

Влияние сильного сверхвысокочастотного электрического поля на спектр и затухание магнитостатических волн в магнитном полупроводнике $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$

© Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, В.С. Бабушкин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 14 июля 1997 г.)

Обнаружены изменения спектра и затухания магнитостатических волн (МСВ) $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ при облучении сильным сверхвысокочастотным электрическим полем. Изменения зависят от волнового числа МСВ и электропроводности кристалла. Результаты обсуждаются в модели разогрева магнонов горячими носителями заряда.

Одной из центральных проблем физики магнитных полупроводников является изучение взаимодействия носителей заряда (электронов и дырок) со спиновыми волнами. Сильным электрон-магнонным взаимодействием в магнитных полупроводниках определяются изменения магнитных свойств магнитных полупроводников в электрическом поле [1,2]. В образцах $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ с металлическим характером электропроводности сильные (до десятки раз) уменьшения затухания магнитостатических волн (МСВ) во внешнем электрическом поле [3,4] объясняются [5] изменением зонной структуры HgCr_2Se_4 вследствие уменьшения намагниченности при разогреве магнонов горячими электронами [2,6].

Работ, посвященных исследованиям электрон-магнонного взаимодействия в $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$, нет, так как известно, что дырки слабо взаимодействуют с магнитной подсистемой. В данной работе приводятся результаты исследований влияния внешнего сверхвысокочастотного (СВЧ) электрического поля на распространение обратных объемных МСВ в $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$.

Известные нам эксперименты на магнитных полупроводниках в сильных электрических полях были проведены на постоянном токе. Бесконтактный метод позволяет исключить инжекцию носителей заряда и другие контактные явления. Измерения проводились резонаторным методом. Образец HgCr_2Se_4 в виде правильного параллелепипеда размером $1.4 \times 1.4 \times 0.28 \text{ mm}$ помещался в центре прямоугольного двухмодового проходного резонатора. К резонатору подводились СВЧ-колебания от двух источников. Один из них (с частотой 8 GHz и с малой мощностью) использовался для возбуждения и регистрации МСВ в образце (мода H_{102}). Магнетронный источник с частотой 9.4 GHz и мощностью до 5 kW применялся для облучения образца электрическим полем с напряженностью до 3 kV/cm (мода H_{103}). Для исключения джоулевого разогрева исследования были проведены в импульсном режиме. Регистрация МСВ проводилась стробоскопическим вольтметром с длительностью строба 20 ns. Методика СВЧ-измерений и установка аналогичны приведенным в [7].

Образцы были приготовлены по технологии [8] и имели полупроводниковый характер температурной зависимости СВЧ-электропроводности σ с энергиями активации $\Delta E_a = 0.07$ и 0.03 eV в ферро- и парамагнитной областях соответственно. Электрические свойства, термоэдс образцов $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ были исследованы в [9].

1. Результаты

Из рис. 1 видно, что выше некоторой критической напряженности электрического поля $E \cong 0.7 \text{ kV/cm}$ значения резонансного поля H_r и ширины линии ΔH_k МСВ возрастают пропорционально напряженности электрического поля. Значения $\Delta H_k(E)$ и $H_r(E)$ изменяются примерно обратно пропорционально квадрату волнового числа k МСВ. В менее проводящих образцах ($\sigma \leq 10 \text{ m}\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) влияние электрического поля на распространение МСВ не обнаружено.

На рис. 2 приведены типичные зависимости H_r и ΔH_k МСВ от времени подачи СВЧ-импульса. Видно, что во время действия СВЧ-импульса за время $\tau \cong 1 \mu\text{s}$ происходят уширение линии и сдвиг H_r МСВ в сторону

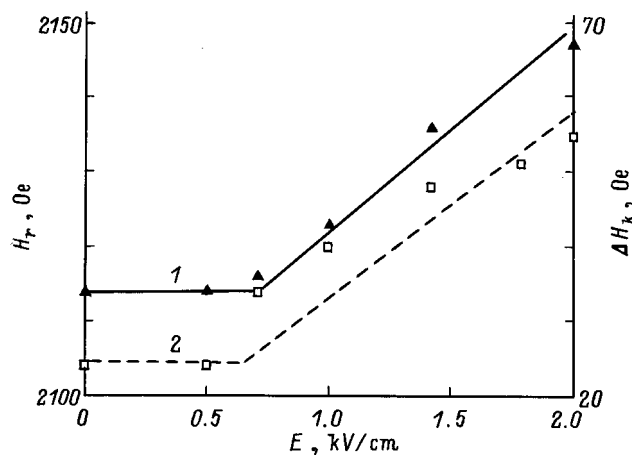


Рис. 1. Зависимости резонансного поля (1) и ширины линии МСВ (2) от напряженности СВЧ-электрического поля. $T = 77 \text{ K}$, $k = 20 \text{ cm}^{-1}$.

