

05,11

Фазовый переход первого рода в ферромагнитных полупроводниках во внешних электрическом и магнитном полях (на примере $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$)

© А.А. Повзнер, А.Г. Волков, Э.И. Лопатко, Н.А. Зайцева

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург, Россия

E-mail: a.a.povzner@urfu.ru

Поступила в Редакцию 15 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 8 февраля 2023 г.

Принята к публикации 9 февраля 2023 г.

Показано, что при фазовом переходе первого рода в ферромагнитных полупроводниках на основе манганитов лантана, наряду с полупроводниковой фазой s-электронов проводимости, возникает фаза с флуктуационным ближним порядком, связанным со сменой знака параметра межмодового взаимодействия в системе d-электронов. Область фазового расслоения характеризуется зависящими от температуры и внешнего магнитного поля флуктуациями локальной намагниченности. При этом заметное влияние на температуру фазового перехода первого рода, выше которой возникает фазовое расслоение, оказывает двойной обмен. Вследствие саморазогрева значительное влияние на фазовое расслоение оказывает электрическое поле, которое приводит к N-образным вольт-амперным характеристикам. На примере $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ показано, что включение электрического и магнитного полей при фазовом переходе первого рода в ферромагнитных полупроводниках сопровождается возникновением автоколебаний электрического тока и намагниченности.

Ключевые слова: двойной обмен, электронные флуктуации спиновой и зарядовой плотности, локализация Андерсена, автоколебания.

DOI: 10.21883/FTT.2023.04.55289.528

1. Введение

Хорошо известно, что в ферромагнитных полупроводниках с колоссальным магнетосопротивлением (КМС) реализуется аномально сильная связь спиновой и электронной подсистем, которая приводит при магнитном фазовом переходе к андерсоновской локализации электронов проводимости и к электронному переходу металл–изолятор [1]. Однако микроскопическая природа магнитного фазового перехода в рассматриваемой группе ферромагнитных полупроводников, например, в манганитах лантана, окончательно не установлена.

Считается, что основной причиной ферромагнетизма этой группы магнетиков является двойной обмен, возникающий вследствие хундовского внутриатомного взаимодействия s-электронов проводимости с d-электронами, которые считаются локализованными [2]. Однако известно, что в системе d-электронов ферромагнитных металлов и соединений возникает конкуренция их внутриатомного кулоновского взаимодействия и их зонного движения [3,4]. Поэтому модель двойного обмена в ферромагнитных полупроводниках с КМС следует дополнить учетом корреляций в системе d-электронов.

Кроме того, для описания зонного движения s- и d-электронов в конкретных соединениях ферро-

магнитных полупроводников с КМС необходимы первопринципные DFT-расчеты их электронных спектров и плотностей электронных состояний (DoS). При этом следует отметить, что приведенные в базах данных сведения об электронной структуре металлического основного состояния данной группы полупроводников [5,6] указывают на наличие топологических особенностей электронного спектра.

До настоящего времени не рассматривалась роль топологических особенностей тонкой структуры DoS, определяющих величину и знак параметра межмодового взаимодействия в функционале Гинзбурга–Ландау (см., например, [7]). Известно, что из анализа данного функционала следует, что фазовые переходы первого рода, в отличие от фазовых переходов второго рода, сопровождаются изменением знака параметра межмодового взаимодействия, возникающего между максимумом и локальным минимумом DoS [5,6].

При фазовых переходах первого рода в ферромагнитных полупроводниках наблюдается ближний порядок с локальной намагниченностью [8]. Особенностью фазовых переходов в ферромагнитных полупроводниках является возникновение в электрическом поле сильно нелинейных вольт-амперных характеристик, заметное влияние на которые оказывает магнитное поле [9,10].

В связи с этим, в настоящей работе на примере $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ исследуется фазовый переход первого рода во внешних электрическом и магнитных полях.

