

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Копылов Н. Н. ФТП, 1979, 13, с. 835. [2] Nimitz G., Bauer G., Dognhaus R., Müller K. H. Phys. Rev. B, 1974, 10, p. 3302. [3] Кобызев В. Н., Тагер А. С. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, с. 164. [4] Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979, с. 144—199. [5] Chattopadhyay D. Phys. Lett., 1981, 81 A, p. 241. [6] Акопян А. А., Гуга К. Ю., Добровольские З., Кроткус А. ФТП, 1984, 18, с. 54. [7] Пашковский М. В., Соколов Е. Б., Берченко Н. Н., Соколов А. М. Зарубежная электронная техника, 1974, № 12 (84), с. 3.

Поступила в редакцию
02.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 539.293:538

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В МАНГАНИТАХ

К. П. Белов, Е. П. Свирина, Л. П. Шлякина, М. М. Лукина,
В. Нтахомвукие (Бурунди)

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В ряде работ [1—4] показано, что в манганитах $\text{La}_{1-x}\text{Me}_x\text{MnO}_3$, где $\text{Me}=\text{Pb}, \text{Sr}, \text{Ca}, \text{Cd}$ и другие ионы двухвалентных металлов, существует сильная связь между электрическими и магнитными свойствами. Например, при переходе через точку Кюри металлический тип проводимости меняется на полупроводниковый, а в районе точки Кюри магнитосопротивление ($\Delta\rho/\rho$ -эффект) в некоторых соединениях достигает 40%, что значительно превышает $\Delta\rho/\rho$ -эффект в обычных ферромагнетиках.

В работах [3, 4] изучалось влияние обменной энергии на ширину запрещенной зоны в соединениях $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Fe}_y\text{Mn}_{1-y}\text{O}_3$. Показано, что замещение ионов Mn ионами Fe приводит к понижению точки Кюри, а следовательно, уменьшению обменной энергии. При этом увеличивается электросопротивление и энергия активации процесса электропроводности ΔE_p в парамагнитной области.

Для выяснения влияния обменной энергии на кинетические эффекты в манганитах представляло интерес исследовать манганиты с замещением ионов Mn другими ионами 3d-металлов. С этой целью нами впервые выращен монокристалл $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Ni}_{0,18}\text{Mn}_{0,82}\text{O}_3$.

В настоящей работе приведены новые экспериментальные данные, указывающие на значительный вклад в кинетические эффекты манганитов как «магнитного» вида рассеяния, так и изменения концентрации носителей тока с ростом температуры T и намагниченности σ .

Измерены электросопротивление ρ , коэффициент термоЭДС α , намагниченность σ , магнитосопротивление и четный термомагнитный эффект $\Delta\alpha$ на монокристалле $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Ni}_{0,18}\text{Mn}_{0,82}\text{O}_3$ в магнитных полях до 14 кЭ и при температурах от 80 до 600 К.

Методы измерения и выращивания монокристаллов описаны в работе [3].

На рис. 1 приведены экспериментальные данные температурной зависимости кинетических эффектов и намагниченности для монокристалла указанного состава. Видно, что в районе температуры Кюри T_c (220 К) кривые $\rho(T)$, $\alpha(T)$, $\Delta\alpha(T)$ и $\Delta\rho/\rho(T)$ имеют ярко выраженные аномалии. Знак коэффициента α определялся нами с учетом знака измеренной термоЭДС и знака градиента температуры [5]. Соответствие

экстремальных значений ρ и α одной и той же температуре, впервые полученное нами для манганитов, дает основание предполагать одинаковые причины, приводящие к этим аномалиям. В ферромагнитной об-

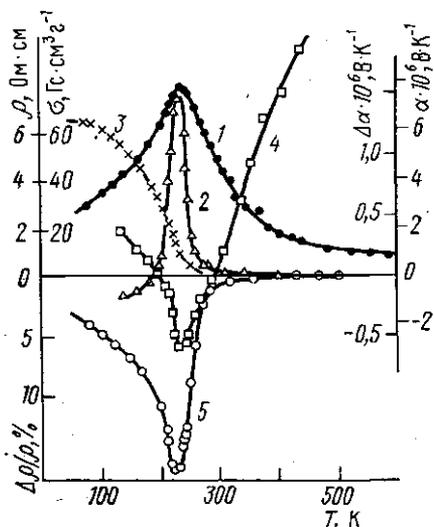


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления ρ (1) и коэффициента термоЭДС α (4) в поле $H=0$, магнитосопротивления ($\Delta\rho/\rho$ -эффекта) (5), четного термомагнитного эффекта $\Delta\alpha$ (2) и намагниченности σ (3) в магнитном поле 13 кЭ

