

УДК 538.63

©1993

СПЕКТР И ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ HgCr_2Se_4 ПРИ РАЗОГРЕВЕ МАГНОНОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Н.И.Солин, Б.Н.Филиппов, И.Ю.Шумилов, А.А.Самодвалов

Исследовано влияние электропроводности и электрического поля на спектр и затухание магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнитном полупроводнике HgCr_2Se_4 . Экспериментальные зависимости ширины линии МСВ от волнового числа электропроводности соответствуют теоретическим расчетам. Уменьшение электропроводности (~ 10 раз) и затухания МСВ в сравнительно слабых (~ 1 кВ/см) электрических полях и гальваномагнитные свойства HgCr_2Se_4 обсуждены в рамках модели нагрева магнонов горячими носителями заряда.

Сосуществование в магнитном полупроводнике взаимодействующих подсистем носителей заряда и спиновых волн приводит к ряду новых физических явлений, обусловленных передачей энергии носителей, приобретаемой в электрическом поле, спиновым волнам. Среди этих явлений нужно отметить нагрев магнонов [1] и усиление спиновых волн [2]. В магнитном полупроводнике HgCr_2Se_4 обнаружено уменьшение затухания спиновых волн в электрическом поле при выполнении условий черенковского излучения. Результаты объяснены [3] усилением спиновых волн дрейфующими носителями на основе магнитоэлектрического механизма взаимодействия [4]. В [5] сообщалось об увеличении прохождения магнитостатической волны (МСВ) в проводящих образцах HgCr_2Se_4 под действием электрического поля, где заведомо не выполнялись условия черенковского излучения. Но в HgCr_2Se_4 вклад собственных процессов в затухание спиновых волн мал — менее 1 Э при малых значениях волновых чисел k [6]. И разогрев магнонов, которым объяснялись [7] многие свойства магнитных полупроводников, не может значительно изменить вклад собственных процессов. Но затухание МСВ может быть обусловлено электропроводностью. Переменная намагниченность, связанная с магнитной волной, вызывает в образце электрическое поле. Джоулевые потери в этом поле из-за конечной электропроводности определяют дополнительное затухание волн. Известны два механизма возникновения указанного электрического поля: индукционный и магнитоэлектрический. Магнитоэлектрический механизм [4] обусловлен специфичной для магнитных полупроводников зависимостью энергии носителей заряда от намагниченности кристалла. Вклад этого механизма в затухание пропорционален k^2 , и он впервые был исследован [3] в HgCr_2Se_4 , где он существен только для спиновых волн с $k = 10^4 \div 10^6$ см $^{-1}$. Индукционный механизм более универсален, вклад его в затухание пропорционален k^{-2} . Этот механизм исследован для случая однородной прецессии намагниченности (см., например, [8]) в ферритах, а также в магнитных полупроводниках [9].

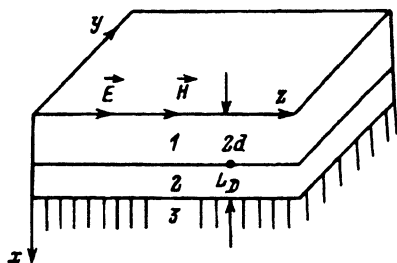


Рис. 1. Схема исследованной структуры.

1 — ферромагнитный полупроводник,
2 — диэлектрик,
3 — металл.

Целенаправленных работ, посвященных изучению влияния электропроводности на затухание МСВ, нет. Нами были проведены исследования затухания МСВ в проводящих кристаллах HgCr_2Se_4 [10]. Было показано, что ширина линии МСВ ΔH пропорциональна k^{-2} и с уменьшением электропроводности в электрическом поле ΔH МСВ уменьшается.

В этой работе более подробно сообщаются результаты исследования резонансного поля и затухания МСВ в проводящих кристаллах HgCr_2Se_4 . Получены расчетные формулы для спектра и затухания МСВ в касательно намагниченной слоистой структуре металл—диэлектрик—проводящий ферромагнетик—воздух и проведено сравнение теории с экспериментом. Результаты магнитных, электрических и гальваномагнитных свойств HgCr_2Se_4 в электрических полях обсуждаются на основе модели нагрева магновов горячими носителями заряда.

