

- [1] Fujiwara T. IEEE Trans. Mag., 1985, vol. MAG-21, N 5, p. 1480—1485.  
 [2] Speliotis D. E. IEEE Trans. Mag., 1986, vol. MAG-22, N 5, p. 710—712.  
 [3] Speliotis D. E. IEEE Trans. Mag., 1987, vol. MAG-23, N 1, p. 25—28.  
 [4] Nakamura H. J. Appl. Phys., 1987, vol. 61, N 8, p. 3346—3348.  
 [5] Casimir H. B. G. et al. Le Journal de Phys. et le Radium, 1959, vol. 20, N 2—3, p. 360—373.  
 [6] Белов К. П., Горяга А. Н., Лямзин А. Н. ВИНТИ 3363-В87.

Московский государственный  
 университет им. М. В. Ломоносова  
 Москва

Поступило в Редакцию  
 15 апреля 1988 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И РЕЗОНАНС МАГНИТНЫХ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЕГНЕТОФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В. А. Лыкаж

Сегнетомагнетики (СМ) — вещества, в которых сосуществуют магнитное и электрическое упорядочения. Теоретически исследовались однородные равновесные состояния и линейные возбуждения [1, 2]. Неоднородный магнитоэлектрический (МЭ) эффект приводит к появлению электрической поляризации  $P$  в доменной границе (ДГ) ферромагнитного (ФМ) параэлектрика [3]. В данной работе для сегнетоферромагнетика найден потенциал взаимодействия сегнетоэлектрической (СЭ) и блоховской ДГ, оценена частота магнитного резонанса блоховской ДГ на нем.

Свободная энергия одноосного сегнетоферромагнетика [1, 2, 4]

$$\Phi = \frac{\alpha}{2} (\nabla M)^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 + \frac{\nu}{2} (\nabla P)^2 - \frac{\kappa}{2} P^2 + \frac{\delta}{4} P^4 - \frac{\lambda}{2} P^2 M_x^2, \quad (1)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  — постоянные неоднородного обмена и анизотропии;  $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $\delta$  — постоянные неоднородности и разложения по степеням  $P = P_x$ ;  $\lambda$  — релятивистская постоянная однородного МЭ взаимодействия. Уравнения Ландау—Лифшица и  $\delta\Phi/\delta P = 0$  приводят к системе связанных статических уравнений для  $M$  и  $P$

$$\nabla (\sin^2 \theta \nabla \varphi) = 0, \quad (2)$$

$$\Delta \theta = \sin \theta \cos \theta [(\nabla \varphi)^2 + (\beta + \lambda P^2)/\alpha], \quad (3)$$

$$\nu \Delta P + (\kappa + \lambda M_0^2 \cos^2 \theta) P - \delta P^3 = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$\nabla \equiv \partial/\partial x, \quad M = M_0 (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta).$$

В однородном состоянии легкоосного сегнетоферромагнетика из (4) следует  $P_0 = \sqrt{\kappa/\delta}$ , где  $\kappa_s = \kappa + \lambda M_0^2$ . Из (3) следует рост анизотропии  $\beta_s = \beta + \lambda P_0^2$ . В случае одиночной 180°-ной СЭ ДГ при  $M = M_s$  ее профиль  $P(x) = P_0 \operatorname{th}(x/l_p)$ , где  $l_p = \sqrt{2\nu/\kappa_s}$ . Это дает энергию СЭ ДГ  $\sigma_p = 2\sqrt{2\nu\delta} P_0^3/3$ , а из (3) следует зависимость анизотропии от координат

$$\beta(x) = \beta + \lambda P^2(x). \quad (5)$$

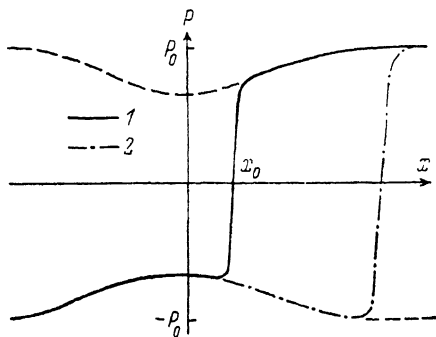
В случае одиночной блоховской ДГ систему (2)—(4) необходимо привести к безразмерному виду, используя переменные

$$L = l_P/l_M, \quad l_M = \sqrt{x/\beta_0}, \quad b = \lambda P_0^2/\beta, \quad \rho = \lambda M_0^2/\chi.$$

