

и углов между связями) и температуры стеклования с увеличением скорости охлаждения, характера поведения физических свойств в процессе охлаждения расплавов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Шумовский А.С., Юкалов В.И. 2-й Междунар. симп. по избран. пробл. стат. мех. Дубна, 1981, с. 238-260.
- [2] Регель А.Р., Глазов В.М. // ФТП. 1981. Т. 17. № 10, с. 1729-1747.
- [3] Champreney D.C., Sedgwick D.F. // J. Phys. C.: Solid State Phys., 1972. V. 5. N 14. P. 1903-1913.
- [4] Кияченко Ю.Ф., Литвинов Ю.И. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 45. № 5. С. 215-217.
- [5] Плакида Н.М. Статистическая физика и квантовая теория поля. М.: Наука, 1973, с. 205-240.

Ужгородский
государственный университет

Поступило в Редакцию
31 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5

12 марта 1989 г.

05.4; 09

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ПОТОКОМ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК

А.Ф. П о п к о в

Хорошо разработаны пассивные устройства на магнитостатических волнах (МСВ) различного функционального назначения [1, 2]. Однако активные устройства на МСВ [3] не получили должного развития в связи с трудностью реализации эффективных условий усиления МСВ при использовании для этих целей дрейфа носителей тока в полупроводниковом слое, покрывающем феррит. В настоящем сообщении обсуждается другая возможность усиления МСВ, связанная с движением магнитного потока, образуемого решеткой вихрей Абрикосова в сверхпроводнике I-го рода, под действием транспортного тока в структуре феррит-сверхпроводник. Эта идея представляет интерес в связи с тем, что открытые недавно высокотемпературные сверхпроводники [4, 5] характеризуются высокой подвижностью вихревой структуры $v/j = \rho_n / B_{c2} = 10^{-7} - 10^{-8} \text{ м}^3/\text{А} \cdot \text{с}$ при 77 К, где v - скорость магнитного вихря, j - плотность тока, ρ_n -

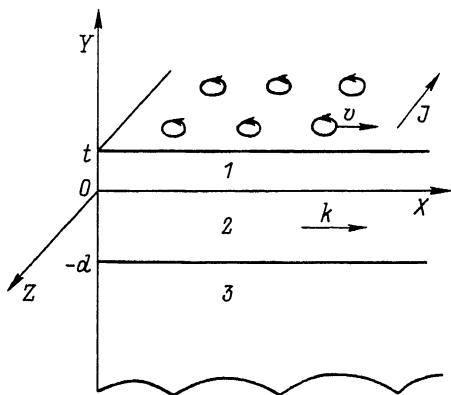


Рис. 1. Исследуемая структура феррит-сверхпроводник: 1 - сверхпроводящий слой, 2 - феррит, 3 - диэлектрическая подложка.

удельное сопротивление в нормальном состоянии, B_{c2} - второе критическое поле сверхпроводника. Благодаря такой высокой подвижности можно ожидать, что при плотностях тока, не превышающих ток распаривания $J_d = \Phi_0 (3\sqrt{3}\pi\mu_0\lambda_L^2\xi)^{-1} = 10^{11}-10^{12}$ А/м², где Φ_0 - квант магнитного потока, μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, λ_L - лондоновская глубина проникновения магнитного поля, ξ - длина когерентности, ¹ движение вихрей будет происходить со скоростями $v > 10^4$ м/с, сравнимыми с фазовой скоростью МСВ в тонких пленках железоиттриевого граната. Благодаря сильной связи вихревой решетки, имеющей магнитную природу, со спиновой волной в феррите коэффициент усиления получается большим. Покажем это на примере нормально намагниченной пленки.

Рассмотрим структуру, изображенную на рис. 1. Будем считать, что сверхпроводящая пленка, расположенная в области $0 < y < t$, имеет толщину t , значительно меньшую длины волны λ , т.е. $t \ll \lambda$. В предельном случае $t=0$ МСВ описывается уравнениями магнитостатики и движения магнитного момента \vec{M} в ферритовом слое, а именно:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= 0, \quad \text{div } \vec{B} = 0, \quad \vec{B} = (\vec{H} + \vec{M})\mu_0, \\ \dot{\vec{M}} &= -\gamma [\vec{M} \times \vec{B}], \end{aligned} \quad (1)$$

где γ - магнитомеханическое отношение, \vec{H} - магнитное поле. Наличие сверхпроводящего слоя на границе $y=0$ можно учесть введением соответствующих граничных условий при $t \ll \lambda$. Одним из

¹ Оценки проделаны для соединения $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ с использованием параметров, приведенных в статье [6] с учетом соответствующей температурной зависимости для температуры $T = 77$ К.