1. Образцы и методика эксперимента

Соединение HgCr_2Se_4 является ферромагнитным полупроводником с температурой Кюри $T_K = 106$ К, со структурой нормальной шпинели и с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 4400$ Гс [11]. Температурная зависимость электропроводности σ исследованных кристаллов до T_K имеет полупроводниковый ход, а ниже — квазиметаллический характер, причем σ ниже T_K увеличивается на 3–4 порядка. Полированная пластина в виде параллелепипеда из исследуемого кристалла помещалась в пучность магнитного поля на дне проходного прямоугольного резонатора с частотой 9.43 ГГц (рис. 1). Ранее [12] нами был исследован спектр МСВ такой структуры на основе непроводящей пластины HgCr_2Se_4 . Такая пластина представляет собой управляемый магнитным полем магнитостатический резонатор с резонансными условиями при $k_i = n_i\pi/L_i$, где k_i — волновое число, $i \equiv x, y, z$, а n_i — число полуволн, укладываемых на размер L_i образца. Распространяются обратные объемные МСВ $\epsilon_{n_x} = n_y = 1$ и с нечетными числами n_z . Затухание МСВ определяет ширину линии МСВ, которая измерялась по стандартной методике [13]. Электрическое поле прикладывалось вдоль направления внешнего магнитного поля и вдоль длинной оси параллелепипеда через омические контакты, приготовленные ультразвуковым паяльником. Во избежание эффектов нагрева исследования проведены с импульсами длительностью 1–5 мкс, с частотой повторения 16 Гц. Регистрация сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала проводилась стробоскопическим вольтметром (время стробирования 20 нс) с записью на двухкоординатном самописце. Исследования электропроводности и эффекта Холла в сильных электрических полях также проведены в импульсном режиме 5 контактными мето-

дом. Оценки электропроводности на СВЧ ($\sigma_{\text{СВЧ}}$) проведены по изменению коэффициента прохождения СВЧ мощности.

2. Спектр МСВ в слоистой структуре

металл—диэлектрик—ферромагнитный полупроводник—воздух

Расчет спектра и затухания МСВ выполнен для такой же многослойной структуры, что и на эксперименте (рис. 1). Однако полагалось, что образец в плоскости yz безграничен. В качестве исходной была выбрана система уравнений Гильберта для намагниченности \mathbf{M} , уравнений Максвелла для магнитного \mathbf{H} и электрического \mathbf{E} полей, записанная в квазистатистическом приближении, и материального уравнения для плотности тока \mathbf{j}

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \mathbf{M}], \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0,$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{div } \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (3)$$

К этим уравнениям мы добавляли обычные электродинамические условия на свободных границах пластин и на границах раздела пластин.

В (1) и (2) были введены следующие обозначения: α — параметр затухания; γ — гиромагнитное отношение; t — время; c — скорость света; $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ — магнитная индукция; $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ — эффективное магнитное поле, действующее на намагниченность в ферромагнитном полупроводнике. Поскольку мы интересуемся достаточно длинными волнами ($\lambda = 2\pi/k \gg \sqrt{4\pi/\alpha_0}$ где α_0 — обменный параметр), то вкладом обменного взаимодействия в $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$ можно пренебречь. Это позволяет не учитывать граничные условия для намагниченности. В данном сообщении не учитывалась также энергия анизотропии, что позволяет записать

$$\mathbf{H}_{\text{эфф}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}, \quad (4)$$

где \mathbf{H}_0 — напряженность внешнего магнитного поля. Так как эффекты распространения электромагнитного поля не учитывались, то приведенные результаты применимы для $k \gg k_0 = 2\pi\sqrt{\epsilon'}\omega/c$, где ω — частота, а ϵ' — диэлектрическая проницаемость образца.

Выбирая основное однородно-намагниченное состояние пластины вдоль оси z и считая, что амплитуда собственных колебаний намагниченности $m \ll M_s$, а также $H \ll M_s$, и полагая $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$, можно получить дисперсионное уравнение, описывающее спектр и затухание магнитостатических волн в проводящих веществах:

$$\begin{aligned} & 2\xi_2 [k_1 Q_1 \text{tg}(k_1 d) - k_2 Q_2 \text{tg}(k_2 d)] [k_1 Q_1 \text{ctg}(k_1 d) - k_2 Q_2 \text{ctg}(k_2 d)] - \\ & - \{k_1 Q_1 [\text{ctg}(k_1 d) - \text{tg}(k_1 d)] - k_2 Q_2 [\text{ctg}(k_2 d) - \text{tg}(k_2 d)]\} (Q_1 - Q_2) \times \\ & \times (\xi_1 + \xi_2) k - 2k^2 \xi_1 (Q_1 - Q_2)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где введены следующие обозначения:

$$Q_1 = \mu k^2 (1 - 1/\mu) + ik_c^2 [\mu(\mu - \psi_1) - \chi_a^2], \quad Q_2 = ik_c^2 [\mu(\mu - \psi_2) - \chi_a^2],$$

$$\psi_1 = 1 + \chi_a^2 / [\mu(\mu - 1)], \quad \psi_2 = \mu - \chi_a^2 / (\mu - 1), \quad k_c^2 = \frac{1}{\delta^2} = \frac{4\pi\sigma W}{c^2},$$

$$\xi_1 = \frac{1}{2} [\operatorname{ch}(kd) \operatorname{cth}(Lk) - \operatorname{sh}(kd)],$$

$$\xi_2 = \frac{1}{2} [\operatorname{ch}(kd) - \operatorname{cth}(kL) \operatorname{sh}(kd)],$$

$$\mu = \frac{\omega_p^2 - \omega^2 - \omega_M \omega_p}{\omega_p^2 - \omega^2}, \quad \chi_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega_p^2 - \omega^2},$$

$$\omega_p = \omega_H + i\alpha\omega, \quad \omega_H = \gamma H_0, \quad \omega_M = \gamma 4\pi M_s,$$

