

Термо- и фотостимулированная деполяризация в самокомпенсированных кристаллах $\text{CdF}_2 : \text{Ga}$, $\text{CdF}_2 : \text{In}$

© А.С. Щеулин, А.К. Купчиков, А.И. Рыскин

Всероссийский научный центр "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова",
199034 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 4 февраля 1999 г.)

Исследована проводимость полупроводниковых кристаллов CdF_2 , легированных донорными примесями индия и галлия и находящихся в полуизолирующем состоянии. Причиной последнего является самокомпенсация примесей, состоящая в том, что их половина образует глубокие двухэлектронные $DХ$ -центры, а вторая половина находится в ионизованном состоянии. Изучены фото- и термостимулированная деполяризации этих кристаллов. Показано, что наблюдавшиеся явления поляризации/деполяризации носят нелокальный характер и обусловлены изменением положений имеющихся в таких кристаллах зарядов. Это изменение формально можно рассматривать как смещение зарядов на макроскопические расстояния, существенно большие межатомных. Обсуждаются механизмы этих явлений.

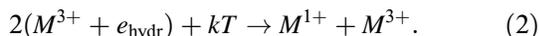
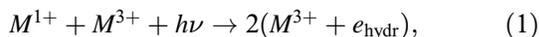
В настоящей работе изучается действие и последствие внешнего электрического поля на полупроводниковые кристаллы, в которых носители заряда локализованы на достаточно глубоких уровнях, благодаря чему кристалл находится в полуизолирующем состоянии; обладая низкой проводимостью, он фактически может рассматриваться как диэлектрик. Подобное состояние характерно, в частности, для кристаллов соединений III–V и II–VI, содержащих $DХ$ -центры. В таких кристаллах электроны донорных примесей локализуются на примесных ионах парами; этот процесс как правило сопровождается значительным локальным искажением решетки, за которым укоренилось название "большая релаксация решетки" [1]. При этом половина донорных центров оказываются лишенными валентных электронов, т.е. ионизованными (d^+ -состояние). Подобное распределение заряда между примесями (их самокомпенсация) переводит кристалл в полуизолирующее состояние: поскольку энергия связи $DХ$ -центра сравнительно велика, проводимость кристалла, у которого валентные электроны примесей локализованы на этих центрах, оказывается малой. Полуизолирующее состояние таких кристаллов реализуется при достаточно низкой температуре T (в $\text{GaAlAs}:\text{Si}$, например, при $T < 50\text{ K}$). Фотовозбуждение кристалла, ионизирующее $DХ$ -центры, при этой температуре не приводит к обратному захвату электронов на ионизованный (одноэлектронный) центр, поскольку при образовании $DХ$ -центра происходит сильное искажение решетки, для чего необходима значительная термическая энергия. Таким образом, под действием света примесные центры переходят в "обычное" донорное состояние, и кристалл приобретает проводимость, которая сохраняется после выключения света в течение достаточно большого (определяемого температурой кристалла) времени — это так называемая долговременная фотопроводимость, являющаяся наиболее характерным свойством кристаллов с $DХ$ -центрами [2,3]

Нами исследованы проводимость и влияние электрического поля на полуизолирующие кристаллы CdF_2 ,

содержащие примеси Ga и In. Кристалл CdF_2 имеет структуру флюорита (симметрия O_h) и является широкозонным ($\sim 7.8\text{ eV}$) диэлектриком. Его структура может быть представлена в виде последовательности фторных кубов, половина центральных позиций которых занята ионами кадмия. Он легко и в больших количествах легируется ионами III столбца периодической системы (если их ионные радиусы не слишком сильно отличаются от радиуса кадмия); компенсирующие избыточный заряд примеси ионы F^- располагаются в междоузлиях — "пустых" центральных позициях указанных выше кубов. Подобный кристалл также не обладает проводимостью. Однако его прогревание в восстановительной атмосфере водорода или паров металла (аддитивное окрашивание) приводит к уходу части или всех ионов фтора из объема кристалла, при этом их электроны локализуются на примесях, образуя водородоподобное донорное состояние с энергией связи $\sim 0.1\text{ eV}$ (эта энергия много больше энергии связи доноров в типичных полупроводниках). В результате этой процедуры кристалл приобретает заметную проводимость и становится полупроводником n -типа. Его монополярность обеспечивается отсутствием дырочной проводимости во фториде кадмия.

