

Ионизация глубоких примесных центров дальним инфракрасным излучением (Обзор)

© С.Д. Ганичев^{*,**}, И.Н. Ясиевич^{*}, В. Преттл^{**}

^{*}Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

^{**}Институт экспериментальной и прикладной физики Университета Регенсбурга,
D-93040 Регенсбург, Германия

(Поступил в Редакцию 21 апреля 1997 г.)

Рассмотрены процессы ионизации глубоких примесных центров под влиянием мощного дальнего инфракрасного и субмиллиметрового излучения, когда энергия кванта света в десятки раз меньше энергии ионизации примеси. В широком диапазоне интенсивностей и длин волн терагерцовое электрическое поле возбуждающего излучения действует как постоянное поле. В этих условиях ионизация глубоких центров может быть описана как процесс многофононного туннелирования, при котором эмиссия носителей сопровождается туннелированием дефекта в конфигурационном пространстве и туннелированием электрона под влиянием электрического поля. Полевая зависимость вероятности ионизации позволяет определить времена туннелирования дефекта и характер их адиабатических потенциалов. Отклонение от полевой зависимости вероятности ионизации $e(E) \propto \exp(E^2/E_c^2)$ (где E — поле волны, а E_c — характерное поле), соответствующей многофононной туннельной ионизации, имеет место при относительно малых полях, когда ионизация дефекта обусловлена эффектом Пул–Френкеля, и при очень больших полях, когда ионизация происходит благодаря эффекту прямого туннелирования без термоактивации. Рассмотрены эффекты, обусловленные высокой частотой излучения, и показано, что при низких температурах они становятся доминирующими.

Содержание

- | | |
|--|--|
| <p>Введение</p> <p>1. Ионизация глубоких примесей электрическим полем</p> <p>1.1. Адиабатическое приближение</p> <p>1.2. Многофононная термоэмиссия</p> <p>1.3. Многофононная туннельная ионизация в присутствии электрического поля</p> <p>1.4. Прямая электронная туннельная ионизация</p> <p>1.5. Влияние заряда</p> <p>1.6. Процессы ионизации под действием субмиллиметрового излучения</p> <p>2. Экспериментальные методы и объекты исследования</p> <p>3. Наблюдение туннельной ионизации глубоких примесных центров мощным ДИК–СБММ-излучением</p> <p>4. Ионизация глубоких примесных центров мощным ДИК–СБММ-излучением</p> <p>4.1. Туннельная многофононная ионизация</p> <p>4.2. Прямая туннельная ионизация</p> <p>4.3. Влияние заряда и эффект Пул–Френкеля</p> <p>4.4. Эффекты, обусловленные высокой частотой ДИК-излучения</p> | <p>5. Кинетические исследования долгоживущих кулоновских возбужденных состояний мелкого примесного центра</p> <p>5.1. Экспериментальное исследование особенностей кинетики захвата на мелкие донорные состояния Те в GaP</p> <p>5.2. Кинетическая модель процесса релаксации в присутствии долгоживущего возбужденного состояния</p> <p>6. Основные выводы</p> <p>7. Приложение. Эффекты разогрева под действием излучения</p> |
|--|--|

Введение

Интерес к спектроскопии полупроводников и полупроводниковых структур в дальнем инфракрасном (ДИК) и субмиллиметровом (СБММ) диапазонах (длины волн от 30 до 1000 μm , что соответствует энергии кванта от 35 до 1 meV) стимулирован в первую очередь тем фактом, что им соответствуют характеристические энергии большого числа элементарных возбуждений в полупроводниках. Таковыми являются энергии плазменных колебаний, энергии ионизации типичных мелких доноров и акцепторов, энергии циклотронного и спинового взаимодействия, характерные энергии размерного квантования электронной подсистемы, энергии оптических фононов и другие. Многие десятилетия ДИК- и

СБММ-диапазоны были одними из самых экспериментально труднодоступных. С появлением новых источников излучения в последние двадцать-тридцать лет было опубликовано большое количество экспериментальных работ в этой области с применением решеточных монокроматоров, интерферометров Фабри–Перо, Фурье-спектрометров, ламп обратной волны (ЛОВ) и дискретных линий излучения относительно малой интенсивности непрерывных лазеров с электрической и оптической накачкой. СБММ- и ДИК-спектроскопия стала эффективным инструментом в изучении свойств материалов и разнообразных эффектов в различных областях исследований. Появление мощных импульсных ДИК- и СБММ-лазеров (сначала молекулярных с оптической накачкой ТЕА CO_2 -лазером [1,2], а впоследствии лазеров на свободных электронах [3,4] и полупроводниковых лазеров на p -Ge [5–10]), генерирующих наносекундные импульсы большой интенсивности (вплоть до нескольких мегаватт), открыло совершенно новые возможности исследования полупроводников в ДИК-диапазоне и привело к появлению метода ДИК-спектроскопии полупроводников при высоком уровне возбуждения, впервые примененного в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [11].

В рассматриваемом частотном диапазоне высокая интенсивность излучения приводит к появлению многочисленных нелинейных явлений в полупроводниках и полупроводниковых структурах (см., например, обзор [12]), таких как многофотонное поглощение [13–19], насыщение поглощения (просветление) [20–30], нелинейный циклотронный резонанс [31,32], ударная ионизация [33,34], нелинейная фотоакустическая спектроскопия [35], генерация высоких гармоник [36,37], высокочастотный эффект Штарка [38], характеристики которых существенно отличаются от аналогичных эффектов, наблюдаемых как в видимом и инфракрасном диапазонах, так и в диапазоне от СВЧ-излучения до постоянных электрических полей. Причина этого состоит в том, что ДИК–СБММ-диапазон является областью, в которой происходит переход во взаимодействии электрон-фотонной системы от квантового к классическому пределу, т. е. возникает уникальная возможность изучать одно и то же физическое явление в условиях, когда при изменении частоты или интенсивности излучения основную роль играют то дискретные свойства света, то его волновые характеристики. Важным преимуществом СБММ- и ДИК-спектроскопии высокого уровня возбуждения является также увеличение чувствительности методик благодаря использованию большой интенсивности излучения, которой соответствует большое число квантов. Поскольку энергия кванта существенно меньше ширины запрещенной зоны, и, следовательно, прямая однофотонная генерация свободных носителей отсутствует, на первый план выходят относительно слабые эффекты перераспределения носителей по импульсу и энергии. Высокая интенсивность излучения позволяет детально изучать такие фотоэлектрические явления, как например линейный и нелинейный разогрев электронного газа [21,29,33,34,39–44], фото-

электрические явления при осцилляциях Блоха [45,46], эффект увлечения электронов фотонами [11,15,47–52], фотогальванический эффект [53–57], фоторезистивные эффекты, возникающие в полупроводниковых структурах при плазменном отражении [58–62], многофотонное резонансное туннелирование в структурах с квантовыми ямами [18], а также использовать их в разработке приемников излучения [47,50,51,63–68].

Настоящая работа посвящена обнаруженному в [69] новому нелинейному эффекту ионизации глубоких примесных центров ДИК-излучением с энергией квантов, в несколько десятков раз меньшей энергии связи примеси. Рассмотрены примесные центры, для которых прямое взаимодействие между светом и локальными колебаниями отсутствует. Для изучения процесса ионизации применяется традиционный для оптических исследований метод фотопроводимости [70], позволяющий регистрировать малейшие ($< 0.01\%$) изменения концентрации носителей, что обеспечивает высокую чувствительность измерений.

При отсутствии свободных носителей в полупроводнике ионизация глубоких примесей обусловлена процессами туннелирования под влиянием сильного электрического поля излучения. При этом в большинстве случаев ДИК-излучение действует как сильное постоянное электрическое поле, и вероятность ионизации не зависит от частоты излучения. Увеличение частоты и понижение температуры приводят к появлению частотной зависимости вероятности ионизации, обусловленной переходом к случаю, когда величина энергии кванта излучения становится существенной.

Глубокие примесные центры играют определяющую роль в электронных свойствах полупроводниковых материалов и поэтому являются предметом обширного изучения [71–77]. Именно глубокие центры обычно определяют время жизни неравновесных носителей, действуя как центры безызлучательной рекомбинации и термической ионизации. Одним из традиционных методов исследования глубоких примесей является изучение влияния электрического поля на процессы термической ионизации и захвата носителей. В частности, изучение ионизации или захвата в сильном электрическом поле оказывается фактически единственным методом, позволяющим найти параметры многофононных переходов, определяющих скорость безызлучательной рекомбинации. Одним из наиболее часто используемых методов является емкостная спектроскопия глубоких центров (DLTS). Большинство параметров глубоких центров (энергия ионизации, сечение безызлучательного и излучательного захвата) получено на основе различных модификаций DLTS. Отметим, однако, что при этом неоднородность электрического поля в структуре вносит определенную сложность в интерпретацию получаемых данных. Непосредственное приложение сильных статических электрических полей обычно затруднено возникновением неоднородности поля в образце и часто сопровождается эффектом лавинного пробоя. Использование электрического поля

мощных коротких лазерных импульсов ДИК-излучения с частотами терагерцового диапазона не связано с такими проблемами и позволяет однородно и бесконтактно прикладывать большие электрические поля. При этом, несмотря на высокие интенсивности излучения, разогрев электронного газа или кристаллической решетки отсутствует либо пренебрежимо мал. Это обусловлено чрезвычайно слабым поглощением ДИК-излучения ввиду малой концентрации свободных носителей (носители заряда выморожены на примесь), а также использованием коротких наносекундных импульсов излучения, не приводящих к существенному возмущению фононной системы.

Таким образом, наблюдение многофононной туннельной ионизации в условиях бесконтактного приложения сильного однородного электрического поля и при использовании коротких импульсов излучения с временами, меньшими времен жизни неравновесных носителей, позволило разработать новый метод исследования глубоких примесных центров в полупроводниках, дающий возможность определять многофононные параметры глубоких примесей, структуру их адиабатических потенциалов и кинетику захвата неравновесных носителей.

Данный обзор посвящен рассмотрению процессов ионизации глубоких примесных центров под влиянием мощного импульсного ДИК-СБММ-излучения. В разделе 1 рассматривается теория ионизации глубоких примесей постоянным и высокочастотным электрическим полем, в разделе 2 обсуждаются детали экспериментальных методик и объекты исследования, в разделе 3 рассмотрены условия наблюдения туннельной ионизации и обсуждаются альтернативные механизмы, в разделе 4 приведены и детально обсуждаются результаты экспериментов, в главе 5 рассмотрено применение метода многофононной ионизации примесей ДИК-СБММ-излучением для изучения динамики релаксационных процессов на примере исследования кинетики захвата неравновесных носителей в GaP:Te, а в разделе 6 содержатся основные выводы. В Приложении рассмотрены эффекты линейного и нелинейного разогрева электронного газа ДИК-излучением и показано, что эти эффекты не играют существенной роли в экспериментах, рассматриваемых в настоящей работе.

1. Ионизация глубоких примесей электрическим полем

1.1. Адиабатическое приближение

Энергия связи глубоких центров много больше величины средней энергии фононов, и поэтому тепловая эмиссия возможна только благодаря многофононным процессам. Поскольку электронные переходы происходят намного быстрее, чем переходы в фононной системе, для описания электрон-фононного взаимодействия можно использовать адиабатическое приближение [78].

