

Роль уровней прилипания неравновесных электронов в процессе образования центров закрепления доменных стенок в магнитном полупроводнике CdCr_2Se_4

© А.А. Абдуллаев[¶]

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

(Получена 9 сентября 2003 г. Принята к печати 27 ноября 2003 г.)

В магнитном полупроводнике CdCr_2Se_4 с различными концентрациями примесей Ga и вакансий Se (V_{Se}) в интервале температур 10–300 К проведены комплексные исследования электропроводности и фотопроводности в постоянных и переменных электрических полях, термостимулированной проводимости и фотоферромагнитного эффекта. Впервые обнаружено явление фотоиндуцированной прыжковой проводимости. Показано, что центрами, ответственными за фотоферромагнитный эффект, могут быть мелкие донорные уровни, обменивающиеся захваченными ими фотоэлектронами с магнитными ионами Cr^{3+} . Вследствие такого обмена ионы Cr приобретают валентную и спиновую неустойчивости, приводящие к неравновесному захвату ими доменной стенки.

Исследованиям явления изменения динамической магнитной проницаемости (ДМП) под действием света в магнитных полупроводниках, названного фотоферромагнитным эффектом (ФФЭ) [1], посвящено достаточно большое количество работ. Интерес к этому явлению связан с перспективами осуществления на его основе новых способов записи информации и регистрации инфракрасного (ИК) света [2]. Появление в последнее время все новых материалов, подпадающих под класс „магнитные полупроводники“, стимулирует интерес к соединению CdCr_2Se_4 как к наиболее всесторонне изученному. Детальное изучение механизма возникновения в нем ФФЭ могло бы способствовать поиску возможных путей одновременного увеличения амплитуды и быстроты действия этого эффекта.

В работах [3–11], посвященных исследованию природы ФФЭ в CdCr_2Se_4 , уменьшение ДМП под действием света связывается со стабилизацией доменных стенок (ДС) на фотоиндуцированных центрах (ФИ центрах) Cr^{2+} , антиферромагнитно ориентирующихся по отношению к Cr^{3+} -подрешетке. Однако механизм образования этих центров, объясняющий все особенности явления, не раскрыт.

В данной работе была поставлена цель проанализировать известные в литературе особенности ФФЭ в CdCr_2Se_4 и полученные нами экспериментальные данные, чтобы попытаться установить природу этого явления. В одних и тех же образцах, содержащих различные концентрации примесей Ga и вакансий селена V_{Se} , исследовались стационарные и кинетические свойства ФФЭ в постоянных, раскачивающих и импульсных магнитных полях, остаточный фотоферромагнитный эффект (ОФФЭ) и его инфракрасное и термическое гашение. Параллельно исследовались температурные зависимости проводимости и фотопроводности (ФП) в постоянных и переменных электрических полях, кинетические

характеристики ФП, остаточная проводимость, термостимулированная проводимость (ТСП), а также их термическое и ИК гашение.

Энергетический уровень иона Cr^{2+} лежит глубоко в запрещенной зоне. Если бы под действием света центр захвата ДС Cr^{2+} образовался бы непосредственно, то при температурах ниже точки Кюри (130 К) имел бы место только ОФФЭ. Напротив, ФФЭ в области температур 50–130 К исчезает с прекращением освещения [5]. ОФФЭ при различных физических воздействиях ведет себя подобно ТСП и остаточной проводимости, которые связаны с прилипанием неравновесных носителей на примесные центры. Поэтому наша задача состояла в исследовании вклада донорных примесей в образовании ФИ центров захвата ДС. Мелкие доноры, объединяющиеся посредством обобществления многократно прилипающих к ним неравновесных электронов в единые комплексы с ионами Cr^{2+} , могли бы быть ответственными за ФФЭ с присущими ему особенностями.

