

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИФфуЗИИ И ДРЕЙФА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В CdCr_2Se_4

Абдуллаев А. А., Гаджиев А. З.

Исследована роль центров прилипания электронов в формировании низкотемпературных особенностей магнитного полупроводника CdCr_2Se_4 . Показано существенное влияние состояния поверхности на диффузию фотоносителей, возбужденных в приповерхностной области, в объем кристалла и на возникновение долговременной релаксации их.

Неоднозначные, а порой и противоречивые экспериментальные результаты в исследованиях электрических и фотоэлектрических свойств являются серьезным препятствием в формировании единого взгляда на ряд уникальных физических свойств магнитных полупроводников CdCr_2Se_4 и перспективы их практического применения. К определяющим причинам неоднозначных экспериментальных результатов следует отнести: 1) образование как после механической обработки, так и на естественных гранях структурно измененного поверхностного слоя, который резко искажает объемные электрические и оптические свойства [1-3]; 2) наличие неконтролируемых примесей в кристаллах, синтезируемых существующими методами.

К истолкованию широкого спектра физических свойств CdCr_2Se_4 привлечены модели $S-D$ -обменного взаимодействия [4], расщепления по спине поляризованных подзон при магнитном упорядочении [5, 6], ферронная модель [7] и т. д. Однако конкретно реализующиеся механизмы электропереноса накладывают серьезные отпечатки на проявления тех или иных теоретических предсказаний. Поэтому приобретают ценность комплексные разносторонние исследования по выявлению природы их транспортных характеристик, чему и посвящена настоящая работа.

В работе [8] приведены результаты исследования влияния отжига в вакууме на электропроводность CdCr_2Se_4 , в которой показано, что электропроводность в первые часы вакуумного отжига растет, хотя в силу возникновения дефицита наиболее легко летучего компонента Se в кристаллах p -типа она должна была падать. Здесь же было отмечено, что если при высоких температурах проводимость осуществляется по широкой зоне с крупномасштабными флуктуациями потенциала, то при низких температурах ($T=200$ К) она обусловлена прыжками по примесным уровням. Очевидно, вакуумный отжиг влияет на электропроводность двояким образом: с одной стороны, создает вакансии селена, с другой, изменяет рельеф потенциала. Описанное [8] изменение электропроводности, видимо, обязано сглаживанию рельефа потенциала.

Проведенные нами в настоящей работе исследования электропроводности CdCr_2Se_4 в переменных электрических полях показали правомерность выдвинутых в [8] предположений. На рис. 1 приведены температурные зависимости электропроводности нелегированных, неотожженных кристаллов при частотах 0, 20, 200 Гц и 2, 20, 200 кГц (кривые 1—6 соответственно). Наблюдаемая частотная дисперсия и степенной закон зависимости $\sigma \sim \omega^s$, где s близко к 0.8 (см. вставку на рис. 1), указывают на прыжковый механизм проводимости при температурах ниже 200 К. С увеличением времени отжига в вакууме (более 100 мин) вместе с увеличением удельной электропроводности и уменьшением

энергии активации [8] постепенно исчезает частотная дисперсия, что указывает на осуществление при этих условиях проводимости по примесной зоне. Последующее легирование тех же образцов примесью индия усиливает степень компенсации и восстанавливает частотную дисперсию. По нашему мнению, здесь происходит изменение уровня протекания по примесной зоне. Использование соответствующего травителя показало, что оговоренные выше изменения механизма электропроводности относятся к тонким приповерхностным слоям, а объемные параметры существенно слабее меняются от отжига к отжигу. Эти изменения, которые могут быть следствиями неконтролируемых воздействий, вполне естественно отнести к первостепенным причинам неповторяемости экспериментальных результатов.

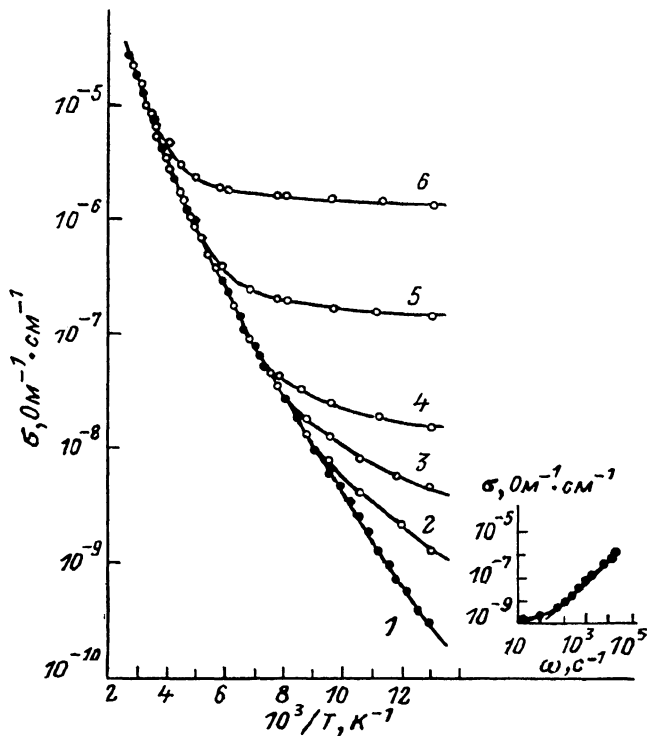


Рис. 1. Температурная зависимость электропроводности нелегированного неотожженного кристалла CdCr_2Se_4 .