2. Модель

Рассмотрим систему d-электронов с внутриатомными кулоновскими корреляциями и s-электронов проводимости¹, связанных между собой сильным sd-обменным взаимодействием. Гамильтониан данной электронной системы имеет вид

$$H = \sum_{l=s,p,d} H_0^{(l)} + H_{dd} + H_{sd}, \quad (1)$$

где $H_0^{(l)}$ — гамильтониан зонного движения s ($l = s$)- и d ($l = d$)-электронов, H_{dd} — гамильтониан внутриатомного хаббардовского (U) и хундовского (J_{dd}) взаимодействий d-электронов, а гамильтониан хундовского взаимодействия s- и d-электронов на узле [2] будем описывать в приближении среднего поля

$$H_{sd} = -J_{sd} \sum_{\nu} \mathbf{S}_{\nu} \mathbf{s}_{\nu} \approx -J_{sd} \sum_{\nu} (\langle \mathbf{S}_{\nu} \rangle \mathbf{s}_{\nu} + \mathbf{S}_{\nu} \langle \mathbf{s}_{\nu} \rangle).$$

Здесь \mathbf{S}_{ν} и \mathbf{s}_{ν} — операторы вектора спина d- и s-электрона на узле ν .

Внутриатомные кулоновские корреляции в системе d-электронов сведем к описанию их движения во флуктуирующих в пространстве и времени обменных (ξ) и зарядовых (η) полях [4]. Тогда, используя преобразования Стратоновича–Хаббарда (см., например, [4]) и технику мацубаровских функций Грина [11] (определенных на четырех векторах $q = (\mathbf{q}, \omega_{2n})$, где \mathbf{q} — квазиимпульс, ω_{2n} — мацубаровская Бозе-частота), свободную энергию электронной системы представим в виде

$$F = F_0 - T \ln \int (d\xi d\eta) \exp(-\Phi(\xi, \eta)/T). \quad (2)$$

Здесь

$$F_0 = T \sum_{\mathbf{k}, \sigma, l} \ln(1 + \exp[(\epsilon_{\mathbf{k}, l} - \sigma J_{sd} M_0^{(l)} - \mu)/T]); \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, \eta) = & TN_j \sum_q (D_q^{-1} |\xi_q|^2 - (2 - D_q^{-1} + b - a) |\hat{\eta}_q|^2) \\ & + \sum_q (U^{-1} |J_q \mathbf{M}_q^{(s)}|^2 - 2(U/T)^{1/2} N_j J_{-q} (\xi_q \mathbf{M}_{-q}^{(s)})) \\ & + (3!)^{-1} \kappa TN_j \sum_{q_1+q_2+q_3+q_4=0} (\xi_{q_1} \xi_{q_2} \xi_{q_3} \xi_{q_4} - 4 \xi_{q_1} \xi_{q_2} \hat{\eta}_{q_3} \hat{\eta}_{q_4} \\ & + \hat{\eta}_{q_1} \hat{\eta}_{q_2} \hat{\eta}_{q_3} \hat{\eta}_{q_4}) - H(N_j \xi_0^{(z)} + M_0^{(s)}) \end{aligned} \quad (3b)$$

¹ К электронам проводимости мы относим как s-, так и p-электроны, которые в рассматриваемой модели являются s-подобными.

учитывает пространственно-временные зависимости флуктуирующих полей; T — температура в энергетических единицах; H — модуль вектора напряженности однородного внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси Oz , в энергетических единицах; N_j — орбитальное вырождение частично заполненных энергетических состояний d-электронов; $\hat{\eta}_q = \eta_q (U/T)^{1/2} (2N_j)^{-1} n_d \delta_{q,0}$; n_d — число d-электронов, приходящееся на узел; $\mathbf{M}_q^{(l)}$ — Фурье-образ вектора локальной намагниченности s- или d-электронов ($l = s$ или d) в единицах $2\mu_B$ (μ_B — магнетон Бора),

$$D_q = (1 - U\chi_q^{(d)} - J_{sd}^2 \chi_q^{(s)} U^{-1} - a)^{-1}; \quad (4)$$

$J_q = J_{dd}^2 \chi_q^{(s)}$; $\chi_q^{(s)}$ и $\chi_q^{(d)}$ — паулиевские восприимчивости s- и d-электронов;

$$\kappa = 4^{-1} U^3 (g_d^{(2)}(\mu) - (g_d^{(1)}(\mu))^2 / g_d(\mu)) \quad (5)$$

— параметр межмодового взаимодействия; μ — химический потенциал; $g_s(\epsilon)$ и $g_d(\epsilon)$ — плотности состояний s- и d-электронов, рассчитанные в DFT + U-приближении; $g_l^{(n)}(\epsilon) (= d^n g_l(\epsilon) / d\epsilon^n)$; $a = J_{dd} \times U(U - J_{dd})^{-1} (U + 5J_{dd}^{-1})$ и $b = 4U(U - 5J_{dd})^{-1}$.