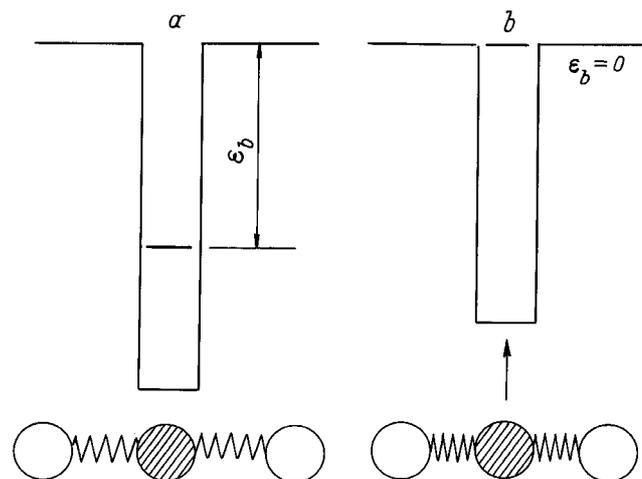


Рис. 1. Модуляция положения локального электронного уровня при колебаниях примеси и решетки: *a* — связанный электрон в основном состоянии, колебательная система дефекта в равновесии; *b* — колебательная система дефекта возмущена, а электронный уровень подходит к непрерывному спектру.

Рассмотрим простейший случай, когда глубокая примесь имеет одно связанное состояние. Ясно, что эта модель непосредственно применима к захвату на нейтральные центры, а в п. 1.5 будет показано, что основные выводы можно использовать и при рассмотрении глубоких притягивающих центров. Положение локального уровня определяется потенциалом, наводимым примесью, и существенно зависит от расстояния примеси до соседних атомов. Таким образом, колебания примеси и решетки модулируют положение локального электронного уровня, как это показано на рис. 1. В случае сильных тепловых колебаний уровень может в конечном счете выйти в непрерывный спектр, что приводит к ионизации примеси [79]. Для количественного рассмотрения обычно используют одномерную модель, описывающую колебания примеси изменением одной конфигурационной координаты x . Это приближение оправдано, так как основную роль при многофононной ионизации глубоких примесей и захвате на них играет дыхательная мода (breathing mode) локальных колебаний. В рамках адиабатического приближения электронные переходы рассматриваются как происходящие при фиксированном значении конфигурационной координаты x , а колебания самой примеси определяются потенциалом, создаваемым окружающими атомами с учетом усредненного поляризационного поля, наводимого локализованным электроном. Такой усредненный по электронному движению потенциал называется адиабатическим потенциалом и включает в себя энергию электрона при фиксированном значении координаты x .

На рис. 2 показаны две основные принципиально возможные конфигурационные диаграммы: для случая слабой электрон-фононной связи (*a*) и для случая силь-

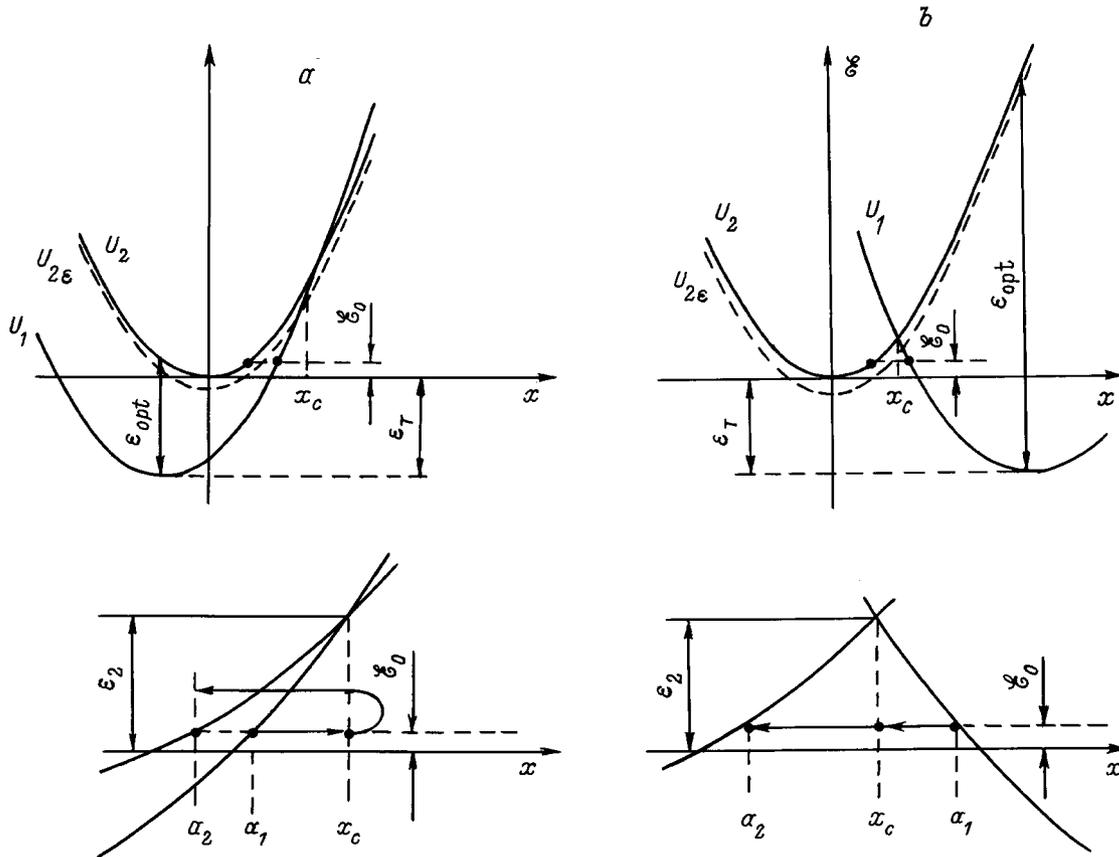


Рис. 2. Две основные принципиально возможные конфигурационные диаграммы. *a* — для случая слабой электрон-фононной связи; *b* — для случая сильной электрон-фононной связи, когда имеет место автолокализация, как например в случае *DX*-центров в III–V полупроводниках. Увеличенные траектории туннелирования показаны в нижней части рисунка.

ной электрон-фононной связи, когда имеет место автолокализация, как например в случае *DX*- и *EL2*-центров в III–V полупроводниках (*b*). Потенциальная кривая $U_1(x)$ соответствует случаю, когда электрон связан на примеси, а $U_2(x)$ — случаю ионизированной примеси и свободного электрона с нулевой кинетической энергией. Энергия, разделяющая оба потенциала, определяется энергией связи электрона $\varepsilon_b(x)$ при фиксированной конфигурационной координате x

$$U_1(x) = U_2(x) - \varepsilon_b(x). \quad (1)$$

Положения равновесия основного состояния (электрон связан на примеси) и ионизированного состояния сдвинуты относительно друг друга благодаря электрон-фононному взаимодействию. Следовательно, энергия оптической ионизации в соответствии с принципом Франка–Кондона равна $\varepsilon_{\text{opt}} = \varepsilon_b(x = x_0)$, где x_0 — равновесное значение конфигурационной координаты основного состояния. Как видно из рис. 2, энергия оптической ионизации больше, чем энергия термической ионизации ε_T . Релаксационная энергия $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{opt}} - \varepsilon_T$ характеризует силу электрон-фононного взаимодействия, так как чем сильнее связь, тем больше величина $\Delta\varepsilon$. Для

характеристики электрон-фононной связи удобно ввести безразмерный параметр

$$\beta = \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_T}. \quad (2)$$

Конфигурация, показанная на рис. 2, *a*, соответствует слабой электрон-фононной связи ($\beta < 1$). Различие между ε_{opt} и ε_T , как правило, мало. Фактически для глубоких примесей в германии и кремнии различие в ε_{opt} и ε_T до сих пор не наблюдалось. Имеются, однако, некоторые случаи, в которых релаксационная энергия достаточно велика, как например в случае примеси кислорода в GaP, находящейся в "состоянии 2", где $\beta=0.56$ [75,80].

Конфигурационная диаграмма, показанная на рис. 2, *b*, соответствует случаю $\beta > 1$, когда имеет место большое различие между оптической и термической энергиями ионизации. Она используется для описания, например, *DX*- и *EL2*-центров, где такое различие наблюдалось в эксперименте [71,74–77]. Для таких автолокализованных состояний имеется большой потенциальный барьер, препятствующий возвращению свободных электронов в локализованное состояние, что вызывает эффект замо-

роженной фотопроводимости. При этом канал излучательного захвата на примесное состояние отсутствует. Детали адиабатических конфигурационных потенциалов играют большую роль в процессах безызлучательного захвата свободных носителей [75]. Мы ограничимся рассмотрением наиболее простой и широко используемой в теории многофононных переходов модели двух одинаковых сдвинутых парабол, впервые введенной Хуангом и Рис [78]. В рамках этой модели имеем

$$U_2(x) = \frac{M\omega^2 x^2}{2}, \quad (3)$$

$$U_1(x) = \frac{M\omega^2(x - x_0)^2}{2} - \varepsilon_T, \quad (4)$$

где M — масса примеси, а ω — частота колебаний.

1.2. Многофононная термоэмиссия

Рассмотрим сначала термоэмиссию носителей с глубокого центра в отсутствие электрического поля. Для простоты и определенности будем рассматривать электроны, хотя значительная часть измерений была выполнена для акцепторов в Ge:Si. Рассматриваемая модель хорошо применима как к электронам, так и к дыркам.

В классическом приближении вероятность эмиссии определяется выражением

$$e \propto \exp - \left(\frac{\varepsilon_T + \varepsilon_2}{k_B T} \right), \quad (5)$$

где $\varepsilon_2 = U_2(x_c)$, а x_c — координата пересечения потенциалов $U_1(x)$ и $U_2(x)$, при которой энергия связи электрона равна нулю $\varepsilon_b(x_c) = 0$ (рис. 2). Таким образом, $\varepsilon_T + \varepsilon_2$ — минимальная энергия возбуждения, необходимая для отрыва электрона при классическом подходе к движению примеси. В модели Хуанга и Рис, где адиабатические потенциалы $U_1(x)$ и $U_2(x)$ представляют собой две идентичные параболы, $\varepsilon_2 = (\varepsilon_T - \Delta\varepsilon)^2/4\Delta\varepsilon$. В случае слабой связи ($\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_T$), когда $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_T$, зависимость (5) с энергией активации, равной $\varepsilon_T + \varepsilon_2$, фактически никогда не наблюдалась. Обычно наблюдаемая энергия активации много меньше $\varepsilon_T + \varepsilon_2$, так как эмиссия электрона происходит на уровне колебательной энергии $\varepsilon_T + \mathcal{E}$ (энергия \mathcal{E} отсчитывалась от минимума потенциала U_2 , $\mathcal{E} < \varepsilon_2$) благодаря туннелированию дефекта из конфигурации, соответствующей основному состоянию, в конфигурацию, соответствующую ионизированной примеси (рис. 2). С повышением колебательной энергии $\varepsilon_T + \mathcal{E}$ туннельный барьер, разделяющий потенциалы U_1 и U_2 (при $x < x_c$), уменьшается, и, следовательно, вероятность туннелирования растет. С другой стороны, заселенность уровня с энергией $\varepsilon_T + \mathcal{E}$ уменьшается с ростом \mathcal{E} пропорционально $\exp(-\mathcal{E}/k_B T)$. Таким образом, для каждой температуры существует оптимальная энергия $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$, при которой вероятность туннелирования максимальна [75,81–83].

