

# ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ШПИНЕЛЯХ р-ТИПА

К.М.Голант, В.В.Цуркан, В.Г.Веселаго

Исследовано влияние продольного магнитного поля на проводимость в монокристаллах ферромагнитных полупроводниковых шпинелей р-типа  $Cd_{1-x}Ag_xCr_2Se_4$  и  $Cu_yCr_2Se_{4-z}Br_x$ . В ферромагнитной области обнаружено положительное и линейное по намагниченности магнетосопротивление, не зависящее от скорости дрейфа носителей тока.

Изучение кинетических свойств магнитоупорядоченных кристаллов с высокой подвижностью носителей тока представляет интерес ввиду возможности когерентного взаимодействия носителей тока с плазменно-спиновыми волнами [1, 2].

Нами исследовалось магнетосопротивление в продольном магнитном поле ( $H \parallel j$ , где  $H$  – внешнее магнитное поле,  $j$  – плотность тока) на монокристаллах ферромагнитных полупроводниковых шпинелей с проводимостью р-типа [3]. В качестве объекта исследований были выбраны  $CdCr_2Se_4$ , легированный Ag (температура Кюри  $T_C = 130\text{K}$ , концентрация носителей  $p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $\mu_h = 250 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$  при  $T = 150\text{K}$ ), ниже обозначенный номером I, а также  $Cu_yCr_2Se_{4-z}Br_x$  ( $T_C = 310\text{K}$ ,  $p = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_h = 25 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$  при  $T = 150\text{K}$ ), обозначенный номером II. Параметры носителей определялись нами из измерений эффекта Холла и сопротивления. Концентрация и подвижность

дырок в высокоомном образце I при температурах ниже  $T_C$  не были измерены в связи с трудностями определения нормального коэффициента Холла.

Измерения проводились на образцах, изготовленных в виде прямоугольных параллелепипедов размером  $0,3 \times 0,8 \times 3 \text{ мм}^3$ . Направление тока совпадало с наиболее протяженной гранью образца. Подробное описание экспериментальной методики дано в [4].

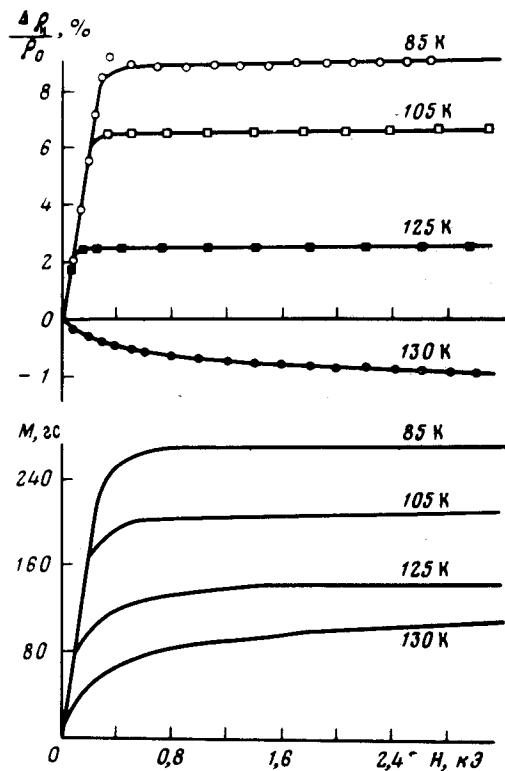


Рис. 1. Продольное магнетосопротивление и кривые намагничивания  
 $\text{Cd}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$

На рис. 1 приведено семейство кривых  $\Delta\rho_{||}/\rho_0 = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$  для образца I, снятых при различных температурах, а также соответствующее семейство кривых намагничивания, полученных на этом же образце с помощью вибрационного магнитометра [5]. Как видно из этого рисунка, рост удельного сопротивления в ферромагнитной области температур оказывается линейным по намагниченности, что необычно для четных гальваномагнитных явлений. Заметим, что увеличение сопротивления в продольном магнитном поле в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  р-типа было обнаружено ранее в [6]. Однако, согласно [6], увеличение сопротивления образца в магнитном поле происходит лишь при электрических полях, больших некоторого порогового значения ( $E > 100 \text{ В/см}$  при  $T = 100\text{K}$ ). Проведенные нами измерения показали, что функция  $\Delta\rho_{||}/\rho_0(H)$  не изменяется в пределах ошибки эксперимента при вариации электрического поля от 0,4 до 25 В/см. Причиной этого расхождения является, по-видимому, различие в методиках эксперимента, поскольку использованный

в [6] двухзондовый метод с импульсным возбуждением тока в образце не исключает влияние неомичности контактов на получаемые результаты.