$2d$ — толщина магнитного полупроводника, $L = d + L_D$, L_D — толщина диэлектрика. Мы пренебрегли влиянием металла на затухание МСВ, полагая проводимость металла значительно больше проводимости магнетика. Наконец, k_1 и k_2 являются корнями характеристического уравнения

$$(k_p^2 + k^2 \mu) (k_p^2 + k^2) - k_a^2 \chi_a (k^2 + i\mu k_c^2) = 0,$$

где

$$k_a^2 = k_c^2 \chi_a, \quad k_p^2 = k^2 + i\mu k_c^2.$$

В некоторых частных случаях решение (5) упрощается. Рассмотрим случай малой проводимости $\delta/\lambda \gg 1$ и тонкой пластины $d/\delta \ll 1$, т.е. $\lambda d/\delta^2 \ll 1$ (δ — глубина скин-слоя). В этом случае имеем следующее уравнение для определения резонансных полей МСВ:

$$\operatorname{tg}(2kd) = -\sqrt{-\mu} \frac{\xi_1 + \xi_2}{\mu \xi_1 + \xi_2} \quad (6)$$

и для затухания МСВ

$$\frac{\Delta H}{H_0} = h \left(\frac{\Omega_0^2 - \Omega^2}{2\Omega} \right) \left(\frac{k_c^2}{k^2} \right) \frac{g_a}{g_b} + \frac{1}{2} \alpha \Omega^2, \quad (7)$$

где H_0 — значение резонансного поля МСВ, определенное из (6),

$$\begin{aligned} g_a = & -2\xi_2(\Omega^2 - 1)T_1 - 2(\Omega_0^2 - \Omega^2)\xi_1 T_0 + T_2 [(\Omega_0^2 - \Omega^2)\xi_1 - \xi_2(\Omega^2 - 1)] + \\ & + \xi_2 T_3 N_k (\Omega_0^2 - \Omega^2)^{1/2} (\Omega^2 - 1)^{1/2} + kd(\xi_1 + \xi_2) \frac{W/h}{\sin^2(2k d \tau)} - \\ & - (\xi_1 + \xi_2) (\Omega_0^2 - \Omega^2) T_3 \operatorname{cth}(2kd), \\ g_b = & \frac{1}{2}(\xi_1 - \xi_2) (\Omega_0^2 - \Omega^2) (\Omega^2 - 1) - \frac{3}{2}\xi_2 (\Omega^2 - 1)^2 - \frac{5}{2}\xi_1 (\Omega_0^2 - \Omega^2)^2 - \\ & - (\xi_1 + \xi_2) (\Omega_0^2 - \Omega^2)^2 \operatorname{cth}(2kd) + \xi_2 N_k (\Omega_0^2 - \Omega^2)^{3/2} (\Omega^2 - 1)^{1/2} - \end{aligned}$$

$$-\frac{kd}{h}(\xi_1 + \xi_2) \frac{(\Omega^2 - 1)}{\sin^2(2kd\tau)},$$

$$T_0 = h\Omega^2(1 - \Omega^2),$$

$$T_1 = (\Omega_0^4 - \Omega^2)(1 - \Omega^2) + \left(\Omega_0^2 - \Omega^2 \frac{h-1}{h}\right)(\Omega^2 - \Omega_1^2),$$

$$T_2 = \Omega_0^2(1 - \Omega^2)(\Omega_0^2 - \Omega^2) + \left(\Omega_0^2 - \Omega^2 \frac{h-1}{h}\right)(\Omega^2 - \Omega_1^2),$$

$$T_3 = \frac{\Omega_0^2(1 - \Omega^2)}{h},$$

$$N_k = \operatorname{tg}(kd\tau) \operatorname{tg}(kd) [\operatorname{cth}^2(kd) - \operatorname{ctg}(kd\tau)],$$

$$W = \left(\Omega_0^2 - \Omega^2 \frac{h-1}{h}\right)(1 - \Omega^2),$$

$$\Omega_0^2 = \frac{h+1}{h}, \quad \Omega_1^2 = \frac{2h-1}{2h}, \quad \Omega = \frac{W}{W_H},$$

$$W_H = \gamma H_0, \quad h = \frac{H_0}{4\pi M_s}, \quad \tau = \left(\frac{\Omega^2 - 1}{\Omega_0^2 - \Omega^2}\right)^{1/2}$$

Отметим, что выражение (6) для спектра МСВ совпадает с данными [14] при $k_y = 0$.