Процесс туннелирования дефекта будет рассматриваться в полуклассическом приближении. В этом подходе частица имеет хорошо определенную траекторию даже под потенциальным барьером, когда кинетическая энергия отрицательна. Вероятность термоэмиссии $P(\mathcal{E})$ дефекта с колебательной энергией $\varepsilon_T + \mathcal{E}$ при температуре T определяется соотношением

$$P(\mathcal{E}) \propto \exp(-\psi), \quad (6)$$

с

$$\psi(\mathcal{E}) = \frac{\varepsilon_T + \mathcal{E}}{k_B T} + 2|S(\mathcal{E})|, \quad (7)$$

где $S(\mathcal{E})$ — действие, умноженное на i/\hbar . Первый член в (7) отражает заселенность колебательного уровня $\varepsilon_T + \mathcal{E}$, а второй член определяет туннелирование дефекта из основного в ионизированное состояние. Благодаря экспоненциальной зависимости $P(\mathcal{E})$ от энергии \mathcal{E} туннелирование имеет место в узком диапазоне энергий \mathcal{E} , близких к энергии оптимального туннелирования \mathcal{E}_0 (рис. 2). Значение оптимальной энергии туннелирования определяется той колебательной энергией, при которой $\psi(\mathcal{E})$ имеет минимум

$$\left. \frac{d\psi}{d\mathcal{E}} \right|_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_0} = 2 \left. \frac{d|S(\mathcal{E})|}{d\mathcal{E}} \right|_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_0} + \frac{1}{k_B T} = 0. \quad (8)$$

Производная $d|S|/d\mathcal{E}$ в (8), умноженная на \hbar , определяет время туннелирования через барьер τ [84,85]. Таким образом, в случае многофононной туннельной ионизации получаем, что время туннелирования на оптимальной траектории определяется температурой и равно $\hbar/k_B T$.

Следуя [75,81–83], $S(\mathcal{E})$ можно разбить на две части

$$S(\mathcal{E}) = -S_1(\mathcal{E}) + S_2(\mathcal{E}), \quad (9)$$

$$S_i(\mathcal{E}) = \frac{\sqrt{2M}}{\hbar} \int_{a_i}^{x_c} dx \sqrt{U_i(x) - \mathcal{E}}, \quad i = 1, 2, \quad (10)$$

которые соответствуют двум участкам траектории туннелирования: 1) под потенциалом U_1 от точки поворота a_1 до точки x_c , где адиабатические потенциалы пересекаются; 2) под потенциалом U_2 от a_2 до x_c . Реальное направление пути туннелирования вдоль координаты x отражено знаком перед S_i в выражении (9). На рис. 2 траектории туннелирования для обеих конфигураций адиабатических потенциалов обозначены стрелками. Существенное различие между туннелированием в двух схемах конфигурационных потенциалов, изображенных на рис. 2, *a* и *b*, состоит в том, что $S_1(\mathcal{E})$ и $S_2(\mathcal{E})$ имеют одинаковые знаки в случае слабой электрон-фононной связи при $\beta < 1$ (рис. 2, *a*) и противоположные для случая автолокализации ($\beta > 1$) (рис. 2, *b*) [86]. Таким образом, принимая во внимание, что $|S_2| > |S_1|$, имеем $|S| = |S_2| - |S_1|$ для конфигурации, показанной на рис. 2, *a*, и $|S| = |S_1| + |S_2|$ для случая автолокализации. Введем времена туннелирования τ_1 и τ_2 под соответствующими

адиабатическими потенциалами при оптимальной энергии термоактивированного туннелирования

$$\tau_i = \hbar \frac{d|S_i|}{d\mathcal{E}} \Big|_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_0} = \sqrt{\frac{M}{2}} \left| \int_{a_i}^{x_c} \frac{dx}{\sqrt{U_i(x) - \mathcal{E}_0}} \right|, \quad i = 1, 2. \quad (11)$$

Из уравнений (8) и (11) находим, что

$$\tau = \tau_2 \pm \tau_1 = \frac{\hbar}{2k_B T}, \quad (12)$$

где знак минус соответствует конфигурации, приведенной на рис. 2, *a*, а плюс — конфигурации, показанной на рис. 2, *b*. Поскольку \mathcal{E}_0 обычно много меньше, чем ε_T , время τ_1 практически не зависит от температуры и может быть вычислено при $\mathcal{E}_0 = 0$.

В случае слабого электрон-фононного взаимодействия ($\varepsilon_2 \gg \varepsilon_T$) в рамках модели Хуанга и Рис из формулы (8) следует простое соотношение для оптимальной энергии туннелирования дефекта \mathcal{E}_0 :

$$\mathcal{E}_0 = \varepsilon_T / [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1], \quad (13)$$

из которого видно, что для низких температур ($k_B T < \hbar\omega$) действительно $\mathcal{E}_0 \ll \varepsilon_T$. Положив $\mathcal{E}_0 = 0$ в (11) при вычислении τ_1 , получаем

$$\tau_1 = \sqrt{\frac{M}{2}} \int_{a_1}^{x_c} \frac{dx}{\sqrt{U_1(x)}}. \quad (14)$$

Из (14) получаем для времени туннелирования τ_1 в случае слабого электрон-фононного взаимодействия ($\beta < 1$)

$$\tau_1 = \frac{1}{2\omega} \ln \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_{\text{opt}} - \varepsilon_T}, \quad (15)$$

а при автолокализации ($\beta > 1$)

$$\tau_1 = \frac{1}{2\omega} \ln \frac{\varepsilon_{\text{opt}} - \varepsilon_T}{\varepsilon_T}. \quad (16)$$

Таким образом, уравнение (12) определяет температурную зависимость времени туннелирования τ_2 .

1.3. Многофононная туннельная ионизация в присутствии электрического поля

Эмиссия носителей в статических электрических полях впервые рассматривалась в [87], численно рассчитывалась в [88], а аналитические выражения для вероятности ионизации глубоких примесных центров в электрических полях были получены в работах [89,90], которым и следует приведенное далее рассмотрение.

В однородном электрическом поле потенциал постоянного наклона по направлению вектора поля добавлен к потенциальной яме, связывающей электрон на примеси. Электрон может теперь туннелировать через образовавшийся треугольный потенциальный барьер при отрицательном значении кинетической энергии $-\varepsilon$ (рис. 3),

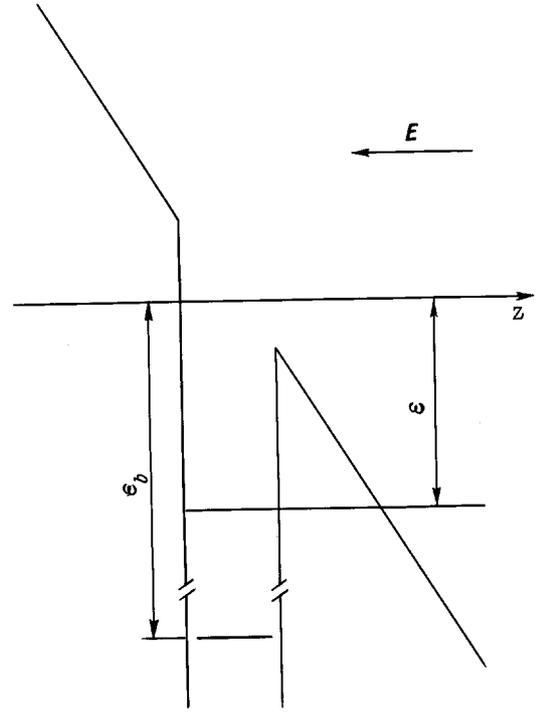


Рис. 3. Потенциальный барьер для электрона в постоянном электрическом поле, направленном вдоль оси z . ε_b — энергия связи электрона, ε — энергия вылета электрона.

которому соответствует адиабатический потенциал, смещенный вниз по энергии, $U_{2\varepsilon} = U_2 - \varepsilon$ (штриховая линия на рис. 2). Траектория для туннелирования дефекта в конфигурационном пространстве при этом сокращается и высота барьера уменьшается. Начнем с рассмотрения высоких температур и относительно слабых электрических полей, когда поле вносит лишь поправки к термической ионизации и ε много меньше, чем \mathcal{E}_0 . В этом случае оптимальная энергия туннелирования дефекта \mathcal{E}_0 остается неизменной, и в первом порядке по ε поправку к показателю экспоненты ψ , определяющую вероятность ионизации (см. (6), (7)), можно найти, варьируя по ε функцию $S(\mathcal{E}_0, \varepsilon)$, определенную уравнениями (9), (10) с заменой U_2 на $U_{2\varepsilon}$. В результате имеем

$$\psi(\mathcal{E}_0, \varepsilon) = \psi \Big|_{\varepsilon=0} + 2 \frac{\varepsilon d|S_{2\varepsilon}|}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0, x=\text{const}}, \quad (17)$$

где

$$S_{2\varepsilon} = \frac{\sqrt{2M}}{\hbar} \int_{a_2}^{x_c} dx \sqrt{U_2(x) - \varepsilon - \mathcal{E}_0}. \quad (18)$$

Вероятность термоэмиссии носителя с отрицательной энергией $-\varepsilon$ тогда дается выражением

$$e(\varepsilon) = e(0) \exp(2\varepsilon\tau_2/\hbar), \quad (19)$$

где τ_2 — время туннелирования, определенное согласно (11), а $e(0)$ — вероятность ионизации в отсутствие электрического поля. Увеличение вероятности эмиссии

электрона с энергией $-\varepsilon$ на фактор $\exp(2\varepsilon\tau_2/\hbar)$ в основном обусловлено понижением высоты барьера при туннелировании дефекта от точки x_c к точке поворота под адиабатическим потенциалом $U_{2\varepsilon}$ на уровне колебательной энергии \mathcal{E}_0 . Этот фактор увеличивается по мере роста ε , но при этом вероятность туннелирования электрона через треугольный барьер, высота которого определяется ε (рис. 3), резко падает пропорционально $\exp[-(4\varepsilon^{2/3}\sqrt{2m^*})/(3\hbar eE)]$, где E — напряженность электрического поля, а m^* — эффективная масса электрона. Таким образом, вероятность туннельной многофононной ионизации для вылета электрона с отрицательной энергией $-\varepsilon$ определяется соотношением

$$e(E, \varepsilon) \propto \exp(2\varepsilon\tau_2/\hbar) \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\varepsilon^{3/2}\sqrt{2m^*}}{\hbar eE}\right). \quad (20)$$

Экспоненциальная зависимость $e(E, \varepsilon)$ приводит к существованию оптимальной электронной энергии $-\varepsilon_m$, определяемой максимумом экспоненты в (20)

$$\varepsilon_m = \frac{\tau_2^2 e^2 E^2}{2m^*}. \quad (21)$$

Найденное значение оптимальной электронной энергии ε_m соответствует той энергии, при которой время электронного туннелирования в электрическом поле E равно времени τ_2 , определяющему туннелирование дефекта под потенциалом U_2 на оптимальном для термостимулированного туннелирования уровне колебаний \mathcal{E}_0 . Действительно, время туннелирования в электрическом поле E под треугольным барьером высотой ε определяется соотношением

$$\tau_e = \sqrt{\frac{m^*}{2}} \int_0^{z_f} \frac{dz}{\sqrt{(\varepsilon - eEz)}} = \frac{\sqrt{2m^*\varepsilon}}{eE}. \quad (22)$$

Из (21) и (22) получаем $\tau_e = \tau_2$ при $\varepsilon = \varepsilon_m$. Таким образом, полученный результат имеет простую физическую интерпретацию: выбор электронной энергии определяется условием равенства времени туннелирования электрона в электрическом поле и времени туннелирования дефекта в конфигурационном пространстве под потенциалом U_2 , соответствующим дефекту без электрона.