На рис. 2 изображены кривые продольного магнетосопротивления для образца II. Видно, что отличие от образца I сводится лишь к несколько меньшим значениям величины  $\Delta\rho_{||}/\rho_0$  в области насыщения.

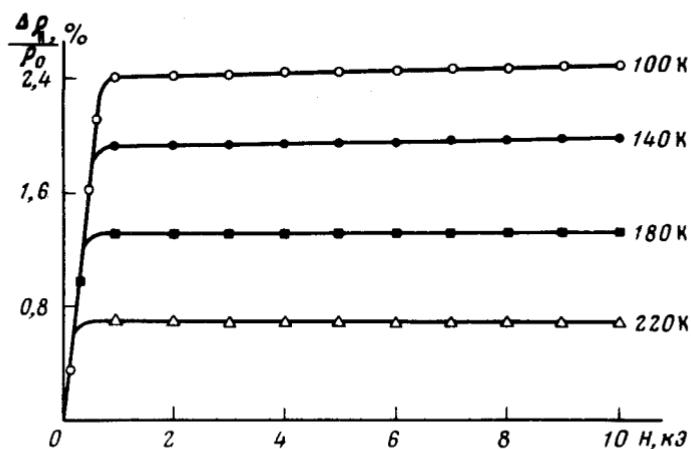


Рис. 2. продольное магнетосопротивление  $\text{Cu}_y\text{Cr}_2\text{Se}_{4-z}\text{Br}_x$

Вышеизложенные экспериментальные данные говорят о том, что движение дырок в этих материалах подвержено влиянию магнитного упорядочения, хотя в самой точке фазового перехода это влияние гораздо слабее, чем для образцов с проводимостью *n*-типа [7]. При этом наиболее интересным оказывается линейная зависимость  $\Delta\rho_{||}/\rho_0$  от намагниченности образца. Тот факт, что линейное магнетосопротивление повторяет кривые намагничивания в ферромагнитной области температур и отсутствует при  $T \geq T_c$ , свидетельствует о том, что указанные явления связаны с перестройкой доменной структуры при намагничивании. Доменные стенки в образце представляют собой неоднородности, эффективно рассеивающие длинноволновые магноны. Поэтому можно предположить, что движение носителей тока в доменных границах менее подвержено влиянию электрон-магнонного рассеяния, чем в доменах с однородной намагниченностью. При намагничивании образца доменные стенки исчезают, и общий вклад электронно-магнонного рассеяния в электросопротивление возрастает, что и приводит к линейному росту сопротивления в магнитном поле. При понижении температуры, с одной стороны, возрастает средняя длина волны магнонов, а с другой стороны увеличивается число доменных границ в образце из-за роста константы анизотропии. Вследствие этого влияние доменной структуры на электрон-магнонное рассеяние при низких температурах становится более значительным, что приводит к большим значениям  $\Delta\rho_{||}/\rho_0$  в области насыщения (см. рис. 1).

Следует отметить, что механизмом, приводящим к увеличению сопротивления в магнитном поле не может быть рассеяние носителя на доменных границах, так как длина свободного пробега носителя с подвижностью  $\mu \sim 250 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$  существенно меньше толщины доменной стенки, оценки которой дают величину  $\sim 10^{-4} \text{ см}$ , и, кроме того, исчезновение доменных стенок при намагничивании должно было бы в этом случае приводить к уменьшению сопротивления.

В заключение авторы благодарят В.Т.Калинникова, Т.Г.Аминова, Г.Г.Шабунину, А.А.Бабицыну и В.Е.Тэзлэвана за предоставление образцов.

Физический институт  
им. П.И.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 июня 1978 г.

### Литература

- [1] В.Г.Веселаго, Е.Г.Рудашевский. ФТТ, 8, 2862, 1966.
- [2] B. Vural, E.E. Thomas . Appl. Phys. Lett., 12, 14, 1968.
- [3] C. Haas , CRC Crit. Rev. Sol. St. Sci., 1, 47, 1970.
- [4] К.М.Голант, В.С.Коржавин, В.Ф.Харламов, В.В.Щуркан. Препринт ФИАН №157, 1977.
- [5] К.М.Голант, В.Г.Веселаго. ПТЭ, №4, 189, 1975.
- [6] I. Balberg, H.L. Pinch. Phys. Rev. Lett., 28, 909, 1972.
- [7] H.W. Lehman. Phys. Rev., 163, 488, 1967.