Частота, кГц: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 200, 4 — 2, 5 — 20, 6 — 200. На вставке — частотная зависимость электропроводности при 77 К. $S=0.96$.

Немаловажную роль в физических явлениях, связанных с переносом носителей заряда в кристаллах CdCr_2Se_4 , играют процессы прилипания на мелкие примесные центры. Эти процессы в основном проявляются только в тщательно травленных образцах, где отсутствует шунтирование объемных характеристик поверхностными. В работе [9], как непосредственное свидетельство осуществления прилипания носителей, приведены кривые термостимулированной проводимости (ТСП) образцов CdCr_2Se_4 , легированных In. Электрические и фотоэлектрические свойства материала в условиях проявления остаточных явлений (ТСП, остаточная проводимость, оптическое гашение) определяются предысторией или последовательностью проведения тех или иных измерений. Для более детальной качественной оценки степени влияния прилипания на перенос носителей в материалах с малыми величинами подвижностей, какими являются кристаллы CdCr_2Se_4 [10, 11], мы считаем оправданной методику комбинированного возбуждения образца через контакт.

Блок-схема установки и ячейка для кристалла показаны на рис. 2. Образец 1', к которому нанесен омический контакт 2', прижат к керамической пластинке 3' с нанесенным слоем In 4'. Пластинка 3' приклеена к хладопроводу 5' оптического криостата, позволяющего стабилизировать температуру в интер-

вале 8—300 К с точностью до 0.1 К. Прижим осуществляется диафрагмой 6' через кварцевое стекло 7'. Тончайшая медная сеточка 8', напыленная индием, зажата между образцом и кварцевым стеклом. Она и служит прозрачным контактом. Установка для проведения исследований собрана на основе стробоскопического интегратора. Для импульсного возбуждения из области сильного поглощения применялся лазер ЛГИ-21 ($\lambda=0.337$ мкм). Стационарная подсветка образца из области примесной фоточувствительности осуществлялась лазером ЛГ-126 ($\lambda=1.15$ и 3.39 мкм). Стробоскопический интегратор 1, лазер ЛГИ-21 2 и осциллограф 3 запускались одним генератором 4, позволяющим задерживать их запуски друг относительно друга. Фотосигнал с нагрузочного сопротивления, соединенного последовательно с образцом, после усилителя 5 поступает на входы осциллографа и стробинтегратора. Для наблюдения взаимного расположения фотосигнала и строба во времени на второй вход осциллографа подавался сигнал строба. К выходу стробинтегратора подсоединен графо-

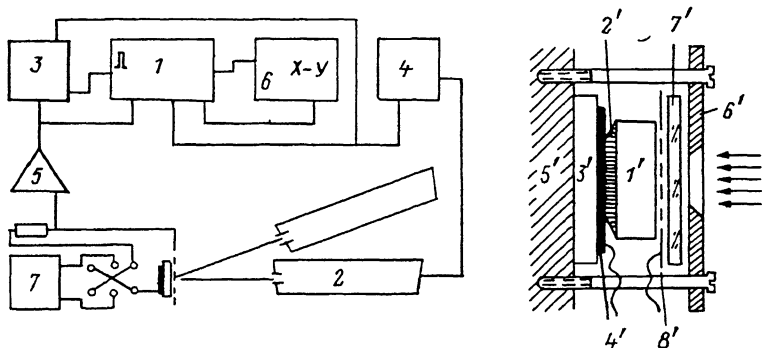


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки и ячейка для кристалла.

построитель Н-306 6. Источник питания 7, собранный на основе трансформатора ТВС-110, позволял получать высокостабилизированное напряжение до 600 В. С помощью этого источника удавалось медленно менять напряжение от 0 до +600 В для записи ВАХ. Описанная установка позволяла записывать формы импульсов фототока, возбуждаемых наносекундными импульсами ЛГИ-21, а также температурную и полевую зависимости величины фотосигнала в выбранные стробом моменты времени.