этих условий будет непрерывность нормальной компоненты магнитной индукции

$$B_y(y=0, t) = n \Phi_0, \quad (2)$$

где n — плотность магнитных вихрей в сверхпроводящем слое. Второе условие следует из закона сохранения потока вихрей во время их движения

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -v_x \frac{\partial n}{\partial x} - n \frac{\partial v_x}{\partial x}, \quad (3)$$

где v_x — локальная скорость вихревой решетки. В безынерционном приближении и без учета упругой „жесткости“ вихревой решетки² эта скорость определяется локальным значением плотности тока в сверхпроводнике

$$v_x = -j_z \Phi_0 / \eta, \quad (4)$$

где $\eta = B_{c2} \Phi_0 / \rho_n$ — коэффициент вязкости магнитного вихря. После интегрирования уравнения $\vec{j} = \text{rot } H$ по толщине сверхпроводящего слоя находим связь тока j_z со скачком тангенциальной компоненты магнитного поля на сверхпроводнике H_x .

$$j_z t = H_x(y=0) - H_x(y=t). \quad (5)$$

При выводе последнего соотношения опущен член $\frac{\partial H_y}{\partial x} t$, т.к. он мал в силу принятого допущения $t/\lambda \ll 1$. Из (1-4) в линейном приближении получаем искомое граничное условие

$$\frac{\partial B_y}{\partial t}(y=t) - \frac{\Phi_0 J}{\eta} \frac{\partial B_y}{\partial x}(y=t) = \frac{B_0 \Phi_0}{\eta d} \frac{\partial}{\partial x} [H_x(y=0) - H_x(y=t)], \quad (6)$$

где B_0 — постоянное внешнее магнитное поле, J — постоянный ток в сверхпроводнике.

На нижней границе ферритового слоя граничные условия имеют обычный вид

$$H_x, B_y(y=-d \pm 0) = \text{const}. \quad (7)$$

Решение уравнений (1) с граничными условиями (2), (6), (7) для линейных волн $H \sim \exp[i(kx - \omega t)]$, где ω — частота,

² Наличие упругих сил в вихревой решетке при ее деформации приводит к нелинейной связи спиновой волны с решеткой, которая в рассматриваемом линейном приближении несущественна.

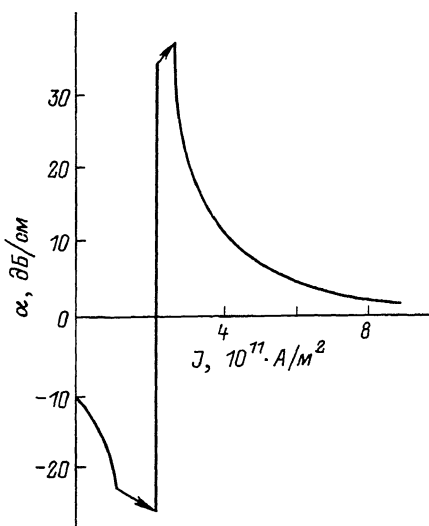


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения (усиления) от плотности тока в сверхпроводящем слое.

k - волновое число, приводит к следующему дисперсионному уравнению

$$i\left(\omega + \frac{kJ\phi_0}{\eta}\right)(\rho - \operatorname{tg} \alpha k) = Q [2\rho + (\rho - 1)\operatorname{tg} \alpha k], \quad (8)$$

где $\alpha = \frac{d\sqrt{-(1+x_1)}}{1+x_1\sin^2\varphi}$, $\rho = 1/\sqrt{-(1+x_1)}$, $x_1 = \frac{\omega_B\omega_M}{\omega_B^2 - \omega^2}$, $\omega_B = \gamma\sqrt{B_0^2 + (Jd\mu_0)^2}$, $\omega_M = \gamma\mu_0 M$, $Q = \frac{\phi_0 B_0 k}{\mu_0 \eta \omega d}$, $\sin\varphi = Jd\mu_0 [B_0^2 + (Jd\mu_0)^2]^{-1/2}$.

Учитывая малость параметра $Q = \frac{\phi_0 B_0 k}{\mu_0 \eta \omega d} \ll 1$ и полагая $k = k' + k''$, где $\frac{k''}{k'} \ll 1$, из (8) легко получить выражение для мнимой части волнового числа в виде

$$k'' = \frac{k'Q(\rho + \rho^2)}{(\omega_B + k'J\phi_0\eta^{-1})(1 + \rho^2)\operatorname{arctg}\rho} \approx \frac{k'^2\phi_0 B_0}{\mu_0 \eta d(\omega_B + k'J\phi_0\eta^{-1})}. \quad (9)$$

Это выражение определяет пространственное изменение амплитуды МСВ - затухание при $J > -\frac{\eta\omega_B}{\phi_0 k'}$ и усиление при $J < -\frac{\eta\omega_B}{\phi_0 k'}$, кроме

узкой области токов вблизи $J = -\frac{\gamma\omega}{\Phi_0 k'}$, в которой происходит смена знака мнимой части волнового числа. Внутри этой области из (8) можно получить другое выражение для k'' .

$$k'' = \frac{\mu_0 \gamma d}{\Phi_0 B_0} \frac{(\omega + k' \gamma \Phi_0 \gamma^{-1}) \rho (1 + \rho)}{(1 + \rho^2)(1 - \rho)^2 \operatorname{arctg} [2\rho / (1 - \rho)]}. \quad (10)$$

На рис. 2 приведена зависимость величины параметра $\alpha = 8.6 \cdot k''$ от тока J , характеризующая изменение мощности МСВ при распространении на единицу длины. При расчете предполагалось, что толщина ферритового слоя $d = 10^{-6}$ м, $B_0 / \mu_0 = 5 \cdot 10^4$ А/м, $\omega_B = 10^{10}$ с $^{-1}$, $\gamma = 10^{-8}$ Н с/м 2 , $k' = 3 \cdot 10^4$ м $^{-1}$. Оцениваемая величина усиления оказывается большой. Так, при $-\frac{k' \Phi_0 J}{2} \sim 1.2 \omega_B$ она составляет около 40 Дб/см.