В работах [3,7] показано, что вне зависимости от способов выращивания образцов (из растворов-расплавов или методом жидкофазного транспорта), а значит вне зависимости от концентрации дефектов роста, нестехиометрии, пористостей амплитуда ФФЭ в твердом растворе $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ имеет максимальное значение при одном и том же значении $x = 0.0025$. При этом величина ФФЭ в кристаллах, выращенных из растворов-расплавов, в несколько раз больше, чем в выращенных жидкофазным транспортом. В то же время при больших концентрациях вакансий Se ФФЭ исчезает [7], темновая ДМП с ростом концентрации Ga и дефектности образца уменьшается, зависимость амплитуды ФФЭ от интенсивности света носит сублинейный характер [9]. Эти, на первый взгляд, противоречивые результаты вместе с кинетическими особенностями ФФЭ в раскачивающих магнитных полях, в том числе уменьшение амплитуды и времени релаксации ФФЭ в этих полях, связываемое авторами [9–11] со срывами доменных стенок с

[¶] E-mail: analit@dinet.ru

закрепляющих центров, а не с изменением концентрации последних, а также отмеченная в этих же работах невозможность получения больших амплитуд ФФЭ при высоких частотах, могут найти объяснения в модели оговоренных сложных ФИ центров захвата ДС.

Закрепление в пространстве точек расположения ФИ центров на свободно колеблющейся ДС увеличивает ее частоту колебаний, т.е. увеличивает ее жесткость. С ростом ДМП частота автогенератора, настраиваемого на частоту собственных колебаний ДС при регистрации ФФЭ, падает. Поэтому величина, названная в работа [9] „жесткостью ДС“, обратно пропорциональная ДМП ($1/\mu$), при выдвинутом предположении о структуре ФИ центров должна быть пропорциональна концентрации электронов на донорах. Однако, судя по приведенным выше экспериментальным данным, только при умеренной концентрации примесных центров, при определенных уровнях интенсивности света и соответствующей компенсации, следует ожидать такую зависимость жесткости ДС от количества занятых электронами донорных уровней n_d . Далее будут раскрыты причины, приводящие к этим ограничениям.

Рассматриваемый далее анализ равновесного заполнения мелких доноров электронами не является анализом ситуации, реализующейся при исследовании ФФЭ, где необходимо оперировать выражением для температурной зависимости квазиуровня Ферми. В облучаемом светом с энергией, достаточной для зона-зонных переходов, компенсированном полупроводнике при низких температурах заполнение электронами мелких доноров может протекать подобно равновесному случаю, если вместо уровня Ферми иметь в виду квазиуровень Ферми.

Количество электронов n_d на донорных примесях отдельного типа определяется соотношением

$$n_d = \frac{N_d}{1 + \exp\left(-\frac{E_1 + F}{kT}\right)}, \quad (1)$$

где N_d — количество всех донорных примесей этого типа, E_1 — энергия активации донорного уровня, захватившего электрон и участвующего в образовании центра закрепления ДС, F — уровень Ферми.

Для случая, определяемого условием

$$\exp\left(\frac{E_1}{kT}\right) \gg \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3 N_d}, \quad (2)$$

где m_n — эффективная масса электрона, т.е. для достаточно глубоких центров с большой концентрацией в области низких температур, уровень Ферми примесного полупроводника имеет вид [12]

$$F = -\frac{E_1}{2} + kT \ln \left[\frac{N_d h^3}{2(2\pi m_n kT)^{3/2}} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получим

$$n_d = \frac{N_d (N_d / N_c)^{1/2}}{1 + e^{-E_1/kT}}, \quad (4)$$

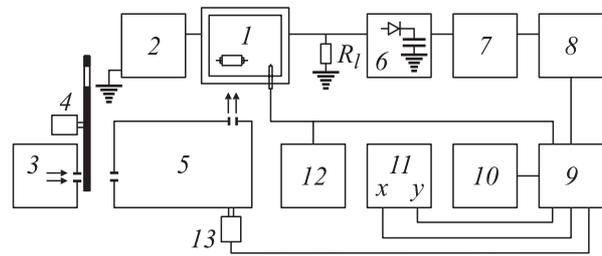


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения фотопроводности в переменном электрическом поле. Пояснения даны в тексте.

где эффективная плотность состояний в зоне проводимости

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}$$

слабо зависит от температуры.