Рассмотрим некоторые предельные случаи для ΔH МСВ. При $kd \gg 1$ и учитывая, что $W \approx \gamma H$, из (7) имеем

$$\Delta H = 4\pi M k_c^2 / k^2. \quad (8)$$

Этот результат совпадает с результатами [15] для затухания МСВ в безграничной среде. При $kd \ll 1$ и $kL_D \ll 1$ из (6) и (7) имеем

$$\Delta H = \frac{W}{2H} \frac{k_c^2}{k^2 + k_d^2}, \quad k_d = \frac{\pi}{2d}. \quad (9)$$

Эти результаты интересно сравнить с данными для однородной прецессии, $k = 0$. Ширина линии ФМР, обусловленная электропроводностью (см. ссылки [11-13] в [8]), имеет вид

$$\Delta H_0 = \beta 4\pi M (k_c d)^2. \quad (10)$$

Здесь $2d$ — минимальный размер (толщина диска или диаметр цилиндра) эллипсоида. По данным разных работ, $\beta = 2/45 \div 1/16$. При $k = 0$ уравнение (9) переходит в (10) с $\beta \approx 2/\pi^2$ при $W \gg \gamma 4\pi M$.

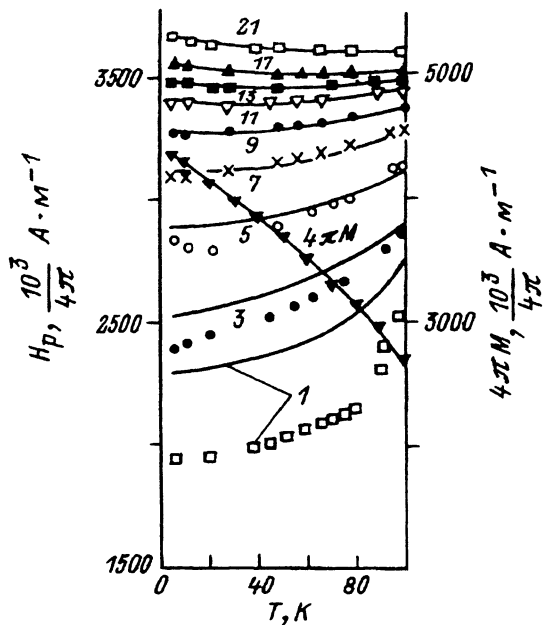


Рис. 2. Температурные зависимости резонансных полей МСВ с волновыми числами $k_z = 12 \div 250 \text{ см}^{-1}$ (кривые 1-21) и намагниченности $4\pi M$. Номера кривых соответствуют значениям n_z . Образец № 1 — параллелепипед с размерами $0.35 \times 1.18 \times 2.73 \text{ мм}$.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены температурные зависимости резонансного поля (точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет), а на рис. 3 — ширины линий МСВ с разными значениями k_z . Здесь же приведены температурные зависимости электропроводности на постоянном токе σ_0 и намагниченности $4\pi M$ исследованного кристалла, необходимые для расчета. Расчет спектра здесь выполнен аналогично [12] с учетом поля магнитной анизотропии H_a и поля размагничивания. Значения $H_a = 27 \text{ Э}$ и g -фактора ($g = 1.88$) были определены из дополнительного эксперимента по ФМР на сфере, изготовленной из исследуемого кристалла. Поле анизотропии H_a обусловлено ионами Cr^{+2} , вклад которых в резонансное поле вдоль направления $[110]$, при котором проведен эксперимент, имеет вид $H_p = (3/2)H_a \text{ th}(\delta/2T)$ с $\delta = 18 \text{ К}$ [16]. Видно (рис. 2), что теория хорошо описывает сравнительно нетривиальное поведение H_p : с увеличением температуры H_p увеличивается при малых k_z и уменьшается при больших k_z . Численное совпадение эксперимента с расчетом (с точностью порядка 10 Э) наблюдается при больших $k_z \gg k_0 \approx 10 \text{ см}^{-1}$, где выполняются условия магнитостатического приближения.

Из рис. 3 видно, что при фиксированной величине k_z значения ΔH МСВ уменьшаются с увеличением температуры таким же образом, как и электропроводность σ_0 . Например, в интервале $50\text{--}70 \text{ К}$ значение ΔH для $n_z = 1$ уменьшается в ~ 5 раз при уменьшении σ_0 в ~ 7 раз.