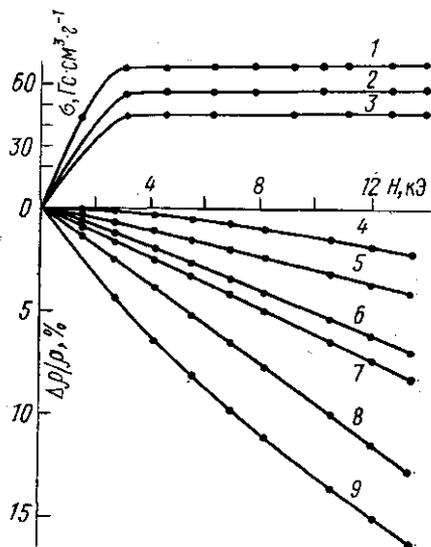


Рис. 2. Изотермы $\sigma(H)$: 78 (1), 139 (2) и 173 (3) К и $\Delta\rho/\rho(H)$: 275 (4), 83 (5), 148 (6), 170 (7), 245 (8) и 224 (9) К

ласти с приближением к точке Кюри рост электросопротивления ρ обусловлен уменьшением подвижности носителей тока из-за возрастающего рассеяния на флуктуациях магнитного момента.

Теоретически аномалии термоЭДС вблизи точки Кюри для ферромагнитных материалов были рассмотрены Диком и Абельским [6]. Ими получено соотношение

$$\alpha = \frac{\pi^2 k^2 T}{3eE_F} (3/2 + r_{ph}\rho_{ph}/\rho + r_s\rho_s/\rho + r'_s\rho_s/\rho). \quad (1)$$

Здесь E_F — энергия Ферми, k — постоянная Больцмана, ρ_{ph} и ρ_s — фононный и спиновый вклады в сопротивление, r_{ph} и r_s — параметры, характеризующие соответствующие механизмы рассеяния, r'_s — величина, зависящая от некоторой осциллирующей убывающей функции $F(x_i)$, где $x_i = 2k_F R_i$ (k_F — фермиевский волновой вектор, R_i — расстояние между ближайшими соседями).

Аномалии термоЭДС в районе температуры Кюри определяются последним слагаемым в скобках. Отсюда следует, что в материалах с доминирующим вкладом в ρ рассеяния на магнитных флуктуациях температурные аномалии ρ и α в области точки Кюри должны быть аналогичными, что и имеет место для исследованного нами образца. В этом случае изменение знака термоЭДС при $T \leq T_c$ может быть объяснено возрастающей ролью последнего члена в выражении (1), так как параметр r'_s имеет отрицательный знак.

Экспериментальным подтверждением наличия значительного вклада в электросопротивление рассеяния на магнитных флуктуациях явля-

ется аналогичный вид кривых $\Delta\rho/\rho(T)$ и $\rho(T)$ при $T \leq T_c$, а также совпадение температур, при которых $\Delta\rho/\rho$ и $\Delta\sigma/\Delta T$ имеют максимумы.

На рис. 2 приведены изотермы $\Delta\rho/\rho(H)$ и $\sigma(H)$. Отметим две основные особенности кривых $\Delta\rho/\rho(H)$: отсутствие спонтанных составляющих и отсутствие насыщения в отличие от кривой намагничивания $\sigma(H)$. Отмеченные особенности, по-видимому, являются следствием наличия в этом материале достаточно большого $s-d$ обменного взаимодействия. В материалах с сильным $s-d$ обменным взаимодействием магнитосопротивление может быть связано не только с изменением рассеяния носителей тока, но и изменением концентрации носителей [7].

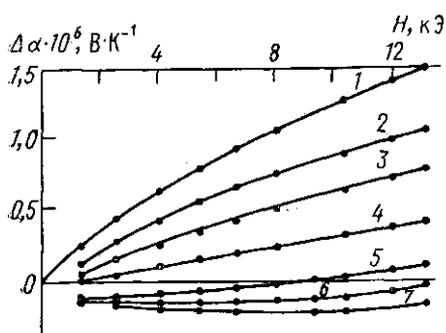


Рис. 3. Изотермы $\Delta\alpha(H)$: 231 (1), 224 (2), 218 (3), 255 (4), 198 (5), 183 (6) и 138 (7) К

Итак, из анализа кинетических эффектов в ферромагнитной области для манганита $\text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Ni}_{0,18}\text{Mn}_{0,82}\text{O}_3$ можно сделать вывод, что в этом материале велика роль «магнитного» вида рассеяния на флуктуациях магнитного момента, что обуславливает аномалии кинетических эффектов в районе температуры Кюри.