Подставляя найденное значение ε_m в (20), получаем для вероятности многофононной туннельной ионизации как функции электрического поля выражение

$$e(E) = e(0) \exp\left(\frac{E^2}{E_c^2}\right) = e(0) \exp\left(\frac{\tau_2^3 e^2 E^2}{3m^* \hbar}\right). \quad (23)$$

Величина эмиссии в электрическом поле увеличивается на множитель $\exp(E^2/E_c^2)$, где $E_c^2 = (3m^*\hbar)/(\tau_2^3 e^2)$ характеристическое поле, определяемое временем туннелирования τ_2 и, следовательно, зависящее от температуры. Как видно из (23) и (12), вероятность ионизации растет экспоненциально с квадратом напряженности

электрического поля и резко увеличивается с понижением температуры. Увеличение отношения $e(E)/e(0)$ при уменьшении температуры вызвано тем фактом, что при низких температурах оптимальная для термостимулированного туннелирования энергия \mathcal{E}_0 стремится к нулю и время туннелирования τ_2 возрастает до бесконечности. Следовательно, малое снижение адиабатического потенциала U_2 ионизированной примеси ведет к большому увеличению вероятности эмиссии. Соответствующие (23) температурные и полевые зависимости вероятности эмиссии носителей наблюдались в постоянном электрическом поле [90–92].

1.4. Прямая электронная туннельная ионизация

Вероятность эмиссии как функции электрического поля в (23) была получена с учетом того, что электронное туннелирование дает малые поправки к многофононной эмиссии, т.е. энергия электронного туннелирования ε_m много меньше энергии туннелирования дефекта \mathcal{E}_0 и энергии термоионизации ε_T . Это условие определяет верхний предел электрического поля, когда еще применимо рассмотрение, изложенное в п. 1.3,

$$E \ll E_0/2\omega\tau_2, \quad (24)$$

где

$$E_0 = \frac{2\omega\sqrt{2m^*\varepsilon_T}}{e}. \quad (25)$$

В противоположном пределе, $E \gg E_0$, определяющим становится прямое, без участия фононов, туннелирование носителей с основного состояния в континуум.

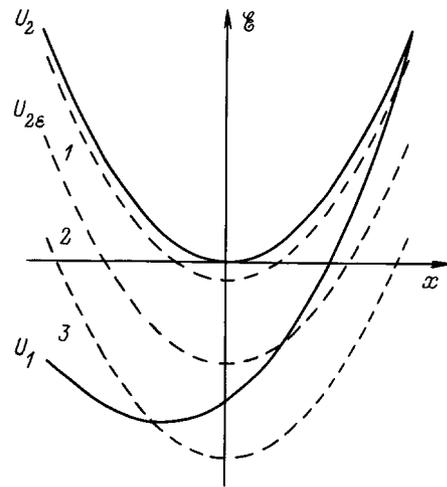


Рис. 4. Адиабатические потенциалы в зависимости от конфигурационной координаты. Потенциальная кривая $U_1(x)$ соответствует случаю, когда электрон связан на примеси, а $U_2(x)$ — случаю ионизированной примеси и свободного электрона с нулевой кинетической энергией. Штриховые линии показывают потенциалы $U_{2\varepsilon}(x)$ в трех характерных случаях: 1 — многофононное туннелирование, 2 — промежуточный случай, 3 — прямое электронное туннелирование.

Положения адиабатических потенциалов $U_{2\varepsilon}$ для различных значений энергии вылета электронов представлены на рис. 4. Прямое электронное туннелирование имеет место на колебательном уровне в точке пересечения потенциалов $U_{2\varepsilon}$ и U_1 , когда электронный переход не сопровождается изменением конфигурационной координаты. В пределе низких температур, когда термическое возбуждение маловероятно, прямому туннелированию соответствует пересечение $U_{2\varepsilon}$ с минимумом потенциала U_1 , что имеет место при $\varepsilon = \varepsilon_{\text{opt}}$. Вероятность ионизации при этом определяется туннелированием электрона через треугольный потенциальный барьер высотой ε_{opt} [93]

$$e(E) = \frac{eE}{2\sqrt{2m\varepsilon_{\text{opt}}}} \exp(-\varphi), \quad (26)$$

где

$$\varphi = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon_{\text{opt}}^{3/2} \sqrt{2m^*}}{\hbar e E}. \quad (27)$$

С повышением температуры следует принимать во внимание возможность термического возбуждения примеси. В случае, когда $U_{2\varepsilon}$ пересекает параболу U_1 близко к ее минимуму, многофононные переходы приводят к поправке к φ , зависящей от температуры, но незначительной в области сильных электрических полей [90]. Формулы (26) и (27) показывают, что вероятность эмиссии для прямого туннелирования зависит от напряженности электрического поля в случае прямого туннелирования более слабо, чем в случае многофононного туннелирования (23).

В заключение этого параграфа приведем общую формулу, полученную в [90] в рамках модели Хуанга и Рис,

$$e(\mathcal{E}) \propto \exp(-\varphi), \quad (28)$$

$$\varphi = \frac{\varepsilon_T}{\hbar\omega} |1-y| \left[\pm 2\omega\tau_2(y) - (1+\xi^2)^{1/2} + \xi \operatorname{ch} \frac{1}{2} \Theta \right] + \frac{2}{3} E_0 y^{3/2} / E, \quad (29)$$

где

$$2\omega\tau_2(y) = \frac{1}{2} \Theta \pm \ln \frac{1 + (1 + \xi^2)^{1/2}}{\xi^2}, \quad \Theta = \frac{\hbar\omega}{k_B T}, \quad (30)$$

$$\xi = \left[\tilde{c} |1-y| \operatorname{sh} \frac{1}{2} \Theta \right]^{-1}, \quad \tilde{c} = \frac{\varepsilon_T}{\Delta\varepsilon} = -1 + \frac{4}{b}. \quad (31)$$

Плюс и минус в выражении для φ относятся к случаям $y < 1$ и $y > 1$ соответственно, а величина y определяется в результате решения уравнения

$$(E/E_0)\sqrt{y} = 2\omega\tau_2(y). \quad (32)$$

Приведенные выражения определяют характер экспоненциальной зависимости в широком интервале электрических полей и температур и переходят в предельные случаи, соответствующие выражениям (23) и (26).

1.5. Влияние заряда

Большинство глубоких центров имеет заряд, который необходимо принимать во внимание при рассмотрении процессов ионизации. Хорошо известен эффект Пул–Френкеля, состоящий в понижении термической энергии ионизации кулоновских притягивающих центров в присутствии внешнего электрического поля, понижающего барьер, создаваемый кулоновским потенциалом (рис. 5). Теория этого эффекта была разработана Френкелем [94], который показал, что в этом случае вероятность ионизации экспоненциально растет пропорционально квадратному корню значения внешнего электрического поля. Эффект Пул–Френкеля является доминирующим механизмом увеличения вероятности ионизации притягивающих кулоновских центров электрическим полем при не слишком больших значениях напряженности поля, когда выброс определяется надбарьерной эмиссией и туннели-

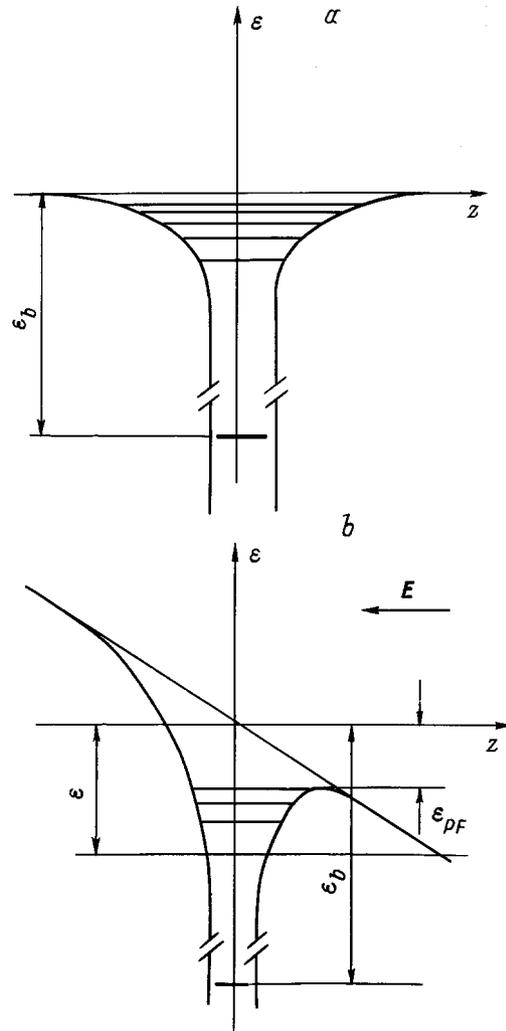


Рис. 5. Кулоновский потенциал притягивающей примеси в отсутствие (а) и в присутствии (б) постоянного электрического поля, приложенного вдоль оси z . ε_b — энергия связи, ε_{PF} — понижение потенциального барьера в результате эффекта Пул–Френкеля.

рование носителей не играет роли [75]. Этот эффект наблюдался в вольт-амперных характеристиках при подаче постоянного поля в большом количестве изоляторов и полупроводников. Простое вычисление показывает, что в электрическом поле E барьер ионизации в направлении, противоположном приложенному электрическому полю, уменьшается (рис. 5, *b*) на величину ε_{PF}

$$\varepsilon_{PF} = 2\sqrt{\frac{Ze^3E}{\varkappa}}, \quad (33)$$

где Z — заряд центра, а \varkappa — диэлектрическая постоянная.

В результате вероятность тепловой эмиссии под действием электрического поля увеличивается

$$e(E) \propto \exp(\varepsilon_{PF}/k_B T). \quad (34)$$

Общая теория эффекта Пул–Френкеля и отклонения от простой зависимости (33), (34) подробно рассмотрены в [83]. Как показано в [75,95], учет многофононных эффектов приводит к замене в (34) $k_B T$ на $k_B T^*$, где

$$\frac{1}{k_B T^*} = \frac{\tau_2}{\hbar} = \frac{1}{k_B T} \pm \frac{2\tau_1}{\hbar}. \quad (35)$$

Знак плюс соответствует случаю слабой электрон-фононной связи, а минус — автолокализации, приводя соответственно к уменьшению или увеличению наклона зависимости $\ln(e(E)) \propto \sqrt{E}$.

Ясно, что эффект Пул–Френкеля может иметь место в относительно слабых полях, когда понижение барьера не превосходит масштаба кулоновских энергий в полупроводниках, т.е. при напряженностях электрического поля E , меньших, чем поле, определяемое из уравнения $\varepsilon_{PF}(E) = Z^2 R y^*$, где $R y^* = e^4 m^* / 2 \varkappa^2 \hbar^2$ — эффективная энергия электрона в кулоновском потенциале заряженной примеси (энергия Ридберга). В более сильных электрических полях или при низких температурах определяющими становятся эффекты туннелирования, а влияние заряда сводится к увеличению прозрачности барьера за счет понижения его высоты. В этом пределе легко получить выражение для поправки к вероятности туннельной ионизации, сопровождающейся многофононным переходом. В пределе $\varepsilon_m > R y^*$ эта поправка, рассчитанная в [95], приводит к появлению дополнительного множителя в выражении (23) для вероятности эмиссии $e(E)$. С учетом кулоновского заряда вероятность туннельной многофононной ионизации определяется выражением

$$e(E) = e(0) \exp \left[\frac{2\sqrt{2m^* R y^*}}{e E \tau_2} \ln \left(\frac{4\tau_2^3 e^2 E^2}{m^* \hbar} \right) \right] \times \exp \left(\frac{\tau_2^3 e^2 E^2}{3m^* \hbar} \right). \quad (36)$$

Видно, что поправка, обусловленная зарядом примеси в (36), стремится к единице при росте электрического поля и становится незначительной в сильных полях.

