Физика низких температур, 1995, т. 21, № 8, с. 885–887 УДК 537.6

Акустический аналог эффекта гигантского магнитосопротивления в металлических многослойных пленках

В. И. Окулов[1], Е. А. Памятных[2], В. В. Устинов[1], И. С. Машарова[2]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Россия, 620219, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*

[2] *Уральский государственный университет им. А. М. Горького, Россия, 620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51*

Статья поступила в редакцию 10 апреля 1995 г.

Показано, что механизмы эффекта гигантского магнитосопротивления, наблюдающегося в металлических магнитных многослойных пленках, могут проявляться в поглощении длинноволнового ультразвука, проникающего через пленку. Электронное поглощение ультразвука в тонких слоях обусловлено в основном рассеянием электронов на границах, и характер корреляции полевых зависимостей магнитосопротивления и коэффициента поглощения определяется механизмом эффекта в данной пленке.

Виявлено, що механізми ефекту гігантського магнітоопору, що спостерігається в металевих магнітних багатошарових плівках, можуть проявитися в поглинанні довгохвильового ультразвуку, який проникає крізь плівку. Електронне поглинання ультразвуку в тонких шарах обумовлено в основному розсіянням електронів на межах, і характер кореляції польових залежностей магнітоопору та коефіцієнта поглинання обумовлюється механізмом ефекту в цій плівці.

В металлических сверхрешетках и многослойных пленках, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитных и немагнитных металлов, наблюдается сильное изменение сопротивления в магнитном поле. Такой эффект гигантского магнитосопротивления, впервые обнаруженный в сверхрешетках Fe/Cr [1], объясняется приграничным или объемным рассеянием электронов, зависящим от направления спина [2–4]. Те же механизмы рассеяния могут проявляться в других электронных эффектах. Один из таких эффектов — электронное поглощение ультразвука, распространяющегося через систему. Коэффициент поглощения в тонкой пленке определяется рассеянием на границах, и его зависимость от напряженности магнитного поля может коррелировать с аналогичной зависимостью сопротивления.

Рассмотрим проникновение поперечного длинноволнового ультразвука через тонкую металлическую пленку, занимающую область $0 < z < d$. Уравнение для средней по толщине пленки амплитуды смещения $\bar{u}$ вдоль оси x имеет вид

$$-\omega^2 \rho_m \bar{u} = \frac{\lambda}{d}[u'(d) - u'(0)] + \frac{1}{d}[\Lambda(d) - \Lambda(0)] \ . \qquad (1)$$

Здесь ρ_m — плотность массы; λ — соответствующий модуль упругости; $u'(d)$ и $u'(0)$ — производные от амплитуды смещения $u(z)$ на границах. Последнее слагаемое — средняя плотность силы, действующей со стороны электронов на решетку; $\Lambda(d)$ и $\Lambda(0)$ — средние по электронным переменным значения xz-компоненты деформационного потенциала Λ на границах. Если пленка напылена на массивную подложку толщиной L_0, в которой волновой вектор ультразвука $q_0 = q_0'(1 + i\gamma_0)$, то при возбуждении волны на границе системы пленка–подложка амплитуда колебаний, принимаемых на другой границе ($z = L_0 + d$), оказывается равной

$$u(L_0 + d) = \frac{F}{q_0 \lambda_0 \sin [q_0' L_0 (1 + i\gamma_0 + i\kappa\mu)]} \ , \qquad (2)$$

где сила F отвечает приложенному внешнему напряжению; λ_0 — модуль упругости подложки; $\mu = \rho_m^2 \omega^4 L^3 / 12 \lambda \lambda_0 q_0^2$; величина κ определяется равенством $\Lambda(d) - \Lambda(0) = -i\kappa\lambda[u'(d) - u'(0)]$. Таким образом, влияние пленки приводит к добавлению к коэффициенту затухания принимаемой волны γ_0 величины $\kappa\mu$, которая в интересующем нас случае может зависеть от напряженности магнитного поля. При резонансном возбуждении ($q_0' L_0 \gamma_0 << 1$) амплитуда $u(L_0 + d)$ имеет резкие пики на зависимости от $q_0' L_0$ и величина затухания может быть определена по ширине пика.

