

УДК 53.082.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ТЕРМООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. А. Н. Котов¹, *, А. А. Старостин¹, В. В. Шангин¹, С. Б. Бобин², А. Т. Лончаков²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук”, Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук”,
Екатеринбург, Россия

*E-mail: artem625@mail.ru

Поступила в редакцию 22.05.2023 г.

После доработки 19.06.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Представлены результаты исследования влияния температуры и магнитного поля на релаксацию термооптического сигнала в образцах полупроводников с различным электронным спектром: n -Ge, n -InSb, ZnSe:Ni. Результаты получены с использованием двухлучевого оптоволоконного метода “накачка–зондирование” с интерферометром Фабри–Перо в диапазоне температур от 4.2 до 300 К с приложением магнитного поля до 8 Тл.

DOI: 10.31857/S0367676523702691, EDN: FXXHRC

ВВЕДЕНИЕ

Исследования термооптических и магнитооптических свойств материалов имеют фундаментальное и практическое значение [1–5]. Например, методы модуляционной спектроскопии поглощения и отражения полупроводниковых материалов позволили неразрушающим способом провести обширные исследования их зонной структуры, дефектности, оценить концентрацию носителей заряда и времена релаксации [1–3]. В общем случае, коэффициент отражения полупроводников зависит от таких модулирующих параметров, как: давление, температура, магнитное и электрическое поле [3–5]. Наблюдаемое изменение коэффициента отражения в полупроводниках можно связать с изменением комплексного показателя преломления за счет вклада свободных носителей в диэлектрическую восприимчивость [3]. В зависимости от модулирующего параметра соответственно различают, в частности, явления термоотражения и магнитоотражения. Например, тонкий поверхностный слой полупроводника может быть нагрет мощным лазерным импульсом с целью изучения процессов релаксации за счет анализа изменений отраженного света зондирующего луча (метод “накачка–зондирование” [6, 7]). В настоящей статье представлено развитие методики термоотражения [6] для применения в установке с источником сильного магнитного поля. При совместном воздействии на

образец лазерного импульса и магнитного поля предлагается по аналогии использовать термин “магнитотермоотражение”.

Новизна данной работы состоит в демонстрации возможностей оптоволоконной техники для изучения оптических свойств и измерения магнитотермоотражения в стандартной установке со сверхпроводящим соленоидом, предназначенной для измерения электрических явлений в сильных магнитных полях. Выбор образцов полупроводников ZnSe:Ni, n -Ge, n -InSb, был обусловлен существенно различающейся шириной запрещенной зоны (2.6–2.7 [8]; 0.67 [1–3]; 0.18 [1–3] эВ соответственно, при комнатной температуре). Кроме того, выбор n -Ge был связан с используемой в работе длиной волны зондирующего излучения (1530 нм), которая соответствует участку спектра не прямых переходов на границе собственного поглощения германия. Известно сложное поведение коэффициента отражения германия в области низких температур и сильных магнитных полей на участке, соответствующего непрямым межзонным переходам [9–12]. Межзонные оптические явления в полупроводниках в сильном магнитном поле в настоящее время принято определять свойствами квазичастицы, названной “диамагнитным экситоном” [10–12]. Экситонное поглощение “возгорается” в магнитном поле даже в тех случаях, когда без магнитного поля оно существенно подавлено [11]. В этих условиях термооптическое воздей-

