

ИССЛЕДОВАНИЕ СУБМИКРОСКОПИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МАГНЕТИКАХ С ПОМОЩЬЮ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

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

В магнитных материалах наличие дефектов структуры приводит к тому, что даже вблизи насыщения могут существовать локальные отклонения $\Delta \vec{B}(\vec{r})$ магнитной индукции $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0 + \Delta \vec{B}(\vec{r})$ от значения \vec{B}_0 , соответствующего однородно намагниченному образцу [1-4]. Определение дисперсии флуктуаций индукции $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$, а также их длин корреляций λ , соответствующих по порядку величины размерам магнитных неоднородностей, является актуальной задачей в изучении магнитных веществ. В данной работе приведены впервые полученные результаты исследования 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 микроскопических сечений упругого рассеяния $\Sigma_y(k)$ (k - волновое число нейтронов в веществе) ОХН на магнитной структуре исследуемого материала, полученных при действии на образец магнитного поля H различной величины.

Векторное поле $\Delta \vec{B}(\vec{r})$ 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_y , описывающего взаимодействие нейтронов с ядрами вещества, и магнитного, определяющего взаимодействие магнитного момента нейтрона $\vec{\mu}$ с магнитным полем среды \vec{B}_0 . Для учета искажения нейтронной волны можно воспользоваться показателем преломления

$$n_{12} = \sqrt{1 - \frac{U_y - \langle \vec{\mu} \vec{B}(\vec{r}) \rangle}{E_0}} = \sqrt{1 - \frac{U_y \pm \mu B_0}{E_0}}, \quad (1)$$

где в случае однородного в среднем случайного поля $\langle \Delta \vec{B}(\vec{r}) \rangle = 0$ и $\langle \vec{B}(\vec{r}) \rangle = \vec{B}_0$; $E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}$ - 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 \vec{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

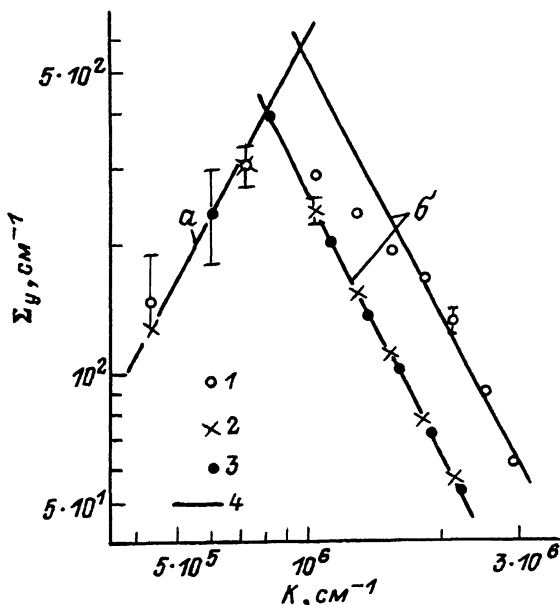


Рис. 1. Сечения рассеяния ОХН на магнитных неоднородностях
 1 - $H = 0$, 2 - $H = 1.7 \cdot 10^4$ А/м (спин нейтрона совпадает с направлением \vec{B}_0), 3 - $H = 1.7 \cdot 10^4$ А/м (спин нейтрона противоположен направлению \vec{B}_0), 4 - асимптотические области а - $\sim K^2$, б - $\sim K^{-2}$.

$$\Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0) = \Sigma_y(n_1 k_0 \rightarrow n_1 k_0) + \Sigma_y(n_1 k_0 \rightarrow n_2 k_0), \quad (2)$$

$$\Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0) = \Sigma_y(n_2 k_0 \rightarrow n_2 k_0) + \Sigma_y(n_2 k_0 \rightarrow n_1 k_0).$$

Здесь $\Sigma_y(n_i k_0 \rightarrow n_i k_0)$ - 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. Принимая во внимание то, что тензорная корреляционная функция векторного поля $\Delta B(r)$ определяется скалярной функцией B_{LL} [5] и правомерным [3, 6] является использование B_{LL} в виде $B_{LL} = \frac{1}{3} \langle \Delta B^2 \rangle \exp(-\alpha r)$ (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 $\Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0)$, которые ввиду громоздкости в данной работе не приводятся. Для определения l и $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ достаточно использовать асимптотические части этих выражений:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0) &\sim 2(n_1 k_0)^2 \alpha^{-5} \\ \Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0) &\sim 2(n_2 k_0)^2 \alpha^{-5} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \alpha &\gg n_{12} k_0, \\ n_1 &\ll n_2, \end{aligned} \quad (3)$$