Чтобы найти уравнения магнитного состояния, будем вычислять функциональные интегралы в (2) в приближении метода перевала (см. [4]) по переменным $r_q = |\xi_q|$, $\varphi_q = \arg(\xi_q)$, ξ_q , ξ_0 , η_q . Тогда, минимизируя свободную энергию по намагниченностям ($\mathbf{M}_q^{(l)}$), учитывая связь перевальных значений с термодинамическими средними, имеем

$$\begin{aligned} M_{q,\gamma}^{(d)} (D_q^{-1} + 5\kappa \langle \mathbf{m}^2 \rangle / 3) + \kappa \sum_{q_1, q_2, q_3} \hat{\eta}_{q_1} [(\mathbf{M}_{q_2}^{(d)} \mathbf{M}_{q_3}^{(d)}) \\ - 4^{-1} \hat{\eta}_{q_2} \hat{\eta}_{q_3}] \delta_{q_1+q_2+q_3+q_4;0} = \delta_{\gamma,z} (H \delta_{q,0} + J_{sd} M_{q,\gamma}^{(s)}) / U, \end{aligned} \quad (6a)$$

$$M_{q,\gamma}^{(s)} = g_s(\mu) (H \delta_{q,0} \delta_{\gamma,z} + J_{sd}^2 \chi_q^{(s)} M_{q,\gamma}^{(d)}), \quad (6b)$$

$$(2 + a - b - D_q^{-1} - 5\kappa \langle \mathbf{m}^2 \rangle / 3)$$

$$- \kappa \sum_{q_1, q_2, q_3} \hat{\eta}_{q_1} [(\mathbf{M}_{q_2}^{(d)} \mathbf{M}_{q_3}^{(d)}) - 4^{-1} \hat{\eta}_{q_2} \hat{\eta}_{q_3}] \delta_{q_1+q_2+q_3+q_4} = 0. \quad (6c)$$

Здесь H — напряженность магнитного поля, направленного по оси Oz ; $\langle \mathbf{m}^2 \rangle$ — квадрат амплитуды бозевских флуктуаций спиновой плотности d-электронов, определяемой (см. [11]) флуктуационно-диссипативной теоремой (ФДТ) с функцией Бозе–Эйнштейна ($f_B(\omega/T)$):

$$\langle \mathbf{m}^2 \rangle = \sum_q \int_0^{\infty} d\omega f_B(\omega/T) \text{Im} \chi(q, \omega),$$

$f_B(\omega/T)$ — функция Бозе, где магнитная восприимчивость d-электронов —

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \chi^{(d)}(\mathbf{q}, \omega) (1 - U\chi^{(d)}(\mathbf{q}, \omega) + 2\kappa \sum_q |\mathbf{M}_q|^2 + 5\kappa \langle \mathbf{m}^2 \rangle / 3)^{-1},$$

причем, согласно известной аппроксимации функции Линдхарда [4], $\chi^{(d)}(\mathbf{q}, \omega) = \chi_0^{(d)} - A\mathbf{q}^2 + iB\omega/|\mathbf{q}|$.

3. Решение уравнения магнитного состояния вблизи T_C

Ферромагнитные решения уравнений магнитного состояния получаются при $D_0^{-1} < 0$ и $\kappa > 0$. При этом можно показать, что по крайней мере вблизи и ниже температуры Кюри, при

$$|1 - U\chi_0^{(d)} - a + 5\kappa \langle \mathbf{m}^2 \rangle / 3 + \kappa M_0^{(d)2}| \ll J_{sd}^2 \chi_0^{(s)} U^{-1}, \quad (7)$$

решающее влияние на существование ферромагнетизма оказывает двойной sd-обмен.

При $T > T_C$ параметр мода–мода меняет знак ($\kappa < 0$), ферромагнетизм теряет термодинамическую устойчивость, а решения уравнения (6) описывают фазу ферромагнитного ближнего порядка с локальной намагниченностью d-электронов

$$M_{q,\gamma}^{(d)} = \sum_q |M_{q,\gamma}^{(d)}| \exp(iqv + i\varphi_{q,\gamma})$$

и флуктуациями чисел заполнения d-электронов на узле

$$n_v = 2^{-1} \sum_q |n_q| \exp(iqv + i\varphi_{q,z}),$$

где $\varphi_{q,\gamma}$ — хаотически меняющаяся разность электронных фаз Берри ($\gamma = x, y, z$).