При фиксированной температуре ΔH МСВ уменьшается с ростом k_z и $\Delta H \sim k_z^{-2}$ при больших k_z . Это видно из линейной зависимости ΔH и k_z^{-2} (рис. 4) и измерений наклона кривых рис. 5: $\Delta H \sim k_z^{-n}$ с $n = 2 \pm 0.1$. Из сравнения данных для образцов с разной толщиной (рис. 4, 5) видно, что

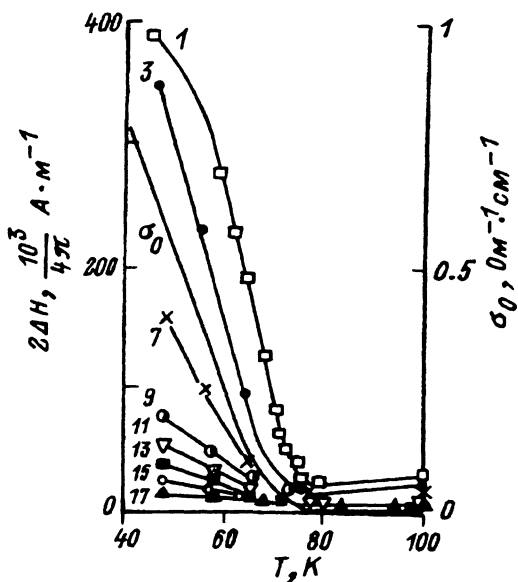


Рис. 3. Температурные зависимости ширины линии МСВ с разными волновыми числами (кривые 1-17) и электропроводности на постоянном токе. Номера кривых соответствуют значениям n_z . Образец № 1.

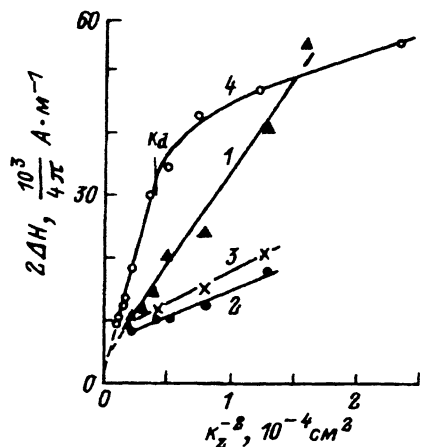


Рис. 4. Зависимости ширины линии МСВ от волнового числа. $T(K)$, $\sigma_0 (\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})$: 1 — 69, 0.04; 2 — 77, 10^{-2} ; 3 — 95, $5 \cdot 10^5$. Образец № 1 (1-3) и образец № 2 (4) с размерами $0.20 \times 1.4 \times 2.3$.

отклонение от $\Delta H \sim k_z^{-2}$ происходит при $k_z \cong k_d$. Такое поведение $\Delta H(k)$ может быть объяснено влиянием толщины пластины (см. выражение (9)).

Вычисленные из (7) значения ΔH для 50 и 60 К (штриховые линии рис. 5) при экспериментально определенных значениях σ_0 объясняют всю или по крайней мере значительную часть наблюдаемых значений ΔH МСВ. Резкое уменьшение расчетных значений ΔH при малых k_z связано с невыполнением здесь условия магнитостатического приближения и влиянием конечности размеров образца, как и для H_p на рис. 2. Кроме того, не выполняется условие малой проводимости $\lambda < \delta$, принятое при выводе (7). Оценки ΔH для низшей моды МСВ ($n_z = 1$) по формуле (10) при экспериментальных значениях σ_0 дают значительную величину $\Delta H \sim 10^2$ Э при 50 К. В случае малой проводимости образцов (рис. 4) для объяснения $\Delta H(k)$ нужно использовать более высокие, чем экспериментальные, значения σ_0 . Например, значения σ_0 объясняют для образца № 1 при 77 К около 10%, при 95 К — менее 1%, а для образца № 2 при 4.2 К — около 20% наблюдаемых значений $\Delta H(k)$. Это можно объяснить тем, что значение σ в (3) определяется проводимостью на постоянном σ_0 и переменном σ_ω токе, т.е. $\sigma = \sigma_0 + \sigma_\omega$. Можно предположить, что σ_0 и σ_ω в HgCr_2Se_4 имеют разные температурные зависимости и при малых σ_0 возрастает роль σ_ω , т.е. $\sigma_\omega \gg \sigma_0$.

В [10] сообщалось об уменьшении ΔH МСВ HgCr_2Se_4 в электрическом поле. Мы провели подробные исследования и сделали вывод: изменение ΔH МСВ в электрическом поле происходит только при изменении $\sigma_0(E)$ пропорционально вкладу σ_0 в ΔH МСВ. Например, при 77 К не наблю-

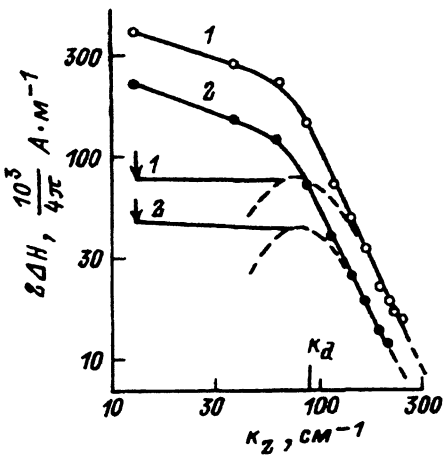


Рис. 5. Зависимости ширины линии МСВ от волнового числа при 50 (1) и 60 К (2).