Наличие тонкой диэлектрической прослойки между ферритом и сверхпроводником толщиной $t_D \ll \lambda$, где λ — длина волны, не должно существенно влиять на результат. Это означает, что для нанесения сверхпроводника на пленку феррита можно использовать подходящий буферный слой диэлектрика. Для рассматриваемых целей интересны бездефектные монокристаллические пленки, например пленки $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_8$, выращенные методом газофазной эпитаксии на подложке MgO [8]. Для наблюдения предсказываемого эффекта взаимодействия вихрей с МСВ можно исследовать также пленки низкотемпературных аморфных сверхпроводников, напыленных на криоохлажденную подложку [9]. Относительно ферритового слоя следует заметить, что в достаточно чистом железо-иттриевом гранате с понижением температуры ширина линии изменяется незначительно (см., например, [10]), поэтому характеристики магнитоэлектрических волн не должны ухудшаться при понижении температуры.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В а п н э Г.М. Обзоры по электронной технике. Сер. 1. М.: ЦНИИ „Электроника“, 1984, № 8.
- [2] З в е з д и н А.К., П о п к о в А.Ф. Сб.: Итоги науки и техники. Сер. электроника. М., 1987. Т. 19. С. 3–36.
- [3] Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 5. С. 897–917.
- [4] В e d n o r t z J.G., M ü l l e r K.A. // Z. Phys. 1986. В 64. Р. 189.
- [5] W u M.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. Р. 908.
- [6] Г о р ь к о в Л.П., К о п н и н Н.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47, № 7. С. 351–353.
- [7] Ш м и д т В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. 238 с.
- [8] ЖЕЕ. 1988. V. 25. N 259. Р. 100–101.

- [9] Johnson W.J. et al // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 6. P. 4240-4245.
- [10] Spencer E.G., Le Crow R.G., Clogston A.M. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. N 1. P. 32.

Поступило в Редакцию
14 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып.5
05.2

12 марта 1989 г.

ЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ
ФЕРРОМАГНЕТИКА ПРИ НАЛИЧИИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЕЕ ПЛОСКОСТИ

С.И. Денисов

Динамика доменной границы (ДГ) в одноосном ферромагнетике (ФМ) в случае, когда в плоскости ДГ имеется постоянное магнитное поле \vec{H} , перпендикулярное легкой оси (оси z), изучена в [1] при $|\vec{H}| \sim H_A$ (H_A - поле одноосной анизотропии). В настоящей работе рассмотрена линейная динамика ДГ в общем случае произвольной величины H . Предполагается, что плоскость ДГ совпадает с плоскостью yz , $\vec{H} = H\vec{e}_y$, а вдоль легкой оси приложено постоянное магнитное поле $\vec{h} = h\vec{e}_z$ (\vec{e}_y и \vec{e}_z - единичные векторы вдоль соответствующих координатных осей). В соответствии с этим плотность энергии одноосного ФМ в приближении Винтера [2] для магнитоэстатической энергии записывается следующим образом:

$$\omega = A(\theta'^2 + \varphi'^2 \sin^2 \theta) + K \sin^2 \theta + 2\pi M^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - MH \sin \theta \sin \varphi - Mh \cos \theta. \quad (1)$$

Здесь A - константа неоднородного обмена; K - константа одноосной анизотропии; $\theta = \theta(x, t)$, $\varphi = \varphi(x, t)$ - полярный и азимутальный углы вектора намагниченности \vec{M} ; M - намагниченность насыщения; $\theta' = \partial \theta / \partial x$, $\varphi' = \partial \varphi / \partial x$. Уравнение Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта [3] для ФМ с плотностью энергии (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = \gamma M^{-1} \{ -2A\theta'' + 2A\varphi'^2 \sin \theta \cos \theta + 2K \sin \theta \cos \theta + \\ + 4\pi M^2 \sin \theta \cos \theta \cos^2 \varphi - MH \cos \theta \sin \varphi + Mh \sin \theta \}, \\ \dot{\theta} + \alpha \dot{\varphi} \sin \theta = \gamma M^{-1} \{ -2A\varphi'' \sin \theta - 4A\varphi' \theta' \cos \theta + \\ + 4\pi M^2 \sin \theta \sin \varphi \cos \varphi + Mh \cos \varphi \}, \end{aligned} \quad (2)$$