Пространственные размеры областей ферромагнитного ближнего порядка с фиксированным значением модуля локальной намагниченности $M_s = \langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle^{1/2}$, характеризуются радиусом ферромагнитных спиновых корреляций

$$R_C = (2\varepsilon_F/m_{\text{eff}})^{-1} (|\kappa|/A)^{1/2} (M_s^2 + \mathbf{M}_0^2(H))^{-1/2}, \quad (8)$$

где ε_F и m_{eff} — энергия Ферми и эффективная масса d-электронов.

При этом флуктуации электронной плотности, зависящие от температуры и внешнего магнитного поля, определяются уравнениями

$$\langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle = \{ |\kappa| [(\mathbf{M}_0^2(H) + 5\langle \mathbf{m}^2 \rangle / 3)(1 + J_{dd}^2/U^2) - \langle \delta n^2 \rangle] + A - D_0^{-1} \} / |2\kappa|, \quad (9a)$$

$$\langle \delta n^2 \rangle = \{ 2 - a + b - D_0^{-1} + A - |\kappa| [(\mathbf{M}_0^2(H) + \langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle + 5\langle \mathbf{m}^2 \rangle / 3)(1 + J_{dd}^2/U^2)] \} / |\kappa|. \quad (9b)$$

Среднеквадратическая амплитуда тепловых динамических бозевских флуктуаций спиновой плотности ($\langle \mathbf{m}^2 \rangle$), в соответствии с (6), имеет вид

$$\langle \mathbf{m}^2 \rangle = B(T/U)^2 (|\kappa|(\mathbf{M}_0^2(H) - \langle \delta n^2 \rangle + \langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle) - A)^{-2}$$

и оказывается в $(T/U)^2$ раз меньше, чем амплитуда пространственных статических флуктуаций (9a).

Важной особенностью рассматриваемого фазового перехода является возникновение полупроводниковой фазы с андерсоновской локализацией s-электронов проводимости. Вследствие sd-обмена s-электроны проводимости оказываются в поле случайного потенциала

$$V_v = \sigma \sum_{\mu} J_{v,\mu} \delta M_{\mu},$$

где

$$J_{v,\mu} = J_{dd}^2 \sum_q \chi_q^{(s)} \exp\{q(v - \mu)\}.$$

В соответствии с [12], это ведет к их локализации при условии, что химический потенциал оказывается в области энергий между краем зоны и значением энергии, отличным от него на величину порога протекания

$$E_C = J_{sd}^2 M_s^2 / \Delta, \quad (10)$$

где Δ — среднеквадратическое значение интеграла перескока электронов проводимости между соседними узлами кристаллической решетки, занятыми атомами марганца.

В результате проводимость $\sigma(T)$ изменяется с температурой по активационному закону

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-T^{-1} E_A),$$

где E_A — энергия активации, которая будет определена ниже после расчетов электронной структуры.

Значение химического потенциала электронной системы определяется из условия электронейтральности для суммарной концентрации s- и d-электронов:

$$n = n_s + 2N_d \left[\int d\varepsilon f(\varepsilon - \mu) g_d(\varepsilon) + U g_d^{(1)}(\mu) (\langle \mathbf{m}^2 \rangle + |\mathbf{M}_0|^2 + \langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle - \langle \delta n^2 \rangle) / 4 \right], \quad (11)$$

$$n_s = 2 \int_{-\infty}^{\infty} g_s(\varepsilon) f(\varepsilon - \mu) d\varepsilon,$$

$g_s(\varepsilon)$ — плотность состояний электронов проводимости.

4. Численный анализ фазового перехода

Расчеты DoS с учетом кристаллической структуры $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ осуществлялись на основе первопринципного DFT-моделирования. Для более корректного описания пространственных неоднородностей распределения электронной плотности в $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ при

$x = 0.3$ были проведены GGA + U + SO-расчеты DoS (рис. 1). Волновые функции были отобраны на сетке $5 \times 4 \times 5$ k -точек, а длина волнового вектора „обрезания“ была установлена равной $4.16 \text{ at. units}^{-1}$. Для остальных ферромагнитных составов использовалось приближение жесткой полосы.