Штриховые кривые — расчет по (7). Линия к стрелкам — переход к расчету по (10).

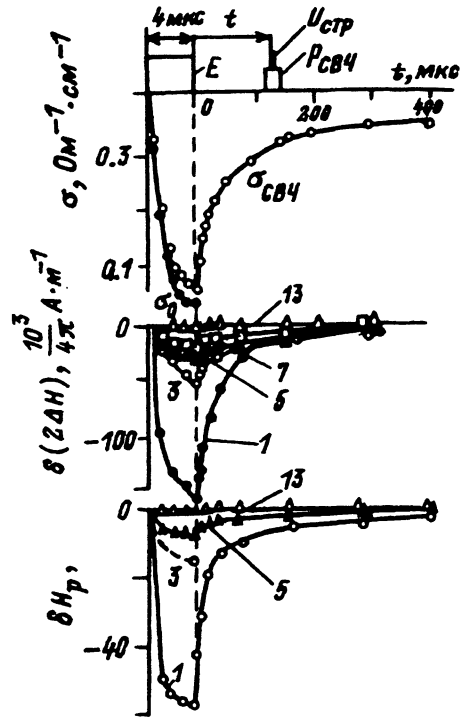


Рис. 6. Временные зависимости электропроводностей на постоянном σ_0 и переменном $\sigma_{свч}$ токе, изменения ширины линий $\delta(2\Delta H)$ и резонансного поля δH_p , МСВ в электрическом поле $E = 1.1$ кВ/см.

Номера кривых соответствуют значениям t . $E = 1.1$ кВ/см, $T = 54$ К. Образец № 1.

дались изменения как $\sigma_0(E)$, так и $\Delta H(E)$. При $T < 50$ К σ_0 от E меняется сильно и соответственно ΔH образца № 1 изменяется в ~ 2 раза, образца № 2 — всего на 10–15%.

Мы исследовали релаксационные явления — эффекты последствия электрического поля на электропроводимость и спектр МСВ $HgCr_2Se_4$. На рис. 6 приведены изменения во времени электропроводимостей на постоянном токе σ_0 , на переменном токе $\sigma_{свч}$ (в относительных единицах), изменений ширины линии $2\delta\Delta H = 2\Delta H(E) - 2\Delta H(E = 0)$, резонансного поля $\delta H_p = H_p(E) - H_p(E = 0)$ с момента действия электрического поля с напряженностью $E = 1.1$ кВ/см при 54 К. На рис. 6 приведены также эпюры электрического СВЧ и стробирующего импульсов. Температура $T = 54$ К выбрана из условий малости (менее 1 К) джоулевого нагрева в электрическом поле.

Видно, что изменения H_p , ΔH , σ_0 , $\sigma_{свч}$ от E не повторяют форму приложенного электрического импульса. После прекращения импульса параметры образца возвращаются в исходное состояние не сразу. Здесь можно выделить времена релаксации порядка 10^{-5} и 10^{-3} с. Анализ показывает, что основные (80–90%) изменения σ_0 и ΔH происходят за одно и то же характерное время $\tau = 35 \pm 5$ мкс, а релаксация H_p происхо-

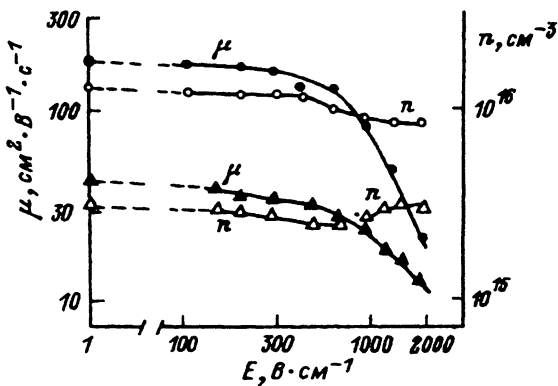
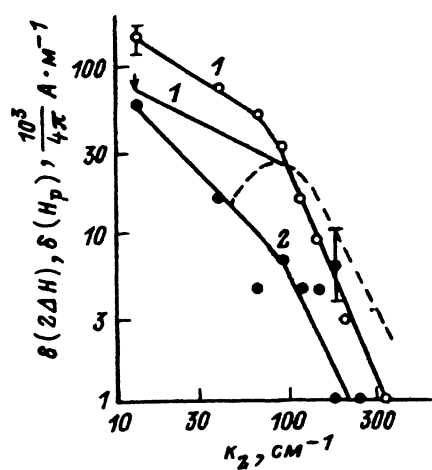


Рис. 7. Зависимости изменений ширины линии и резонансного поля (1, 2) от волнового числа в электрическом поле.