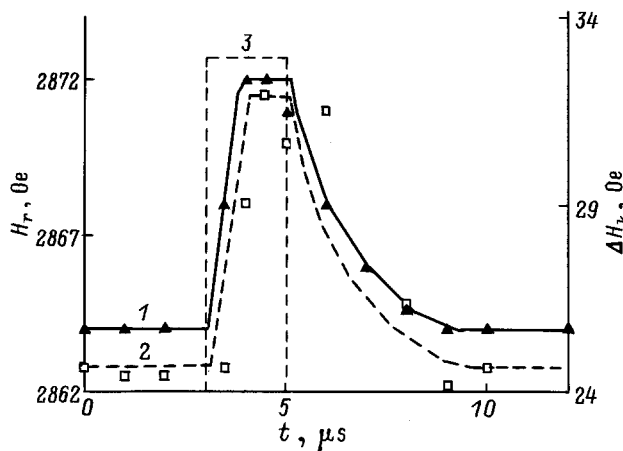


Рис. 2. Зависимости резонансного поля (1) и ширины линии МСВ (2) от времени. 3 — вид СВЧ-импульса. $T = 77$ К, $k = 65 \text{ cm}^{-1}$, $E = 2 \text{ kV/cm}$.

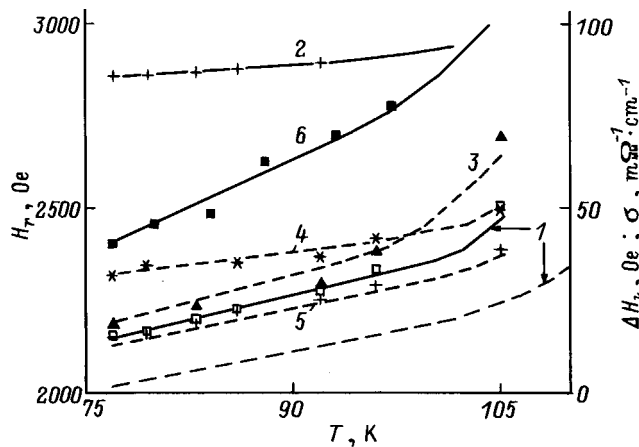


Рис. 3. Температурные зависимости резонансных полей (1, 2), ширины линии МСВ (3–5) и СВЧ-электропроводности (6) $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$. $k \text{ (cm}^{-1}\text{)}$: 1, 3 — 20, 2, 4 — 65, 5 — 110–150.

больших резонансных полей, затем после окончания СВЧ-импульса значения ΔH_k и H_r МСВ возвращаются к исходным значениям за характерное время $\tau = 2\text{--}3 \mu\text{s}$.

Таким образом, в электрическом поле в образцах $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ затухание и резонансные поля МСВ увеличиваются, а не уменьшаются, как в образцах n -типа [4], причем изменения H_r и ΔH_k в зависимости от времени в $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ происходят на порядок быстрее.

Для выяснения природы обнаруженных изменений МСВ были проведены измерения ΔH_k и H_r МСВ, а также СВЧ-электропроводности на частоте 9.4 GHz исследованного образца HgCr_2Se_4 в зависимости от температуры (рис. 3). Видно, что H_r и ΔH_k , а также электропроводность увеличиваются с ростом температуры. Затухание МСВ при высоких температурах убывает с ростом значения волнового числа k МСВ, а при 77 К зависимость $\Delta H_k(k)$ немонотонная.

2. Обсуждение результатов

Спектр и затухание МСВ в магнитных диэлектриках определяются намагниченностью кристалла [10]. В проводящих магнетиках для описания распространения МСВ нужно учитывать электропроводность кристалла, которая как показывают расчеты [4], в основном влияет (через индукционный механизм) только на их затухание. Известно [11], что для пластины в свободном пространственном значении резонансных полей $H_r(k)$ МСВ описываются уравнениями Деймона–Эшбаха [10] только для больших $k \gg k_0 = 7 \text{ cm}^{-1}$, где k_0 — длина электромагнитной волны в среде. Температурная зависимость H_r основной моды МСВ ($k = 22 \text{ cm}^{-1}$) может быть объяснена на основе формулы Киттеля для эллипсоида

$$(\omega/\gamma)^2 = [H_r + (N_x - N_z)M][H_r + (N_y - N_z)M], \quad (1)$$

где ω — частота, N — размагничивающий фактор. Видно, что расчет из (1) при g -факторе, равном двум (штриховая кривая 1 на рис. 3), хорошо объясняет $H_r(T)$ температурной зависимостью намагниченности M HgCr_2Se_4 [4].