Для анализа тонкой структуры зависимости $g_d(\varepsilon)$, результаты GGA + U + SO-расчета аппроксимировались в интервале энергий $-0.2 < \varepsilon < 0.4 \text{ eV}$ полиномом:

$$g_d(\varepsilon) = -335.31\varepsilon^8 - 154.77\varepsilon^7 + 147.05\varepsilon^6 + 61.9\varepsilon^5 - 19.90\varepsilon^4 - 6.97\varepsilon^3 + 0.71\varepsilon^2 + 0.18\varepsilon + 0.30, \text{ eV}^{-1}.$$

При этом была найдена точка перегиба зависимости $g_d(\varepsilon)$, в которой изменяется знак ее кривизны и параметра мода–мода.

Для ферромагнитных составов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ было найдено что в интервале концентраций от $0.2 < x < 0.45$ факторы обменного усиления в основном состоянии отрицательны, и получено, что параметр мода–мода в их основном состоянии является положительным (вставка на рис. 1). Во всей указанной области концентраций при температуре T_C реализуются температурные фазовые переходы первого рода. Эти переходы сопровождаются изменением знака параметра межмодового взаимодействия (рис. 2) и возникновением флуктуаций локальной намагниченности (9а).

Результаты расчетов концентрационной зависимости T_C , в сравнении с экспериментом, представлены на рис. 3. Оказывается, что согласие с экспериментальными данными о температуре Кюри достигается при $U = 1.8 \text{ eV}$, $J_{sd} = 1.15 \text{ eV}$. При этом значение параметра хундовского dd-взаимодействия в использованном пакете Elk (<http://elk.sourceforge.net>) определяется

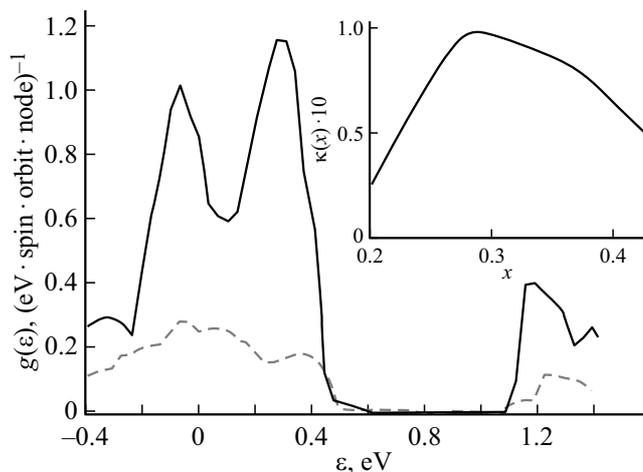


Рис. 1. Результаты GGA + U + SO-расчетов функции плотности состояний d-электронов ($g_d(\varepsilon)$ — сплошная линия) и электронов проводимости ($g_s(\varepsilon)$ — пунктирная линия). Начало отсчета энергии совпадает со значением энергии Ферми для $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$. На вставке: концентрационная зависимость параметра межмодового взаимодействия $\kappa(x)$ при $T = 0 \text{ K}$.

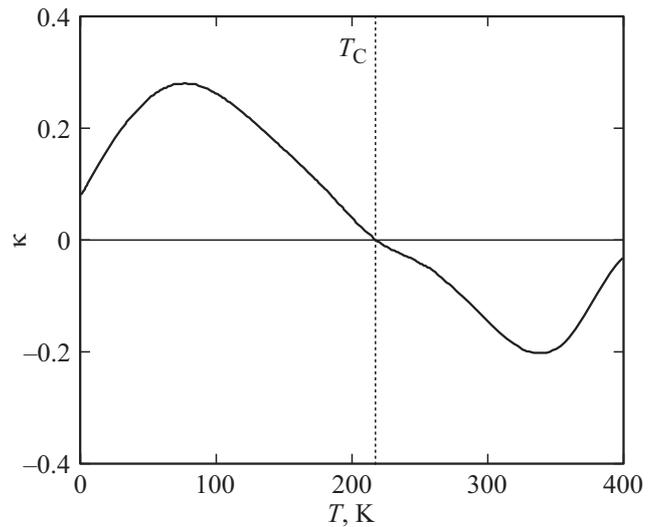


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента межмодового взаимодействия для $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ при $x = 0.3$ и $H = 0$ ($T_C = 218 \text{ K}$).