Из числа указанных примесей две — Ga и In — помимо "мелкого" донорного состояния ($M^{3+} + e_{\text{hydr}}$, $M = \text{Ga}, \text{In}$) образуют "глубокое" — основное состояние, которое характеризуется большой релаксацией решетки (рис. 1). Эта релаксация обуславливает потенциальный барьер, отделяющий метастабильное донорное состояние от основного. Высота барьера для In меньше 0.1 eV , а для Ga порядка 1 eV [4] (это наиболее высокий барьер, наблюдавшийся в примесных центрах такого типа). С каждым из этих двух состояний связана широкая и интенсивная фотоионизационная полоса поглощения, располагающаяся для глубокого уровня в ультрафиолетовой (УФ) — видимой области спектра, а для мелкого — в инфракрасной (ИК) области [5–7]. В качестве примера на рис. 2 приведен фрагмент спектра поглощения кристалла $\text{CdF}_2 : \text{In}$.

Ранее было показано, что глубокое состояние этих двух примесей имеет отрицательную корреляционную энергию и содержит два электрона, т.е. может рассматриваться как однозарядный ион M^{1+} [4,8–12]. Таким образом, оно является аналогом DX -состояния в типичных полупроводниках и обладает всеми его свойствами. Вследствие перехода большинства центров в основное — глубокое состояние, при достаточно низкой температуре в кристалле оказывается равное количество DX -центров и ионизованных доноров (M^{3+}) при относительно малой концентрации мелких центров, т.е. кристалл самокомпенсируется. В его спектре поглощения представлена только УФ-видимая полоса. Освещение кристалла в ней приводит к фотопревращению глубоких центров в мелкие согласно реакции (1).



При этом в спектре исчезает УФ-видимая полоса и появляется ИК-полоса (рис. 2). Реакции (1) и (2) лежат в основе использования кристаллов $\text{CdF}_2:\text{M}$ как сред для реверсивной записи голографических решеток [13–16].

Будучи метастабильным, мелкое состояние при достаточно низкой температуре сохраняется неограниченно долгое время. В согласии с приведенными выше величинами потенциальных барьеров, температура, выше которой в соответствии с реакцией (2) начинается быстрый распад метастабильного состояния, составляет ~ 40 К для In и ~ 200 К для Ga . В [12] показано, что в $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ имеется еще один — низкотемпературный канал распада метастабильного состояния, который связывается с наличием в этом кристалле второго глубокого центра Ga .

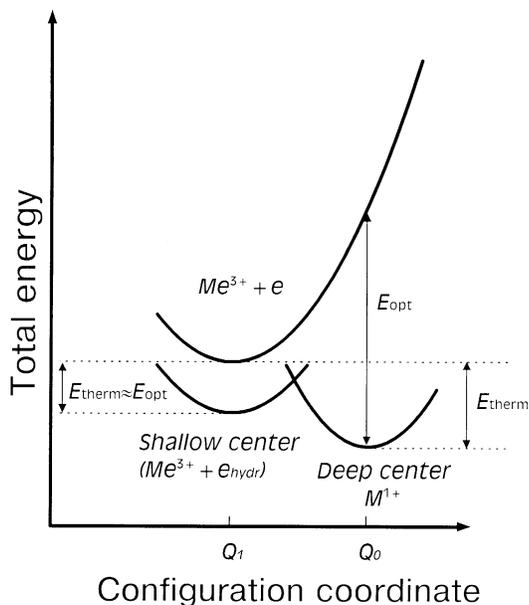


Рис. 1. Конфигурационная диаграмма бистабильного центра в CdF_2 . Термическая и оптическая энергии ионизации примерно равны для мелкого и сильно различаются для глубокого состояния центра.

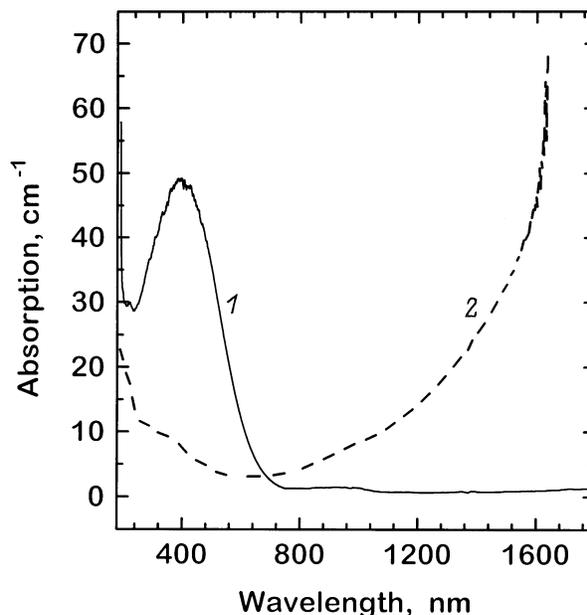


Рис. 2. Фрагмент спектра поглощения кристалла $\text{CdF}_2:\text{In}$ ($N_{\text{In}} = 2.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) при $T = 5$ К до (1) и после облучения в УФ-видимой полосе (2). На нем виден лишь коротковолновый край ИК-полосы поглощения, максимум которой расположен в области $6 \mu\text{m}$.

