Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 4, стр. 129 – 131 *25 августа 1985 г.*

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ АВТОВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

А.К.Звездин, А.А.Мухин

Предложена теоретическая модель активной магнитной среды, в которой могут распространяться фотоиндуцированные автоволны в виде движущейся периодической доменной структуры.

В работе [1] обнаружен интересный экспериментальный факт. Облучение бората железа с примесью никеля ($FeBO_3$: Ni) светом ($\lambda = 0{,}8 \div 1$ мкм) индуцирует стационарно движущуюся магнитную структуру, которая похожа на доменную. В известной степени аналогичные эффекты обнаружены в [2], где наблюдалось движение системы линий Блоха под действием высокочастотного электромагнитного поля. По-видимому, эти движущиеся магнитные структуры можно определить как автоволны (термин введенный Р.В.Хохловым), стационарное распространение которых поддерживается за счет внешнего излучения. Автоволны исследованы экспериментально и теоретически применительно к химическим, биологическим, полупроводниковым средам [3]. Что касается магнитных сред, то, насколько нам известно, автоволновые процессы в них не рассматривались. В настоящей работе предлагается теоретическая модель активной магнитной среды, в которой могут существовать автоволны.

Для определенности рассмотрим антиферромагнитный кристалл ромбической симметрии, в котором вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ лежит в плоскости xy (легкая плоскость). Будем характеризовать ориентацию $\mathbf{l}$ углом φ, отсчитываемым от оси x. Функцию Лагранжа и диссипативную функцию Рэлея рассматриваемой динамической задачи можно представить в виде [4]

$$L = (\chi_\perp / 2\gamma^2)\dot{\varphi}^2 - A(\nabla\varphi)^2 - \Phi(\varphi), \quad R = (\alpha M_0 / 2\gamma)\dot{\varphi}^2, \tag{1}$$

где $\Phi(\varphi) = {}^1/_2\, K_1 \cos 2\varphi + {}^1/_8\, K_2 \cos 4\varphi$ – свободная энергия однородной системы, A – константа неоднородного обмена, $K_{1,2}$ – константы анизотропии, $\chi_\perp$ – поперечная восприимчивость, M_0 – намагниченность подрешеток, γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент затухания. Уравнение Лагранжа – Эйлера системы (1) в одномерном случае имеет вид

$$\ddot{\varphi} + \alpha\omega_E\dot{\varphi} - c^2\varphi'' = {}^1/_2\, \omega_E\omega_1 \sin 2\varphi + {}^1/_4\, \omega_E\omega_2 \sin 4\varphi,$$

где $\omega_E = \gamma M_0 / \chi_\perp$, $c^2 = 2\gamma^2 A/\chi_\perp$, $\omega_{1,2} = 2\gamma K_{1,2} / M_0$. (2)

Будем считать, что под действием излучения происходит изменение констант анизотропии $K_{1,2} = K_{1,2}(N)$, которое определяется концентрацией N возбужденных ионов. Последняя удовлетворяет уравнению

$$\dot{N} = [N_I f(\varphi) - N]/\, T, \tag{3}$$

где величина N_I пропорциональна интенсивности I падающего излучения $(N_I = \kappa I)$, T – время жизни возбужденных состояний, $f(\varphi)$ – функция, характеризующая анизотропию скорости возбуждения (т. е. поглощения излучения) для различных ориентаций 1. Конкретный вид $f(\varphi)$ для нас несуществен Согласно аксиальной модели анизотропии поглощения света [5], можно положить $f(\varphi) = \cos^2\varphi$.

Предположим, что система находится вблизи ориентационного фазового перехода (ФП) первого рода, который происходит между состояниями $\varphi = 0, \pi$ и $\pm\pi/2$ при концентрации возбужденных ионов $N = N_0$, определяемой из условий $K_1(N_0) = 0, K_2(N_0) < 0$. Пусть время жизни T велико по сравнению с характерными временами магнитной системы $\alpha / |\omega_2|$, т. е. имеется малый параметр $\epsilon = \alpha / |\omega_2| T \ll 1$. В этом случае движение системы, описываемое уравнениями (2), (3), можно разделить на участки быстрого и медленного движения [6]. Медленные движения характеризуются изменением концентрации N, описываемым уравнением (3) при φ = const, а быстрые – угла φ, определяемого из (2) при N = const.

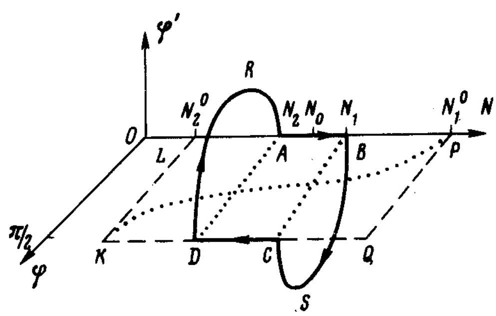

Рис. 1

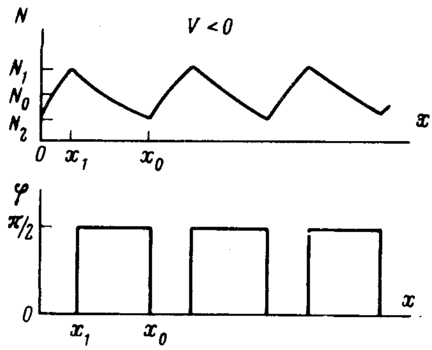

Рис. 2

Рис. 1. Фазовый портрет системы (2), (3) при автоколебаниях (пунктир) и автоволновых процессах (сплошные линии)