Как видно из (4), при упомянутом условии (2) не имеет места экспоненциальная зависимость количества занятых электронами донорных уровней от температуры. Скорее, в этих условиях происходит „замораживание“ концентрации носителей на этих центрах и при достаточно низких температурах, когда

$$\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) \ll 1,$$

n_d вовсе не зависит от температуры.

В случае, обратном условию (2), т.е. для мелких центров небольшой концентрации и не очень низких температур, когда уровень Ферми определяется соотношением [12]

$$F = kT \ln \frac{N_d h^3}{2(2\pi m_n kT)^{3/2}},$$

выражение (1) принимает вид

$$n_d = \frac{N_d^2}{N_c} e^{E_1/kT}. \quad (5)$$

В предположении участия мелких доноров, захвативших фотовозбужденные электроны, как связующих звеньев в образовании центров захвата ДС, формулы (4) и (5), характеризующие заполнение этих доноров электронами при разных температурах, могли бы быть основой для объяснения, почему при относительно высоких температурах жесткость ДС, определяемая как $1/\mu$, экспоненциально растет с понижением температуры, а при значительно низких температурах, где обнаруживается ОФФЭ, вовсе от нее не зависит [5].

Блок-схема установки для измерения фотопроводности в переменном электрическом поле представлена на рис. 1. На образце в форме прямоугольного параллелепипеда с омическими контактами, помещенными в оптический прокачной криостат I , и последовательно соединенное с ним балластное сопротивление R_l с

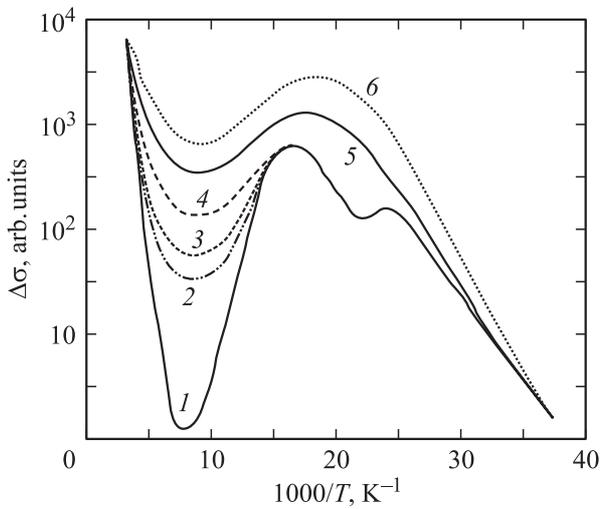


Рис. 2. Температурные зависимости фотопроводимости $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.0025$) при различных частотах приложенного электрического напряжения и $h\nu = 1, 2$ эВ. Кривая 1 соответствует постоянному электрическому полю; кривые 2–6 — частотам $f, \text{Гц}$: 2 — $5 \cdot 10^3$, 3 — 10^4 , 4 — 10^5 , 5 — 10^6 , 6 — 10^8 .

помощью генератора сигналов 2 (ГЗ-7А) подавалось переменное напряжение из диапазона от 5 кГц до 100 МГц. Свет на него попадал от осветителя 3 (лампа накаливания мощностью 150 Вт) после прохождения через механический модулятор 4 (на частоте 39 Гц) и монохроматор 5 (ИКС-21). Для уменьшения взаимной индукции электрические провода выводились от образца прямо в противоположные стороны. Величина сопротивления R_I подбиралась в 100 раз меньше, чем наименьшее сопротивление образца во всем исследуемом диапазоне температур. Модулированный из-за фоточувствительности образца с частотой механического прерывания света высокочастотный сигнал после демодуляции с помощью амплитудного детектора 6 поступал на вход селективного усилителя 7 (У2-8). После синхронного детектирования с помощью преобразователя напряжения 8 (В9-2) сигнал фотопроводимости вместе с напряжением от термопары, установленной рядом с образцом, через интерфейсный блок 9 (КАМАК) поступал в ЭВМ 10. Сканирование монохроматора по длинам волн осуществлялось также программно через блок КАМАК, управляющий шаговым двигателем 13. Для наблюдения за температурой использовался цифровой вольтметр 12 (Щ300). После соответствующей обработки с помощью ЭВМ графики спектральной и температурной зависимостей фотопроводимости на переменном токе строились на двухкоординатном самописце 11 (XY-RECORDER endim 620.02).