Характерные значения параметров СМ:  $l_P \leq 10$  нм,  $l_M \leq 10^2$  нм [4, 5],  $P_0 \sim 0.1$  Кл/м<sup>2</sup>,  $\beta \sim 1 \div 10$ ,  $M_0^2 \sim 10^{11}$  А<sup>2</sup>/м<sup>2</sup>,  $\chi \sim 10^{-2}$  [1, 2], что дает  $L^2 \ll 1$ ,  $b \sim 10^{-1} \div 10^2$ ,  $\rho \sim 10^{-2} \div 1$ . Т. е. малыми параметрами являются  $L$  (всегда) и  $\rho$  (почти всегда). В нулевом приближении по ним решение — обычная блоховская ДГ:  $\cos \theta = \text{th}(x/l_M)$ ,  $P = P_0$ . В первом приближении по  $\rho$  поляризация уменьшается

$$P_B(x) = P_0 [1 - \rho/2 \text{ch}^2(x/l_M)]. \quad (6)$$

При наложении СЭ ДГ и блоховской ДГ энергетически выгодно совместить максимальное отклонение  $M$  от легкой оси в блоховской ДГ с минимумом  $\beta(x)$  или поместить СЭ ДГ в минимум  $P_B(x)$  (см. рисунок). Плотность энергии  $\sigma_{PM}$  перекрывающихся ДГ меньше суммарной плот-



Зависимость электрической поляризации от нормальной к плоскости ДГ координаты.

Верхняя и нижняя линии  $\pm P_B(x)$  — пределы изменения поляризации в области блоховской ДГ, в центре ДГ  $x=0$ . 1 — СЭ ДГ с энергией  $\sigma_{PB}(x_0)$ , попавшая в область взаимодействия с блоховской ДГ; 2 — достаточно удаленная СЭ ДГ с энергией  $\sigma_P$ .

ности энергии изолированных на величину  $\Delta_{PM} = \sigma_{PM} - (\sigma_P + \sigma_M) < 0$ . Блоховская ДГ почти неизменна, а узкая СЭ ДГ подстраивается под локальное значение  $P_B(x_0)$  ( $x_0$  — расстояние между центрами ДГ) и имеет энергию  $\sigma_{PB}(x_0) = 2\sqrt{2} \sqrt{\beta} P_B^3(x_0)/3$ . Из (6) с учетом малости  $\rho$  потенциал взаимодействия двух ДГ

$$\Delta_{PM}(x_0) = \sigma_{PB}(x_0) - \sigma_P = -\lambda M_0^2 P_0^2 l_P / \text{ch}^2(x_0/l_M). \quad (7)$$

Его глубина  $\Delta$  в сравнении с энергией одиночных ДГ  $\Delta/\sigma_P = 3\rho/2 \leq 1$ ,  $\Delta/\sigma_M = \Delta/2M_0^2 l_M \beta = bL/2$ , т. е. для большей части значений параметров велико взаимодействие  $\Delta/\sigma_M \geq 1$ .

Наблюдение взаимодействия ДГ возможно в эксперименте по магнитному резонансу блоховских ДГ на неподвижных из-за закрепления СЭ ДГ. Из решения уравнения движения блоховской ДГ в приближении эффективной массы  $m^{-1} = \pi g l_M$  ( $g$  — гиромангнитное отношение) следует значение резонансной частоты

$$\omega = \sqrt{\zeta/m}, \quad (8)$$

где  $\zeta$  — коэффициент жесткости [5]. Для полосовой доменной структуры в ФМ  $\omega_M \sim 10^7 \div 10^9$  с<sup>-1</sup> [5]. Для потенциала (7) в СМ при малых амплитудах

$$\zeta = \frac{1}{x_0} |\partial \Delta_{PM}(x_0) / \partial x_0| = 2 \frac{l_P}{l_M^2} \lambda M_0^2 P_0^2, \quad (9)$$

что приводит к оценке частоты резонанса блоховской ДГ на СЭ ДГ  $\omega_{PB} \sim 10^9 \div 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Полученная частота в большинстве случаев существенно превосходит частоту  $\omega_M$  резонанса без СЭ ДГ и нелинейно уменьшается до этого значения с увеличением амплитуды колебаний блоховской ДГ.