Этот канал эффективно действует лишь в низкоконцентрированных кристаллах $\text{CdF}_2:\text{Ga}$. В дальнейшем мы не включаем его в рассмотрение: нетрудно показать, что его учет не изменяет выводов настоящего исследования.

Согласно недавно выполненным расчетам [17], для обеих примесей глубокое состояние центра сильно искажено относительно соответствующего фрагмента регулярного кристалла: в нем примесный ион смещается вдоль оси четвертого порядка, т.е. в направлении междоузлия, и переходит в соседний (пустой) фторный куб. Это состояние обладает, следовательно, заметным дипольным моментом.

Как будет показано далее, приложение электрического поля к самокомпенсированному кристаллу $\text{CdF}_2:\text{M}$ поляризует его, о чем можно судить по возникновению электродвижущей силы (ЭДС), сопутствующей деполяризации кристалла под действием тепла или света. Анализ этого эффекта приводит к заключению о том, что поляризация/деполяризация кристалла происходит путем смещения связанных с примесью зарядов на макроскопические расстояния. Обсуждаются возможные механизмы этого смещения.

1. Образцы и методика эксперимента

Кристаллы $\text{CdF}_2:\text{Ga}$, $\text{CdF}_2:\text{In}$ были выращены по методу Стокбаргера–Бриджмена и аддитивно окрашены в парах калия. Концентрация активной (восстановленной) примеси в них N_M определялась по поглощению в

фотоионизационной полосе поглощения мелких центров (см. [18]) и составляла $(10^{16} - 5 \cdot 10^{18}) \text{ cm}^{-3}$.

Электрические измерения проводились в постоянном электрическом поле. К образцу, имеющему форму параллелепипеда с типичными размерами $6 \times 6 \times 2 \text{ mm}^3$, через индиевые контакты, нанесенные на широкие плоскости, прикладывалось постоянное электрическое поле. Образец находился в криостате типа УТРЕКС, температура в котором регулировалась в пределах (64–300) К. Были исследованы температурная зависимость проводимости кристаллов, их вольтамперные характеристики и кинетика деполяризации. Эта кинетика измерялась следующим образом. В течение длительного времени порядка часа к образцу, находившемуся при фиксированной температуре в диапазоне (64–100) К прикладывалось поле до 500 В, которое, как ясно из дальнейшего, поляризовало его. Далее электроды образца закорачивались в течение нескольких секунд для снятия остаточного статического заряда, после чего к образцу подключался вольтметр ВК2-16, измерявший разность потенциалов на контактах. Измерения напряжения на образце производились в течении времени от нескольких минут до нескольких часов в зависимости от скорости релаксации. Емкость измерительной цепи имела величину $\sim 280 \text{ pF}$.

Изучалось также влияние на электрические свойства кристаллов облучения светом в области фотоионизационной полосы поглощения глубоких центров (300–600 nm). Облучение производилось через полированные боковые плоскости образца.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Температурная зависимость проводимости. При комнатной температуре кристаллы в зависимости от типа и концентрации активной примеси имеют сопротивление в пределах $(0.1 - 10^4) \Omega \cdot \text{cm}$ и являются "хорошими" полупроводниками *n*-типа. Их вольт-амперные характеристики практически линейны, изменение полярности приложенного напряжения почти не меняет их сопротивления, временная задержка между приложением напряжения и электрическим током не наблюдается. Таким образом, используемые контакты можно с разумной точностью считать омическими.

Анализ температурной зависимости проводимости σ с помощью графика Аррениуса показывает для обеих примесей наличие двух активационных энергий: для In — $\sim 0.18 \text{ eV}$ в диапазоне (300–200) К и 0.10 eV в диапазоне (100–64) К, для Ga — 0.22 eV в диапазоне (300–260) К и 0.12 eV в диапазоне (150–64) К. В качестве примера на рис. 3 показан график Аррениуса для одного из образцов $\text{CdF}_2:\text{Ga}$. Учитывая результаты, полученные нами при изучении оптических спектров этих кристаллов [4,11,12], и литературные данные [5–7,19], можно предположить, что для обоих ионов первая энергия отражает процесс "подпитки" глубокими уровнями мелких донорных уровней, находящихся в равновесии с зоной проводимости, а