Рис. 2. Распределение концентрации N и угла φ в движущейся периодической доменной структуре

Общую картину стационарного движения системы удобно изобразить в виде траекторий в фазовом пространстве N, φ, φ' (рис. 1). Для однородной системы возможно автоколебательное движение, которому соответствует траектория $KLPQ$. Нас интересует стационарное движение неоднородной системы $(N = N(x - vt)$, $\varphi = \varphi(x - vt))$, представляющей собой периодическу доменную структуру из чередующихся фаз $\varphi = 0$, $\pi/2$. Ему соответствует на рис. 1 траектория типа $DRABSC$. Участки быстрого движения DRA и CSB соответствуют движущимся 90-градусным доменным границам между фазами $\varphi = 0$, $\pi/2$. Распределение в них угла φ определяется уравнением (2) при N = const и имеет вид

$$\mathrm{tg}\varphi = \exp\left[\pm(x - vt)/\Delta(v)\right], \quad \Delta(v) = \Delta_0 (1 - v^2/c^2)^{1/2}, \tag{4а}$$

$$v = \mp \mu H_A(N) \left[1 + \mu^2 H_A^2(N)/c^2\right]^{-1/2} \equiv \mp u(N), \tag{4б}$$

где $\Delta_0 = [A / |K_2(N)|]^{1/2}$, $H_A(N) = 2K_1(N)/m_s$, $\mu = \gamma\Delta_0 m_s / \alpha M_0$ – подвижность доменной границы, m_s – спонтанный слабоферромагнитный момент. Формула (4б) связывает скорость доменной границы v с величиной отклонения системы от точки фазового равновесия N_0, характеризуемой полем анизотропии $H_A(N)$.

Рассмотрим теперь медленные движения соответствующие участкам AB и DC на рис. 1, на которых происходит изменение N при $\varphi' \doteq 0$ и $\varphi = 0$, $\pi/2$. Пусть период доменной структуры $x_0 = x_1 + x_2$, где $x_{1,2}$ – размеры доменов фаз $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Полагая, что при $t = 0$ $N(0) = N(x_0) = N_2$ и $N(x_1) = N_1$, получим из (3)

$$\tilde{N(x)} = \begin{cases} N_I - (N_I - N_2)\exp(\tilde{x}/vT), & mx_0 < \tilde{x} < mx_0 + x_1, \quad \varphi = 0, \\ N_1 \exp\,[(\tilde{x} - x_1)/vT\,], & mx_0 + x_1 < \tilde{x} < (m+1)x_0, \quad \varphi = \pi/2, \end{cases} \qquad (5)$$

где $\tilde{x} = x - vt$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. Из условия того, что все доменные стенки в структуре движутся с одинаковой скоростью v, найдем из (4б) связь между v, N_1 и N_2: $v = -u(N_1) = u(N_2)$. При малом отклонении концентрации ΔN от N_0 получаем

$$N_{1,2} = N_0 \pm \Delta N, \qquad v = -\mu (dH_A/dN)_0\, \Delta N. \qquad (6)$$

Пусть для определенности $(dH_A/dN)_0 > 0$, тогда при $N_1 > N_2$ скорость доменной структуры отрицательна, а при $N_2 > N_1$ – положительна. На рис. 2 приведена зависимость N и φ от x при $N_1 > N_2$. Физический механизм, обусловливающий движение доменной структуры как целого, состоит в том, что за счет неоднородного распределения концентрации возбужденных ионов N в пределах одного домена $\varphi = 0$ или $\pi/2$ на соответствующие доменные стенки действует сила давления, направленная в одну и ту же сторону, так как концентрация N на одном конце больше N_0, а на другом меньше N_0. При выполнении условий самосогласования (6) эти силы одинаковы. Из (5) и (6) легко установить связь между скоростью автоволны v и ее периодом x_0. Для $\Delta N \ll N_0$

$$v^2 = \mu \left(\frac{dH_A}{dN}\right)_0 N_0 \left(1 - \frac{N_0}{N_I}\right) \frac{x_0}{2T}\ . \qquad (7)$$

Оценим максимальную скорость автоволн $(N_I \gg N_0)$ при заданном x_0. Полагая $\mu = 10^3$ см/с · Э, $(dH_A/dH)_0 N_0 \sim 10^{-2} \div 1$ Э. и согласно [1] $x_0 \sim 10$ мкм, $T \sim 10^4$ с, получим $v = 10 \div 100$ мкм/с.

В заключение отметим, что рассмотренная модель может быть легко обобщена на любой магнетик, обладающий ориентационным ФП первого рода, в котором имеет место фотоиндуцированное изменение энергии анизотропии. Она может быть обобщена также на системы (например, сегнетоэлектрики) с фазовым переходом первого рода, в которых происходит фотоиндуцированное изменение параметров термодинамического потенциала Ландау.

Авторы благодарны Д.И.Хомскому за стимулирующие дискуссии.

Литература

1. *Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Аксенов А.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **37**, 134.
2. *Горнаков В.С., Дедух Л.М., Никитенко В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 199.
3. *Полак Л.С., Михайлов А.С.* Самоорганизация в неравновесных физико-химических системах. М.: Наука, 1983.
4. *Звездин А.К., Мухин А.А.* Краткие сообщения по физике, 1981, №12, 10.
5. *Tucciarone A.* Physics of Magnetic Garnets, Amsterdam, North Holland, 1978, p. 320; *Писарев Р.В., Туччароне А.* ФТТ, 1981, **23**, 2743.
6. *Андронов А.А., Витт В.А., Хайкин С.Э.* Теория колебаний. М.: Физматгиз 1959.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 мая 1985 г