В двухкомпонентных многослойных пленках, состоящих из чередующихся слоев ферромагнит-

© В. И. Окулов, Е. А. Памятных, В. В. Устинов, И. С. Машарова, 1995

ного и немагнитного металлов, роль немагнитных слоев в основном сводится к обеспечению антипараллельной (или иной не параллельной) ориентации намагниченностей слоев магнетика. Поэтому при рассмотрении кинетических эффектов наличие промежуточных немагнитных слоев можно в первом приближении не учитывать и считать пленку состоящей из слоев одного металла с разным направлением намагниченностей.

Граничное условие, выражающее значение функции распределения отраженных электронов на границе одного из слоев φ_1^r через граничные значения функций распределения электронов, падающих на границу из того же (φ_1) и соседнего (φ_2) слоев, можно записать в виде

$$\varphi_1^r = (1 - D - P)\varphi_1 + (D - Q)\varphi_2 \ , \qquad (3)$$

где коэффициенты показывают относительное число электронов, проникающих через границу (D) и рассеянных диффузно при отражении (P) и проникновении (Q). В случае сильно дефектных границ практически все проникающие через них электроны рассеиваются на дефектах, так что $Q \approx D$. Тогда граничное условие не связывает функции распределения различных слоев и достаточно рассмотрения одного слоя, в котором рассеяние электронов на границах описывается эффективным коэффициентом диффузности $\Pi = P + Q$, зависящим от угла между намагниченностями в соседних слоях.

С учетом граничного условия (3) для тонкого слоя толщиной L получаем

$$\Lambda(L) - \Lambda(0) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int\limits_{v_z > 0} d\mathrm{p} \sum_{\sigma} \Lambda\Pi\varphi \equiv \langle \Lambda\Pi g \rangle \ . \qquad (4)$$

Здесь $\varphi = (-\partial f/\partial\varepsilon)g$ — функция распределения падающих на границы электронов; $\partial f/\partial\varepsilon$ — производная от функции Ферми f по энергии ε; v_z — компонента скорости.

Если толщина пленки мала по сравнению с толщиной скин-слоя, то напряженность электрического поля E в пленке можно считать однородной. Тогда величина E определяется условием равенства нулю тока, протекающего через слой:

$$\sigma_0 \mathrm{E} - \langle e v_x v_z \Pi g / \nu L \rangle = 0 \ , \qquad (5)$$

где σ_0 — объемная проводимость металла слоя. С учетом этого уравнение для g можно записать в виде

$$(\nu + \nu_0)g = e v_x E - i\omega\Lambda\Phi[u'(d) - u'(0)] \ , \qquad (6)$$

где

$$\nu_0 = \nu\Pi/2 + \nu\Pi(\Phi + v_z/\nu L);$$

$$\Phi = 1/2 - v_z/\nu L + (\exp \nu L/v_z - 1)^{-1}.$$

Уравнение (6) вместе с равенствами (4) и (5) позволяет найти

$$\kappa = \frac{\omega}{\lambda}\left\{\left\langle\frac{\Lambda^2\Phi\Pi}{\nu + \nu_0}\right\rangle + \rho\left\langle\frac{e v_x \Lambda\Pi}{\nu + \nu_0}\right\rangle\left\langle\frac{e v_x \Lambda\Pi\Phi}{\nu + \nu_0} \cdot \frac{v_z}{\nu L}\right\rangle\right\} \ , \qquad (7)$$

удельное сопротивление слоя

$$\rho = \sigma^{-1} = \left[\sigma_0 - \langle e^2 v_x^2 \Pi/(\nu + \nu_0)\rangle\right]^{-1} =$$

$$= \left\{\langle e^2 v_x^2 [1 - \Pi/2 + \Pi\Phi/(\nu + \nu_0)]\rangle\right\}^{-1} \ .$$