Таким образом, принимая во внимание эффект Пул–Френкеля и многофононную туннельную ионизацию, получаем, что с ростом напряженности поля логарифм вероятности ионизации растет сначала как \sqrt{E} , а затем, при больших полях, как E^2 .

1.6. Процессы ионизации под действием субмиллиметрового излучения

Возможность использования квантово-механического или классического рассмотрения электромагнитного поля зависит от соотношения между периодом поля излучения Ω^{-1} и характерными временами процессов в рассматриваемой системе. Келдыш [96] показал, что многофотонная ионизация полупроводников под действием высокочастотного излучения и туннельная ионизация в постоянном электрическом поле — два предельных случая одного и того же нелинейного процесса. При этом было показано, что при заданной интенсивности падающего излучения вероятность ионизации увеличивается с ростом частоты; и характерным параметром, определяющим этот рост, является $\Omega \tau_e$, где τ_e — время туннелирования электрона в электрическом поле волны под барьером, высота которого определяется энергией связи основного состояния. Эти результаты (см. также [97]) непосредственно применимы для рассмотрения процессов прямой электронной туннельной ионизации с глубоких центров. При этом высота барьера для электронного туннелирования определяется электронной энергией связи при равновесном положении примеси, т.е. ε_{opt} . При туннелировании электрона через барьер высотой ε_{opt} в электрическом поле E время туннелирования

$$\tau = \frac{\sqrt{2m^* \varepsilon_{opt}}}{eE}. \quad (37)$$

Если это время для значения E , соответствующего максимальной амплитуде поля волны, меньше, чем период волны Ω^{-1} , т.е.

$$\Omega < \frac{eE}{\sqrt{2m^* \varepsilon_{opt}}}, \quad (38)$$

то действие высокочастотного поля эквивалентно приложению постоянного электрического поля. Частотная зависимость вероятности туннельной ионизации при этом отсутствует, а вероятность туннелирования определяется (26) и (27). Из результатов работы [96], где было получено общее выражение для вероятности электронного перехода во всем диапазоне частот, легко получить частотную поправку к экспоненциальному фактору в уравнении (26) при выполнении (38)

$$\varphi = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^* \varepsilon_{opt}}^{3/2}}{\hbar e E} \left(1 - \frac{m^* \Omega^2 \varepsilon_{opt}}{5e^2 E^2} \right). \quad (39)$$

Изменение вероятности выброса в высокочастотном электрическом поле обусловлено двумя механизма-

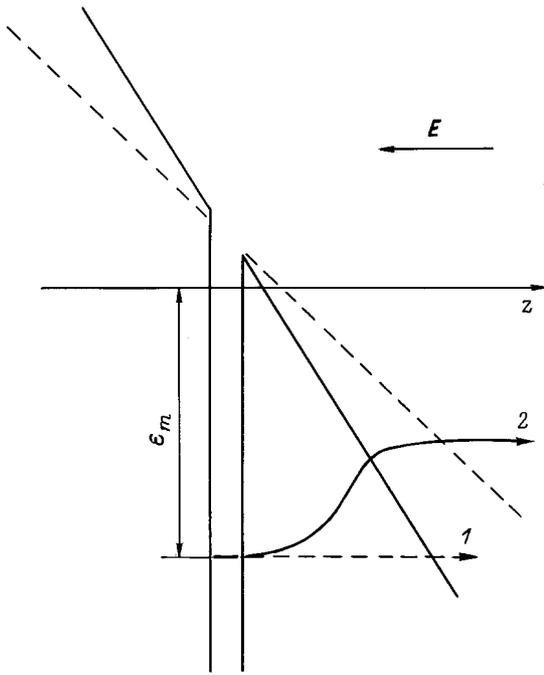


Рис. 6. Траектории туннелирования электрона под треугольным барьером при начальной энергии $-\varepsilon_m$ в постоянном электрическом (1) и в переменном поле (2). В переменном поле $E \cos(\Omega t)$ за время туннелирования изменяется наклон барьера и электрон поглощает кванты излучения.

ми: 1) модуляцией барьера; 2) возможностью туннелирования при меньшей высоте барьера за счет поглощения квантов излучения. Если первый механизм приводит к экспоненциальному уменьшению вероятности туннелирования, то второй — к ее экспоненциальному увеличению. При увеличении частоты поглощаемая в процессе туннелирования энергия возрастает и в пределе стремится к энергии связи, приводя к ионизации за счет многофотонного поглощения. Вероятность выброса в этом случае также растет с увеличением частоты, так как растет энергия кванта излучения и соответственно уменьшается число квантов, необходимых для оптического перехода (рис. 6).

В случае многофононной туннельной ионизации электрическое поле не влияет на движение самого дефекта. Однако несомненно, что процессы туннелирования электрона должны изменяться в переменном электрическом поле. В пределе многофононной туннельной ионизации в постоянном электрическом поле (см. п. 1.3) мы получили, что оптимальная энергия для электронного туннелирования ε_m определяется условием равенства времени электронного туннелирования τ_e (22) и времени туннелирования дефекта τ_2 , определяемого температурой и частотой колебания дефекта (12)

$$\tau_e \equiv \tau_e(\varepsilon_m) = \tau_2. \quad (40)$$

Это же условие определяет оптимальную энергию электрона перед началом туннелирования в переменном

электрическом поле $\varepsilon_{\text{init}} = -\varepsilon_m$ (рис. 6) (в переменном поле начальная и конечная энергии туннелирования отличаются, так как энергия может поглощаться за время туннелирования).

Процесс многофононной туннельной ионизации можно разбить на три стадии: 1) в результате температурного возбуждения дефект со связанным электроном оказывается на колебательном уровне, соответствующем энергии колебаний $\varepsilon_T + \mathcal{E}_0$; 2) происходит перестройка колебательной системы к потенциалу, соответствующему свободному электрону с отрицательной энергией $-\varepsilon_m$, т.е. система перестраивается к адиабатическому потенциалу $U_{2\varepsilon_m}$; 3) электрон туннелирует в свободное состояние при начальной энергии $-\varepsilon_m$. Два последних процесса идут за счет туннелирования. Условие (40) для нахождения энергии ε_m можно получить аналогично рассмотрению, проведенному в п. 1.3, если вероятность электронного туннелирования при начальной энергии $-\varepsilon$ представить в общем случае в виде

$$p_e(\varepsilon) \propto \exp(-2S_e(\varepsilon)), \quad (41)$$

где $S_e(\varepsilon)$ — электронное действие, умноженное на i/\hbar , и ввести время электронного туннелирования $\tau_e(\varepsilon)$ согласно

$$\tau_e(\varepsilon) = \hbar \frac{dS_e(\varepsilon)}{d\varepsilon}. \quad (42)$$

Вычислим энергию ε_m как функцию частоты и амплитуды электрического поля волны при условии, что время электронного туннелирования τ_e определяется временем τ_2 , и найдем вероятность электронного туннелирования в этих условиях. В случае когда имеет место туннелирование под потенциалом, изменяющимся во времени, представим S_e через функцию Лагранжа L_e [98]

$$\hbar S_e(\varepsilon_m) = - \int_{-\tau_e}^0 L_e(\tau) d\tau + \varepsilon_m \tau_e. \quad (43)$$

Зависимость функции Лагранжа L_e от τ определяется зависимостью от координаты z (рис. 6) и скорости $\dot{z} = dz/d\tau$ электрона в момент времени τ

$$L_e(\tau) = -\frac{m^*}{2} \dot{z}^2 - U_e(z), \quad (44)$$

где U_e — потенциальная энергия в электрическом поле. Все величины вычисляются согласно классической механике, но с учетом того, что время t заменяется на мнимое время $\tau = it$, так как движение идет в классически запрещенной области под барьером. Соответственно в случае, когда вектор электрического поля направлен против оси z , имеем

$$U_e = -eEz \cos(\Omega t) = -eEz \operatorname{ch}(\Omega \tau). \quad (45)$$

Траекторию туннелирования $z(\tau)$ и "скорость" $\dot{z}(\tau)$ следует находить из классического уравнения движения

$$-m^* \frac{d^2 z}{d\tau^2} = -\frac{\partial U_{2\varepsilon}}{\partial z} \quad (46)$$

с граничными условиями

$$z(\tau)\Big|_{\tau=\tau_e} = 0 \quad (47)$$

при начале туннелирования в момент мнимого времени $-\tau_e$ и

$$\dot{z}(\tau)\Big|_{\tau=0} = 0 \quad (48)$$

при окончании туннелирования ($\tau = 0$) в точке поворота (рис. 6).

Знак минус перед второй производной в (46) связан с заменой t на $i\tau$. Уравнение (46) приводится к виду

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = -\frac{eE}{m^*} \operatorname{ch} \Omega \tau. \quad (49)$$

Из (49) с учетом (47) и (48) получаем

$$\dot{z} = \frac{eE}{m^* \Omega} \operatorname{sh}(\Omega \tau), \quad (50)$$

$$z = \frac{eE}{m^* \Omega^2} (\operatorname{ch}(\Omega \tau_e) - \operatorname{ch}(\Omega \tau)). \quad (51)$$

В начальный момент $\tau = -\tau_e$ "скорость" определяется полной электронной энергией $-\varepsilon_m$, так как потенциальная энергия $U_e(z = 0) = 0$ (см. (45) и рис. 6). В результате имеем условие

$$\dot{z}^2\Big|_{\tau=-\tau_e} = \frac{2\varepsilon_m}{m^*}, \quad (52)$$

из которого получаем связь между ε_m и временем туннелирования τ_e

$$\varepsilon_m = \frac{(eE)^2}{2m^* \Omega^2} \operatorname{sh}^2(\Omega \tau_e). \quad (53)$$

Видно, что при заданном времени туннелирования τ_e энергия ε_m возрастает с увеличением частоты. В предельном случае малых частот $\Omega \tau_e < 1$ соотношение между ε_m и τ_e , определяемое формулой (53), совпадает с (22). Отметим, что, используя (43), легко проверить то, что для τ_e соотношение (42) действительно выполняется.

Из (41), (43), (44) и (50), (51) получаем для вероятности электронного туннелирования $p_e(E, \Omega)$ при фиксированном значении времени туннелирования τ_e :

$$p_e(E) \propto \exp \left\{ -\frac{(eE)^2}{2m^* \Omega^3} \left[2\Omega \tau_e \operatorname{sh}^2(\Omega \tau_e) + \Omega \tau_e - \frac{1}{2} \operatorname{sh}(2\Omega \tau_e) \right] \right\}. \quad (54)$$

Формула (54) с учетом (53) соответствует с экспоненциальной точностью результату [96] и совпадает с результатом вычисления вероятности ионизации в переменном электрическом поле, выполненного в квазиклассическом приближении с использованием векторной калибровки электромагнитного поля и приведенного в [84].