На рис. 2 представлены температурные зависимости фотопроводимости при $h\nu = 1.2$ эВ для $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.0025$) в переменном электрическом поле. Кривая 1 соответствует постоянному электрическому по-

лю; кривые 2–6 — частотам $f = 5 \cdot 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ и 10^8 Гц соответственно. Анализ дисперсии ФП по частоте приложенного электрического поля указывает на реализацию фотоиндуцированной прыжковой проводимости. Наибольшая дисперсия ФП по частоте наблюдается в непосредственной близости к точке Кюри (130 К). В районе 60 К наблюдается сложный пик ФП на постоянном токе. В этой области рост ФП на постоянном токе сопровождается уменьшением его прыжковой составляющей. На высокотемпературном крыле максимума времена нарастания и релаксации ФП значительно меньше, чем на низкотемпературном. Анализ в этой области кинетики роста и релаксации ФП показывает, что она имеет термоактивационную природу. Здесь ФП связана с термическим выбрасыванием электронов с донорных уровней в зону проводимости. Если при $T > 60$ К мелкие доноры с большими сечениями захвата, многократно захватывая неравновесные электроны, препятствуют релаксации их через более глубокие рекомбинационные центры и тем самым увеличивают эффективные времена жизни в зоне проводимости и амплитуду ФП, то при $T < 60$ К картина изменяется в сторону увеличения времен жизни на донорных уровнях и уменьшения ФП. Энергия активации ФП в этой области составляет 0.068–0.088 эВ. Ниже 40 К, где фотовозбужденные электроны замораживаются на мелких донорах, частотная дисперсия фотопроводимости исчезает. Согласно [13], прыжковая проводимость не может осуществляться по полностью занятым электронами донорным состояниям.

На рис. 3 представлены температурные зависимости электропроводности отожженного в вакууме при 500 К в течение 4 ч слабо компенсированного $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.01$) при различных частотах приложенного элек-

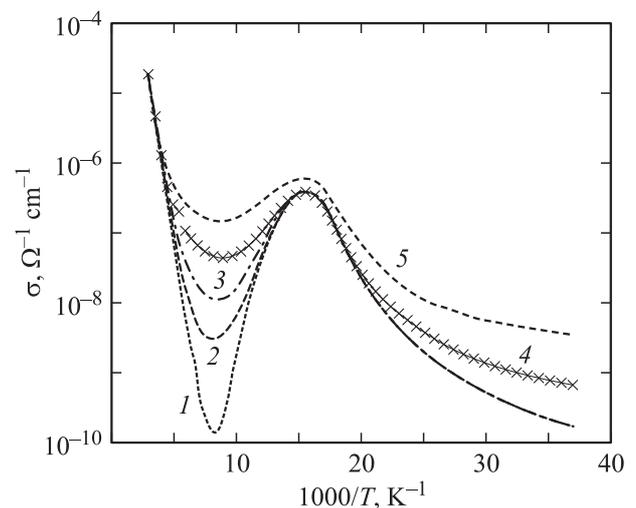


Рис. 3. Температурные зависимости электропроводности $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.01$) при различных частотах приложенного электрического напряжения. Кривая 1 соответствует постоянному электрическому полю, кривые 2–5 — частотам $f, \text{Гц}$: 2 — 200, 3 — $2 \cdot 10^3$, 4 — $2 \cdot 10^4$, 5 — $2 \cdot 10^5$.