Автор благодарит И. Н. Олейника за внимание к работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Смоленский Г. А., Чупис И. Е. УФН, 1982, т. 137, № 3, с. 415—448.  
 [2] Венецьев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. И. Сегнетомагнетики. М.: Наука, 1982. 224 с.

- [3] Стефановский Е. П., Яблонский Д. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 1125—1128.  
 [4] Струков В. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.  
 [5] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.

Харьковский политехнический институт  
 им. В. И. Ленина  
 Харьков

Поступило в Редакцию  
 10 мая 1988 г.

УДК 535.371

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

## ЛЮКС-ИНТЕНСИВНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСИТОННЫХ ПОЛОС ИЗЛУЧЕНИЯ И МИГРАЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ $Pb_{1-x}Mn_xI_2$

М. С. Бродин, А. О. Гуца, Б. Е. Деркач,  
 В. Н. Каратаев, А. И. Савчук, В. В. Тищенко

В работе [1] показано, что люкс-интенсивностные характеристики (ЛИХ) экситонных полос люминесценции весьма чувствительны к пространственному распределению экситонов. Накопление экситонов, например, за счет захвата на центры в некоторой приповерхностной области, где еще достаточно велика роль поверхностной рекомбинации, приводит к более крутой ЛИХ соответствующей экситонной полосе в том интервале относительно слабых уровней поверхностного возбуждения кристалла, в котором эта ЛИХ нелинейна. В некотором смысле крутизна ЛИХ может служить своеобразным индикатором, позволяющим судить о степени проникновения экситонов в объем.

Любопытная ситуация с миграцией экситонов возникает в твердых растворах полупроводников (ТРП), для которых характерно наличие ям потенциального рельефа, способных локализовать экситоны. Начиная с определенного состава ТРП становится возможным перколяционное движение локализованных экситонов в объем по соседним, достаточно близким друг к другу ямам [2]. Появление такого движения должно проявиться в характере ЛИХ локализованных экситонов.

В настоящем сообщении представлены результаты исследований экситонных ЛИХ легированных Mn до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> кристаллов  $PbI_2$  и твердых растворов  $Pb_{1-x}Mn_xI_2$  ( $x=0.01, 0.03, 0.05$ ), выращенных методом Бриджмена. Методика измерений ЛИХ подробно описана в [1].

Спектры экситонной люминесценции (СЛ) исследуемых кристаллов, возбуждаемых за счет зона-зонных переходов излучением He—Cd лазера ( $\lambda_{\text{ген}}=441.6$  нм), представлены на рис. 1. Доминирующей в СЛ кристалла  $PbI_2$ : Mn является полоса, отвечающая излучательному распаду связанного на нейтральном доноре экситона. Для ТРП  $Pb_{1-x}Mn_xI_2$  характерно наличие в СЛ полос связанных экситонов I и полос экситонов, локализованных флуктуациями внутрикристаллического потенциала  $I_x$  [3, 4].

ЛИХ описанных выше полос излучения представлены на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке показаны ЛИХ полос люминесценции связанных и свободных экситонов чистых кристаллов  $PbI_2$ . Увеличение содержания Mn вплоть до  $x=0.01$  в  $PbI_2$  приводит к увеличению крутизны ЛИХ экситонных полос (рис. 2, а). Дальнейшее увеличение концентрации Mn ( $x=0.03$  и  $0.05$ ) приводит к существенному изменению характера ЛИХ полос излучения локализованных экситонов (рис. 2, б). Эти зависимости становятся более пологими и напоминают ЛИХ свободных экситонов в чистых кристаллах  $PbI_2$ .

Для интерпретации наблюдаемых изменений ЛИХ важно оценить средние расстояния  $R_i^z$  между центрами наиболее вероятных потенциаль-