Из экспериментальных результатов, полученных по этой методике, в первую очередь следует отметить, что величина фотосигнала значительно слабее, чем при обычном освещении граней между контактами. Видимо, в исследуемых кристаллах длина диффузии пренебрежимо меньше длины кристалла. Зависимость величины фотосигнала в максимуме импульса от приложенного напряжения показана на рис. 3 (кривая 1). Как видно из рисунка, она не зависит от полярности приложенного напряжения. Линейный характер этой зависимости сохраняется во всем исследуемом интервале полей и температур.

Однако при температурах ниже 130 К одновременная стационарная подсветка образца из области примесного поглощения ($\lambda=3.39$ или 1.15 мкм) приводит к несимметричной зависимости фотосигнала от приложенного поля (кривые 2 и 3), где при отрицательном потенциале на освещаемой поверхности он резко возрастает. Величина фотосигнала при этой конфигурации освещения существенно зависит от состояния поверхности кристалла. В случае освещения структурно измененной поверхности (этого добивались, не вытравливая освещаемую поверхность или аморфизировав ее катодной бомбардировкой после травления) фотосигнал отсутствует во всем диапазоне температур. Из этого следует, что необходимым условием заметной диффузии неравновесных носителей в глубь образца является разделение их поверхностным барьером. Последнее приводит к росту времени жизни диффундирующих носителей, а возникновение флуктуаций потенциала при его аморфизации в приповерхностном слое препятствует этому разделению.

Результаты, приведенные на рис. 3, указывают на существенное значение процессов прилипания, влияющих на диффузию и дрейф неравновесных носителей. На вставке показаны возможные энергетические переходы при описанном комбинированном возбуждении. Переход 1 соответствует поглощению света из области сильного поглощения (импульсом $\lambda=0.337$ мкм). Приповерхностный барьер разделяет возбужденные ими электроны и дырки. При этом дырки устремляются к поверхности, а электроны диффундируют в объем, уменьшая на расстоянии, равном длине диффузии, сопротивление образца. Переход 2 (3.39 мкм) выбивает захваченные уровнями прилипания электроны, и они получают дополнительную возможность диффундировать при отрицательном потенциале на освещаемой поверхности. Переходы 3 (1.15 мкм) заполняют уровни прилипания электронов, вследствие чего они также получают возможность беспрепятственно диффундировать. При отрицательном потенциале на освещаемой поверхности происходит затягивание

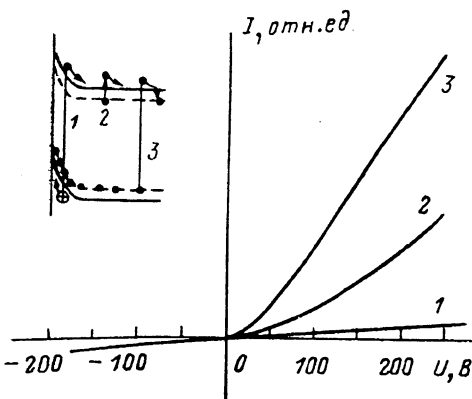


Рис. 3. Зависимость амплитуды фотосигнала CdCr_2Se_4 от приложенного напряжения при 77 К.

1 — без подсветки; при подсветке λ , мкм:
2 — 3.39, 3 — 1.15.

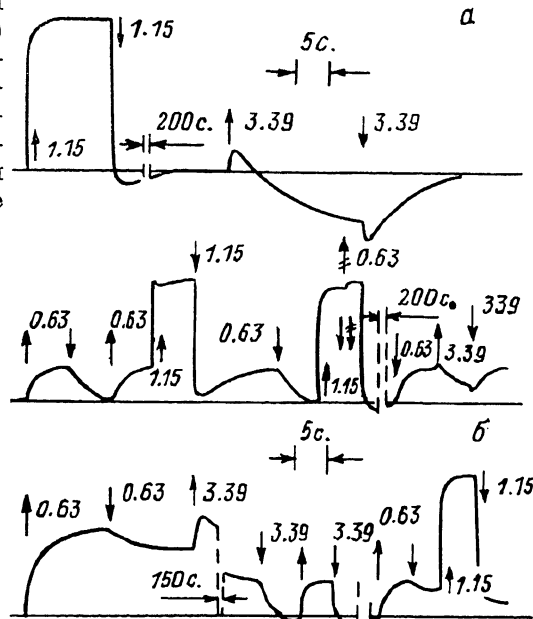


Рис. 4. Осциллограммы фотосигнала CdCr_2Se_4 при комбинированных возбуждениях.

T , К: а — 230, б — 168.

длины диффузии, а при положительном, наоборот, сокращение. Это, видимо, и является причиной несимметричной полевой зависимости амплитуды фотосигнала при подсветке. Таким образом, доминирующее влияние на длину диффузии без подсветки оказывают процессы прилипания, а при примесной подсветке — внешнее электрическое поле.