трического поля. Кривая 1 соответствует постоянному полю, кривые 2–5 — частотам $f = 200, 2 \cdot 10^3, 2 \cdot 10^4, 2 \cdot 10^5$ Гц соответственно. Эти измерения проводились на установке, приведенной на рис. 1, из которой исключались амплитудный детектор 6 и синхронный детектор 8, а усилитель У2-8 включался в широкополосном режиме. Для уменьшения влияния реактивной проводимости образца с омическими контактами последние наносились точечным вплавлением In. Площади контактов имели значения около 0.4 мм^2 при длине образца около 5 мм. Кривые 2–5 получены после вычитания из экспериментальных значений реактивных проводимостей конденсатора, рассчитанных для соответствующих частот. Для представления результатов исследований электропроводности в переменных полях был выбран отожженный в вакууме образец с большей концентрацией примеси ($x = 0.01$), так как для образцов с $x = 0.0025$, в силу более глубокого расположения уровня Ферми, частотная дисперсия электропроводности, как и в нелегированных образцах p -типа [14], имеет место монотонно падающий характер температурной зависимости. Температурный ход электропроводности в этих образцах не представлял интереса, так как он не имел никакого отношения к зарядовому состоянию мелких донорных уровней. Как и в случае ФП (рис. 2), максимальная дисперсия электропроводности $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.01$) в переменном поле обнаруживается в районе точки Кюри, а в области 60 К проявляется более узкий максимум. Резкий пик электропроводности на постоянном токе и уменьшение ее прыжковой составляющей при приближении к $T = 60$ К, видимо, следует связывать с высвобождением электронов, захваченных мелкими донорами, из-за уменьшения их энергии активации в процессе расщепления зоны проводимости на поляризованные по спине подзоны [15]. Спад электропроводности ниже 60 К характеризуется постепенным уменьшением энергии активации ее от 0.12 до 0.04 эВ.

Амплитуда ФФЭ в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, измеряемого при модулированном (39 Гц) свете по методу, описанному в работе [7], в области 60 К также проходит через максимум. При одной и той же частоте измерения в образцах с $x = 0.01$ пик значительно более острый, чем в неотожженных кристаллах с $x = 0.0025$. Этот максимум в режиме селективного усиления в большей степени обязан увеличению времени нарастания амплитуды ФФЭ при температуре ниже 60 К. В случае измерения ФФЭ при непрерывном свете его амплитуда в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.0025$) экспоненциально растет от точки Кюри до 40 К (рис. 4, кривая 1). При этом выделяются 3 участка роста с энергиями активации 0.14, 0.088 и 0.024 эВ. Ниже 40 К амплитуда ФФЭ не зависит от температуры и имеет место ОФФЭ. В отожженных образцах с $x = 0.01$ ФФЭ возрастает только до 60 К, ниже также наблюдается ОФФЭ. Казалось бы, в двух приведенных случаях результаты должны были быть противоположные. Чем больше x , тем больше должно приходиться на единичный интервал энергии

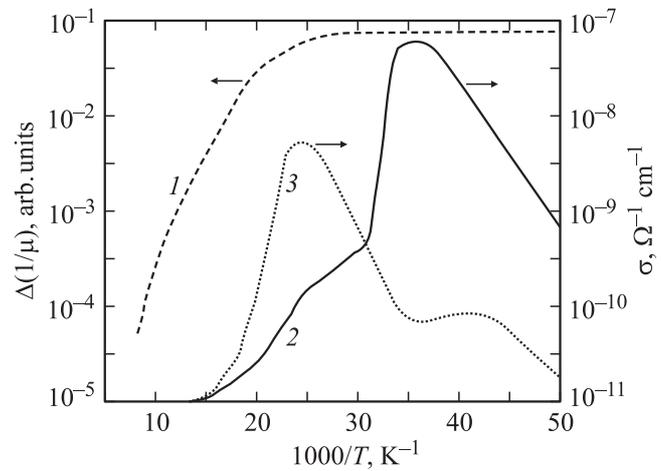


Рис. 4. Температурные зависимости: 1 — амплитуды ферромагнитного эффекта $1/\mu$ в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.0025$), измеренные при непрерывном свете; 2, 3 — термостимулированной проводимости σ , измеренные: 2 — после предварительного охлаждения образца в темноте, 3 — после охлаждения на свету.