Известно, что в парамагнитной области температур магнитный вид рассеяния слабо меняется с изменением температуры и магнитного поля, и поэтому изменение ρ и α происходит в основном за счет изменения концентрации носителей тока. Ранее нами было установлено, что исчезновение дальнего магнитного порядка усиливает полупроводниковые свойства манганитов, т. е. если в ферромагнитной области отсутствовала запрещенная зона энергий, то в парамагнитной области она появляется. Если же при $T < T_c$ манганиты обладали полупроводниковой проводимостью, то при $T > T_c$ ширина запрещенной зоны увеличивается [3, 4]. Этот вывод остается справедливым и для образца, обсуждаемого в данной работе. Действительно, из рис. 1 хорошо видно, что при $T > T_c$ электросопротивление падает с ростом температуры. При этом $\ln\rho$ линейно зависит от $1/T$ (энергия активации процесса электропроводности $\Delta E_p = 0,08$ эВ). Коэффициент α в парамагнитной области линейно зависит от $1/T$, что указывает на общность причин (изменение концентрации носителей) такого поведения ρ и α в этой области температур.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод, что исследованный нами манганит относится к магнитным полупроводникам с достаточно большим рассеянием носителей тока на магнитных неоднородностях и узкой запрещенной зоной, сравнимой по величине с энергией обменного взаимодействия.

На рис. 3 представлены изотермы термомагнитного эффекта $\Delta\alpha(H)$. Установлено, что изменение коэффициента α в магнитном поле H происходит таким образом, что абсолютная величина α при всех температурах уменьшается, следовательно, знак $\Delta\alpha$ противоположен знаку α (см. кривую 4 рис. 1). Возможно, что причина изменения знака $\Delta\alpha$ при температурах $T < T_c$ связана с наличием небольших спонтанных составляющих для $\Delta\alpha$ -эффекта [8]. Из сравнения рис. 2 и 3 следует, что отмеченные особенности для $\Delta\rho/\rho$ -эффекта остаются характерными и для $\Delta\alpha$ -эффекта.

- [1] Searle C. W., Wang S. T. J. Phys., 1970, 48, p. 2023. [2] Белов К. П. и др. ФТТ, 1978, 20, с. 3492. [3] Свирина Е. П., Шляхина Л. П., Лукина М. М. ФТТ, 1982, 20, с. 3428. [4] Свирина Е. П. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 4, с. 64. [5] Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1957, с. 109. [6] Дик Е. Г., Абельский М. Ш. ФММ, 1974, 37, с. 1305. [7] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. [8] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию
12.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 539.21:537.1; 548:537.1

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В РЕЛАКСАЦИОННОМ РЕЖИМЕ (III)

Ю. П. Дрожжов

(кафедра физики полупроводников)

Введение. В работах [1, 2] были исследованы фотопроводимость и фотоЭДС в релаксационном режиме [3] в случае слабой интенсивности света. Как будет показано ниже, с ростом интенсивности света основную роль в фотоэлектрических явлениях играет фотопроводимость в отличие от фотоЭДС при слабой подсветке.

Отклик системы носителей заряда на приложенное внешнее поле и свет в релаксационном режиме (когда $\tau_M \gg \tau_R$, τ_M и τ_R — характерные времена установления диффузионно-дрейфового и рекомбинационного равновесия) описывается следующей системой уравнений [1, 2]:

$$j = 2e^r \left(\operatorname{sh} q \frac{dr}{dx} + \operatorname{ch} q \frac{ds}{dx} \right), \quad (1)$$

$$2 \operatorname{sh} r \operatorname{ch} q = i,$$

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -2(e^{\delta r} \operatorname{sh} q \delta - \operatorname{sh} \delta \varphi_0).$$

В (1) использована система единиц, в которой

$$L_D = e^{\epsilon} g^{(4T)} [\epsilon T / (8\pi e^2 g_0 \Delta)]^{1/2} = 1, \quad \tau_M = \epsilon / (8\pi e \mu n_i) = 1,$$

$$T = 1, \quad i \equiv \gamma J [\exp(-\delta \ln \nu)] / (\alpha n_i g_0 \Delta), \quad n_{i_+} = \frac{1}{2} g_0 T \exp \left(-\frac{\epsilon g}{2T} + \frac{\epsilon g}{2\Delta} \right).$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость, μ — подвижность, T — температура в энергетических единицах; g_0 — плотность состояний в середине запрещенной зоны; ϵg — ширина запрещенной зоны; $\Delta \equiv \delta^{-1}$ — безразмерная энергия, характеризующая спад плотности состояний в щели подвижности; φ_0 — расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны в объеме полупроводника в темноте; J — поток фотонов; γ — коэффициент поглощения (возбуждение считается однородным, т. е. $\gamma d < 1$, d — толщина образца вдоль светового потока).

Постановка задачи. Система (1) справедлива для простой модели состояний, лежащих в запрещенной зоне [4]. Эти центры считаются однозарядными, а зависимость сечений захвата электронов и дырок от энергии не учитывается. Таким образом, совокупность этих центров описывается тремя параметрами: сечением захвата на нейтральный центр α/ν_T , отношением сечений захвата на заряженный и нейтральный