Вклад собственных процессов в затухание спиновых волн HgCr_2Se_4 с $k \cong 0$ мал [12]. При 77 К вклады быстро-релаксирующих примесных ионов типа Cr^{+2} в затухание также малы и уменьшаются с ростом температуры [13]. Возрастание ΔH_k с $k > 110 \text{ cm}^{-1}$ (кривая 5 на рис. 3) при приближении к температуре Кюри $T_C = 106 \text{ K}$ [9] совпадает с данными ΔH ферромагнитного резонанса для непроводящих кристаллов HgCr_2Se_4 [14] и может быть объяснено влиянием спиновых флуктуаций. Зависящая от k часть затухания МСВ (кривые 3–5 на рис. 3) может быть объяснена влиянием электропроводности кристалла. Колебания переменной намагниченности возбуждают электрическое поле, и джоулевые потери вызывают дополнительное затухание МСВ, вклад которого при $k \gg k_0$ имеет вид [4]

$$\Delta H_k = 4\pi M k_c^2 / k^2, \quad (2)$$

где $k_c^2 = 4\pi\sigma\omega/c^2 = 1/\delta^2$, δ — глубина скин-слоя.

При малых k вклад электропроводности в затухание МСВ может быть определен только численно из решения системы уравнений [4], а выражение (2) может быть использовано только для оценок, которые дают значение $\Delta H_k \cong 20 \text{ Oe}$ для основной моды МСВ при 77 К. Немонотонная зависимость $\Delta H_k(k)$ при 77 К (рис. 3) может быть объяснена тем, что основная мода наблюдается в области распространения поверхностных МСВ, так как $H_r < H_r^a \equiv [(\omega/\gamma)^2 + (2\pi M)^2] - 2\pi M$, где H_r^a — поле антирезонанса (магнитная проницаемость $\mu' = 0$) [10]. Можно ожидать, что затухание поверхностных волн слабее зависит от электропроводности магнетика, чем затухание объемных МСВ [11].

Таким образом, изменения H_r и ΔH_k в электрическом поле, как и температурные, вероятно, обусловлены изменениями M и σ HgCr_2Se_4 . Изменения $\Delta H_k(E)$ и

$H_r(E)$ (рис. 1 и 2), оцененные из их температурных зависимостей, соответствуют повышению температуры на 5–10 К. Малые времена последействия ΔH_k и H_r (рис. 2) и оценки джоулевого разогрева в адиабатическом режиме (менее 0.5 К) показывают, что наблюдаемые изменения МСВ в электрическом поле связаны с взаимодействием магнитной и электронной систем. Уменьшение намагниченности хорошо объясняется в модели разогрева магнонов [2] горячими носителями заряда. Разогретые в электрическом поле носители заряда передают энергию магнонам. Но в HgCr_2Se_4 магноны слабо связаны с фононами, так как температура Дебая [15] $T_D = 220 \text{ K} < T_C$. И поэтому магноны в электрическом поле также разогреваются.

Увеличение ΔH_k в электрическом поле и зависимость его от k (рис. 1 и 2) согласуются с индукционным механизмом затухания МСВ и с увеличением электропроводности HgCr_2Se_4 в электрическом поле [16]. Увеличение $\sigma(E)$ в электрическом поле объяснялось [16] делокализацией электронов около дна валентной зоны при разогреве носителей заряда. Одинаковый характер зависимостей $H_r(E)$ и $\Delta H_k(E)$, свидетельствующий об общей природе этих изменений, может быть также объяснен в модели разогрева магнонов.