в запрещенной зоне мелких донорных уровней. При этом, если на одних мелких уровнях электроны замораживаются, всегда должны находиться еще более мелкие, которые будут обмениваться электронами с зоной проводимости, и таким образом, с ростом x температура замораживания ФФЭ должна понижаться. Однако проведенные в данной работе эксперименты показывают, что увеличение концентрации примеси Ga и вакансий V_{Se} выше значений, при которых обнаруживается прыжковая проводимость, приводит к уменьшению амплитуды и времен релаксации ФФЭ и ОФФЭ. Видимо, пространственная делокализация электронов, захваченных ФИ центрами, приводит к делокализации и ДС, из-за чего уменьшаются их собственные частоты. Если раскачивающее магнитное поле с частотой 200 Гц, освобождаёт от центров захвата ДС, непосредственно действуя на нее [11], то частичное ее расслабление в условиях реализации под действием света прыжковой проводимости, видимо, связано с возникновением той или иной устойчивости (это зависит от температуры) новых центров захвата ДС, включающих в себя новые доноры, к которым перескакивают фотовозбужденные электроны. При таких перемещениях ФИ центров ДС получает дополнительные степени свободы и ее собственная частота падает. Поэтому ФФЭ продолжает расти вплоть до самых низких температур, не проявляя при этом ОФФЭ, только в тех кристаллах, где не реализуется прыжковая проводимость.

На рис. 4 представлены температурные зависимости ТСП, измеренной в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x = 0.0025$) после охлаждения образца в темноте (кривая 2) и после охлаждения на свету (кривая 3). На этих кривых видны по две четко выраженные особенности. В случае охлаждения в темноте низкотемпературный

пик больше по величине, чем в случае охлаждения на свету, а высокотемпературный пик в первом случае меньше, чем во втором. Эти различия говорят о конкурирующем механизме участия мелких доноров в захвате электронов. В случае охлаждения в темноте первыми захватывают электроны центры с большими сечениями захвата и из-за кулоновского взаимодействия блокируют захваты на соседние уровни с меньшими сечениями захвата, хотя у них энергии активации и больше. При охлаждении на свету, поскольку захваты начинаются при более высоких температурах, первыми захватывают электроны те центры, у которых больше энергия активации. Подобная картина наблюдается и на температурной зависимости ФФЭ, измеряемого в режиме работы автогенератора. Частота автогенератора при охлаждении на свету больше, чем при охлаждении в темноте до тех же температур и с той же скоростью охлаждения. Это говорит о более раннем (при более высоких температурах) возникновении ОФФЭ при охлаждении на свету. ТСП в районе низкотемпературных особенностей для двух случаев, изображенных кривыми 2 и 3, растет с энергиями активации 0.06 и 0.04 эВ соответственно, а анализ высокотемпературного крыла кривой 3 дает значение 0.083 эВ. Спад ФФЭ с такой же энергией активации (0.086 эВ) происходит в области более высоких температур, где ТСП почти исчезает, т.е. при температурах где ТСП сильно выражена, ФФЭ находится в состоянии насыщения.

Приведенные экспериментальные результаты и анализ данных из литературных источников позволяют сделать вывод об определяющей роли мелких уровней прилипания неравновесных электронов в образовании центров стабилизации ДС и проявлении ФФЭ. Эти центры представляют собой не просто ионы Cr^{2+} , а сложные ассоциации или дефектные молекулы, включающие в себя эти ионы. То, что при больших концентрациях вакансий V_{Se} ФФЭ исчезает, говорит о необходимом участии в этих ассоциациях также акцепторных центров, выводящих образец из состояния насыщения по отношению к ФФЭ. Здесь следует подчеркнуть, что степень компенсации и вместе с ним амплитуда ФФЭ в кристаллах, выращенных из растворов-расплавов, больше, чем в выращенных методом жидкофазного транспорта. А поскольку в обоих типах кристаллов максимум амплитуды ФФЭ наблюдается при одних и тех же концентрациях Ga, логично предположить наличие конкурирующего механизма вхождения донорных центров в эти образования, где приоритет имеют ионы Ga перед другими донорами. Сечение захвата и энергия активации уровней ионов Ga, соответствующие выбранной рабочей частоте, а также схожесть электронных состояний ионов остовов Ga^{3+} и Cr^{3+} , по-видимому, и определяют этот приоритет.