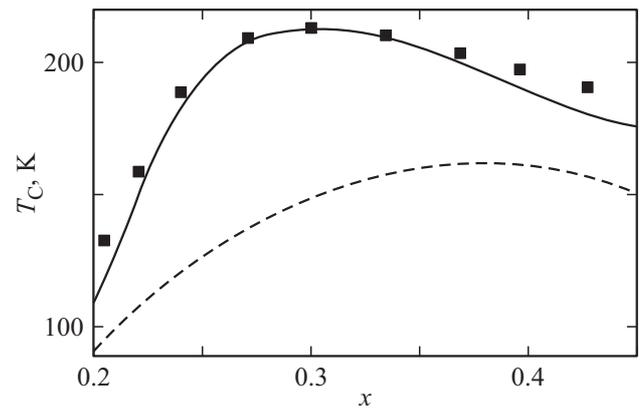


Рис. 3. Концентрационная зависимость температуры Кюри $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ в относительных единицах. Сплошная и пунктирная линии — расчет с учетом и без учета двойного обмена, точки — эксперимент [1].

автоматически и составляет $J_{dd} = 0.63 \text{ eV}$. Орбитальное вырождение частично заполненной d-зоны $N_j = 4$.

Кроме того, прямые зонные расчеты показывают, что в области энергий, лежащей ниже энергетической щели (см. рис. 1), реализуется смесь t_{2g} и e_g d-состояний. Это означает, что возникающие в соответствии с формулой (9б) пространственные зарядовые флуктуации соответствуют в рассматриваемой модели электронной структуры флуктуациям валентности ионов Mn.

Пространственные флуктуации локальной намагниченности d-электронов, как показывают проведенные оценки по формуле (9), дают для рассматриваемых ферромагнитных составов значения порядка 10 периодов решетки. При этом решающий вклад в формирование температурной зависимости электропроводности вносит полупроводниковая фаза s-электронов.

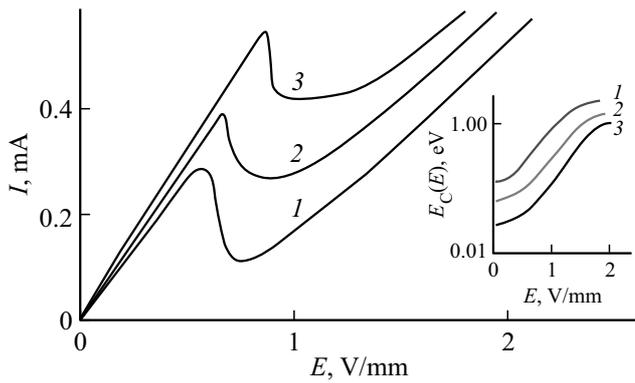


Рис. 4. ВАХ образцов $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ размером $1 \times 1 \times 0.01 \text{ mm}^3$ при $T_0 = 220 \text{ K}$, $\lambda = 15 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ (как и в [14]) при значениях индукции магнитного поля: 0 (кривая 1), 3 (кривая 2), 5 Т (кривая 3). На вставке: зависимость порога протекания от напряженности электрического поля в различных магнитных полях.

Численный анализ электронной структуры показывает, что возникающая при фазовом расслоении полупроводниковая фаза локализованных по Андерсену s-электронов проводимости реализуется при условии, что химический потенциал находится вблизи области запрещенных энергий. При этом энергия активации

$E_A = (E_C - \varepsilon_c + \mu)$, где ε_c — энергия верхнего края частично заполненной d-зоны.

Оценки зависимости активационной проводимости от температуры и внешнего магнитного поля, выполненные с учетом формул (9,10), согласуются с наблюдаемым в рассматриваемых составах эффектом КМС. При этом проведенный численный анализ показывает, что сильное влияние магнитного поля вытекает из формул (9) для пространственных флуктуаций электронной плотности.

