным искажением нейтронной волны, обусловленным потенциалом $U/5$, состоящим из двух слагаемых: ядерного U_n , описывающего взаимодействие нейтронов с ядрами вещества, и магнитного, определяющего взаимодействие магнитного момента нейтрона $\vec{\mu}$ с магнитным полем среды \mathbf{B}_0 . Для учета искажения нейтронной волны можно воспользоваться показателем преломления

$$n_{12} = \left(1 - \frac{U_n - \langle \vec{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) \rangle}{E_0}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{U_n \pm \mu B_0}{E_0}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

где в случае однородного в среднем случайного поля $\langle \Delta\mathbf{B}(\mathbf{r}) \rangle = 0$ и $\langle \mathbf{B}(\mathbf{r}) \rangle = \mathbf{B}_0$; $E_0 = \hbar^2 k_0^2 / 2m$ – энергия падающего на образец нейтрона с волновым числом k_0 ; знаки \pm отвечают взаимодействию в состоянии со спином нейтрона, ориентированным соответственно вдоль и противоположно магнитному полю \mathbf{B}_0 . Из (1) следует, что $k = n_{12} k_0$. Для неполяризованного пучка нейтронов, падающих на намагниченный образец, Σ_y в общем случае можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0) &= \Sigma_y(n_1 k_0 \rightarrow n_1 k_0) + \Sigma_y(n_1 k_0 \rightarrow n_2 k_0), \\ \Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0) &= \Sigma_y(n_2 k_0 \rightarrow n_2 k_0) + \Sigma_y(n_2 k_0 \rightarrow n_1 k_0). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Sigma_y(n_i k_0 \rightarrow n_j k_0)$ – упругое рассеяние нейтрона без переворота спина; $\Sigma_y(n_i k_0 \rightarrow n_j k_0)$ – упругое рассеяние с переворотом спина в магнитном поле.

С учетом того, что тензорная корреляционная функция векторного поля $\Delta\mathbf{B}(\mathbf{r})$ определяется скалярной функцией $V_{LL}/5$ и правомерным /3, 6/ является использование V_{LL} в виде $V_{LL} = \langle \Delta\mathbf{B}^2 \rangle \exp(-\alpha r) / 3$ (где $\alpha^{-1} = l$), из выражения дифференциального сечения упругого рассеяния на магнитных неоднородностях /5/ в области применимости борновского приближения были получены аналитические выражения для $\Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0)$ и $\Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0)$ в (2), которые ввиду громоздкости в данной работе не приводятся. Для определения l и $\langle \Delta\mathbf{B}^2 \rangle^{1/2}$ достаточно использовать асимптотические части этих выражений:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0) &\propto 2(n_0 k_0)^2 / a^5 \\ \Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0) &\propto 2(n_2 k_0)^2 / a^5 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} a &\gg n_{1,2} k_0, \\ n_1 &\ll n_2 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0) \cong \Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0) \cong 2 \left(\frac{\mu m}{2\pi \hbar^2} \right)^2 \frac{\langle \Delta B^2 \rangle}{3} \frac{4\pi^2}{a(n_2 k_0)^2}, \quad a \ll n_{1,2} k_0, \quad n_1 \cong n_2 \cong n_0. \quad (4)$$

Здесь $n_0 = ((E_0 - U_n)/E_0)^{1/2}$. Пересечение асимптот (3) и (4) в некоторой точке k^* дает значение $l = a^{-1} = (2k^*)^{-1}$.

Для определения $\Sigma_y(k)$ на спектрометре ОХН /7/ по времяпролетной методике были проведены измерения пропускания пучка неполяризованных нейтронов через образец немагнитный и намагнитный в поле $H = (0,92; 1,72; 4,76; 8,44) \cdot 10^4$ А/м соответственно до $B_0 = 0,518; 0,576; 0,69; 0,746$ Тл, причем измерения немагнитного образца осуществлялись при двух температурах (298 и 80 К). В качестве образца использовалась фольга толщиной 52,7 мкм поликристаллического ^{58}Ni с обогащением 95,9% при содержании инородных примесей 0,041%. При $H = 0$ сечения определялись по методике, изложенной в /7/, а в случае намагнитного образца учитывалась поляризация нейтронов. На рис. 1 представлены характерные экспериментальные кривые $\Sigma_y(k)$, соответствующие $H = 0$ и $1,7 \cdot 10^4$ А/м. Зависимость сечений от величины магнитного поля и нечувствительность к температуре образца дают основание считать, что $\Sigma_y(k)$ определяются упругим рассеянием ОХН на неоднородностях, имеющих магнитную природу. Другим подтверждением этого является то, что при малых k , как видно из рис. 1, $\Sigma_y(k) \propto k^2$, в то время как в случае немагнитных неоднородностей $\Sigma_y(k) = \text{const}$ /7/. Более подробный анализ процессов взаимодействия ОХН с ^{58}Ni проведен в работе /8/.