Приняв $\tau_e = \tau_2$ и учитывая выигрыш в вероятности туннелирования дефекта при многофононной

термической ионизации, определяемый множителем $\exp(2\varepsilon_m \tau_2 / \hbar)$ (см. п. 1.3 (19), (20)), получаем для результирующей вероятности многофононной туннельной ионизации дефекта под действием излучения выражение, аналогичное выражению (23), в котором следует теперь заменить τ_2 на τ_2^* ,

$$e(E, \Omega) = e(0) \exp \left(\frac{\tau_2^{*3} e^2 E^2}{3m^* \hbar} \right), \quad (55)$$

где

$$\tau_2^{*3} = \frac{3}{4\Omega^3} (\operatorname{sh}(2\Omega \tau_2) - 2\Omega \tau_2). \quad (56)$$

В пределе $\Omega \tau_2 < 1$ имеем из (56)

$$\tau_2^{*3} = \tau_2^3 \left[1 + \frac{1}{5} (\Omega \tau_2)^2 \right]. \quad (57)$$

Видно, что возрастание частоты приводит к росту вероятности туннельной ионизации, что обусловлено ростом начальной энергии туннелирующего электрона ε_m (см. (53)), т.е. ростом по абсолютной величине оптимальной электронной энергии перехода.

Зависимость вероятности многофононной эмиссии от амплитуды электрического поля (как в случае постоянных полей (23), так и в случае высокочастотного поля (55)) была получена в условии, что электронное туннелирование дает малые поправки к многофононной эмиссии, т.е. энергия электронного туннелирования ε_m много меньше энергии туннелирования дефекта \mathcal{E}_0 и энергии термоионизации ε_T . Это условие определяет верхний предел величины электрического поля, когда применимо данное рассмотрение.

2. Экспериментальные методы и объекты исследования

Ионизация глубоких примесей мощным СБММ-излучением была обнаружена и изучалась в большом количестве полупроводников, содержащих глубокие примеси. Исследовался фотоотклик образцов на импульсное излучение СБММ-лазера, возникающий в результате изменения концентрации свободных носителей за счет ионизации примесей. В качестве источника излучения использовались мощные импульсные молекулярные перестраиваемые СБММ-лазеры на NH_3 , CH_3F и D_2O с оптической накачкой от ТЕА CO_2 -лазера. Принцип работы лазеров такого типа был впервые разработан и реализован для непрерывного режима работы в 1969 г. Чангом и Бриджесом [1], а в 1974 г. де Темпл на основе этой работы получил генерацию в импульсном режиме [2]. Выбор CO_2 -лазера для оптической накачки обусловлен возможностью его перестройки в диапазоне от 9.2 до 10.6 μm , в котором многие молекулы имеют сильные колебательно-вращательные линии поглощения. В настоящее время в качестве рабочих веществ для лазеров с оптической накачкой CO_2 -лазером используется более 1000 различных веществ [99]. Новые возможности

Параметры сильных одиночных линий генерации, использованных в работе

Длина волн, μm	Линия CO_2 -лазера накачки	Максимальная интенсивность, kW/cm^2	Рабочая среда
35	10P (24)	300	NH_3
66	9P (32)	100	D_2O
76	10P (26)	4000	NH_3
90.5	9R (16)	5000	NH_3
148	9P (36)	4500	NH_3
152	10P (32)	3000	NH_3
250	9R (26)	400	CH_3F
256	10R (14)	500	NH_3
280	10R (8)	1000	NH_3
385	9R (22)	5	D_2O
496	9R (20)	10	CH_3F

открывает также применение для накачки мощного излучения ТЕА CO_2 -лазера с уровнями мощности от 100 kW и выше, так как сильное электрическое поле световой волны приводит к уширению уровней энергии молекул и дает возможность возбуждать уровни, имеющие значительную отстройку от частоты излучения накачки [2]. Это приводит к возможности генерации целого ряда дополнительных длин волн, которые отсутствовали бы при использовании в качестве накачки маломощного непрерывного излучения. Поиск условий для генерации ДИК-СБММ-излучения в основном сводится к задаче нахождения рабочих веществ и линий CO_2 -лазера накачки, резонансно совпадающих с соответствующими молекулярными переходами. Тысячи линий, перекрывающих весь диапазон ДИК-СБММ-излучения (от 20 μm до 2 mm), были обнаружены к настоящему времени в большом количестве рабочих сред [99–104]. Для проведения исследований в полупроводниках существенным является, однако, не столько поиск новых линий генерации, сколько нахождение одиночных сильных и стабильных линий излучения. Это особенно важно в случае импульсных лазеров, мощное излучение накачки которых приводит к уширению состояний в молекулах рабочей среды и вследствие этого к появлению большого количества дополнительных линий.

Наиболее сложным элементом рассматриваемой лазерной системы является лазер накачки. Ранее постройка лазера с оптической накачкой требовала в первую очередь изготовления в лаборатории мощного импульсного CO_2 -лазера с высоким уровнем подавления электромагнитных помех, что ограничивало распространение метода ДИК-СБММ-спектроскопии высокого уровня возбуждения. В настоящее время появились высокостабильные мощные промышленные ТЕА CO_2 -лазеры (URANIT 104, 204), на основе которых можно сравнительно легко реализовать подобную систему. Характеристики сильных одиночных линий, перекрывающих диапазон от 30 до 500 μm , соответствующие рабочие среды

и линии ТЕА CO_2 -лазера, использованные для накачки, приведены в таблице. Энергии фотона, соответствующие этим длинам волн, лежат в диапазоне от 35 до 2 meV и во всех случаях существенно меньше, чем энергии связи исследованных глубоких примесей. Длительность импульса излучения была различной для разных линий и составляла от 10 до 100 ns. Мощность излучения составляла $\sim 50 \text{ kW}$. Излучение фокусировалось в пятно порядка 1 mm², при этом максимальная интенсивность достигала 5 MW/cm². Более детальные параметры системы можно найти, например, в [11,48].

С целью контроля интенсивности, формы и пространственного распределения лазерного излучения были использованы быстродействующие неохлаждаемые фотоприемники лазерного СБММ-излучения, основанные на эффекте увлечения [63], эффекте внутризонной μ -фотопроводимости [64], на стимулировании туннельного эффекта в структурах металл/полупроводник при плазменном отражении излучения [58,66], а также пироэлектрическая матрица Spirikon. Импульсный сигнал, пропорциональный изменению сопротивления образца под действием лазерного излучения, измерялся в стандартной схеме измерения фотоотклика при сопротивлении нагрузки $R_L = 50 \Omega$ (см. вставку на рис. 7). Напряжения смещения на образце составляли 5 V/cm и были существенно ниже порога лавинного пробоя примеси.

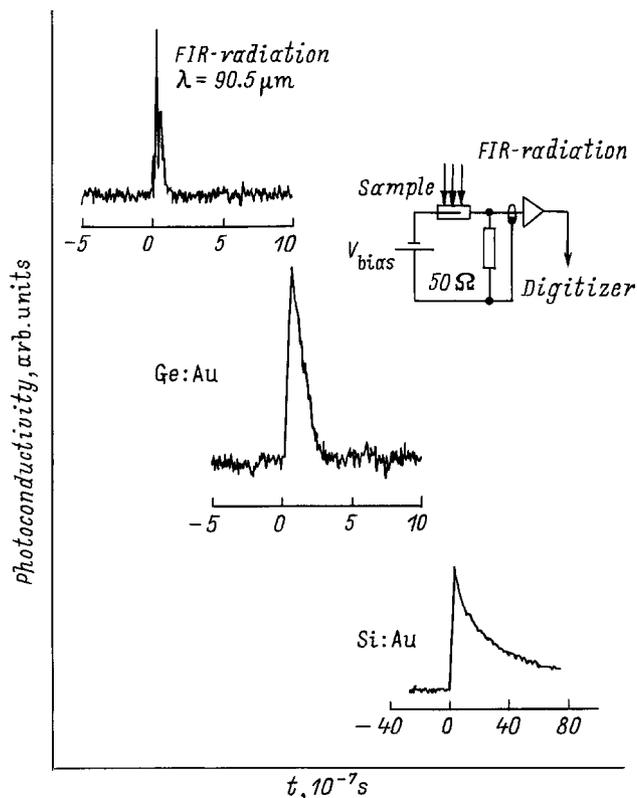


Рис. 7. Осциллограммы импульса возбуждения и сигналов фотопроводимости, полученных при освещении ДИК-СБММ-излучением образцов с глубокими примесями. На вставке — схема измерения.

Измерения были выполнены в температурном интервале от 30 К до 150 К, где в тепловом равновесии фактически все носители выморожены на примесь. Образцы помещались в оптический криостат. Для исключения проникновения в криостат света среднего ИК-диапазона использовались фильтры из кристаллического кварца, а для света видимого диапазона — фильтр из черного полиэтилена толщиной 1 мм.

Исследование процессов туннельной ионизации было выполнено на двух различных типах глубоких примесных центров: 1) со слабой электрон-фононной связью, $\beta < 1$ (Au, Hg, Cu, Zn в германии, Au в кремнии и Te в фосфиде галлия); 2) с сильной электрон-фононной связью, когда имеет место автолокализация, $\beta > 1$ (теллур в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$).

Энергия термической ионизации акцепторных примесей ε_T составляла в случае германия — 150 meV (Au), 90 meV (Hg), 40 meV (Cu) и 30 meV (Zn), для Au в кремнии 300 meV, а для донорного теллура в фосфиде галлия — 90 meV [75]. Заметим, что теллур в фосфиде галлия является по сути сильно заглубленным мелким кулоновским центром.

В исследованных образцах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ с составами $x = 0.28$ и 0.5 и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.35$ легирование теллуrom приводило к электронной проводимости, и наблюдались все основные особенности, характерные для DX-центров, в частности эффект замороженной фотопроводимости [105,106].

3. Наблюдение туннельной ионизации глубоких примесных центров мощным ДИК–СБММ-излучением

Полупроводники, легированные глубокими и мелкими примесными центрами, давно и успешно используются в качестве низкотемпературных приемников излучения ИК- и ДИК-диапазонов [107]. Длинноволновая граница их применимости ограничена энергией связи примеси и в случае глубоких примесных центров, таких как, например, Ge:Au, Ge:Hg, в ДИК- и тем более в СБММ-областях сигнал отсутствует. Однако такая картина наблюдается лишь при относительно небольших интенсивностях света. При возбуждении полупроводникового материала, легированного глубокими примесями, интенсивным излучением импульсного ДИК–СБММ-лазера был обнаружен сигнал фотопроводимости, вызванный ионизацией глубоких примесных центров, несмотря на тот факт, что энергия фотона возбуждающего излучения была в десятки раз меньше энергии их термоионизации ε_T [69,108–111]. Сигнал, сверхлинейно возрастающий при увеличении интенсивности падающего излучения, был обнаружен во всех изученных образцах Ge, Si, GaP, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ в широком интервале температур и во всем используемом диапазоне длин волн [86]. Знак сигнала фотопроводимости соответствует уменьшению сопротивления образца, а его

характерное время спада различно для разных типов примесей и различных температур. Для глубоких примесей замещения длительность импульса фотоответа несколько больше, чем лазерный импульс (рис. 7), и изменяется в зависимости от температуры в интервале от 100 ns до 10 μs , что соответствует временам жизни фотовозбужденных носителей (см., например, [75,112,113]). В случае автолокализованных DX^- -центров в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ наблюдается увеличение проводимости образца, сохраняющееся в течение нескольких сотен секунд после окончания возбуждения, что характерно для спада замороженной фотопроводимости в исследуемых образцах с DX^- -центрами. На рис. 8 показаны сигналы фотопроводимости образца $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ в двух временных масштабах (b) в сопоставлении с импульсом возбуждения (a). Наблюдение ДИК–СБММ-положительной замороженной фотопроводимости показывает, что этот сигнал вызван отрывом электронов от DX-центров.