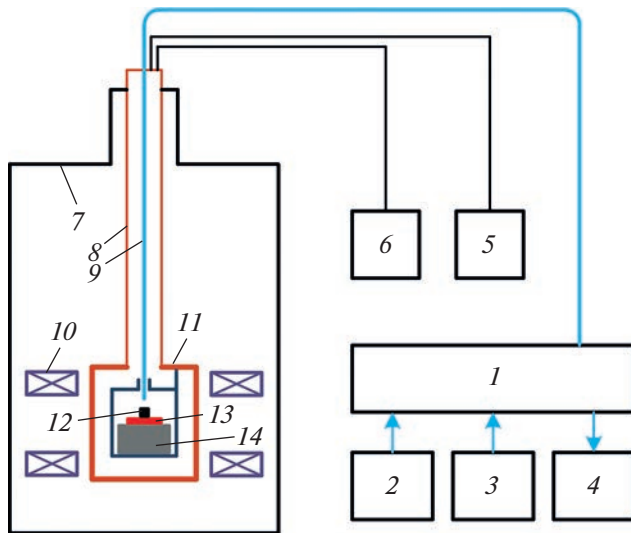


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – оптоволоконный сумматор-делитель, 2 – источник излучения импульсной накачки, 3 – источник непрерывного зондирования, 4 – фотоприемник, 5 – вакуумный насос, 6 – источник высокого напряжения пьезоэлемента, 7 – корпус гелиевого криостата “Оксфорд”, 8 – вакуумная трубка, 9 – волоконный одномодовый световод, 10 – сверхпроводящий соленоид, 11 – корпус измерительной ячейки, 12 – образец, 13 – электрический подогреватель, 14 – пьезоэлемент подстройки интерферометра.

ствие лазерным импульсом накачки может оказать кратковременное влияние на экситонную подсистему и изменить спектр отражения, как следствие температурного смещения края зоны изменения фононного спектра. Измерение скорости восстановления интенсивности отраженного зондирующего луча может дать информацию о динамике соответствующих процессах релаксации и механизмах возбуждения электронной подсистемы в полупроводниках.

Соответственно, цель работы заключается в изучении особенностей процессов возбуждения и релаксации носителей заряда в полупроводниковых материалах, подвергнутых воздействию коротких импульсов света в присутствии магнитного поля.

МЕТОД

В оптоволоконной схеме “накачка–зондирование” (рис. 1) используются два лазерных полупроводниковых источника – для генерации короткого мощного импульса накачки и непрерывного мало-мощного зондирующего излучения. Излучения импульсной накачки (2) на длине волны 1470 нм и непрерывного зондирования (3) 1530 нм объединяются на оптоволоконном спектральном сумматоре (1) для передачи по одному общему одномодовому световоду (9) в измерительную ячейку (11)

установки-источника сильного магнитного поля. Излучение импульсной накачки мощностью около 0.1 Вт вызывает локальный нагрев образца (12) на площадке диаметром 20–30 мкм. Длительность импульса лазера накачки составляет от 1 до 10 микросекунд (энергия до 1 мкДж). В результате нагрева изменяется комплексный показатель преломления образца [1–3] и, соответственно, его коэффициент отражения. Поскольку на ту же площадку падает постоянное зондирующее мало-мощное излучение (1 мВт) с длиной волны 1530 нм, то его интенсивность в отраженном свете также будет зависеть от температуры и температурно-зависимых параметров образца. Относительный термооптический коэффициент обычно не превышает 10^{-4} – 10^{-5} град $^{-1}$, поэтому целесообразно использовать методики с оптическим усилением сигнала в схеме с интерферометром. В нашем случае поверхности образца и торца световода разделены небольшим зазором и образуют низкодобротный интерферометр Фабри–Перо [6]. Выделение отраженного излучения на длине волны 1530 нм осуществляется на спектральном делителе (1). Результирующий сигнал термоотражения, синхронный с импульсом накачки, формируется на выходе фотоприемника (4).

По термоотражению можно определить скорость релаксации теплового возмущения на поверхности образца, вызванного импульсным нагревом. Интенсивность термоотражения на выходе интерферометра изменяется синхронно с импульсом накачки в виде изменения от времени амплитуды зондирующего излучения $\Delta I(t)$ в эквивалентной двухлучевой схеме [13–16]:

$$\Delta I(T, t) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(\Delta(T, t)), \quad (1)$$