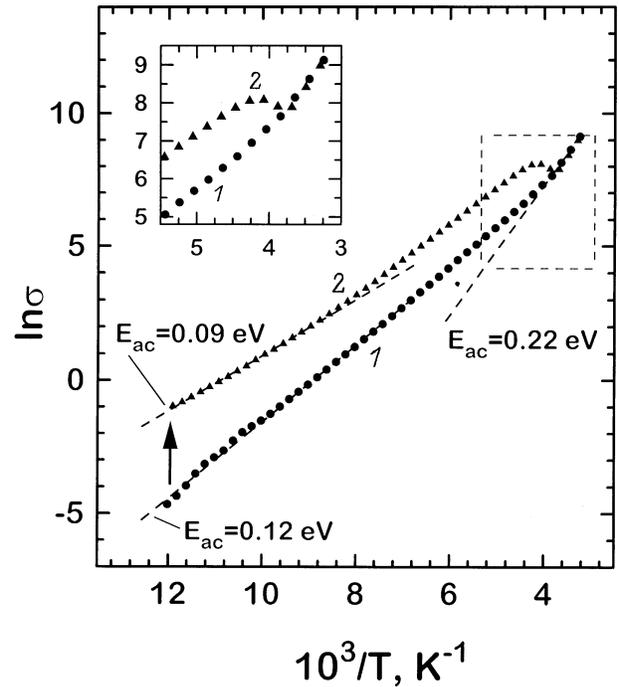


Рис. 3. График Аррениуса для проводимости кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ ($N_{\text{Ga}} \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) при медленном охлаждении кристалла (1) и при медленном нагревании охлажденного кристалла, подвергнутого кратковременной засветке (2). Прямые линии показывают участки графиков, которым может быть приписана определенная энергия активации (E_{ac}). Стрелка указывает изменение проводимости после засветки. На вставке в укрупненном масштабе показан фрагмент графика, обозначенный пунктирным прямоугольником.

вторая характеризует глубину залегания последних. Если принять это предположение и пренебречь зависимостью подвижности электронов от температуры, то мы получим следующие энергии связи (термической энергии ионизации) для глубоких и мелких уровней в CdF_2 для In — 0.29 и 0.10 eV , для Ga — 0.34 и 0.12 eV соответственно. Эти величины не сильно отличаются от значений, полученных ранее в оптических экспериментах для In (0.25 [5] и 0.10 eV [19]) и Ga (0.39 [11,12] и 0.12 eV [20]). Учитывая грубость использованного предположения о подвижности электронов, в целом можно констатировать разумное согласие энергий связей, полученных из анализа электрических и оптических экспериментов.

Изложенное выше иллюстрирует электронную природу проводимости полупроводникового фторида кадмия, которая обусловлена заселением зоны проводимости в результате термоионизации мелких донорных уровней.

В диапазоне температур ниже 100 К проводимость кристаллов становится низкой, и при приложении к образцу напряжения в нем наблюдается температурно-зависимый, длительный (до часа) переходный процесс, приводящий к уменьшению его сопротивления во времени. В этой температурной области кристаллы почти самокомпенсированы. Величина их сопротивления

свидетельствует об определенном заселении донорных состояний, особенно для Ga, но и для него большинство электронов проводимости при этих условиях локализовано на глубоких центрах.

Облучение кристаллов светом в этом диапазоне температур приводит к длительно сохраняющейся после выключения света повышенной проводимости — долговременной фотопроводимости, обусловленной фотопревращением основного состояния в метастабильное (рис. 3; подчеркнем для ясности, что термином "долговременная фотопроводимость" обозначается темновая проводимость, возникшая после освещения кристалла). При $T < 200$ К метастабильное состояние в кристалле $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ устойчиво, т.е. после фотоконверсии глубоких центров в мелкие их обратного термопревращения практически не происходит [12]. График Аррениуса долговременной фотопроводимости в этой температурной области (рис. 3) дает несколько меньшее значение энергии активации (0.09 eV) нежели приведенное выше для темновой проводимости того же кристалла (0.12 eV). Возможно, это связано с изменением неучитываемой нами подвижности электронов: различные условия для рассеяния электронов в неосвещенном и освещенном образцах могут приводить к такому эффекту. В области температур выше 200 К происходит термопревращение мелких центров в глубокие, между ними устанавливается термическое равновесие, и долговременная фотопроводимость исчезает, что и иллюстрирует вставка на рис. 3. Аналогичные явления наблюдаются и для кристалла $\text{CdF}_2:\text{In}$, однако для него метастабильное состояние устойчиво при $T < 40$ К, поэтому в исследованном диапазоне температур фотоиндуцированная — долговременная проводимость медленно релаксирует.