$E = 1.1$ кВ/см, $T = 54$ К. Образец № 1. Штриховая кривая — расчет по (7). Линия к стрелке — переход к расчету по (10).

Рис. 8. Зависимости подвижности и концентрации носителей от напряженности электрического поля при 54 вверху и 77 К внизу. Образец № 3.

дит приблизительно в 2 раза быстрее — за время 20 ± 5 мкс. Видно, что изменения ΔH и H_p в электрическом поле уменьшаются с увеличением волнового числа k_z .

На рис. 7 показаны зависимости изменения ΔH и H_p в электрическом поле $E = 1.1$ кВ/см в момент $t = 4$ мкс от волнового числа по данным рис. 6. Видно, что ΔH и H_p имеют приблизительно одинаковую зависимость от k_z . Расчеты ΔH по (7) (штриховая линия) при экспериментально определенном значении изменения $\sigma_0(E)$ удовлетворительно (в пределах точности эксперимента) описывают наблюдаемые изменения $\Delta H(k_z)$. Оценки ΔH по (10) для низшей моды МСВ также близки к наблюдаемым на эксперименте значениям при 4.2–50 К. Видно, что значения H_p уменьшаются в электрическом поле, что не может быть объяснено нагревом образца (рис. 2).

Из (6) и (7) следует, что при действительных значениях σ члены первого порядка разложения ΔH и H_p по $(k_c/k)^2$ дают вклад только в затухание МСВ. Вклад в резонансное поле связан с членами порядка $(k_c/k)^4$. В этом случае $H_p \sim \sigma^2 \sim \exp(-2t/\tau)$ и релаксация H_p должна проходить в 2 раза быстрее, чем σ . Это и было обнаружено на эксперименте (рис. 6). Однако этот вклад в H_p (по оценкам из выражения (20) в [8]) должен быть на 2 порядка меньше.

При учете эффектов электромагнитного распространения σ является величиной комплексной $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$, так что вклад в $H_p \sim \sigma_2$. Можно ожидать, что при малом возмущении зависимость H_p от k будет аналогичной зависимости вида (7). Тогда из сравнения ΔH и H_p в электрическом поле можно оценить $\sigma_2 = 0.2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{СМ}^{-1}$ при $E = 0$ и $T = 54$ К, что соответствует значению диэлектрической проницаемости $\epsilon' \cong 40$ для проводящих образцов HgCr_2Se_4 на частоте 9.4 ГГц.

Таким образом, изменяя электропроводность (светом, электрическим полем, облучением или другим образом), можно управлять распространением МСВ. В частности, мы обнаружили уменьшение более чем в 10 раз электропроводности HgCr_2Se_4 на постоянном токе при облучении импульсами СВЧ ~ 500 Вт с частотой 9.4 ГГц. Действуя на разных частотах, возможно бесконтактное управление МСВ.

Для выяснения природы электропроводности HgCr_2Se_4 мы исследовали подвижность и концентрацию носителей от магнитного поля [7], от электрического поля. На рис. 8 приведены зависимости подвижности и концентрации носителей (электронов) от напряженности электрического поля при 77 и 54 К, полученные из измерений постоянной Холла. Видно, что подвижность слабо меняется при малых E и резко уменьшается при $E > E_0 = 0.5 \div 1$ кВ/см по степенной зависимости $\mu \sim E^{-\alpha}$ с $\alpha = 1 \div 2$. Уменьшение электропроводности обусловлено в основном изменением подвижности, а концентрация носителей меняется незначительно (30–40%). Это свидетельствует о том, что изменения σ , ΔH и H_p от E и релаксация их с характерным временем $\tau = 30$ мкс не связаны с процессами инжекции и рекомбинации неосновных носителей в сильном электрическом поле.

В [17] уменьшение подвижности носителей от E в HgCr_2Se_4 объяснялось междолинным перебросом носителей в зону с меньшей подвижностью (ганновский механизм). Но дрейфовые скорости носителей $\sim 10^5$ см/с значительно меньше тепловых $\sim 10^7$ см/с. И времена релаксации подвижности носителей велики $\sim 10^{-5}$ с. Изменение характера электропроводности с полупроводникового на металлический ниже T_k , сильная зависимость σ и μ от магнитного поля показывают связь электрических свойств HgCr_2Se_4 с магнитными. Поэтому представляется более вероятным другой механизм — механизм нагрева магнов, который теоретически исследован в работах [1,18], а многие свойства магнитных полупроводников в сильных электрических полях объяснены [7] на основе этой модели. Основные постулаты следующие. В магнитных полупроводниках температура Дебая $T_D > T_K$ и связь магнов с фононами очень слабая. Поэтому в электрическом поле могут разогреваться не только электроны, но и магновы. В результате электрическое поле влияет на их магнитные свойства. Увеличение числа магнов и взаимодействие их с горячими носителями оказывают обратное воздействие на систему носителей заряда.