где I_1 – интенсивность зондирующего луча, отраженного от торца световода, I_2 – интенсивность зондирующего луча, отраженного от поверхности образца, $\phi(T, t)$ – сдвиг фазы между отраженными лучами I_1 и I_2 . В опытах [6] наблюдается инверсия сигнала термоотражения при изменении зазора интерферометра, что говорит о преимущественном влиянии фазы $\Delta\phi(T, t)$. Следовательно, изменение выходного сигнала $\Delta I(t)$ от нагрева может происходить с изменением фазы $\Delta\phi(T, t)$ за счет температурного расширения образца или сдвига фазы при отражении зондирующего луча. Оценка влияния температурного расширения при нагреве на ~5 К и глубине прогрева ~10 мкм [5] дает смещение менее 1 нм, что недостаточно для величины наблюдаемых сигналов. Создание неравновесной плотности поверхностных свободных зарядов в процессе импульсного нагрева или фотовозбуждения может привести к изменению показателя преломления n и экстинкции k излучения на поверхности исследуемого образца. Поскольку для

нормально отраженного излучения от сильно поглощающей среды [13]:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2k}{(1 - n^2 - k^2)}, \quad (2)$$

то наблюдаемый сигнал на выходе интерферометра можно связать со сдвигом фазы зондирующего излучения при отражении от поверхности образца полупроводника с наведенным неравновесным зарядом [1–3, 9].

Известная проблема стабилизации среднего значения сигнала интерферометра в рабочей точке на середине линейного участка измерительной характеристики решается путем установки в измерительной ячейке цилиндрического пьезоэлемента (14) для подстройки рабочего зазора интерферометра при регулировке управляющего напряжения U [6]. Амплитуда регистрируемых на фотоприемнике в наших опытах изменений напряжения сигнала термоотражения, пропорциональных $\Delta I(t)$, не превышала 0.1 В при размере линейного участка около 3 В.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Отработка методики исследования на образцах полупроводниковых материалов проводилась в гелиевом криостате фирмы “Oxford Instruments”. На рис. 1 представлена блок-схема сборки вакуумной трубки (8) с измерительной ячейкой (11) в гелиевом криостате (7). В криостате размещается сверхпроводящий соленоид (10), позволяющий получать номинальное поле 12 Тл в центральном канале диаметром 40 мм. Трубка с измерительной ячейкой устанавливается в канале на участке с максимальной индукцией магнитного поля. Вакуумная трубка выполнена из нержавеющей стали. Ячейка внутри трубки закреплена на медном стержне, выполняющем функцию холодильника при погружении измерительной ячейки в гелиевый криостат. Элементы внешнего корпуса арматуры и разъемы имеют герметичную конструкцию для проведения экспериментов с откачкой воздуха с помощью вакуумного насоса (5). Для смены образца нижняя часть вакуумной трубки выполнена разъемной с отпайкой оловянно-свинцовым припоем. Вакуумный узел для оптического перехода выполнен в виде фланцевого разъема с герметичным уплотнителем. Для вывода электрических проводов установлен герметичный электрический разъем.

Для более эффективного охлаждения образца использовался теплообменный газ – газообразный гелий. С этой целью был изготовлен специальный узел подачи газообразного гелия. После достижения температуры жидкого гелия ячейка откачивалась повторно. Подготовка к измерениям включала монтаж образцов в ячейке, герметизацию, откачку воздуха, помещение вакуумной

трубки с ячейкой в центр сверхпроводящего соленоида, подключение измерительных приборов, напуск и откачку гелия в ячейке. Изменение температуры охлажденного образца производилось специально разработанным локальным управляемым миниатюрным нагревателем (13) под образцом. Температура образца непрерывно контролировалась датчиком, расположенным вблизи образца. На каждой выбранной температурной точке с помощью пьезоэлемента подстраивалась рабочая точка интерферометра так, чтобы величина напряжения на выходе фотоприемника была около 2 В. Регистрация сигнала с выхода фотоприемника осуществлялась цифровым осциллографом с синхронизацией от импульса накачки. Из-за низкого значения амплитуды сигнала измерения проводились в режиме накопления с пределом 256 циклов.

ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ

Все образцы были монокристаллическими и были выращены из расплава стандартным методом Бриджмена. Чтобы обеспечить n -тип проводимости, в качестве примеси в Ge использовалась сурьма, антимонид индия был легирован теллуром. Подготовка образцов ZnSe:Ni, n -InSb и n -Ge для измерения термоотражения включала механическую обработку и аттестацию. Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с характерными размерами $1 \times 2 \times 8$ мм³. Для проведения экспериментов грани образцов последовательно подвергались шлифовке на шлифовальной бумаге с различной зернистостью от 1500 до 5000 grit и затем полировке на сукне с использованием алмазной пасты с размером частиц 1 мкм. Для аттестации образец n -Ge дополнительно подвергся финальной химической полировке в 10% растворе перекиси водорода с добавлением КОН. После промывки в дистиллированной воде и просушки на образце сначала вжигались контактные площадки методом градиентной жидкофазной эпитаксии [17], а затем припаивались электрические контакты. Припоем служило олово с примесью сурьмы 1–5%. Токовые контакты целиком покрывали торцы образца, а зондовые имели диаметр 0.1–0.15 мм. Далее образец на кварцевой подложке помещался в печь и прогревался в течение 5–10 мин при 400°C в атмосфере гелия для формирования контактов, затем медленно в течение 1.5–2 ч охлаждался до комнатной температуры. Полученные таким способом контакты были омическими и обладали достаточной механической прочностью. Затем к токовым и потенциальным контактам припаивались залуженные оловом медные провода диаметром 0.06 мм. Образец n -InSb после полировки травился с использованием полирующего травителя CP-4(M) в течение 5 мин. Припоем для n -InSb служил индий.

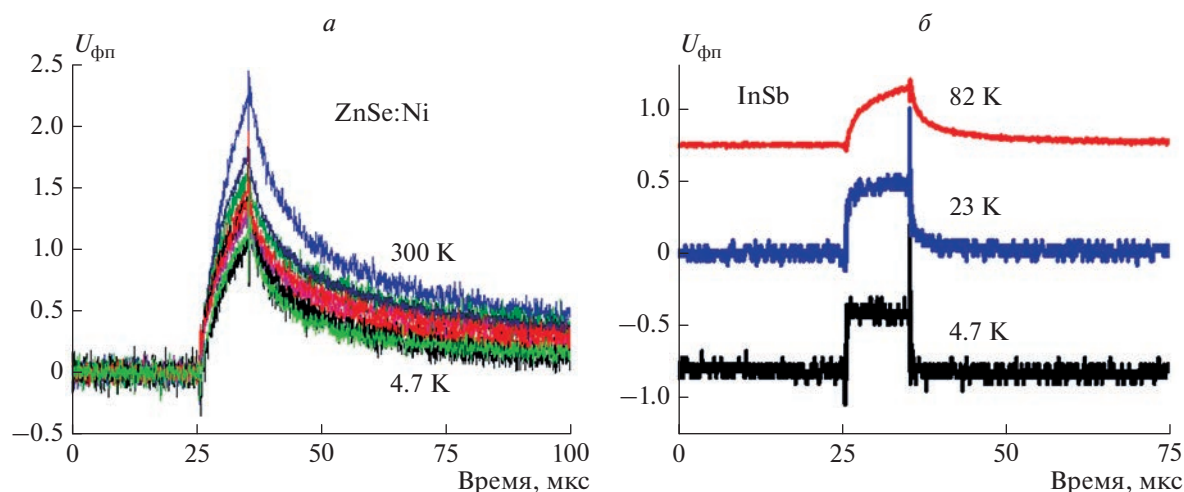


Рис. 2. Осциллограммы термооптических сигналов для образцов ZnSe:Ni (а) при температурах от 4.7 до 300 К (нижняя кривая соответствует температуре 4.7 К; верхняя кривая — 300 К) и *n*-InSb (б) при температурах 4.7; 23; 82 К. Для *n*-InSb наблюдается трансформация формы сигнала с понижением температуры.