2.2. Термостимулированная деполяризация кристаллов. Кинетика деполяризации для всех исследованных образцов имеет сходный характер. После выключения электрического поля, действовавшего на образец в течение длительного времени, и снятия статического заряда, регистрируемый вольтметром сигнал возрастает по закону, близкому к экспоненциальному, достигает максимума и медленно спадает (рис. 4). Последний процесс соответствует разряду напряжения; большая постоянная времени цепи разряда определяет медленность спада. Величина амплитуды и знак сигнала зависят от величины и знака приложенного поля (рис. 5). Это показывает, что наблюдаемый отклик обусловлен процессами релаксации в кристалле, подвергнутом действию поля, т.е. он представляет термостимулированную деполяризацию кристалла. Поле поляризует диэлектрик каковым, в сущности, является кристалл при низкой температуре. В течение релаксационного процесса в кристалле действует ЭДС, создающая на обкладках разность потенциалов, которая и регистрируется вольтметром. Процесс распада сформированного полем состояния кристалла представляет его термостимулированную деполяризацию. Чем ниже сопротивление образца, тем быстрее он деполяризуется.

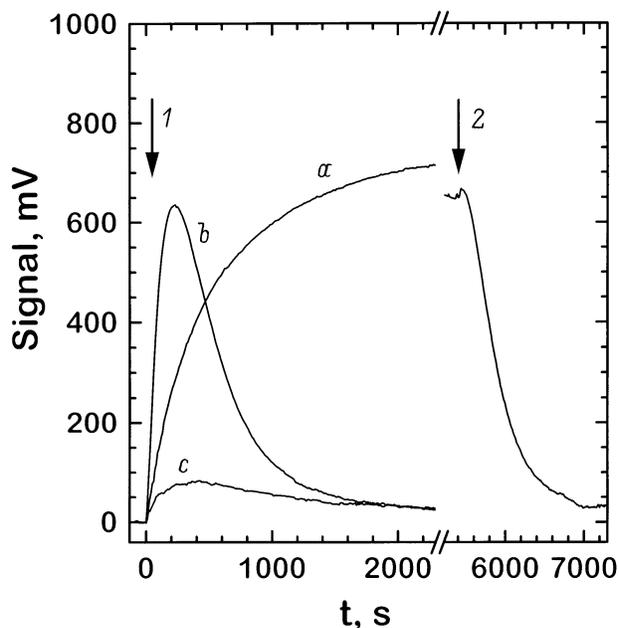


Рис. 4. Сигнал термостимулированной (а) и фотостимулированной (b) деполяризации кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ ($N_{\text{Ga}} \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), поляризованного в поле 450 В/см при $T = 64$ К. Стрелками указаны моменты включения света: непосредственно после включения измерительного вольтметра (1) и после окончания процесса термостимулированной деполяризации (2). Кривая (с) показывает термостимулированную деполяризацию кристалла, поле к которому приложено после окончания процесса (b).

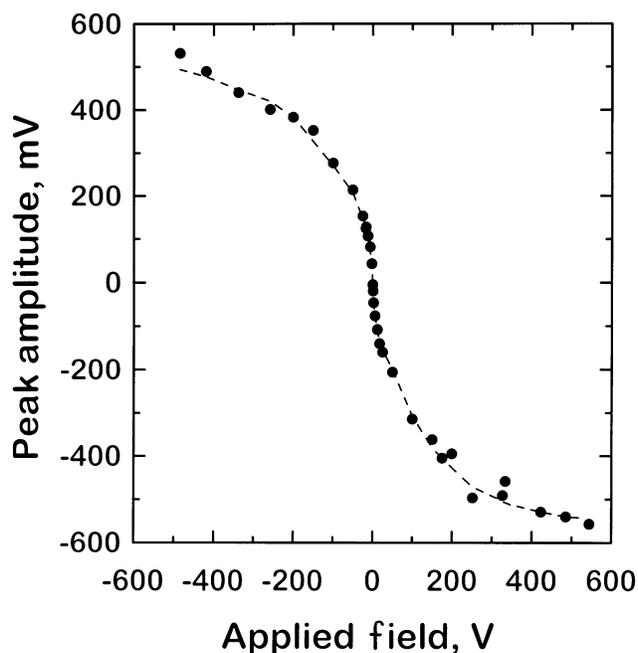


Рис. 5. Зависимость сигнала термостимулированной деполяризации кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ ($N_{\text{Ga}} \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) от приложенного напряжения при $T = 77$ К.

Поляризация кристалла с DX -центрами может носить как локальный, так и нелокальный характер. Поляризация первого типа может возникать из-за наличия у DX -центра дипольного момента. В этом случае она вызывается переориентацией хаотически ориентированных дипольных моментов глубоких (DX) центров по полю, при этом степень их ориентации будет зависеть от величины момента \mathbf{p} , от поля \mathbf{E} и температуры. Полевая зависимость поляризации в этом случае описывается функцией Ланжевена. Амплитуда сигнала поляризации

$$U = n_p p = n_p P \left[\text{cth}(a) - \frac{1}{a} \right], \quad (3)$$

где n_p — общее число диполей в объеме образца, p — средняя величина проекции дипольного момента \mathbf{p} на направление поля и $a = \mathbf{pE}/kT$.