Изменение проводимости образца под действием СБММ-излучения может быть обусловлено либо процессами, связанными с поглощением излучения свободными носителями (разогрев электронного газа, μ -фотопро-

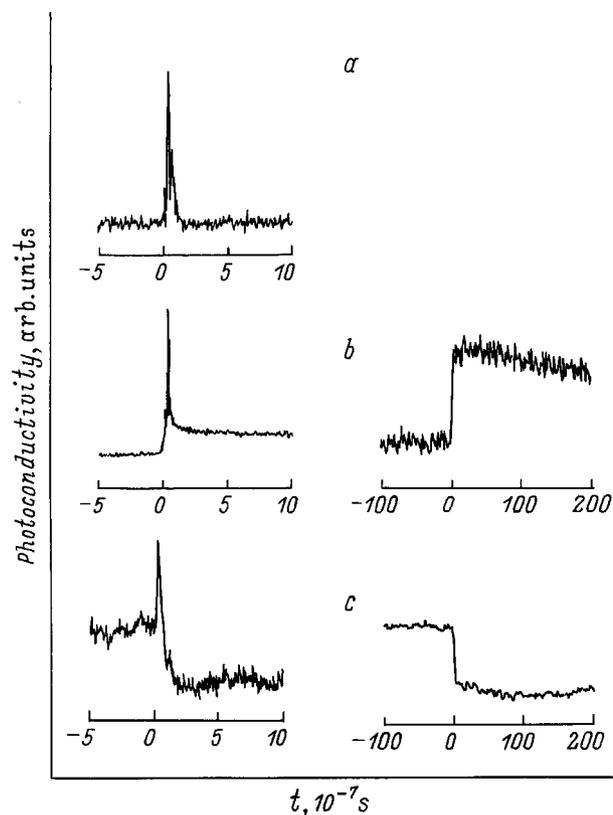


Рис. 8. Осциллограммы импульса возбуждения с $\lambda = 90.5 \mu\text{m}$ (a) и сигналов фотопроводимости, полученных при освещении ДИК–СБММ-излучением образца $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{Sb}$, находящегося в темноте (b) и в состоянии замороженной фотопроводимости (c), созданном в результате предварительного освещения образца светом ближнего ИК-диапазона.

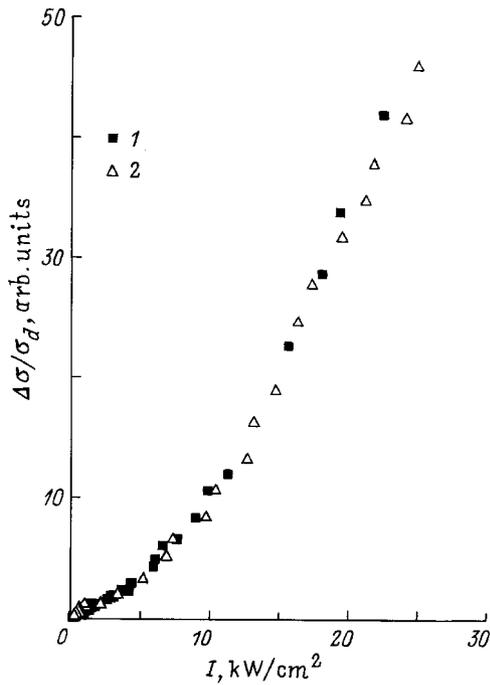


Рис. 9. Зависимость относительного изменения проводимости $\Delta\sigma/\sigma_d = (\sigma_i - \sigma_d)/\sigma_d$ образцов германия, легированного Hg ($\varepsilon_T = 90$ meV), при $T = 64$ К от интенсивности излучения при разных длинах волн. $\lambda = 90.5$ (1) и 250 μm (2).

водимость), либо появлением дополнительных свободных носителей за счет процессов ионизации.

Прежде всего остановимся на возможном влиянии разогрева решетки или электронного газа как наиболее естественном механизме фотопроводимости при поглощении мощного излучения. Разогрев носителей был детально изучен в СБММ-области спектра на образцах с мелкими примесями и при не слишком низких температурах, когда примеси ионизованы и условия для разогрева наиболее благоприятны. Из результата этих исследований, приведенных в Приложении, следует, что в случае возбуждения образцов с глубокими примесями разогрев электронного газа как причина наблюдаемой ионизации примесей может быть исключен на основании кинетик регистрируемых сигналов. Прежде всего в рассматриваемом диапазоне концентраций и температур разогрев электронного газа должен приводить к отрицательной фотопроводимости, в то время как в эксперименте наблюдается положительная фотопроводимость. Кроме того, фотосигналы, обусловленные электронным разогревом, должны либо повторять форму импульса, либо иметь более сложную форму, но не превышающую по длительности импульсы возбуждения (см. Приложение и [39,114]), в то время как регистрируемые импульсы фотосоответа соответствуют временам захвата возбужденных носителей и их длительность существенно больше длительности импульсов возбуждения. Наиболее ярко ионизация примесей проявляется на приме-

ре СБММ-замороженной фотопроводимости в образцах с D_X -центрами.

Следовательно, наблюдение сигналов положительной фотопроводимости с временами, существенно большими длительности импульса, исключает разогрев электронного газа и соответствующую ему фотопроводимость как возможную причину возникновения фотосоответа (см. Приложение). Подавление процессов разогрева в образцах, легированных преимущественно глубокими центрами и находящихся при достаточно низких температурах, обусловлено вымораживанием носителей на примесь и, следовательно, отсутствием заметного поглощения излучения. Таким образом, фотосоответ действительно вызван фотоионизацией глубоких примесей светом с энергией кванта $\hbar\Omega$, много меньшей энергии термической ионизации примесей ε_T .

На рис. 9 показана зависимость сигнала фотопроводимости образцов германия, легированного ртутью ($\varepsilon_T = 90$ meV), при $T = 64$ К от интенсивности излучения для двух различных длин волн. На рис. 10 в полулогарифмическом масштабе приведены аналогичные данные, полученные для другой глубокой примеси (золото в германии) для трех различных длин волн. Указанные на рисунках σ_i и σ_d соответствуют проводимости образца при освещении и в темноте. Поскольку длительность импульса возбуждения меньше, чем время захвата неравновесных носителей, рекомбинация во время возбуждения может не учитываться. Поэтому экспериментально

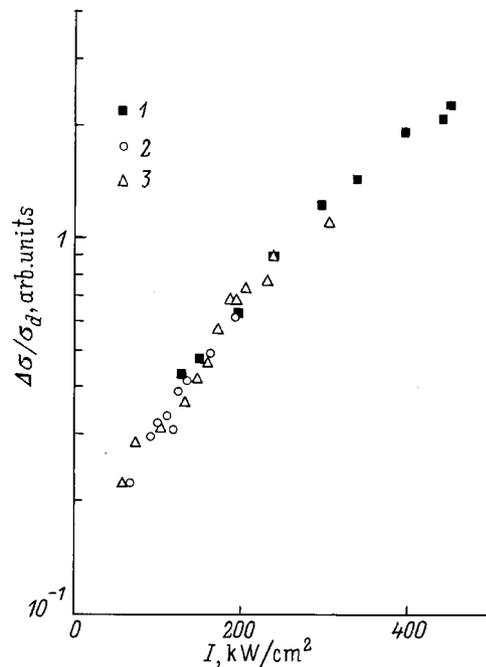


Рис. 10. Зависимость относительного изменения проводимости $\Delta\sigma/\sigma_d = (\sigma_i - \sigma_d)/\sigma_d$ образцов германия, легированного Au ($\varepsilon_T = 150$ meV), при $T = 77$ К от интенсивности излучения при разных длинах волн. $\lambda = 90.5$ (1), 152 (2) и 250 μm (3). Данные представлены в полулогарифмическом масштабе.

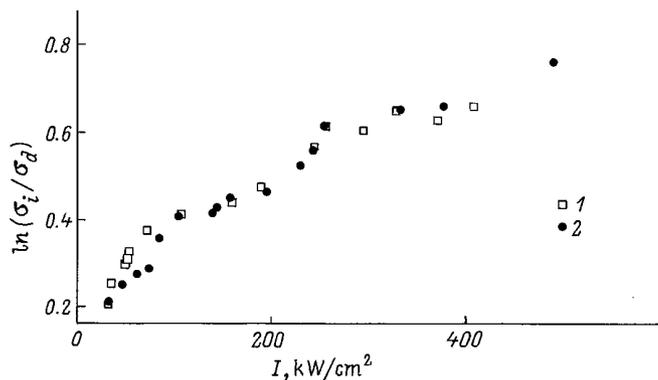


Рис. 11. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Au ($\varepsilon_T = 150$ meV), при $T = 77$ K от интенсивности излучения при $\lambda = 90.5$ μm для линейно (1) и циркулярно (2) поляризованного возбуждающего излучения.

определенное относительное изменение проводимости $\Delta\sigma/\sigma_d = (\sigma_i - \sigma_d)/\sigma_d$, соответствует относительному изменению концентрации свободных носителей, которая в свою очередь пропорциональна изменению вероятности ионизации примесей.

Фотоионизация глубоких примесей светом с $\hbar\Omega < \varepsilon_T$ и сильная нелинейная зависимость этого процесса от интенсивности могут быть связаны с несколькими механизмами создания неравновесных носителей, такими как многофотонная ионизация [13], туннельная ионизация, сопровождаемая поглощением фотона [18], световая ударная ионизация [33,34,115], и многофононное или прямое туннелирование в электрическом поле излучения [69,108]. Все эти процессы имеют различные зависимости от частоты излучения. Рост частоты излучения увеличивает темп генерации неравновесных электронов в результате многофононного поглощения и туннельной ионизации, сопровождаемой поглощением фотона, и уменьшает вероятность световой ударной ионизации [34]. Напротив, туннельная ионизация в поле оптической волны не зависит от частоты.

Измерения показали, что величина фотопроводимости как функция интенсивности излучения во всем интервале имеющихся интенсивностей не зависит от длины волны излучения в диапазоне длин волн выше 90 μm и при температуре порядка 70 K. Это демонстрируется на рис. 9 и 10, показывающих, что кривые для всех длин волн совпадают в пределах точности измерения. Сигнал также независим от поляризации излучения, что видно из рис. 11, где сигнал фотопроводимости Ge: Au показан как функция интенсивности для линейно и циркулярно поляризованного излучения на длине волны $\lambda = 90.5$ μm . Наблюдаемая независимость сигнала от частоты излучения (рис. 9, 10) позволила сделать вывод о том, что генерация свободных носителей вызвана процессами туннелирования [69], а ДИК–СБММ-излучение действует как постоянное поле. В этом случае вероятность ионизации

определяется напряженностью электрического поля излучения, а не величиной и числом квантов света. Именно такая ситуация имела место в большинстве выполненных экспериментов, результаты которых подробно обсуждаются и сопоставляются с теорией для постоянного поля в разделе 4. Возрастание частоты или понижение температуры приводят к появлению частотной зависимости вероятности ионизации, соответствующей увеличению вероятности туннелирования. Соответствующие экспериментальные результаты и механизмы, приводящие к появлению зависимости от частоты, обсуждаются в п. 4.5.