Полученная формула (7) применима при любом соотношении между длиной свободного пробега и толщиной слоя. В актуальном предельном случае тонкого слоя для проводимости справедлива формула (см. [4])

$$\sigma = G_+(1/\Pi_+ - 1/2) + G_-(1/\Pi_- - 1/2) \ ,$$

где коэффициенты G_σ определяются формой поверхности Ферми. При этом коэффициент при ρ в (7) пропорционален $L \ln (1/L)$ и не зависит от вероятностей рассеяния электронов, в то время как первое слагаемое (описывающее деформационное поглощение) пропорционально L и поэтому сравнительно мало. Таким образом, часть поглощения, связанная с возбуждением поля E, будет превалировать, и в ней рассеяние электронов проявляется только через сопротивление ρ. Следовательно, если эффект гигантского магнитосопротивления обусловлен только свойствами вероятностей рассеяния (в данном случае — на дефектах межслойных границ), то относительное изменение с магнитным полем коэффициента поглощения ультразвука $\mu\Delta\kappa/(\mu\kappa + \gamma_0)$ будет просто пропорционально величине магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$. Если же существенную роль играет влияние намагниченности соседних слоев на электронные состояния, то коэффициент при ρ в (7) будет зависеть от напряженности магнитного поля и простой пропорциональности величин $\mu\Delta\kappa/(\mu\kappa + \gamma_0)$ и $\Delta\rho/\rho$ не будет.

Простое следствие формулы (7) применимо также и для качественного обсуждения корреляции поглощения ультразвука и магнитосопротивления в многослойных пленках с совершенными («прозрачными» для электронов) границами. В случае практически свободного проникновения электронов через межслойные границы формула вида (7) может применяться ко всей многослойной пленке как к одному слою, в котором электронные состоя-

ния и вероятности рассеяния зависят от относительного направления намагниченностей отдельных ферромагнитных компонент. Эффективная длина свободного пробега в этом случае мала по сравнению с толщиной пленки d, и формула (7) дает

$$\kappa = \frac{\omega}{2\lambda} \langle P\Lambda^2/\nu \rangle \ , \qquad (8)$$

где P — коэффициент диффузности отражения на границах пленки, а величина ν включает обеспечивающие существование гигантского магнитосопротивления возможные вклады от рассеяния на внутриобъемных и межслойных дефектах. Согласно формуле (8), коэффициент поглощения ультразвука для данного типа пленок будет зависеть от напряженности поля через ν так же, как проводимость σ, в отличие от обсуждавшегося выше случая несовершенных границ, когда $\kappa \sim \rho$.

Таким образом, приведенные выше результаты свидетельствуют о прямом проявлении механизма гигантского магнитосопротивления в поглощении ультразвука в многослойных пленках и о возможности выяснения специфики таких механизмов по характеру корреляции полевых зависимостей коэффициента поглощения и сопротивления. Зависящий от магнитного поля электронный вклад в коэффициент поглощения может наблюдаться при низких температурах и, согласно формуле (2), при условии, что коэффициент затухания звука в подложке γ_0 не слишком велик по сравнению с $\kappa\mu$. Порядок величины κ определяется произведением относительной величины электронного вклада в модуль упругости λ_e/λ, коэффициента диффузности P и множителя $\omega L/v_F$ (формула (7)) или ω/ν (формула (8)); v_F — скорость Ферми. Поскольку $\lambda_e/\lambda \approx 0{,}1$, $P \approx 1$, оценка κ подтверждает, что электронное поглощение в исследуемой системе имеет обычный для металлов порядок величины и доступно для наблюдения.

Настоящая работа была частично поддержана Международным научным фондом, грант № NMK000.

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
2. R. E. Camley and R. L. Stamps, *J. Phys: Condens Matter.* **5**, 3727 (1993).
3. В. В. Устинов, *ЖЭТФ* **106**, 207 (1994).
4. В. И. Окулов, *ФНТ* **20**, 400 (1994).

An acoustic analog of the giant magnetoresistance effect in metallic multilayer films

V. I. Okulov, E. A. Pamyatnykh, V. V. Ustinov, and I. S. Masharova

It is shown that the mechanisms of the giant magnetoresistance effect observed in metal magnetic multilayer films manifest themselves in the absorption of long-wave ultrasound penetrating the film. The electron absorption of ultrasound in thin layers is found to be mainly due to electron scattering by boundaries. The character of correlation of the magnetic field dependences of absorption coefficient and magnetoresistance is defined by that mechanism of the effect which is realized in a given film.