Нелокальной мы называем поляризацию, обусловленную смещением (перераспределением) зарядов в решетке под действием поля.

Если предположить, что полевая зависимость поляризации описывается функцией Ланжевена (3), то, зная концентрацию активных центров в кристалле, можно с помощью этой формулы по экспериментальным данным определить величину дипольного момента. Поскольку экспериментальная зависимость достаточно сильно отклоняется от (3) (отметим, в частности, отсутствие насыщения в области больших полей), эта процедура неустойчива и позволяет лишь оценить интервал возможных значений $p = (100-1000)$ деbye. Столь высокие значения нереалистичны для локального диполя, момент которого обусловлен смещением ионов, входящих в состав DX -центра, на расстояния порядка межатомных (см. выше) и имеет величину $p \sim 1$ деbye. В кристаллах $\text{CdF}_2:\text{M}$ возможно в принципе наличие еще одного типа локальных диполей. Аддитивное окрашивание может приводить к неполному восстановлению примеси. В таком случае, в окрашенном кристалле останется некоторое количество ионов F^- и соответственно такое же количество ионов M^{3+} . Они могут быть ассоциированы в дипольные пары $\text{F}^- + \text{M}^{3+}$. Существование таких пар наблюдалось, в частности, в кристаллах SrF_2 со структурой флюорита, активированных редкоземельными ионами [21–23]. Дипольный момент такой пары также порядка 1 дебая, и, следовательно, изложенные выше количественные соображения относятся и к подобным диполям. То, что они не вносят вклад в термостимулированную деполяризацию $\text{CdF}_2:\text{M}$, подтверждается и существованием фотостимулированной деполяризации этих кристаллов (см. далее): очевидно, что поляризация/деполяризация, создаваемая такими диполями, не может зависеть от подсветки.

Таким образом, наблюдаемая поляризация имеет нелокальный характер и обусловлена перемещением зарядов на макроскопические расстояния существенно большие постоянной решетки. В полупрозрачном кристалле $\text{CdF}_2:\text{M}$ естественно сопоставить эти заряды глубоким (DX) центрам и ионизованным донорам (d^+), имеющим

заряды соответственно -1 и $+1$ относительно катионной позиции. Предположение о нелокальном характере наблюдаемых явлений подтверждается результатами опытов по действию подсветки на кристалл, поляризованный электрическим полем.

2.3. Фотостимулированная деполяризация кристаллов. Освещение кристаллов приводит к различным эффектам в зависимости от проводимости кристаллов. Для высокоомных образцов с малой концентрацией активной примеси включение подсветки непосредственно после выключения поля и снятия статического заряда приводит к быстрому (в масштабе термодепляризационных явлений) нарастанию и спаду отклика. Ее включение в ходе термостимулированной деполяризации производит тот же эффект. Чем на более поздней стадии этого процесса действует подсветка, тем меньше величина индуцируемого ею фотоотклика, однако за ним всегда следует быстрый спад (рис. 4). Знак отклика зависит от знака приложенного напряжения, это позволяет идентифицировать отклик как фотостимулированную деполяризацию образца.

Для низкоомных (высококонцентрированных) образцов подсветка вызывает очень быстрый фотоотклик с выходом на постоянный сигнал, знак которого, равно как и знак быстрого отклика, не зависит от знака приложенного напряжения и который, следовательно, не может рассматриваться как сигнал фотостимулированной деполяризации (рис. 6).

Рассмотрим действие освещения на высокоомные образцы. Подсветка ионизует глубокие центры, т. е. производит их фотопревращение в мелкие согласно реак-

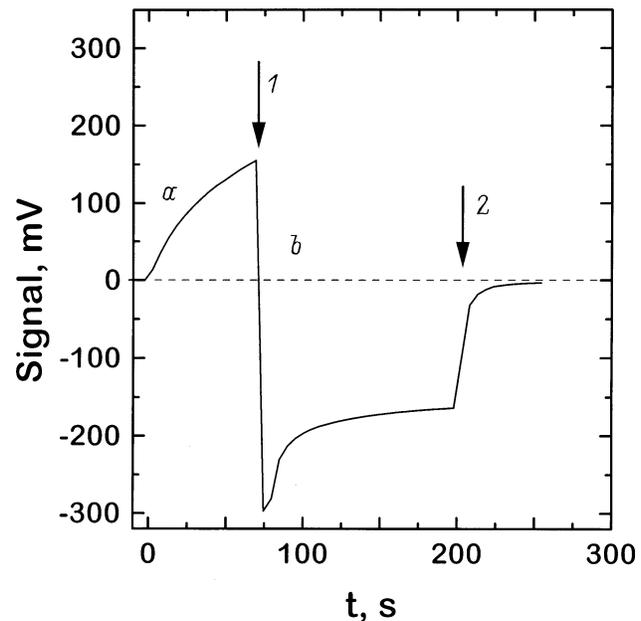


Рис. 6. Сигнал термостимулированной деполяризации (a) и фотоотклик (b) кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ ($N_{\text{Ga}} = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) поляризованного в поле 210 V/cm при $T = 69 \text{ K}$. Стрелками показаны моменты включения (1) и выключения (2) света.