Для аттестации образцов *n*-InSb, *n*-Ge измерялись эффект Холла и электросопротивление. Измерения проводились стандартным 4-х зондовым методом при комнатной температуре или температуре жидкого азота с разверткой по магнитному полю от -12 до $+12$ Тл. Из полученных данных для *n*-Ge были оценены концентрация электронов $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и удельное сопротивление $2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при комнатной температуре. Для *n*-InSb концентрация электронов составила $2.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при температуре жидкого азота, а их подвижность была $5.3 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$. Результаты аттестации как по *n*-Ge, так и по *n*-InSb находятся в хорошем согласии с литературными данными, что свидетельствует о достаточно высоком качестве образцов. Образец ZnSe:Ni был выращен методом Бриджмена в атмосфере инертного газа. Концентрация примеси Ni в ZnSe определялась методом рентгеновского микроанализа и составила $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование динамики затухания сигнала отраженного света было проведено по разработанной авторами методике на предварительно аттестованных образцах полупроводников. Эксперименты при низкой температуре были разделены на два поддиапазона температур: в азотном криостате от 78 до 200 К и в гелиевом криостате от 4.2 до 200 К. Ограничение максимального значения температуры было обусловлено снижением чувствительности датчика (германиевый терморезистор) с повышением температуры. Первоначально оценивались амплитуда и затухание отраженного зондирующего луча в серии импульсов с накоплением результата на запоминающем осциллографе для улучшения отношения сигнал/шум. Затем ва-

куумная трубка помещалась в азотный криостат. Для более быстрого охлаждения производился напуск газообразного гелия с последующей откачкой. Измерения проводились после охлаждения всех элементов измерительной ячейки в течение 0.5–1 ч. Установка необходимой температуры производилась путем регулировки тока локального нагревателя с контролем по датчику температуры образца (германиевый терморезистор). После установки температуры производили регулировку рабочей точки интерферометра изменением напряжения смещения пьезоэлемента. Положение рабочей точки контролировалось по среднему напряжению выхода фотоприемника и устанавливалось на линейном участке от 1.5 до 2.5 В. После достижения минимального дрейфа рабочей точки (менее 0.1 В/мин) производилось программное считывание данных с осциллографа. Эксперименты с гелиевым криостатом проводились аналогично. Длительность импульса накачки составляла 3–10 мкс. Более короткие импульсы не давали достаточной амплитуды сигнала для выделения на фоне шума. Для уменьшения погрешности измерений и повышения чувствительности для каждого образца было получено порядка 300 сканов (записей) процессов затухания отраженного сигнала в интервале температур 4.2–300 К в нулевом магнитном поле. Результаты показали хорошую повторяемость при условии однотипной первоначальной установки зазора световод-образец и соответствующей выдержке времени для установки температуры образца.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные экспериментальные данные для образцов ZnSe:Ni и *n*-InSb показаны на рис. 2 без магнитного поля, а при действии магнитного по-