5. Фазовый переход во внешних электрическом и магнитном полях

Во внешних электрических полях (E) возникает ток электронов проводимости с плотностью $j(T) \approx \exp(-T^{-1}E_A)$, выделение джоулева тепла и теплообмен с окружающей средой, вследствие теплоотвода с поверхности образца. Наиболее интенсивно эти процессы идут в случае планарных образцов. При этом уравнение теплового баланса для образца квадратного сечения длиной l и толщиной h имеет вид

$$\rho C(dT/dt) = (jE) - 4\lambda(T - T_0)/h, \quad (12)$$

где λ — коэффициент теплоотвода с единицы площади образца, C — удельная теплоемкость и ρ — массовая

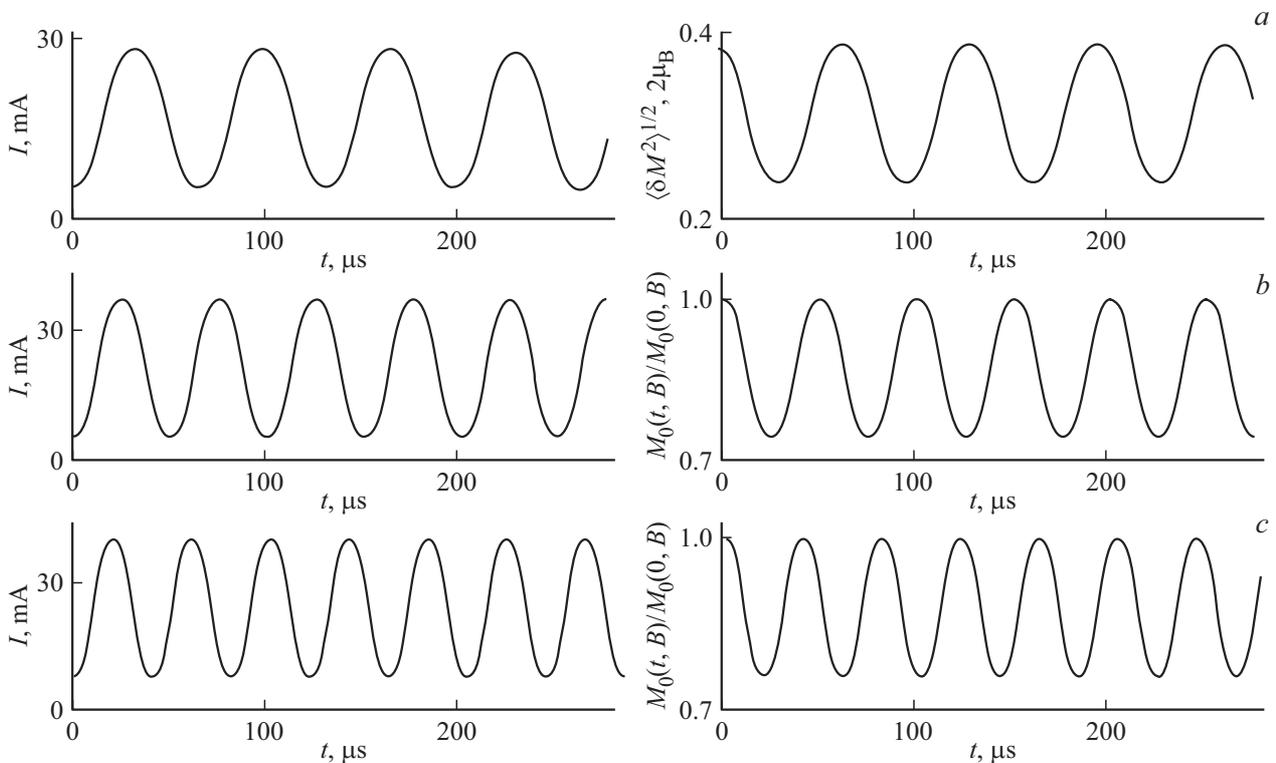


Рис. 5. Автоколебания силы тока I , среднеквадратической амплитуды флуктуаций локальной намагниченности (при $B = 0 \text{ T}$) и намагниченности (во внешнем магнитном поле) образца $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ размером $1 \times 1 \times 0.01 \text{ mm}^3$. Здесь $T_0 = 220 \text{ K}$ и $E = 0.3 \text{ kV}/\text{m}$, $M_0(0, 0) \approx 0.1 \mu\text{B}$. Значения частот на рисунках: а) $B = 0 \text{ T}$, $\nu = 15 \text{ kHz}$; б) $B = 3 \text{ T}$, $\nu = 20 \text{ kHz}$; в) $B = 5 \text{ T}$, $\nu = 25 \text{ kHz}$.