Электропроводность HgCr_2Se_4 обусловлена [17] нестехиометрией состава — дефицитом как по Se (доноры), так и по Hg (акцепторы). Предполагаем, что в парамагнитной области вследствие сильного $s-d$ -обменного взаимодействия электроны, связанные с вакансиями по Se, локализируются на соседних ионах хрома, образуя зависящие от намагниченности примесные состояния типа феррона [18], и участвуют только в прыжковой проводимости. В ферромагнитной области выигрыш в обменной энергии исчезает, и электроны делокализуются. Освободившиеся электроны компенсируют акцепторы, вызывая увеличение сопротивления. Этим могут быть объяснены положительное магнитосопротивление в $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ [19] и увеличение энергии активации около T_C [9]. Эта модель объясняет изменения электропроводности в зависимости от температуры, напряженностей магнитного и электрических полей, а также другие свойства $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ [5,7,20]. Отличие состоит, вероятно, в том, что в исследуемом $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ концентрации вакансий по Se и Hg примерно равны или таковы, что компенсация дырок и изменение типа проводимости происходят при $T \cong 18 \text{ K} \ll T_C$ [9]. По рентгеновским данным [8], в недопированных кристаллах вакансий по Se больше, чем вакансий по Hg, но соотношение между ними зависит от технологии, и его можно изменять отжигом в разных атмосферах [9,21]. Изменение намагниченности такого кристалла при температуре 77 К (близкой к T_C) вследствие разогрева магнонов приблизительно на 10 К может способствовать переходу электронов в локализованные состояния и уменьшению электросопротивления.

Время последействия (рис. 2) в модели разогрева магнонов определяется магнон-фононным взаимодействием [2,6]. Изменение этого времени в зависимости от типа

проводимости свидетельствует о косвенной релаксации энергии магнонов в решетку через носители заряда.

Таким образом, модель разогрева магнонов горячими носителями заряда в связи с природой электропроводности $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ объясняет основные особенности изменения спектра и затухания МСВ в сильном электрическом поле.

Работа выполнена в рамках Федеральной программы "Поверхностные атомные структуры" (проект № 95-2.10).

Список литературы

- [1] A.A. Samokhvalov, N.I. Solin, N.A. Viglin, V.A. Kostylev, V.V. Osipov, V.S. Babushkin. Phys. Stat. Sol. (b) **169**, 2, K93 (1992).
- [2] I.Ya. Korenblit, A.A. Samokhvalov, V.V. Osipov. Sov. Sci. Rev. Phys. **A8**, 1, 447 (1987).
- [3] Н.А. Виглин, В.В. Осипов, А.А. Самохвалов. ФТТ **33**, 9, 2695 (1991).
- [4] Н.И. Солин, Б.Н. Филиппов, И.Ю. Шумилов, А.А. Самохвалов. ФТТ **35**, 6, 1613 (1993).
- [5] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, С.В. Наумов. ФТТ **39**, 4, 664 (1997).
- [6] И.Я. Коренблит, Б.Г. Танхилевич. ФТТ **18**, 1, 62 (1976).
- [7] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, С.В. Наумов. ФТТ **37**, 7, 2100 (1995).
- [8] Н.М. Чеботаев, М.И. Симонова, Т.И. Арбузова, Б.А. Гижевский. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **21**, 9, 1468 (1985).
- [9] В.А. Костылев, Б.А. Гижевский, А.А. Самохвалов, Н.М. Чеботаев. ФТТ **32**, 1, 38 (1990).
- [10] R.M. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Sol. **19**, 3/4, 308 (1961).
- [11] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, И.Ю. Шумилов, А.Б. Золотовицкий. ЖТФ **57**, 11, 2250 (1987).
- [12] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, И.Ю. Шумилов. ФТТ **30**, 7, 2246 (1988).
- [13] Н.И. Солин, Л.Д. Фальковская, А.А. Самохвалов. ФТТ **36**, 10, 3090 (1994).
- [14] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, И.Ю. Шумилов, Н.М. Чеботаев, С.В. Наумов. ФТТ **30**, 7, 2188 (1988).
- [15] М.А. Иванов, Н.И. Коуров, Х. Медге, М.И. Симонова, Л.Д. Фальковская, А.Я. Фишман. ФТТ **28**, 5, 1585 (1986).
- [16] А. Гальдикас, В. Викторевичюс, И. Матуленене, С. Мицкявичюс, И.С. Ковалева, З. Мартунас, А. Шяткус. ФТТ **26**, 10, 2906 (1984).
- [17] В.Г. Веселаго, К.М. Голант, И.С. Ковалева, И.М. Юрин. ЖЭТФ **86**, 5, 1857 (1984).
- [18] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука, М. (1979). 432 с.
- [19] V.A. Kostylev, B.A. Gizhevskii, A.A. Samokhvalov, M.I. Auslender, N.G. Bebenin. Phys. Stat. Sol. (b) **158**, 1, 307 (1990).
- [20] Н.И. Солин, Н.М. Чеботаев. ФТТ **39**, 5, 848 (1997).
- [21] L. Goldstein, P. Gibart, A. Selmi. J. Appl. Phys. **49**, 3, 1474 (1978).