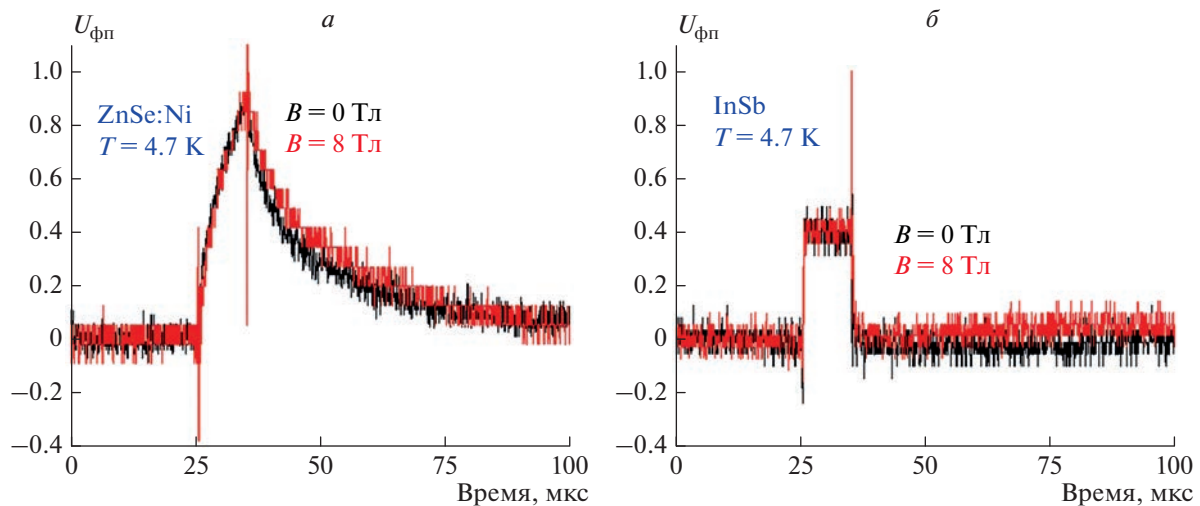


Рис. 3. Влияние магнитного поля на термооптические сигналы для образцов ZnSe:Ni, *n*-InSb. Длительность импульса накачки 10 мкс, температура 4.7 К, индукция магнитного поля 0 и 8 Тл.

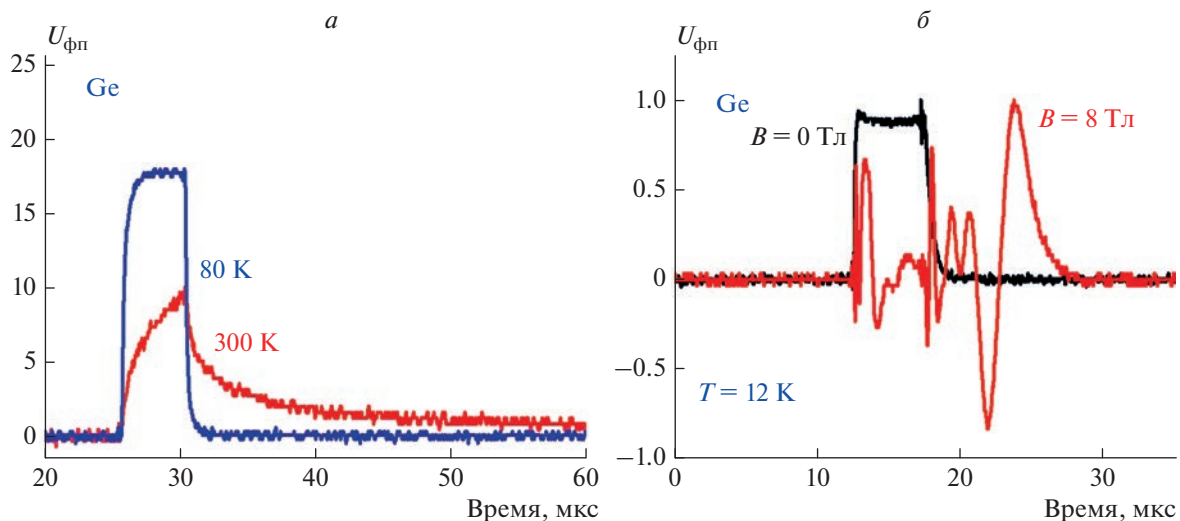


Рис. 4. Осциллограммы сигнала термоотражения от поверхности образца *n*-Ge при температурах 300 и 80 К (а). Трансформация термооптического сигнала в сигнал магнитотермоотражения на образце *n*-Ge (б). Длительность импульса накачки 5 мкс, температура 12 К, магнитное поле с индукцией 0 и 8 Тл, длительность процесса релаксации в поле 10–15 мкс.

