

УДК 538.221

А.Ю. Гайдусь, Л.М. Калиберда, А.И. Спольник

Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства имени Петра Василенко, Харьков

РАССЕЯНИЕ ОДНОРОДНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ НА ДВИЖУЩИХСЯ ДИСЛОКАЦИЯХ

В работе теоретически изучено влияние движения дислокаций на процесс рассеяния однородной спиновой волны, возбуждаемой при ферромагнитном резонансе. Проанализирована зависимость ширины резонансной линии от скорости движения дислокаций.

Ключевые слова: дислокационный фонon, ферромагнитный резонанс.

Введение

Для физики пластичности металлов представляет большой интерес получение информации о движении дислокаций. Широко используемая для влияния на прочностные свойства металлов ультразвуковая обработка последних, может вызывать движение имеющихся в нем дислокаций, активировать источники новых дислокаций, а также вызывать колебания дислокаций.

Представляет интерес изучение влияния движения дислокаций на рассеяние однородной спиновой волны. Это создаст предпосылки в дальнейшем использовать метод ФМР для исследования динамики дислокаций.

Цель статьи заключается в исследовании влияния движения дислокаций с различными скоростями на процессы релаксации в магнитной подсистеме ферромагнетика и анализе экспериментальных возможностей подтверждения теоретических результатов.

Постановка задачи

Рассеяние однородной спиновой волны, возбуждаемой при ферромагнитном резонансе (ФМР), отражается на ширине резонансной линии [1]. Дефекты кристаллической решетки, в частности дислокации, создают канал релаксации спиновых волн. Это позволяет по ширине линии ФМР получать информацию о плотности и распределении дислокаций в ферромагнитных кристаллах. Этот вопрос подробно исследован теоретически и экспериментально (см., например, [2] и ссылки там).

В области высоких значений магнитных полей $H \gg 4\pi M_0$ – это взаимодействие представляет собой обычный процесс рассеяния спиновых волн дислокационными «фононами»:

$$H_{int} = \sum_{k, k'} \Phi(k, k') \alpha_k^+ \alpha_{k'} e^{-i\omega t \delta_{k, k'+q}}, \quad (1)$$

где

$$\Phi(q) = \mu M_0 \gamma [u_{xx}(q) + u_{yy}(q) - 2u_{zz}(q)] -$$

амплитуда взаимодействия; $q = k' - k$ – переданный импульс; $\alpha_k^+, \alpha_{k'}$ – операторы рождения и уничтожения спиновых волн; $\omega = (q \cdot v)$ – частота дислокационного «фонона»; $u_{ik}(q)$ – Фурье-образ статического тензора деформации дислокации; γ – магнестрикссионная постоянная; v – вектор скорости дислокации; μ – магнетон Бора.

Рассчитаем вероятность рассеяния однородной спиновой волны на упругом поле равномерно движущейся дислокации. При этом будем исходить из выражения

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_k |\Phi(0, k)|^2 \delta[\varepsilon(k) + \hbar\omega - \varepsilon_0], \quad (2)$$

где

$$\varepsilon(k) = 2\mu M_0 (H / M_0 + \alpha k^2 + 2\pi \sin^2 \theta_k) -$$

закон дисперсии магнонов,

$$\varepsilon_0 = 2\mu M_0 [H / M_0 + 2\pi(N_x + N_y)], N_x, N_y -$$

размагничивающие факторы,

θ – угол между вектором k и внешним магнитным полем,

M_0 – намагниченность насыщения.

Рассмотрим для простоты рассеяние спиновых волн на «экранированном» поле винтовой дислокации.

Амплитуду взаимодействия запишем в виде [3]

$$\Phi(0, k) = -6i\mu M_0 \gamma b \sin 2\theta \times \\ \times (1 - J_0(\Gamma_1 k_\perp)) \frac{k_x}{k_\perp^2} \frac{\pi \delta(k_\parallel)}{v}, \quad (3)$$

где θ – угол между осью дислокации и вектором M_0 ; $k_x = k_\perp \cos \phi$; k_\perp и k_\parallel – поперечная и про-

дольная составляющие вектора k ; ϕ - азимутальный угол вектора k в плоскости, перпендикулярной M_0 ; v - объём кристалла.