При такой приоритетной зависимости амплитуды ФФЭ от концентрации Ga, энергетический уровень которого лежит на 0.3–0.37 эВ ниже дна зоны проводимости [16,17], энергия активации этого эффекта находится в пределах от 0.024 до 0.14 эВ (рис. 4). Уровни с такой

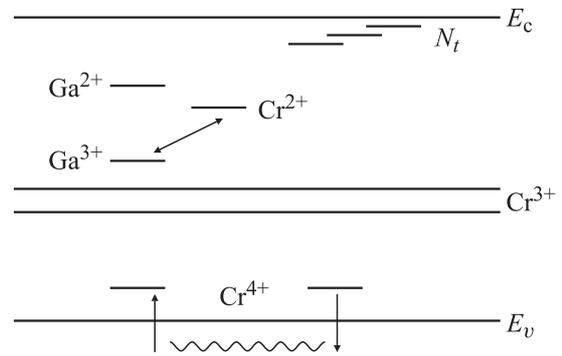


Рис. 5. Схема предполагаемых электронных переходов в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, ответственных за возникновение фотоферромагнитного эффекта, остаточного ферромагнитного эффекта и его инфракрасное гашение.

энергией, в отличие от довольно глубоких уровней Ga, могут обмениваться электронами с зоной проводимости и обеспечивать обратимый ФФЭ при $40 < T < 130$ К. Происхождение этих мелких доноров, обменивающихся электронами и с зоной проводимости, и с уровнями Ga, а возможно, и с ионами Cr, по-видимому, связано с кулоновским взаимодействием элементов, из которых состоят ФИ центры стабилизации ДС. Поэтому в области 40–130 К даже от глубоких уровней Cr^{2+} через ионы Ga и эти мелкие доноры стекает фотоиндуцированный заряд в зону проводимости и оттуда рекомбинирует, при этом ФИ центры разрушаются.

На рис. 5 представлена примерная схема расположения энергетических уровней, ответственных за ФФЭ, ОФФЭ и его ИК гашение в $\text{Ga}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$. Поглотив квант света, электрон из узкой $3d$ -зоны Cr^{3+} переходит в вышележащую зону проводимости, откуда сразу захватывается на уровень Ga^{3+} , переводя его в состояние Ga^{2+} . Вместо состояния Cr^{3+} , лишившегося электрона, ниже $3d$ -зоны возникает уровень Cr^{4+} , который, обмениваясь электронами с валентной зоной, может промигрировать подальше от иона Ga^{2+} , уменьшая тем самым вероятность рекомбинации. Из-за возникшей разницы по энергии ион Ga^{2+} отдает электрон или в зону проводимости через мелкие доноры, обозначенные на рис. 5 знаком N_t , откуда он рекомбинирует с Cr^{4+} , или же отдает электрон близлежащему иону Cr^{3+} , который переходит в состояние Cr^{2+} , а сам ион Ga^{2+} переходит вновь в состояние Ga^{3+} с энергией ниже Cr^{2+} .

Таким образом, ионы Ga^{3+} и Cr^{2+} и доноры N_t , обобществляя фотовозбужденные электроны, образуют единый ФИ центр с нестабильной валентностью по Cr. В итоге ион Cr^{2+} , антиферромагнитно ориентированный по отношению к Cr^{3+} -подрешетке [3–11], имеет нестабильность спиновой ориентации. ДС может удерживаться этими спиновыми неустойчивостями, так как энергетически выгоднее, чтобы она проходила по точкам с нестабильными спинами. Такие потенциальные ямы могут приводить к большей жесткости ДС

и уменьшению ДМП. При этом, видимо, из-за большей частоты внутрицентровых переходов электронов в связке (молекуле) $\text{Cr}^{3+}\text{-Ga}^{2+}$ в кристаллах с Ga имеет место более сильная локальная спиновая неустойчивость, более жестко локализуемая ДС, по сравнению с комплексами, включающими в себя другие доноры и собственные дефекты (например, V_{Se}).

