

01,05.1;05.2;08

## ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ НА СПЕКТР И ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ЛЯВА

© *И.С.Машарова, В.И.Окулов, Е.А.Памятныт,  
В.В.Словицкая, В.В.Устинов*

В металлических многослойных пленках Fe/Cr и ряде других, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного металлов, намагниченности соседних ферромагнитных слоев упорядочиваются антипараллельно или под углом друг к другу. Под действием внешнего магнитного поля относительная ориентация намагниченностей слоев изменяется и с ростом напряженности поля достигается насыщение. Такой процесс намагничения сопровождается значительным уменьшением электросопротивления (эффект гигантского магнитосопротивления [1]) и влияет также и на другие свойства многослойных пленок. В упругих свойствах и поглощении ультразвуковых волн он может проявляться через зависимость от напряженности магнитного поля из-за магнитоупругого взаимодействия и электронного поглощения, коррелирующего с гигантским магнитосопротивлением [2]. Оба этих эффекта будут приводить к изменению с магнитным полем спектра и затухания поверхностных акустических волн в системе, состоящей из многослойной пленки и массивной подложки. В такой системе при известных условиях существуют поверхностные волны, целиком обусловленные наличием исследуемой пленки, — волны Лява [3,4]. В настоящем сообщении представлены простые результаты теории спектра и затухания волн Лява, описывающие корреляцию их зависимости от магнитного поля с кривой намагничивания многослойной пленки.

Для анализа дисперсионного уравнения волн Лява нами использовались результаты теории [4], развитой для произвольного неоднородного слоя на границе массивного твердого тела. Если длина волны велика по сравнению с толщиной пленки, то зависимость фазовой скорости  $s$  от волнового вектора  $k$  определяется уравнением

$$\sqrt{1 - s^2/v_0^2} = k \left[ L_f \left( \frac{\rho_f}{\rho_0} - \frac{\lambda_f}{\lambda_0} \right) + L_c \left( \frac{\rho_c}{\rho_0} - \frac{\lambda_c}{\lambda_0} \right) \right], \quad (1)$$

где  $v_0^2 = \lambda_0/\rho_0$ ;  $\rho_0$ ,  $\rho_f$ ,  $\rho_c$  и  $\lambda_0$ ,  $\lambda_f$ ,  $\lambda_c$  — плотности и модули сдвига соответственно подложки, магнитного и немагнитного слоев;  $L_f$ ,  $L_c$  — суммарные толщины магнитной и немагнитной фракций в пленке. Положительность правой части уравнения (1) является условием существования волн Лява в данной системе. Это условие удовлетворяется, например, для пленок Fe/Cr на подложках из оксида магния или кварца.

Комплексный модуль сдвига ферромагнитного слоя

$$\lambda_f = \lambda_{f0} + \lambda'_f(M) - i\lambda''(M) \quad (2)$$

содержит слагаемые  $\lambda'(M)$  и  $i\lambda''(M)$ , зависящие от намагниченности пленки. Если намагниченность отдельного слоя равна  $M_0$  и ориентирована под углом  $\theta$  к намагниченности соседнего слоя, то  $M = M_0 \cos \theta/2$ . Угол  $\theta$  изменяется под действием внешнего поля вплоть до  $\theta = 0$ , что и приводит к изменению с полем скорости и коэффициента поглощения волн Лява.

Слагаемое  $\lambda'_f(M)$  в модуле сдвига обусловлено магнитоупругим взаимодействием. Оно содержит вклад коллективизированных электронов, который, согласно результатам работы [5], можно записать следующим образом:

$$\lambda_e(M) = \frac{1}{4} \sum_{p\sigma} \frac{\partial f_{p\sigma}}{\partial E_{p\sigma}} (\Lambda_m^{\parallel})^2 + \frac{1}{2} \sum_p \frac{f_{p+} - f_{p-}}{E_{p+} - E_{p-}} (\Lambda_m^{\perp})^2, \quad (3)$$

где  $f_{p\sigma}$  — функция Ферми от энергии электронов  $E_{p\sigma}$ , зависящей от квазимпульса  $p$  и спинового индекса  $\sigma$ , а  $\Lambda_m^{\parallel}$  и  $\Lambda_m^{\perp}$  — компоненты спиновой части деформационного потенциала. Зависимость от намагниченности содержится в энергиях  $E_{p\sigma}$  и величинах  $\Lambda_m^{\parallel}$  и  $\Lambda_m^{\perp}$ . В случае слабого ферромагнетизма  $\lambda'_e(M)$  пропорционален  $M^2$  так же, как и магнитоупругий вклад локализованных моментов.

Мнимая часть  $\lambda'_e(M)$  описывает зависимость от намагниченности поглощения ультразвука. При низких температурах существенным является вклад в  $\lambda'_e(M)$  от электронов проводимости из-за эффекта, аналогичного гигантскому магнитосопротивлению [2]. Если электроны рассеиваются главным образом на межслойных границах, то, как показано в [2], основная часть электронного поглощения обусловлена возбуждением электромагнитного поля. Эта часть пропорциональна удельному электросопротивлению ферромагнитного слоя  $\rho_f(M)$ , и ей отвечает следующее слагаемое в

$\lambda''(M)$ :

$$\lambda_e''(M) = \omega K \rho_f(M) \left( L_f^0 \ln \frac{l}{L_f^0} \right)^2, \quad (4)$$

где  $\lambda_e$  — абсолютная величина электронного вклада в модуль сдвига,  $L_f^0$  — толщина ферромагнитного слоя, а  $K$  — коэффициент, зависящий от параметров электронного спектра. В соответствии с этим результатом может наблюдаться корреляция зависимостей от магнитного поля мнимой части  $\lambda_f$  и магнитосопротивления сверхрешетки, хотя при этом возможно также проявление и зависимости от намагниченности коэффициента  $K$ .

Согласно формулам (2)–(4), фазовая скорость и коэффициент поглощения волны Лява будут изменяться с магнитным полем в процессе намагничивания многослойной пленки. Однако для длинных волн, к которым относится уравнение (1), полевая зависимость проявляется лишь в дисперсионных добавках ( $\sim k^{-2}$ ) к основной величине  $z \approx v_0$ . Иная ситуация осуществляется для более коротких поверхностных волн, у которых длина волны меньше толщины пленки. Если многослойная пленка имеет толщину порядка микрона, то данное условие удовлетворяется в микроволновом диапазоне частот ультразвука. Простую формулу для дисперсионной зависимости в этой области можно получить, предполагая, что длина волны велика по сравнению с толщиной отдельных слоев, хотя и мала по сравнению с толщиной всей пленки  $L$ . Тогда пленку можно характеризовать, как и в длинноволновом пределе, к которому относится уравнение (1), эффективным модулем сдвига  $\lambda$ , плотностью  $\rho$  и скоростью звука  $v = \sqrt{\lambda/\rho}$ , причем из уравнения (1) следует выражение  $v = (L_f \lambda_f + L_c \lambda_c) / (L_f \rho_f + L_c \rho_c)$ . Рассматривая пленку как однородную, в упомянутом предельном случае при  $kL \gg 1$  найдем фазовые скорости совокупности ветвей волн Лява:

$$s_n^2 = v^2 + A_n / (kL)^2, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Зависимость от намагниченности в этом случае будет проявляться не только в дисперсионной добавке (коэффициент  $A_n$ ), но и в предельном значении  $v^2$ .

В итоге изложенными выше результатами установлено существование простой корреляции зависимостей от намагниченности частоты и затухания поверхностных упругих волн, распространяющихся в системе многослойная пленка–подложка, с кривой намагничивания металлической многослойной пленки типа Fe/Cr. При этом выяснено также,

каким образом в параметрах поверхностных волн проявляются эффекты, обусловленные механизмами магнитоупругого взаимодействия и гигантского магнитосопротивления в металлических сверхрешетках.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 95-02-0418.

#### Список литературы

- [1] *Baibich M.N., Broto J.M., Fert et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2472-2475.
- [2] *Окулов В.И., Памятных Е.А., Устинов В.В., Машарова И.С.* // ФНТ. 1995. Т. 21. № 8. С. 885-887.
- [3] *Викторов И.А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1988. 288 с.
- [4] *Кайбичев И.А., Кацнельсон М.И., Окулов В.И.* // ФММ. 1986. Т. 62. С. 428-433.
- [5] *Окулов В.И., Памятных Е.А., Устинов В.В., Слоевиковская В.В.* // ФНТ. 1996. Т. 22. № 7.

Институт физики металлов  
УрО РАН  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
6 мая 1996 г.