Как дополнительное подтверждение существенной роли процессов прилипания в проявлении транспортных характеристик носителей в CdCr_2Se_4 на рис. 4 приведены некоторые осциллограммы фотосигнала при комбинированном возбуждении по описанной методике и при различных температурах. Здесь стрелка вверх означает включение подсветки с написанной справа длиной волны, а стрелка вниз — выключение ее.

Информацию, полученную при анализе этих и других неприведенных рисунков осциллограмм при различных температурах, можно свести к следующему.

1. При комнатной температуре максимальный фотосигнал наблюдается только при $\lambda=1.15$ мкм и он характеризуется отсутствием остаточных явлений.

2. При температуре 230 К (рис. 4, а) достаточно четко проявляются процессы, связанные с прилипанием носителей. Здесь только подсветка 0.63 мкм приводит к нормальной кинетике роста и спада фотосигнала. При 1.15 мкм обнаруживается нормальный рост, однако спад характеризуется гашением темнового тока. При этом релаксация темнового тока к исходному значению про-

исходит довольно длительные (200 с) время. При $\lambda=3.39$ мкм отчетливо проявляется гашение темнового тока.

3. Помимо темнового тока при 230 К подсветки $\lambda=3.39$ и 1.15 мкм приводят к гашению также фотосигнала от подсветки 0.63 мкм. Причем предварительное включение подсветки $\lambda=1.15$ мкм существенно растягивает кривую роста фотосигнала $\lambda=0.63$ мкм.

4. При 168 К (рис. 4, б) после выключения $\lambda=0.63$ мкм проявляется значительная остаточная проводимость, которая гасится подсветками $\lambda=3.39$ и 1.15 мкм. При этом после длительного (150 с) гашения остаточной проводимости подсветка $\lambda=3.39$ мкм приводит к кинетике с нормальными кривыми роста и спада фототока. Подсветка $\lambda=1.15$ мкм сама приводит к остаточной проводимости, но меньшей по величине, чем при $\lambda=0.63$ мкм.

5. Ниже 130 К происходит резкое возрастание амплитуды фототока при всех длинах волн, и вследствие этого затрудняется регистрация остаточных явлений.

Из экспериментальных результатов, показанных на рис. 4, вытекает, что при 230 К и выше уровни прилипания находятся в термодинамическом равновесии с зоной проводимости, а время жизни разделенных поверхностным барьером электронно-дырочных пар растет из-за прилипания электронов в объеме кристалла. Выбивание подсветкой $\lambda=3.39$ мкм электронов с этих уровней, а также перекидывание их через поверхностный барьер при поглощении свободными носителями приводят к гашению величины фототока при $\lambda=0.63$ мкм и темнового тока. К такому же результату приводит и дополнительное заполнение этих уровней подсветкой 1.15 мкм (переход 3, рис. 3). Разделение носителей, обусловленное стремлением дырок, возбужденных $\lambda=1.15$ мкм, к поверхности, приводит к более длительному росту фототока $\lambda=0.63$ мкм, так как, пока дырки находятся в приповерхностной зоне, они способствуют уменьшению длины диффузии электронов. При 168 К и ниже, видимо, происходит «замораживание» носителей на более мелких уровнях с большими концентрациями, с чем и связаны более значительные величины остаточной проводимости.

В заключение отметим, что известные в многочисленных литературных источниках аномалии электропроводности высокоомных компенсированных n -типа CdCr_2Se_4 при 130 К могут быть связаны с неучтенными остаточными явлениями. В таких полупроводниках, если и наблюдаются незначительные аномалии, они претерпевают температурные гистерезисы, что говорит об их связи с неравновесными носителями, возбуждаемыми неконтролируемыми способами. Как видно из экспериментальных результатов, приведенных в настоящей работе, и низкотемпературные особенности фотозлектрических свойств ощущают заметное влияние процессов прилипания.

Список литературы

- [1] Мощная В. Т., Анзин В. Б., Веселаго В. Г., Голант К. М. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 3 (9). С. 967—973.
- [2] Мощная В. Т., Голант К. М., Веселаго В. Г. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 24. С. 1473.
- [3] Голант К. М., Мощная В. Т. // Препринт ФИ АН СССР. М., 1983. № 276.
- [4] Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971. 1032 с.
- [5] Stoyanov S. G., Aliev M. N., Stoyanova S. P. // Sol. St. Commun. 1976. V. 18. N 9. P. 1389—1392.
- [6] Stoyanov S. G. et al. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 30. P. 133—138.
- [7] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979. 420 с.
- [8] Абдуллаев А. А. // Неравновесные носители тока в полупроводниках. Махачкала, 1982. Т. 2. С. 81—86.
- [9] Lehman H. W. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 2. P. 488—496.
- [10] Голант К. М., Живописцев Е. С., Веселаго В. Г. // Препринт ФИ АН СССР. М., 1978. № 218.
- [11] Абдуллаев А. А., Гаджиев А. З. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 876—880.