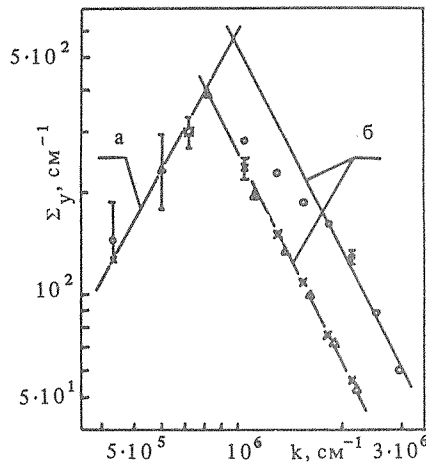
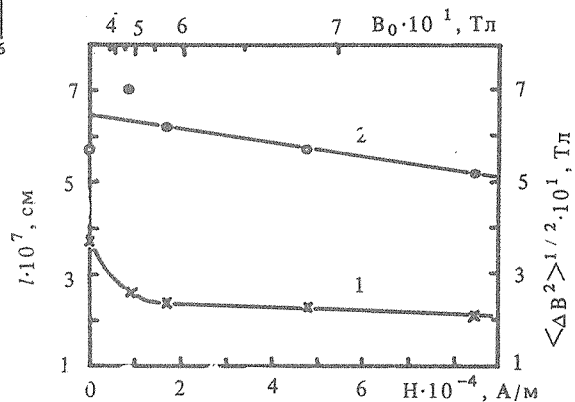


Рис. 1. Сечения рассеяния ОХН на магнитных неоднородностях ^{58}Ni : $H=0$ (\circ); $H=1,7 \cdot 10^4$ А/м, спин нейтрона совпадает с направлением $B_0(x)$; $H=1,7 \cdot 10^4$ А/м, спин нейтрона противоположен направлению B_0 (Δ); прямые — асимптотические области, а — $\propto k^2$, б — $\propto k^{-2}$.

Рис. 2. Зависимости флуктуаций магнитной индукции $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ (1) и их длин корреляций l (2) от параметров магнитного поля.



Путем аппроксимации экспериментальных данных выражениями (3) и (4) были определены значения $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ и l , представленные на рис. 2 в зависимости от H и B_0 . Из рисунка видно, что обе величины, характеризующие магнитные неоднородности, уменьшаются при увеличении H . Экстраполируя $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ и l по линейному закону из области $H = 1,72 - 8,47$ А/м в область больших значений H , можно оценить предельную величину магнитного поля, при которой магнитные неоднородности исчезают. Она составляет приблизительно $5 \cdot 10^5$ А/м.

Важным является вопрос — какие дефекты структуры ответственны за образование магнитных неоднородностей? Для его выяснения с использованием метода, предложенного в /9/, был проведен анализ зависимости производной намагниченности (dJ/dH) исследованного образца ^{58}Ni от H^{-3} (зависимость $J(H)$ приведена в /8/). В области больших полей ($> 4 \cdot 10^4$ А/м) в дополнение к асимптотическому насыщению намагниченности был обнаружен добавочный механизм намагниченности образца. Этот механизм в работе /10/ рассмотрен, исходя из предположения о существовании поля механических напряжений вокруг дислокаций, а в /11/ — из предположения о наличии немагнитных примесных включений и пор. Дефекты такого рода вызывают появление сильной локальной магнитной анизотропии (магнитных неоднородностей), сохраняющейся вплоть до значений магнитного поля $\sim 10^6$ А/м, что находится в согласии по порядку величины с предельным значением $5 \cdot 10^5$ А/м.

Подводя итог, можно сделать следующие выводы: 1) разработана методика определения параметров магнитных неоднородностей в магнитных веществах; 2) в исследованном образце ферромагнетика ^{58}Ni обнаружены субмикроскопические магнитные неоднородности, обусловленные значительными флуктуациями магнитной индукции с малыми относительно размеров доменов, стенок Блоха /12/ длинами корреляции, зависящими от величин H , B_0 ; 3) источниками таких неоднородностей могут служить внутримолекулярные поля механических напряжений вокруг дислокаций, примесные включения и поры; 4) для выделения частичного вклада в магнитные неоднородности от различных структурных дефектов необходимы дополнительные исследования, например, при различных термических обработках образцов и т. д.

Авторы признательны А.В. Степанову, К.Н. Зайцеву, А.А. Портнову за плодотворные обсуждения, Ю.А. Лапушкину за помощь в проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kronmuller H. Atomic Energy Review, 1, 225 (1981).
2. Малеев С. В., Рубан В. А. ФТТ, 18, 2283 (1976).
3. Игнатченко В. А., Исхаков Р. С. Физика магнитных материалов. Новосибирск, Наука, 1983, с. 180.
4. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М., Мир, 1987, с. 420.
5. Степанов А. В., Шелагин А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 37 (1977).
6. Фишер М. Природа критического состояния. М., Мир, 1968, с. 157.
7. Антонов А. В. и др. ФТТ, 26, 1585 (1984).
8. Антонов А. В. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 46 (1985).
9. Czerlinsky E. Ann. Physik, 13, 80 (1932).
10. Brown W. F. Phys. Rev., 60, 139 (1941).
11. Neel L. J. Phys. Rad., 9, 184 (1948).
12. Lermer R., Steyerl A. Phys. Stat. Sol. (a), 33, 531 (1976).

Поступила в редакцию 8 февраля 1989 г.