плотность образца (см. [1] и [13]), T_0 — температура окружающей среды.

Возникающая при фазовом переходе андерсеновская локализация (см. (7)) приводит к обратной связи между внешним электрическим полем и локальной намагниченностью. Это обусловлено тем, что электрический ток приводит к нагреву образца и тем самым к возрастанию флуктуаций локальной намагниченности.

Наличие такой связи между силой тока и флуктуациями локальной намагниченности обуславливает численные решения уравнения теплового баланса (12), которые в стационарных условиях описывают N-образные вольт-амперные характеристики (ВАХ), приведенные на рис. 4.

В нестационарных условиях ($dT/dt \neq 0$) возникают автоколебания тока и локальной намагниченности M_S , а во внешних магнитных полях — автоколебания намагниченности образца (рис. 5). При этом частота автоколебаний увеличивается с увеличением внешнего магнитного поля (подпись к рис. 5). Найденные значения частот автоколебаний оказываются на один-два порядка меньше значений частот, при которых проводились измерения магнитного импеданса [15].

6. Заключение

Таким образом, при магнитном фазовом переходе первого рода в допированных манганитах в системе d-электронов возникает фаза с флуктуационным ближним порядком и полупроводниковая фаза s-электронов проводимости. Расслоение фаз сопровождается возникновением пространственных флуктуаций локальной намагниченности, рассеяние на которых электронов проводимости приводит к андерсеновской локализации. Данный переход реализуется в условиях, когда химический потенциал пересекает область топологических особенностей электронной структуры и возникает изменение знака параметра мода—мода.

Особенности флуктуационно-обусловленного расслоения фаз при фазовом переходе первого рода проявляются во внешних электрическом и магнитном полях. При стационарном саморазогреве возникают N-образные ВАХ, зависящие от внешнего магнитного поля. В нестационарных условиях реализуются автоколебания не только электрического тока, но и намагниченности частотой которых можно управлять внешним магнитным полем.

Дальнейшее исследование автоколебаний намагниченности, может представить интерес для создания генераторов спиновых токов на основе ферромагнитных полупроводников с КМС.

Финансирование работы

Результаты получены в рамках задания Министерства науки и высшего образования, контракт № FEUZ-2023-0015.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. УФН **188**, 8, 801 (2018).
- [2] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин. УФН **171**, 2, 121 (2001).
- [3] Н.Ф. Мотт. Переходы металл—изолятор. Наука, М. (1979). 342 с.
- [4] Т. Мория. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. Мир, М. (1988). 288 с.
- [5] M.G. Vergniory, L. Elcoro, C. Felser, N. Regnault, B.A. Bernevig, Z. Wang. Nature **566**, 7745, 480 (2019).
- [6] Topological Materials Database: <https://topologicalquantumchemistry.com>
- [7] M. Brando, D. Belitz, F.M. Grosche, T.R. Kirkpatrick. Rev. Mod. Phys. **88**, 2, 25006 (2016).
- [8] D.I. Pchelina, V.D. Sedykh, N.I. Chistyakova, V. Rusakov, Y. Alekhina, A. Tselebrovskiy, B. Fraisse, L. Stievano, M.T. Sougrati. J. Phys. Chem. Sol. **159**, 110268 (2021).
- [9] K.A. Shaykhutdinov, S.V. Semenov, S.I. Popkov, D.A. Balaev, A.A. Bykov, A.A. Dubrovskiy, N.V. Volkov. J. Appl. Phys. **109**, 8, 083711 (2011).
- [10] I.K. Kamilov, K.M. Aliev, K.O. Ibragimov, N.S. Abakarova. JETP Lett. **78**, 8, 485 (2003).
- [11] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М. (1962). 446 с.
- [12] P.W. Anderson. Local Moments and Localized States: Nobel Lecture. 8 December (1977).
- [13] P. Lin, S.H. Chun, M.B. Salamon. J. Appl. Phys. **87**, 9, 5825 (2000).
- [14] А.А. Повзнер, А.Г. Волков. J. Magn. Magn. Mater. **432**, 466 (2017).
- [15] G.M.B. Castro, A.R. Rodrigues, F.L.A. Machado, A.E.P. de Araujo, R.F. Jardim, A.K. Nigam. J. Alloys Compd. **369**, 108 (2004).

Редактор Е.В. Толстякова