ции (1). Вызывая движение электронов, захваченных донорными ионами (водородоподобный центр — это нейтральное состояние донора), подсветка ускоряет деполяризацию кристалла. Этот процесс развивается достаточно быстро из-за значительной концентрации свободных электронов в фотоконвертированном образце, обладающем долговременной фотопроводимостью. Таким образом, предположение о том, что поляризация образца обусловлена перераспределением заряда в ансамбле удаленных доноров, позволяет в соответствии с представлениями о фотохромных превращениях в кристаллах $\text{CdF}_2:\text{M}$ [4,8–12] объяснить и явление их фотостимулированной деполяризации.

Если приложить электрическое поле к фотодеполяризованному кристаллу (после выключения подсветки), то наблюдается слабый по амплитуде отклик, форма которого повторяет фотоотклик (рис. 4). По-видимому, он обусловлен наличием в таком кристалле остаточной концентрации глубоких центров (и соответственно ионизованных доноров).

В низкоомных образцах долговременная фотопроводимость столь велика, что происходит чрезвычайно быстрая деполяризация образца, и после переходного процесса в нем генерируется фотоэдс, т.е. он работает как фотодиод (рис. 6). При приложении внешнего поля к предварительно освещенному образцу через него течет большой ток, и выключение напряжения не влечет за собой какого-либо отклика.

2.4. Механизмы поляризации и деполяризации. Изложенное выше показывает, что поляризация кристаллов $\text{CdF}_2:\text{M}$ во внешнем электрическом поле обусловлена перераспределением зарядов в ансамбле удаленных друг от друга доноров. В результате приложения поля концентрация DX -центров в области, прилегающей к положительному контакту, превышает концентрацию ионизованных доноров, т.е. в ней формируется объемный заряд, ограничивающий перенос заряда через контакт [24]. Последний в этих условиях перестает быть омическим. Грубая оценка толщины слоя, занимаемого объемным зарядом, основанная на величине отклика при данных параметрах электрической цепи, дает значения от микрон в высококонцентрированных образцах до долей миллиметра в низкоконцентрированных. Деполяризация состоит в рассасывании объемного заряда под действием тепла или света.

Освещение кристалла переводит доноры в метастабильное состояние; для Ga оно существует при температуре опыта очень долгое время, для In — релаксирует за время от часа до суток в зависимости от температуры. После освещения кристалла эффективность формирования объемного заряда существенно понижается (в низкоомных образцах до нуля).

Поскольку при температуре эксперимента сами доноры пространственно-фиксированы (ионное движение во фториде кадмия при $T < 100\text{ K}$ невозможно), принципиальное значение имеет вопрос о механизмах переноса заряда между ними. В освещенном кристалле этот меха-

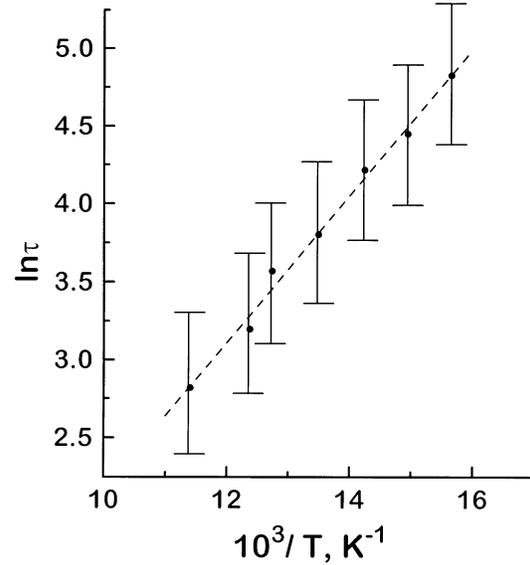


Рис. 7. График Аррениуса для постоянной времени τ процесса нарастания сигнала термостимулированной деполяризации кристалла $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ ($N_{\text{Ga}} \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

низм очевиден. Подсветка в УФ-видимой полосе разрушает глубокие (DX) центры, а возникающие при этом фотоэлектроны захватываются ионизованными донорами (d^+); таким образом, перераспределение заряда в данном случае осуществляется свободными электронами.