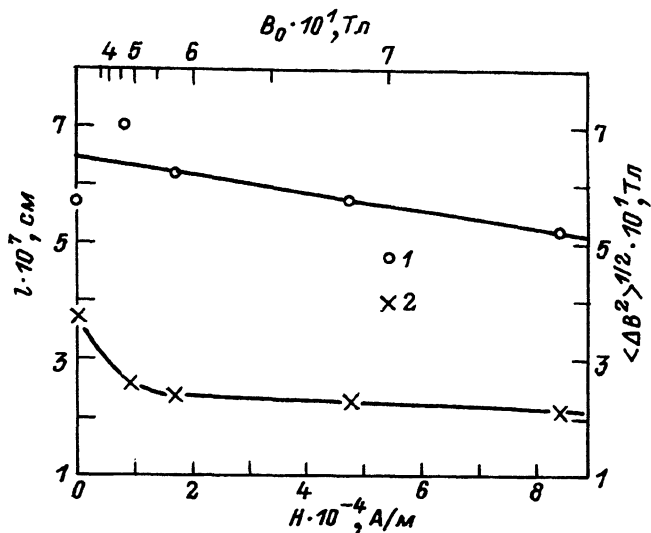


Рис. 2. Зависимости флуктуаций магнитной индукции $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$ (2) и их длин корреляций l (1) от параметров магнитного поля.

$$\Sigma_y^{(1)}(n_1 k_0) \approx \Sigma_y^{(2)}(n_2 k_0) \approx 2 \left(\frac{\mu m}{2\pi \hbar^2} \right)^2 \frac{\langle \Delta B^2 \rangle}{3} \frac{4\pi^2}{\alpha (n_2 k_0)^2}, \quad (4)$$

$$\alpha \ll n_{12} k_0,$$

$$n_1 \approx n_2 \approx n_0.$$

Здесь $n_0 = \sqrt{\frac{E_0 - U_{Я}}{E_0}}$. Пересечение асимптот (3) и (4) в некоторой точке k^* дает значение $l = \alpha^{-1} = (2k^*)^{-1}$.

Для определения $\Sigma_y(k)$ на спектрометре ОХН [7] по времяпролетной методике были проведены измерения пропускания пучка неполяризованных нейтронов через образец, не намагниченный и намагниченный 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 в первом случае измерения осуществлялись при двух температурах образца: 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 намагниченного 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 дает основание считать, что $\Sigma_y(k)$ определяется упругим рассеянием ОХН на неоднородностях, имеющих магнитную природу. Другим подтверждением этого является то, что при малых k , как видно из рис. 1, $\Sigma_y(k) \sim k^2$, 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].

Экспериментальные данные были аппроксимированы выражениями (3), (4) и определены $\langle \Delta B^2 \rangle^{1/2}$, 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 $H = 1.72 \pm 8.47$ А/м в область больших значений, 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 этого, с использованием метода, предложенного в [9], был проведен анализ изменения производной намагниченности ($\frac{dJ}{dH}$) исследованного образца ^{58}Ni как функции 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] рассмотрели, 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 магнитного поля $\sim 10^6$ А/м, что находится в согласии по порядку величины со значением $\approx 5 \cdot 10^5$ А/м.

Подводя итог изложенному, 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 относительно (размеры доменов, стенок Блоха [12]) малыми 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 парциального 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.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] K r o n m u l l e r H. // Atomic Energy Review. 1981. V. 1. P. 255-290.

[2] М а л е е в С.В., Р у б а н В.А. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 8. С. 2283-2290.

- [3] И г н а т ч е н к о В.А., И с х а к о в Р.С. Физика магнитных материалов. Новосибирск, 1983. 180 с.
- [4] Т и к а д з у м и С. Физика ферромагнетизма. М., 1987. 420 с.
- [5] С т е п а н о в А.В., Ш е л а г и н А.В. // Кр. сообщ. по физике, 1977. № 9. С. 37-43.
- [6] Ф и ш е р М. Природа критического состояния М., 1968. 157 с.
- [7] А н т о н о в А.В. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 6. С. 1585-1596.
- [8] А н т о н о в А.В. и др. // Кр. сообщ. по физике. 1985. № 3. С. 46-49.
- [9] С z e r l i n s k y Е. // Ann. Physik. 1932. V. 13. P. 80-87.
- [10] B r o w n W.F. // Phys. Rev. 1941. V. 60. N 2. P. 139-147.
- [11] N e e l L. // J. Phys. Rad. 1948. V. 9. P. 184-192.
- [12] L e r m e r R., S t e y e r l A. // Phys. St. Sol. (a), 1976. V. 33. N 2. P. 531-541.

Поступило в Редакцию
6 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 20

26 октября 1989 г.

04

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

А.И. К л и м о в, Г.И. М и ш и н,
А.Б. Ф е д о т о в, В.А. Ш а х о в а т о в

Аномальные свойства ударных волн (УВ) в стационарной плазме тлеющего разряда (ТР) в разных газах были обнаружены в работах [1, 6].

Распространение УВ в распадающейся после обрыва тока плазме ТР было исследовано в работе [7].

Данная статья посвящена изучению поведения УВ в нестационарной развивающейся плазме ТР после момента подачи напряжения на электроды.

Эксперименты проводились в электромагнитной ударной трубе [1] в различных газах (воздух, N_2 , Ar , CO_2) при давлениях $P = 3-30$ Тор; начальные скорости УВ лежали в диапазоне $U_0 = 400-1500$ м/с; продолжительность спутного потока за УВ составляла ~ 300 мкс.

В экспериментах исследовалась плазма как продольного, так и поперечного ТР со следующими параметрами: $j = 0.01-0.4$ А/см²,