Подставляя (3) в (2), найдем после некоторых преобразований

$$w = \frac{9L\mu M_0(\gamma b)^2 \sin^2 2\theta}{4\pi V\alpha\hbar} \times \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \phi [1 - J_0(r_1 k_\perp)]^2 d\phi}{k_1 \left(k_1 + \frac{\hbar v_\perp \cos \phi}{4\mu M_0 \alpha} \right)}, \quad (4)$$

где

$$k_1 = \sqrt{(v_\perp \cos \phi / v_0 \sqrt{\alpha})^2 + \frac{2\pi}{\alpha} (N_x + N_y - \sin^2 \theta_k)};$$

v_\perp - проекция вектора скорости дислокации на плоскость перпендикулярную M_0 , $2L$ - длина дислокации.

Проанализируем скоростную зависимость вероятности w в двух предельных случаях - малых ($v \ll v_0 / N$) и больших ($v \gg v_0$) скоростей, когда интеграл, фигурирующий в выражении (4), допускает сравнительно простое представление в аналитическом виде.

A. Случай малых скоростей $v \ll v_0 / N$.

В этом случае выражение для вероятности рассеяния однородной спиновой волны можно привести к виду

$$w = \frac{9}{\pi^2} (gM_0)(\gamma b)^2 \frac{L}{V} \cos^2 \theta \times \int_{\sqrt{\bar{x}_m}}^{\sqrt{\bar{x}_M}} \frac{[1 - J_0(N\chi)]^2}{\chi} \sqrt{\frac{x_M - \chi^2}{\chi^2 - x_m}} d\chi - \frac{9}{2\pi^3} (gM_0) \cdot (\gamma b)^2 \frac{L}{V} \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \left(\frac{Nv_\perp}{2v_0} \right) \times \int_{\sqrt{\bar{x}_m}}^{\sqrt{\bar{x}_M}} \frac{d\chi}{\chi} J_2(N\chi) \frac{[x_M - \chi^2]^{3/2}}{\sqrt{\chi^2 - x_m}}, \quad (5)$$

где

$$\bar{x}_m = x_m \theta(x_m), \bar{x}_M = x_M \theta(x_M),$$

$\theta(z)$ - единичная функция Хевисайда,

$$x_m = -2\pi N_z, x_M = 2\pi(\sin^2 \theta - N_z).$$

Замечая далее, что вклад отдельной дислокации в ширину линии ферромагнитного резонанса определяется формулой

$$\Delta H_s = w / g, \quad (6)$$

находим

$$\Delta H_s = \Delta H_s^0 \left\{ 1 - \left[\left(\frac{Nv_\perp}{v_0} \right)^2 \right] \right\}, \quad (7)$$

где

$$\Delta H_s^{(0)} = \left(\frac{3}{\pi} \right)^2 gM_0(\gamma b)^2 \frac{L}{V} \cos^2 \theta \times \int_{\sqrt{\bar{x}_m}}^{\sqrt{\bar{x}_M}} \frac{d\chi}{\chi} [1 - J_0(N\chi)]^2 \sqrt{\frac{x_M - \chi^2}{\chi^2 - x_m}} -$$

статическое уширение линии ФМР определяемое отдельной дислокацией [2], где g - гиромагнитное отношение.

B. Случай больших скоростей $v \gg v_0$.

В этом случае

$$k_1 = v_\perp \cos \phi / v_0 \sqrt{\alpha},$$

и подынтегральное выражение в формуле (4) существенно упрощается после введения новой переменной $x = Nv_\perp \cos \phi / v_0$:

$$w = \frac{9LgM_0(\gamma b)^2 \sin^2 2\theta}{4\pi} \left(\frac{v_0}{v_\perp} \right)^2 I, \quad (8)$$

где

$$I = \int_0^A \frac{[1 - J_0(x)]^2 dx}{\sqrt{A^2 - x^2}}, A = \frac{Nv_\perp}{v_0}.$$

Замечая, что $I = \pi / 2$, находим для вклада отдельной дислокации в ширину линии однородного ФМР следующее выражение:

$$\Delta H_s = \frac{9}{8} \gamma^2 M_0 \frac{Lb^2}{V} \sin^2 2\theta \left(\frac{v_0}{v} \right)^2. \quad (9)$$

Таким образом, вклад в ширину линии однородного ФМР, определяемый отдельной дислокацией, равномерно движущейся в ферромагнетике, существенно зависит от скорости движения дислокации: при низких скоростях $v \ll v_0 / N$ с точностью до членов порядка v / v_0 совпадает с вкладом неподвижной дислокации, а при скоростях $v \gg v_0$ убывает при возрастании скорости $(v / v_0)^2$.

Обсуждение результатов

Воспользовавшись выражениями (7) и (9), были проанализированы зависимости уширения линии от скорости дислокаций.