ля с индукцией $B = 8$ Тл — на рис. 3. Влияния магнитного поля на рис. 3 не наблюдалось в пределах погрешности эксперимента. Кривые имеют подобный вид для относительно высоких значений температуры (150–300 К). Участок нагрева имеет вид нарастающей монотонной аperiodической зависимости, характерный для экспериментов с импульсным лазерным нагревом материалов без фазовых и структурных превращений [18]. Участок охлаждения — соответственно, спадающей монотонной аperiodической зависимости. Различия в теплофизических свойствах образцов проявляется как в амплитуде, так и в скорости

протекания регистрируемых зависимостей термоотражения. Однако в измеренном интервале температур 4.7–300 К подобная закономерность сохранялась только у образца ZnSe:Ni (рис. 2а). Для образцов *n*-InSb с уменьшением температуры ниже 50 К (рис. 2б) и *n*-Ge ниже 100 К (рис. 4а) наблюдалась постепенная трансформация сигнала к прямоугольному виду, повторяющему импульс накачки. При трансформации наблюдается суммарный сигнал с прямоугольной и аperiodической составляющими. Такое поведение может быть качественно истолковано как наложение тепловых и фотоэлектронных явлений [18, 19].

Как известно, длинноволновый край полосы оптического поглощения Ge и InSb сдвигается с понижением температуры в сторону более коротких длин волн. Соответственно, для используемой длины волны зондирующего излучения 1530 нм поглощение падает с понижением температуры, а глубина проникновения в образец растет. Кроме того, с понижением температуры растут теплопроводность и температуропроводность образцов. Таким образом, нагрев вещества проникающим излучением уменьшается, и становятся более заметными фотоэлектронные явления. В отличие от образцов ZnSe:Ni, *n*-InSb на рис. 3 при исследовании образца *n*-Ge (рис. 4) было отмечено значительное искажение сигнала термоотражения в магнитном поле при температурах ниже 40 К (рис. 4б). Сигнал, близкий к прямоугольному в нулевом магнитном поле, в поле более 2 Тл, приобретал вид осциллирующих затухающих колебаний на фронтах импульса накачки. Отметим значительную длительность (10–15 мкс) наблюдаемого переходного колебательного процесса магнитотермоотражения для образца *n*-Ge. Оценка сверху времени тепловой релаксации системы в условиях нагрева участка образца радиусом около 10^{-5} м и температуропроводности германия при 10–30 К более $10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [20] дает на порядок меньшие значения, чем наблюдаемое время релаксации сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение полученных временных зависимостей сигналов термоотражения и магнитотермоотражения для образцов ZnSe:Ni, *n*-InSb и *n*-Ge в исследованном температурном диапазоне показывает различие процессов возбуждения и релаксации носителей заряда в полупроводниковых материалах под действием импульса инфракрасного излучения на участках спектра вдали и вблизи края их собственного поглощения. Магнитное поле практически не влияет на процессы релаксации отраженного света в образцах ZnSe:Ni и *n*-InSb вдали от края собственного поглощения. В то же время для образца *n*-Ge вблизи края собственного поглощения ниже 40 К наблюдалась радикальная трансформация сигнала под действием магнитного поля выше 2 Тл. Время затухания осцилляций магнитотермоотражения после воздействия импульса накачки оказалось на порядок больше, чем верхняя оценка времени тепловой релаксации в германии. Наблюдаемое явление, вероятно, отражает процессы перестройки электронной подсистемы *n*-Ge — сдвиг края поглощения. Также, возможно проявление перестройки в экситонной подсистеме или особенностей релаксации наведенного неравновесного заряда в непрямозонных полупроводниках [2], к которым относится германий. Точная информация

может быть получена при исследованиях образцов *n*-Ge с концентрацией электронов как выше, так и ниже перколяционного перехода металл-диэлектрик.