Многие параметры электрон-магнонного взаимодействия HgCr_2Se_4 неизвестны, и, вероятно, некоторые приближения и предположения в [1,18] не очень корректны. Несмотря на это, суть поведения $\sigma(E)$ HgCr_2Se_4 представляется правильной. Предполагается, что проводимость обусловлена двухчастичным обменным рассеянием носителей на магнонах. Если концентрация носителей n выше некоторой критической n_c , то магновы благодаря столкновению с электронами приобретают их температуру через некоторое характерное время. Сначала σ слабо зависит от E . А выше некоторой критической напряженности E_0 электропроводность должна уменьшаться, $\sigma \sim E^{-\alpha}$, $\alpha = 5/4$ из-за уменьшения подвижности (частоты столкновения). При $T > T_0$ подвижность должна увеличиваться с напряженностью магнитного поля.

Все указанные особенности поведения $\sigma(E)$ HgCr_2Se_4 нами наблюдались. Оценки в [18] для HgCr_2Se_4 параметров: $n_c = 10^{15} \div 10^{16}$ см $^{-3}$,

$E_0 = 1$ кВ/см, $T_0 = 10$ К и времени магнот-фононного взаимодействия $\tau = 10^{-6} \div 10^{-3}$ с близки к наблюдаемым на эксперименте значениям. При 77 К в образце с $n = 10^{15}$ см $^{-3}$ (см. рис. 2 в [7]) зависимость σ от E слабая. А в образце с $n = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ (рис. 8) зависимость σ от E более заметна. Оценка частоты столкновения из [18] при 77 К дает значение подвижности $\mu = 10^2$ см $^2 \cdot$ В $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$, почти совпадающее с экспериментом. Нагрев электронов в HgCr $_2$ Se $_4$ на 15–30 К в поле с $E = 1$ кВ/см показан измерениями шумовых температур [19]. Изменение σ (или μ) при $E = 1$ кВ/см по их температурной зависимости соответствует превышению температуры на $\delta T \sim 20$ К. Подвижность носителей HgCr $_2$ Se $_4$ увеличивается в магнитном поле [10].

Таким образом, электрические и магнитные свойства HgCr $_2$ Se $_4$ в электрическом поле соответствуют механизму нагрева магнонов.

Выражаем благодарность А.С.Ермоленко за измерения намагниченности, Н.М.Чеботаева — за приготовление кристаллов.

Список литературы

- [1] Коренблит И.Я., Танхилевич Б.Г. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 1. С. 62–72.
- [2] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 228–235.
- [3] Солин Н.И., Ауслендер М.И., Самохвалов А.А. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 223–233; ФТТ. 1990. Т. 32. № 8. С. 2240–2246.
- [4] Нагаев Э.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 3. С. 127–129.
- [5] Костылев В.А., Самохвалов А.А., Виглин Н.А., Чеботаев Н.М. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1494–1497; Виглин Н.А., Осипов В.В., Самохвалов А.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 9. С. 2695–2698.
- [6] Солин Н.И., Самохвалов А.А., Шумилов И.Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2246–2248.
- [7] Samokhvalov A.A., Osipov V.V., Solin N.I. // JMMM. 1984. P. 191–198; Phys. Stat. Sol. (b). 1992. V. 169. P. K93–K98.
- [8] Maryško M. // Phys. Stat. Sol. 1978. V. 47. P. 277–286.
- [9] Солин Н.И., Самохвалов А.А. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 3. С. 645–648; Никифоров К.Г., Гуревич А.Г., Пасенко Л. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 8. С. 2424–2427; Виглин Н.А., Самохвалов А.А., Чеботаев Н.М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. 1814–1816.
- [10] Солин Н.И., Шумилов И.Ю., Самохвалов А.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 15. С. 46–52.
- [11] Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М.: Мир, 1972. 406 с.
- [12] Солин Н.И., Шумилов И.Ю., Самохвалов А.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 1. С. 2250–2253.
- [13] Яковлев Ю.М., Носков Ю.Н. Измерение параметров ферромагнитного резонанса. Обзоры по электронной технике. М., 1970. 38 с.
- [14] Калиникос Б.Н., Митева С.И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1980. Т. 23. № 5. С. 74–75.
- [15] Coutinho Filho M.D., Miranda C.M., Rezende S.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 57. N 1. P. 85–91; Robinson V., Vural B., Parekh J.P. // IEEE. Trans. Electr. Dev. 1970. V. 17. N 3. P. 224–230.
- [16] Солин Н.И., Самохвалов А.А., Шумилов И.Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2188–2193.
- [17] Костылев В.А., Самохвалов А.А., Чеботаев Н.М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 1. С. 296–298.
- [18] Korenblit I.Ya., Samokhvalov A.A., Osipov V.V. // Sov. Sci. Rev. (a). 1987. V. 8. P. 457–518.
- [19] Гальдикас А.П., Матуленене И.Б. и др. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 7. С. 1999–2002.