При малых скоростях

$$v \ll v_0 / N,$$

где $v_0 = 2gM_0\sqrt{\alpha}$ - минимальная фазовая скорость спиновых волн,

$N = r_1 / \sqrt{\alpha}$ - параметр, пропорциональный радиусу "экранирования" r_1 упругого поля деформации [2] ($N \gg 1$),

α - обменная постоянная, уширение с точностью до членов порядка v / v_0 совпадает с уширением неподвижными дислокациями, а при больших скоростях $v \gg v_0$ с увеличением скорости убывает пропорционально $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$.

Для того чтобы проанализировать суммарный вклад всех движущихся дислокаций в ширину линии ФМР, рассмотрим случай касательно намагниченной пластинки, когда статическое дислокационное уширение достигает максимального значения [2].

В металлах из-за скин-эффекта это всегда реализуется [7].

В этом случае

$$N_z = N_x = 0, \quad x_m = 0, \quad x_M = 2\pi \sin^2 \theta,$$

и из формулы (7) настоящей работы и формулы (22) работы [2] следует выражение для ΔH_s , справедливое при $v \ll v_0 / N$,

$$\Delta H_s \cong \frac{18}{\pi^2} \sqrt{2\pi} \left(1 - \frac{2}{\pi}\right) \gamma^2 M_0 \times \times \frac{b^2 L}{V} N \sin \theta \cos^2 \theta. \quad (10)$$

Если ограничиться рассмотрением монокристаллов, в которых движение дислокаций под действием внешних приложенных напряжений происходит в одной плоскости (1 стадия пластической деформации монокристаллов - стадия легкого скольжения), то для нахождения суммарного вклада всех движущихся дислокаций в ширину линии ферромагнитного резонанса необходимо произвести усреднение по всем дислокациям, расположенным в плоскости скольжения, и умножить результат на полное число подвижных дислокаций в плоскости скольжения $(V / 2L)\rho$ (ρ - плотность подвижных дислокаций).

Полный вклад всех дислокаций (как статических, так и движущихся) в ширину линии ФМР при $v \ll v_0 / N$ определяется выражением

$$\Delta \bar{H}_s = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^2 \sqrt{2\pi} (\pi - 2) (\gamma b)^2 \times \times M_0 N (n + f(\cos \beta) \rho), \quad (11)$$

где n - плотность неподвижных дислокаций,

β - угол между направлением вектора намагниченности и плоскостью скольжения,

$$f(y) = \frac{32}{3\pi^2} \times$$

$$\times \left[(1 - y^2) K(y) + (2y^2 - 1) E(y) \right],$$

$K(x)$ и $E(x)$ - полные эллиптические интегралы I и II рода, соответственно.

При высоких скоростях движения дислокации $v \gg v_0$ усреднение выражения (9) приводит к следующей формуле для ширины линии однородного ФМР:

$$\Delta \bar{H}_s = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^2 \sqrt{2\pi} (\pi - 2) (\gamma b)^2 M_0 N_n + + \frac{9}{8} (\gamma b)^2 M_0 \left(\frac{v_0}{v_\perp}\right)^2 \rho \cos^2 \beta \left(1 - \frac{3}{4} \cos^2 \beta\right). \quad (12)$$

Формулы (11) и (12) описывают зависимость ширины линии однородного ФМР от плотности дислокаций и скорости движения.

Экспериментальное наблюдение влияния движения дислокаций на релаксацию однородной спиновой волны представляет значительные трудности. Это связано с тем, что на практике невозможно обеспечить однонаправленное движение значительного количества дислокаций с одинаковой скоростью. Кроме этого, скорости движения дислокаций в процессе пластической деформации намного превосходит скорость регистрации линии ФМР, особенно в случае линий с большой шириной, что характерно для металлических ферромагнетиков, в которых из-за скин-эффекта происходит искажение формы линии и её уширение. Поэтому на ширину линии окажут влияние только дислокации которые остались в кристалле на своих местах.

Нахождение доли подвижных дислокаций в общей плотности дислокаций ρ / n_0 в настоящее время производится на основе экспериментов по вязкому торможению дислокаций. Из небольшого числа работ, посвященных этому вопросу следует, что эта величина изменяется в очень широких пределах от 10^{-5} до $2 \cdot 10^{-1}$ в зависимости от свойств кристаллов.

Вероятно, в некоторых условиях пластической деформации (например, когда в плоскостях скольжения происходит массовое размножение и перемещение дислокаций) это отношение становится порядка единицы.

Представляется интересным проведение экспериментов в образцах, к которым прикладывается переменное упругое поле, в частности, ультразвуковое, техника использования которого в физике твердого тела хорошо известна [3, 5]. При этом можно добиться, чтобы дислокации не перемещались со своих мест, а совершали вынужденные колебания вблизи положения равновесия.

Подбором амплитуды и частоты ультразвука можно добиться коллективных колебаний решетки параллельных дислокаций и провести измерения ширины ФМР. Такая идеальная ситуация описана в [6]. При воздействии ультразвука удастся избежать изменения формы образца, что важно для измерений ФМР.

В настоящей работе рассмотрено движение дислокаций, приводящее к рассеянию однородной спиновой волны, обусловленное магнитоупругой связью между неоднородным полем деформации вокруг дислокаций и спиновой системой ферромагнетика. О

днако возможны и другие эффекты, обусловленные колебанием дислокаций.

Вынужденные колебания дислокационных "фонон" могут возбуждать магнитные колебания. Для этого частоты колебаний должны лежать в области, по крайней мере, ультразвука. В идеализированной ситуации, описанной в [6], возбуждение магнитных колебаний будет носить резонансный характер подобно возбуждению магнитных колебаний звуковыми, приводящем к магнитоакустическому резонансу [1].

Прямое рассеяние однородной спиновой волны на дислокационных "фононах" согласно [1] будет давать пренебрежимо малый вклад в ширину линии ФМР.

Выводы

1. Движение дислокаций влияет на ширину линии ФМР. В отличие от неподвижных дислокаций движущиеся дислокации могут приводить как к уширению линии ФМР, так и к сужению. Это зависит от скорости дислокаций. При малых скоростях динамическое уширение совпадает со статическим (т.е. неподвижными дислокациями).

2. Метод ФМР можно использовать для оценки доли подвижных дислокаций в общем количестве дислокаций в процессе пластической деформации ферромагнетика.

3. Представляет большой интерес проведение измерений ФМР в ферромагнетиках с системой колеблющихся дислокаций в переменном упругом внешнем поле. Это позволит экспериментально исследовать скоростную зависимость влияния движения дислокаций на ФМР.

4. Предполагается, что колебания системы параллельных дислокаций с ультразвуковой частотой может привести к связи между дислокационными "фононами" и магнитными колебаниями, которая будет носить резонансный характер.

Список литературы

1. Ахиезер А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. – М.: Наука, 1967. – 368 с.
2. Ахиезер А.И. Теория дислокационного уширения линии однородного ферромагнитного резонанса / А.И. Ахиезер, В.В. Ган, А.И. Спольник // ФТТ. – 1975. – Т. 17, вып. 8. – С. 23.40-23.46.
3. Тяпунина Н.А. Действие ультразвука на кристаллы с дефектами / Н.А. Тяпунина, Е.К. Наими, Г.М. Зиненкова. – М.: МГУ, 1999. – 238 с.
4. Барьяхтар В.Г. Динамическое торможение дислокаций в ферромагнетиках / В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72, вып. 1. – С. 218-224.
5. Труэлл Э. Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Э. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. – М.: Мир, 1972. – 307 с.
6. Косевич А.М. Коллективные колебания решетки винтовых дислокаций как пример динамики акустической сверхрешетки / А.М. Косевич // ФНТ. – 2003. – Т. 29, вып. 8. – С. 930-933.
7. Спольник А.И. Особенности протекания релаксационных процессов при ферромагнитном резонансе в условиях скин-эффекта / А.И. Спольник, А.Ю. Гайдусь, Л.М. Калиберда // Системи обробки інформації. – Х.: ХУПС, 2015. – Вип. 5(130). – С. 48-50.

Поступила в редколлегию 31.03.2016

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.П. Пуятин, Харьковский университет сельского хозяйства им. П. Василенко, Харьков.

РОЗСІЯННЯ ОДНОРІДНОЇ СПІНОВОЇ ХВИЛІ НА РУХОМИХ ДИСЛОКАЦІЯХ

А.Ю. Гайдусь, Л.М. Калиберда, О.І. Спольник

В роботі теоретично вивчений вплив руху дислокацій на процес розсіяння однорідної спигової хвилі, збудженої при ферромагнітному резонансі. Проаналізована залежність ширини резонансної лінії від швидкості руху дислокацій.

Ключові слова: дислокаційний фонон, ферромагнітний резонанс.

SCATTERING OF HOMOGENEOUS SPIN WAVE ON MOVING DISLOCATIONS

A.Yu. Gaidus, L.M. Kaliberda, O.I. Spolnik

In the work theoretically research the influence of the dislocation motion on the scattering process of homogeneous spin wave excited by ferromagnetic resonance. It was analyzed the dependence of resonance line width of speed of dislocation motion.

Keywords: dislocation background, ferromagnetic resonance.