Таким образом, можно сделать следующие выводы: исследования временных, температурных и магнитных зависимостей термооптических сигналов для полупроводниковых материалов ZnSe:Ni, *n*-InSb и *n*-Ge с разной шириной запрещенной зоны показали различные результаты вследствие наложения тепловых и фотоэлектронных явлений с различным временем релаксации. Разработанная оптическая методика накачки-зондирования и анализа термоотражения полупроводниковых материалов в магнитных полях может быть применена широким кругом исследователей на стандартных измерительных установках и дать дополнительную информацию об электронных процессах возбуждения и релаксации в полупроводниках.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00789, <https://rscf.ru/project/22-29-00789/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алферов Ж.И., Вавилов В.С. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973. 456 с.
2. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 560 с.
3. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников М.: Наука, 1977. 366 с.
4. Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Бессонов В.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1482; Sukhorukov Yu.P., Telegin A.V., Bessonov V.L. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1275.
5. Ганьшина Е.А., Припеченков И.М., Перова Н.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 328; Ganshina A.A., Pripechenkov I.M., Perova N.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 282.
6. Starostin A.A., Shangin V.V., Lonchakov A.T. et al. // Annalen der Physik. 2020. V. 532. No. 8. Art. No. 1900586.
7. Romanova E., Kuzutkina Y., Shiryayev V. et al. // J. Non-Cryst. Solids. 2018. V. 480. P. 13.
8. Ваксман Ю.Ф., Ницук Ю.А., Яцун В.В. и др. // ФТП. 2010. Т. 44. № 2. С. 149; Vaksman Y.F., Nisuk Y.A., Yatsun V.V. et al. // Semiconductors. 2010. V. 44. No. 2. P. 141.
9. Прохоров А.М. Исследования неравновесных носителей в германии при низких температурах. М.: Наука, 1985. 166 с.
10. Сейсян Р.П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 284 с.
11. Сейсян Р.П. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 5. С. 833; Seisyan R.P. // Phys. Solid State. 2016. V. 58. No. 5. С. 859.
12. Сейсян Р.П., Савченко Г.М., Аверкиев Н.С. // ФТП. 2012. Т. 46. № 7. С. 896; Seisyan R.P., Savchenko G.M., Averkiev N.S. // Semiconductors. 2012. V. 46. No. 7. P. 873.

13. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2010. 848 с.
14. Удд Э. Волоконно-оптические датчики. М.: Техносфера, 2008. 520 с.
15. Бутусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П., Пал Б.П. Волоконная оптика и приборостроение. Л.: Машиностроение, 1987. 328 с.
16. Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
17. Лозовский В.Н., Лукин Л.С., Благин А.В. Градиентная жидкофазная кристаллизация многокомпонентных полупроводниковых материалов. Ростов-на-Дону: Изд.: СКНЦ ВШ, 2003. 376 с.
18. Скворцов Л.А. Основы фототермической радиометрии и лазерной термографии. М.: Техносфера, 2017. 218 с.
19. Тауц Я. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 253 с.
20. Новицкий Л.А., Кожевников И.Г. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. М.: Машиностроение, 1975. 216 с.

Investigation of semiconductor materials by the thermo-optical method in a magnetic field

A. N. Kotov^{a, *}, A. A. Starostin^a, V. V. Shangin^a, S. B. Bobin^b, A. T. Lonchakov^b

^a*Institute of Thermal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, 620016 Russia*

^b*Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, 620108 Russia*

^{*}*e-mail: artem625@mail.ru*

The results of studying the effect of temperature and magnetic field on the relaxation of the thermo-optical signal in semiconductor samples with different electronic spectra *n*-Ge, *n*-InSb, ZnSe:Ni are presented. The results were obtained using a two-beam fiber-optic “pump–probe” method with a Fabry–Perot interferometer in the temperature range from 4.2 to 300 K with the application of a magnetic field up to 8 T. The significant change of behavior of reflected probing beam with wavelength of 1530 nm was found after the action of a pump pulse for the sample of *n*-Ge at temperatures below 30 K and a field induction of more than 2 T. This phenomenon is caused by transformation of electronic structure.

Keywords: thermo-optical phenomena, optical pumping–probing, fiber-optic Fabry–Perot interferometer, thermal reflection, magnetic field, electronic structure, relaxation processes in semiconductors