Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 30 – 32 *5 января 1971 г.*

О ТОРМОЖЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Г.И.Бабкин, В.Я.Кравченко

В ферромагнитных материалах движущиеся дислокации должны тормозиться за счет взаимодействия сопровождающих их деформаций со спиновыми волнами. При этом часть потерь связана с рассеянием "тепловых" спиновых волн и может быть описана подобно фононному торможению. Более интересен, на наш взгляд, другой механизм потерь, обусловленный генерацией спиновых волн движущейся дислокацией. Условием генерации, как обычно, является превышение дислокацией фазовой скорости спиновой волны V_s. Вследствие этого условия данный вклад в силу торможения должен иметь пороговый по скоростям характер. Пороговое значение скорости V_s может быть изменено с помощью внешнего магнитного поля H_0: как известно [1], $V_s \sim \beta + (H_0/M_0)$, где β – константа анизотропии, M_0 – плотность магнитного момента. Поэтому при $H_0 >> M_0$ величина V_s настолько возрастает, что процесс генерации спиновых волн прекращается и соответствующая часть торможения дислокации исчезает. Именно это обстоятельство может быть использовано для экспериментального обнаружения торможения: внезапное выключение части сил торможения может проявиться в виде скачка на графике зависимости напряжения от деформации образца.

Целью настоящей работы является анализ описанного выше порогового механизма торможения в ферромагнетиках. Расчет проводится в макроскопическом приближении и заключается в определении силы, действующей на дислокацию за счет магнитоупругой связи. Для этого используется закон сохранения энергии ферромагнетика. Плотность энергии W включает в себя упругую, магнитоупругую, электромагнитную части. Они имеют обычный вид (см., например, [1, 2]), однако учет дислокаций требует, как известно, использования вместо тензора деформаций $\partial u_k / \partial x_i$ тензора упругой дисторсии w_{ik}, не выражающегося через производные от вектора геометрического смещения среды $\mathbf{u}$ по координатам вследствие наличия пластической деформации [3]. Учет пластической деформации позволяет связать w_{il} со скоростью движения среды $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{u}}$ [3]:

$$\frac{\partial w_{il}}{\partial t} = \frac{\partial v_l}{\partial x_i} + J_{il} . \qquad (1)$$

Здесь J_{il} – плотность потока дислокаций, которая для одиночной дислокации, характеризуемой вектором касательной $\mathbf{q}$, вектором Бюргерса $\mathbf{b}$ и скоростью

V имеет вид [3]:

$$J_{il} = [q \times V]_i b_l \delta(\vec{\xi}), \qquad (2)$$

где $\xi \perp q$ – радиус-вектор, отмечающий положение данной точки дислокационной линии в пространстве.

В W нужно учесть и энергию движущихся дислокаций, состоящую из собственной энергии дислокационных линий и кинетической энергии их движения под действием внешнего напряжения. Интересуясь только потерями на излучение спиновых волн, мы не будем здесь учитывать процессов диссипации, сопровождающих движение упругой среды и магнитного момента. Поэтому изменение W со временем должно сводиться к пространственной дивергенции плотности потока энергии. При преобразовании $\dot{W}$ к такому виду обычным путем находится эффективное поле $\tilde{H}$ в уравнении движения магнитного момента и тензор напряжений σ_{il} в уравнении движения упругой среды. Мы не приводим здесь этих выражений, поскольку их отличие от обычно используемых при рассмотрении связанных магнитоупругих волн (см., например, [1]) состоит лишь в замене тензора деформаций на w_{il}. Кроме $\tilde{H}$ и σ, преобразование $\dot{W}$ с учетом (1), (2) и уравнения движения дислокации, позволяет найти силу торможения f единицы длины линии. Опустив выкладки, аналогичные проделанным в [4], приведем результат:

$$\mathrm{f} = q \times \vec{\Sigma}; \qquad \Sigma_i = \sigma^{u}_{li} b_l, \qquad (3)$$

где σ^u – "упругая" часть тензора напряжений, фигурирующего в уравнении движения среды (в последнем объемная сила включает еще градиент полевого тензора напряжений [1] $\sigma^m_{il} = (1/4\pi)(H_i B_l - (1/2) H^2 \delta_{il})$. Выражение для σ^u, которое мы здесь для краткости не выписываем, зависит как от дисторсии w, так и от магнитного момента μ.

Изложим дальнейший ход решения и приведем основные результаты. Для простоты рассматривается одиночная прямолинейная равномерно движущаяся дислокация (в (2) это соответствует, например, $q \parallel z$, $V \parallel x$, $\delta(\xi) = \delta(x - Vt)\delta(y)$. Используется разложение Фурье по координатам x и y ($w, \mu, v \sim \exp i(k_x x + k_y y)$), при этом, очевидно зависимость от времени определяется множителем $\exp - itk_x V$, т. е. роль частоты играет $k_x V$. Из уравнений движения находится система неоднородных алгебраических уравнений для фурье-компонент μ, v, w. Детерминант этой системы имеет корни $\omega = f(k)$, определяющие спектр волн в ферромагнетике; в нашем случае вследствие равенства $\omega = k_x V$ соответствующие полюса в выражениях для μ, v, w появятся лишь при $V > (f(k)/k)$– фазовой скорости волны. Очевидно, что это условие может быть выполнено лишь для спин-волновой ветви спектра. Мы не учитываем процессов диссипации, поэтому вклад в силу торможения (3) имеется только при наличии вышеупомянутых полюсов, т. е. при выполнении условий черенковской генерации спиновых волн. Для оценки рассмотрим случай одноосного ферромагнетика во внешнем поле, параллельном оси легкого намагничивания n. Для винтовой дислокации с $q \parallel \mathrm{n}$ получаем значение силы торможения на единицу длины дислокации:

$$F = -\frac{b}{2\pi} M_c^2 \frac{\left(\gamma + \frac{H_o}{M_o}\right)^2}{\beta + \frac{H_c}{M_c}} \frac{\operatorname{arc\,tg} a}{a} \theta(a-1), \tag{4}$$

$$a = \frac{V}{b\,\omega_s}, \quad \theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}.$$

Здесь γ, β – параметры магнитоупругости и анизотропии, $\Omega = gM_o$, $\omega_s = \Omega[\beta + (H_o/M_o)]$. Краевая дислокация при q || n не испытывает торможения. В случае q ⊥ n значения силы мало отличаются от (4) как для винтовой, так и для краевой дислокации. Формула (4) получена для $V << s$ – скорости звука, когда можно не учитывать дисперсию модулей упругости.

Для типичных значений параметров $b \sim 10^{-7}$ *см*, $M_o \sim 10^3$ *гс*, $\Omega \sim 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, γ, $\beta \sim 1$ пороговое значение скорости $V_s = b\,\omega_s \sim [1 + (H_o/M_o)] \cdot 10^3$ *см/сек*; F на пороге $F \sim -[1 + (H_c/M_c)]\,(10^{-1}-10^{-2})$ *дин·см*$^{-1}$. Заметим, что примерно такую же величину имеет сила электронного торможения дислокаций при $V \sim 10^3$ *см/сек* [4]; на опыте ее обнаруживают при переходе в сверхпроводящее состояние, когда эта сила исчезает. Поэтому, можно ожидать, что обнаружение механизма потерь на спиновых волнах, рассмотренного выше, находится в пределах экспериментальных возможностей.

Институт физики
твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 декабря 1970 г.

Литература

[1] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны, М., Изд. Наука, 1967.

[2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., 1957.

[3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости, М., 1965.

[4] В.Я.Кравченко. ЖЭТФ, 51, 1676, 1966.