Энергии активации, полученные из анализа ТСП, жесткости ДС (рис. 4) и ФП (рис. 2), лежащие в интервале от 0.024 до 0.14 эВ, следует отнести к донорам N_i . Необходимым условием реализации обратимого ФФЭ является многократное прилипание фотовозбужденных электронов к центрам N_i , при котором поддерживается дополнительный заряд и на ионах хрома. При более низких температурах ($T < 40$ К), когда прилипание переходит в устойчивый захват, образование дефектных молекул с устойчивыми антиферромагнитными ориентациями спинов в пространстве ведет к ОФФЭ. Чтобы его ликвидировать необходимо или нагреть кристалл, или облучить его ИК светом, освобождая электроны от ФИ центров в зону проводимости, откуда они рекомбинируют.

Таким образом, в результате проведенных исследований мы показали, что центрами, ответственными за ферромагнитный эффект, могут быть мелкие донорные уровни, обменивающиеся захваченными ими фотоэлектронами с ионами Cr^{3+} . В результате такого обмена ионы хрома приобретают валентную и спиновую неустойчивости, приводящие к неравновесному захвату ими доменной стенки.

Список литературы

- [1] W. Lems, R.J. Rijniere, P.F. Bongers, U. Enz. Phys. Rev. Lett., **21**, 1643 (1968).
- [2] В.Г. Веселаго, А.М. Прохоров. В сб: *Магнитные полупроводниковые шпинели типа CdCr_2Se_4* (Кишинев, Штиинца, 1978) с. 5.
- [3] Т.Г. Аминов, Н.К. Бельский, Е.С. Вигилева, Г.И. Виноградова, В.Т. Калинин, Т.Г. Шабунина. Неорг. матер., **12**(7), 1297 (1976).
- [4] Л.В. Анзина, В.Г. Веселаго, С.Г. Рудов. Письма ЖЭТФ, **23**(9), 520 (1976).
- [5] Л.В. Анзина, В.Г. Веселаго, С.Г. Рудов, Т.Г. Аминов, В.Т. Калинин. ФТТ, **19**(10), 3001 (1977).
- [6] В.Е. Махоткин, Г.И. Виноградова, В.Г. Веселаго. Письма ЖЭТФ, **28**(2), 84 (1978).
- [7] Г.И. Виноградова. В сб: *Магнитные полупроводники* (М., Наука, 1982) вып. 139, с. 3.
- [8] Г.И. Виноградова, В.Е. Махоткин. В сб: *Магнитные полупроводники* (М., Наука, 1982) вып. 139, с. 37.
- [9] Л.В. Анзина, С.Г. Рудов. В сб: *Магнитные полупроводники* (М., Наука, 1982) вып. 139, с. 49.
- [10] В.Г. Веселаго, Р.А. Дорощенко. В сб: *Магнитные полупроводники* (М., Наука, 1982) вып. 139, с. 67.
- [11] В.Н. Кузнецов, В.Е. Махоткин. В сб: *Магнитные полупроводники* (М., Наука, 1982) вып. 139, с. 84.
- [12] Л.С. Стильбанс. *Физика полупроводников* (М., Сов. радио, 1967).
- [13] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. УФН, **117**(3), 401 (1975).
- [14] А.А. Абдуллаев, А.З. Гаджиев. ФТП, **25**(1), 30 (1991).
- [15] S.G. Stoyanov, M.N. Aliev, S.P. Stoyanova. Sol. St. Commun., **18**(19), 1389 (1976).
- [16] Л.Н. Новиков, Л.Л. Голик, Т.Г. Аминов, В.А. Жегалина. ФТТ, **22**(10), 3032 (1980).
- [17] К.П. Белов, Л.И. Королева, С.Д. Батарова, В.Т. Калинин, Т.Г. Аминов, Г.Е. Шабунина. Письма ЖЭТФ, **22**(5), 304 (1975).

Редактор Т.А. Полянская

The role of levels of trapping of nonequilibrium electrons in forming centers of fastening domain walls in a CdCr_2Se_4 magnetic semiconductor

A.A. Abdullaev

Institute of Physics,
Dagestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia