

$$\begin{aligned}\omega_H &= \Omega_H (\Omega_H + \omega_M), \\ \Omega_H &= \omega_H + \omega_M \alpha z_n^2, \\ \omega_M &= \gamma \mu_0 M_0, \quad z_n = n\pi/h, \quad \omega_H = \gamma \mu_0 H_i,\end{aligned}\tag{1}$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $M_0 = 140$  кА/м = 1750Э — намагниченность насыщения иттриевого граната,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $h$  — толщина пленки,  $H_i$  — внутреннее поле,  $\alpha = 3 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup> — постоянная неоднородного обмена. Внутреннее поле  $H_i$  рассчитывалось из формулы для частоты нижней границы возбуждения спиновой волны

$$\omega_{н. гр} = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)}.\tag{2}$$

Величина  $\omega_{н. гр}$  определялась экспериментально (см. рисунок). На рисунке 1 приведены рассчитанные по формуле (1) частоты стоячих спиновых волн с указанием порядкового номера СВР  $n$  и АХЧ ПСВ при дозе  $D = 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Видно, что частоты резонансных минимумов в АХЧ спиновой волны, распространяющейся в имплантированной пленке, хорошо согласуются с рассчитанными частотами стоячих спиновых волн.

Таким образом, можно предположить, что имплантация изменяет условия «закрепления спина» на поверхности, что приводит к возбуждению спин-волнового резонанса поверхностной спиновой волны.

В заключение авторы благодарят Д.-Т. А. Урбонаса за ионную имплантацию образцов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Рандошкин В. В. Радиоэлектроника за рубежом, 1983, № 8 (1980), с. 1—34.
- [2] Вашковский А. В., Стальмахов А. В. Радиотехника и электроника, 1984, т. 29, № 5, с. 901—907.
- [3] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Луговской А. В. ФТТ, 1977, т. 19, № 12, с. 3409—3414.
- [4] Калиникос Т. А. Изв. вузов, Физика, 1981, т. 24, № 8, с. 42—56.

Поступило в Редакцию  
14 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
17 сентября 1987 г.

## О ПОЛНОМ ПРОХОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ СТРУКТУРУ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ СЛОЕМ

Р. Г. Тарханян

Недавно в [1, 2] было обращено внимание на то, что неоднородный слой плотной плазмы может оказаться полностью прозрачным для падающей р-поляризованной волны из-за возбуждения на скачках плотности поверхностных электромагнитных волн ТН-типа, тогда как s-поляризованная волна не проникает через слой. Настоящая работа имеет своей целью показать возможность аналогичного, но прямо противоположного явления: полного просветления двухслойной структуры антиферромагнитный диэлектрик — немагнитное вещество (например, гетероструктуры  $Cd_{1-x}Mn_xTe-CdTe$ ) при падении именно (и только) s-поляризованной волны, частота которой лежит в области непрозрачности антиферромагнетика. Это явление сопровождается резонансным возбуждением поверхностной электромагнитной волны ТЕ-типа, распространяющейся вдоль

плоской границы раздела между слоями. Волны такого типа в случае контакта двух немагнитных слоев вообще не существуют, поэтому последний эффект представляет собой еще и самостоятельный интерес.

Пусть изотропное немагнитное вещество с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  занимает область пространства  $0 < z < l_1$ ; в области  $-l_2 < z < 0$  — двухподрешеточный антиферромагнетик с магнитной анизотропией типа «легкая ось», а полупространства  $z > l_1$  и  $z < -l_2$  заполняет изотропная среда (призмы) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$ . Будем считать, что вектор намагниченности  $M_s$  каждой подрешетки направлен вдоль оптической оси  $C||Oz$ ; в этом же направлении ориентированы поле анизотропии  $H_A$  и поле обмена  $H_e$ . Пусть из области  $z < -l_2$  (или  $z > l_1$ ) на двухслойную структуру наклонно падает  $s$ -поляризованная электромагнитная волна частоты  $\omega$ . Тогда для коэффициента отражения получим

$$R = \{[\alpha_1(k_1 k_2 + \mu k_0^2)(k_2 + \mu k_1) + \alpha_2(k_1 k_2 - \mu k_0^2)(k_2 - \mu k_1)]^2 + \alpha_{\pm}^2(k_2^2 - \mu^2 k_1^2)^2\} \times \\ \times \{[\alpha_1(k_1 k_2 - \mu k_0^2)(k_2 + \mu k_1) + \alpha_2(k_1 k_2 + \mu k_0^2)(k_2 - \mu k_1)]^2 + \\ + [\alpha_{\pm}(k_2^2 + \mu^2 k_1^2) + 2\mu k_1 k_2 \alpha_{\pm}]^2\}^{-1}, \quad (1) \\ k_0 = \sqrt{\epsilon_0 - n^2}, \quad k_1 = \sqrt{n^2 - \epsilon}, \quad k_2 = \sqrt{\mu(n^2 - \epsilon_{\perp})}, \quad n^2 = c^2 k_{\pm}^2 / \omega^2, \\ \alpha_1 = \beta_1 \beta_2 - 1, \quad \alpha_2 = \beta_2 - \beta_1, \quad \alpha_{\pm} = k_0(1 + \beta_1 \beta_2 \pm \beta_1 \pm \beta_2), \quad \beta_i = \exp(-2\omega l_i k_i / c),$$

$k_{\parallel} = \omega \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta / c$  — параллельная границе раздела слоев составляющая волнового вектора,  $\theta$  — угол падения,  $c$  — скорость света в вакууме,

$$\mu \equiv \mu_{\perp}(\omega) = (\omega^2 - \omega_L^2) / (\omega^2 - \omega_T^2) \quad (2)$$

— поперечная компонента тензора магнитной проницаемости в окрестности частоты антиферромагнитного резонанса  $\omega_T = \gamma \sqrt{2H_A H_e}$ ,  $H_e = H_e + H_A/2$ ,  $\gamma$  — магнетомеханическое отношение,  $\omega_L = \sqrt{\mu_0} \omega_T$  — частота длинноволновых продольных оптических магнонов,  $\mu_0 = 1 + M_s / H_e$  — статическая магнитная проницаемость,  $\epsilon_{\perp}$  — диэлектрическая постоянная антиферромагнетика поперек оси кристалла.

Используя (1), легко убедиться, что коэффициент отражения обращается в нуль при выполнении следующих двух условий

$$k_2 + \mu k_1 = 0, \quad (3)$$

$$k_1 l_1 = k_2 l_2. \quad (4)$$

Из (3) следует дисперсионное соотношение для поверхностных электромагнитных волн ТЕ-типа, распространяющихся вдоль плоской границы раздела слоев  $z = 0$

$$n^2 = (\epsilon_{\mu} - \epsilon_{\perp}) / (\mu - 1). \quad (5)$$

Для существования поверхностной волны необходимо, чтобы

$$\mu_{\perp}(\omega) < 0, \quad \epsilon < n^2 < \min(\epsilon_{\perp}, \epsilon_0). \quad (6)$$

Заметим, что в области непрозрачности  $\omega_T < \omega < \omega_L$ , где  $\mu_{\perp}(\omega) < 0$ , в отсутствие слоя немагнитного вещества падающая волна испытывала бы полное отражение от антиферромагнетика, заполняющего полупространство. Такая щель в электромагнитном спектре антиферромагнетиков экспериментально обнаружена, например, в кристаллах  $\text{CoF}_2$  [3] в дальней инфракрасной области. Возбуждение поверхностной волны при выполнении условий (3) и (6) обеспечивает передачу энергии падающей волны через непрозрачную область структуры. Выполнение же условия (4) приводит к равенству падающего и прошедшего сквозь двухслойную структуру потоков энергии: возрастание интенсивности поля в первой (по ходу падающей волны) среде полностью компенсируется ослаблением поля во второй среде, так что коэффициент прохождения  $T=1$ . В отличие от этого, в случае падения  $p$ -поляризованной волны безотражательный режим в рассматриваемой структуре вообще невозможен.

Условие совместимости (3) и (4) дает

$$\mu_{\perp}(\omega) = -l_1/l_2, \quad (7)$$

откуда следует, что частота просветления в основном определяется параметрами антиферромагнитного слоя и зависит лишь от одного параметра немагнитного слоя — его толщины.

Используя (2), из (7) для частоты просветления получим

$$\omega^2 = (l_1\omega_T^2 + l_2\omega_L^2)/(l_1 + l_2). \quad (8)$$

Угол падения определяется соотношением

$$\sin^2 \theta = (l_1\varepsilon + l_2\varepsilon_{\perp})/\varepsilon_0(l_1 + l_2), \quad (9)$$

при этом необходимо выполнение неравенств

$$\varepsilon < \varepsilon_{\perp}, \quad \varepsilon_0 > (l_1\varepsilon + l_2\varepsilon_{\perp})/(l_1 + l_2). \quad (10)$$

Итак, при заданных значениях параметров контактирующих сред, удовлетворяющих условиям (10), формулы (8) и (9) однозначно определяют значение частоты и угла падения, при которых рассматриваемая система оказывается полностью прозрачной для  $s$ -поляризованной волны. Просветление структуры сопровождается резонансным возбуждением поверхностной электромагнитной волны ТЕ-типа с частотой (8) и значением двумерного волнового вектора

$$k_{\parallel}^2 = (l_1\varepsilon + l_2\varepsilon_{\perp})(l_1\omega_T^2 + l_2\omega_L^2)/c^2(l_1 + l_2)^2. \quad (11)$$

В заключение отметим, что рассмотренный эффект может быть использован как для возбуждения поверхностной волны ТЕ-типа, так и для создания поляризаторов и узкополосных фильтров для  $s$ -поляризованных электромагнитных волн.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Dragila R., Luther-Davies B. Vukovic S. Phys. Rev. Lett. 1985, vol. 55, N 10, p. 1117—1119.
- [2] Рамазашвили Р. Р. Письма в ЖЭТФ, 1986, vol. 43, p. 235—237.
- [3] Haussler K. M. Phys. St. Sol. (b), 1981, vol. 105, N 2, p. K81—83.

Институт радиофизики  
и электроники АН АрмССР  
Аштарак

Поступило в Редакцию  
18 сентября 1987 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

## СТАТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ Fe—Ni—Mn НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ «ЗАМЕРЗАНИЯ» СПИНОВОГО СТЕКЛА

А. В. Дерябин, А. В. Тьков, Ю. А. Чирков, А. Л. Петров

Наряду с вопросом о характере магнитного превращения в состояние «спиновое стекло» существенный интерес вызывают особенности свойств спинового стекла ниже температуры «замерзания»  $T_f$  [1, 2].

В данной работе у концентрированных спиновых стекол — ГЦК сплавов квазибинарного разреза  $Mn_{20}Fe_xNi_{80-x}$  ( $x=40, 43, 45$ ) — ниже температуры «замерзания»  $T_f$  исследовались петля гистерезиса и магнитное последствие. Магнитная фазовая диаграмма разреза  $Mn_{20}Fe_xNi_{80-x}$  при-