Что касается механизма поляризации/термодеполяризации, то возможно, что и в этом случае за перераспределение зарядов ответственны свободные электроны, число которых в изучаемом диапазоне температур ((64–100) K) хотя и мало, но конечно. Следует однако упомянуть о следующем противоречивом обстоятельстве. Описывая закон нарастания сигнала экспонентой и определяя ее постоянную времени τ для различных температур, можно по графику Аррениуса определить энергию активации процесса термодеполяризации (для $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ $(0.04 \pm 0.02) \text{ eV}$, рис. 7). Эта энергия заметно меньше энергии мелких доноров ($\sim 0.1 \text{ eV}$). В настоящее время мы не можем объяснить этого расхождения и вынуждены ограничиться констатацией.

Таким образом в настоящей работе явления поляризации/деполяризации в полуизолирующих кристаллах CdF_2 с примесями Ga или In свидетельствуют о том, что эти явления носят нелокальный характер. Они обусловлены изменением положений имеющихся в таких кристаллах зарядов, которое формально можно рассматривать как их смещение на макроскопические расстояния, существенно большие межатомных. Такими зарядами в этих кристаллах являются DX -центры и ионизованные доноры, имеющие заряды -1 и $+1$ относительно катиона. В ходе поляризации/деполяризации происходит перераспределение зарядов по ансамблю пространственно-фиксированных удаленных доноров с помощью электронных возбуждений.

Список литературы

- [1] D.J. Chadi, K.J. Change. Phys. Rev. Lett. **61**, 873 (1988).
- [2] P.M. Mooney. J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
- [3] D.V. Lang. In: Deep Centers in Semiconductors/Ed. by S.T. Pantellides. Gordon & Breach, N. Y. (1986). P. 489.
- [4] A.S. Shcheulin, A.I. Ryskin, J.M. Langer, K. Swiatek. Phys. Lett. **A222**, 107 (1996).
- [5] U. Piekara, J.M. Langer, B. Krukowska-Fulde. Solid State Commun. **23**, 583 (1977).
- [6] J.E. Dmochowski, W. Jantsch, D. Dobosz, J.M. Langer. Acta Phys. Polon. **A73**, 247 (1988).
- [7] J.M. Langer. Rev. Sol. Stat. Sci. **4**, 297 (1990).
- [8] S.A. Kazanskii, A.I. Ryskin, V.V. Romanov. Appl. Phys. Lett. **70**, 1272 (1997).
- [9] С.А. Казанский, А.И. Рыскин, В.В. Романов. ФТТ **39**, 1205 (1997).
- [10] А.И. Рыскин, П.П. Федоров. ФТТ **39**, 1050 (1997).
- [11] А.С. Щеулин, Д.Е. Онопко, А.И. Рыскин. ФТТ **39**, 2130 (1997).
- [12] A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, D.E. Onopko. Phys. Rev. Lett. **80**, 2949 (1998).
- [13] A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, J.M. Langer, B. Koziarska, A. Suchocki, I.I. Buchinskaya, P.P. Fedorov, B.P. Sobolev. Appl. Phys. Lett. **67**, 31 (1995).
- [14] B. Koziarska, J.M. Langer, A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, A. Suchocki. Mater. Sci. Forum **196-201**, 1103 (1995).
- [15] A. Suchocki, B. Koziarska, T. Langer, J.M. Langer. Appl. Phys. Lett. **70**, 2934 (1997).
- [16] A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, E.V. Miloglaydov, R.A. Linke, I. Redmond, I.I. Buchinskaya, P.P. Fedorov, B.P. Sobolev. J. Appl. Phys. **83**, 2215 (1998).
- [17] C.H. Park, D.J. Chadi. Phys. Rev. Lett. **82**, 113 (1999).
- [18] F. Moser, D. Matz, S. Lyu. Phys. Rev. **182**, 808 (1969).
- [19] J.M. Langer. Lecture Notes in Physics **122**, 123 (1980).
- [20] J.M. Langer, T. Langer, G.L. Pearson, B. Krukowska-Fulde, U. Piekara. Phys. Stat. Sol. (b) **66**, 537 (1974).
- [21] E.L. Kitts, jr., M. Ikeya, J.H. Crawford. Phys. Rev. **B8**, 5840 (1973).
- [22] B.P.M. Lenting, A.J. Numan, E.J. Bijvank, H.W. den Hartog. Phys. Rev. **B14**, 1811 (1976).
- [23] J. Fontanella, D.J. Jones, C. Andeen. Phys. Rev. **B18**, 4454 (1978).
- [24] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. Мир, М. (1973).