4. Ионизация глубоких примесных центров мощным ДИК–СБММ-излучением

4.1. Туннельная многофононная ионизация

Туннельная многофононная ионизация характеризуется экспоненциальной зависимостью от квадрата амплитуды электрического поля излучения: $e(E) = e(0) \times \exp(E^2/E_c^2)$ (см. п. 1.3). Такое возрастание сигнала фотопроводимости наблюдалось для всех образцов в широком диапазоне полей и температур. Экспериментально определенные зависимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ от квадрата амплитуды электрического поля волны показаны на рис. 12 для Ge: Au и на рис. 13 для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. На обоих рисунках результаты представлены для различных температур и длин волн. Видно, что для каждой температуры существует диапазон полей, в котором вероятность фотовозбуждения зависит от амплитуды электрического поля как $\exp(E^2/E_c^2)$. Сопоставление результатов экспериментов по ионизации ДИК-излучением примеси Au в

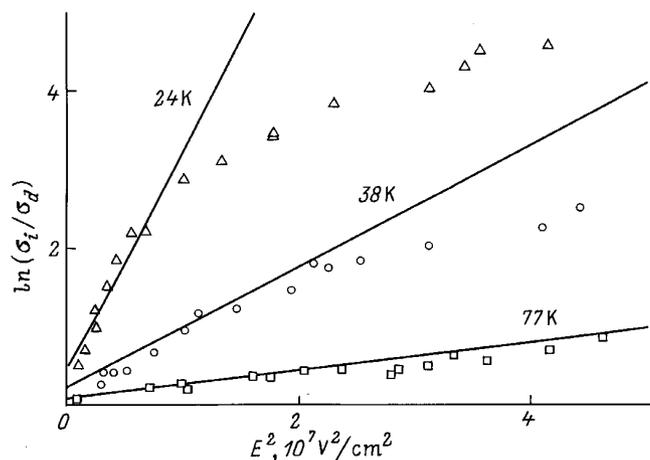


Рис. 12. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Au ($\varepsilon_T = 150$ meV), от квадрата амплитуды электрического поля излучения с $\lambda = 90.5$ μm . Данные приведены для различных температур образца (указаны около кривых). Прямые показывают зависимости вида $e(E) \propto A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$, построенные с использованием E_c^2 в качестве подгоночного параметра.

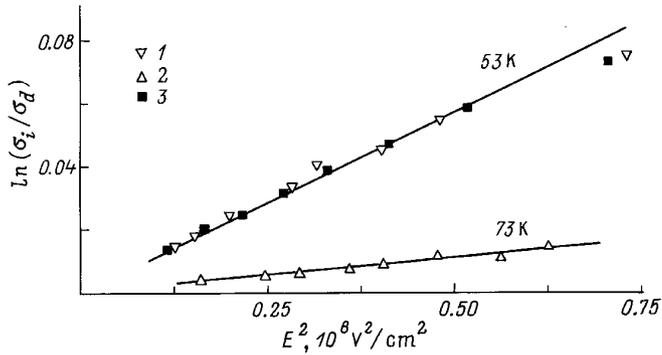


Рис. 13. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{Sb}$ от квадрата амплитуды электрического поля излучения. Данные приведены для различных температур образца (указаны около кривых) и длин волн возбуждающего излучения. $\lambda = 90.5$ (1, 2) и $250 \mu\text{m}$ (3). Прямые показывают зависимости $e(E) \propto A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$ с использованием E_c^2 в качестве подгоночного параметра.

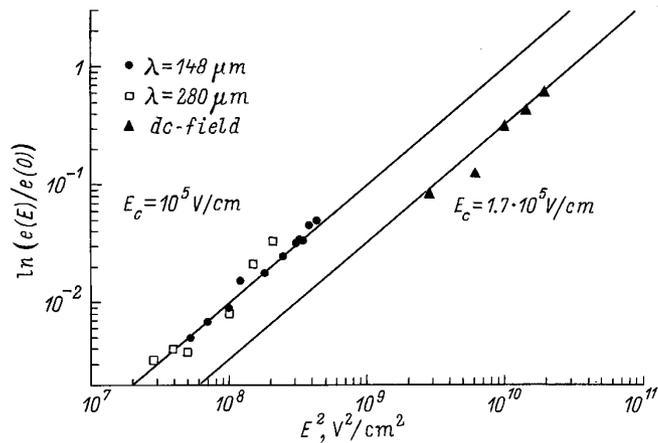


Рис. 14. Логарифм отношения вероятности ионизации в присутствии электрического поля к вероятности термической ионизации $\ln(e(E)/e(0))$ акцепторного золота в $\text{Si}:\text{Au}$ при $T = 300 \text{ K}$ как функция квадрата амплитуды электрического поля. В двойном логарифмическом масштабе приведены данные, полученные из сигнала фотопроводимости при возбуждении ДИК-СБММ-излучением, в сопоставлении с результатами по ионизации в постоянном поле [91]. Прямые показывают зависимости $e(E) \propto A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$ с использованием E_c^2 в качестве подгоночного параметра.

Si при $T = 300 \text{ K}$ с результатами ранее выполненных (методом емкостной зарядовой спектроскопии [91,92]) исследований по зависимости вероятности термической ионизации $e(E)$ от постоянного электрического поля показало, что в обоих случаях имеет место зависимость $e(E) \propto \exp(E^2/E_c^2)$, а величины E_c отличаются в $1.5 \div 2$ раза (рис. 14). Это является хорошим согласием для столь различных методов, если учесть наличие неоднородности поля в образце при емкостной спектроскопии.

На рис. 12–14 сплошными линиями приведены также расчетные кривые, соответствующие зависимостям вида $A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$ с подгоночным параметром E_c^2 . Как это следует из (23) и (36), наклон экспериментальных кривых в диапазоне полей, где $\ln(\sigma_i/\sigma_d) \propto \exp(E^2/E_c^2)$, дает возможность определить времена туннелирования τ_2 . Чтобы вычислить из экспериментальных данных величину τ_2 , необходимо знать эффективную массу носителей, определяющую процесс туннелирования. На рис. 15 время туннелирования τ_2 показано как функция обратной температуры для ряда исследованных глубоких примесей. В случае глубоких акцепторов в германии при обработке использовалась легкая масса дырок. Рис. 15 показывает, что определенное из экспериментальных данных τ_2 находится в хорошем согласии с выражением (12). Из этого результата следует, что носители, связанные на глубоком акцепторе, в основном туннелируют в легкую подзону [69]. Это обусловлено тем, что симметрия примесей замещения соответствует точечной группе T_d , а основное состояние глубокой примеси представляет собой суперпозицию легких и тяжелых дырок. Таким образом, ни легкая, ни тяжелая массы не могут быть приписаны дырке, связанной на

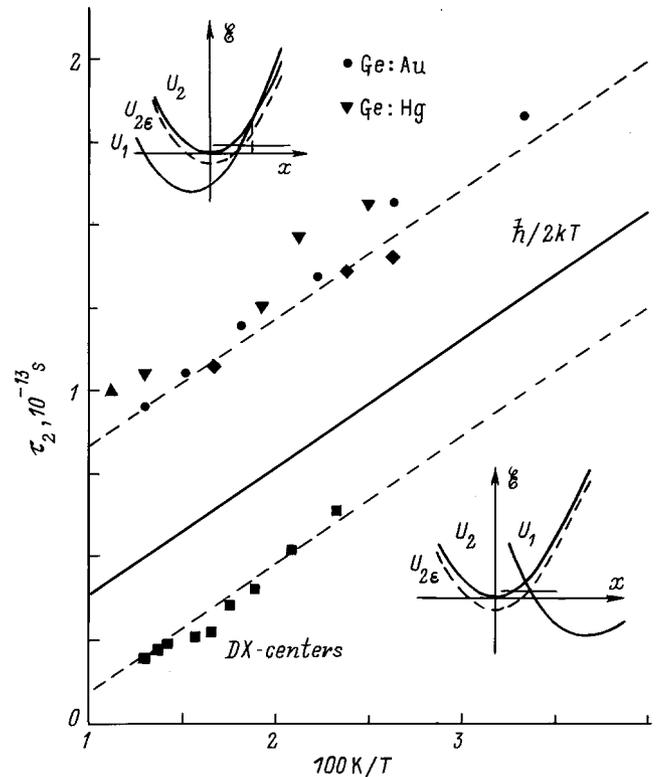


Рис. 15. Время туннелирования τ_2 , определенное из экспериментальных значений E_c^2 , в зависимости от обратной температуры для Au и Hg в германии и DX^- -центров в $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{Sb}$. Сплошная прямая показывает $\tau_2 = \hbar/2k_B T$, а штриховые соответствуют $\tau_2 = \hbar/2k_B T + \tau_1$ с $\tau_1 = 4.5 \times 10^{-14} \text{ s}$ и $\tau_2 = \hbar/2k_B T - \tau_1$ с $\tau_1 = 2.9 \times 10^{-14} \text{ s}$. На вставках схематично приведены конфигурационные потенциалы, соответствующие двум типам примесей.

акцепторе. В [116] было теоретически показано, что для процесса туннелирования важен удаленный от центра хвост волновой функции и что именно легкие дырки вносят основной вклад в этот хвост.

С целью сравнения на рис. 15 приведена величина $\hbar/2k_B T$. Видно, что τ_2 имеет порядок величины $\hbar/2k_B T$. Однако важен следующий результат. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 15, показывают, что для любой температуры τ_2 больше чем $\hbar/2k_B T$ для примесей замещения, но меньше $\hbar/2k_B T$ для автолокализованных DX^- -центров. Этот результат находится в прекрасном согласии с теорией (см. п. 1.1, уравнение (12)). Таким образом, определение времени туннелирования из данных по многофононной туннельной ионизации в высокочастотном электрическом поле позволяет однозначно различить тип адиабатических потенциалов глубокой примеси [110]. Не зависящие от температуры времена туннелирования $\tau_1 = \tau_2 - \hbar/2k_B T$ приведены для различных примесей в подписи к рис. 15.

В дополнение отметим, что наличие замороженной фотопроводимости в образцах $Al_xGa_{1-x}Sb$ позволило наблюдать наряду с многофононной туннельной ионизацией DX^- -центров стимуляцию захвата носителей на центр. В этом случае при низких температурах ($T < 100$ K) предварительное освещение образца видимым светом приводит к отрыву электронов от DX^- -центров и соответственно к увеличению проводимости материала. Благодаря наличию замороженной фотопроводимости такое состояние сохраняется в течение длительного времени. Последующее освещение образца импульсами ДИК-излучения приводит к сигналу отрицательной фотопроводимости (раздел 2, рис. 8, *b*), вызванному многофононной стимуляцией захвата на центр высокочастотным полем излучения. Это дополнительно подтверждает, что ионизация обусловлена многофононным туннельным переходом.

4.2. Прямая туннельная ионизация

В сильных электрических полях наблюдается переход к прямому туннелированию без помощи фононов [108]. Как видно из рис. 12, сигналы фотопроводимости в сильных полях меньше величин, ожидаемых при многофононной туннельной ионизации. Это демонстрируется также на рис. 16–18, где $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ представлен как функция квадрата электрического поля E для $Ge: Au$ и $Ge: Hg$ для различных длин волн и температур. Для величин полей E , больших, чем $E = E_0$, вероятность ионизации растет медленнее с повышением поля E , чем в области, где наблюдается многофононное туннелирование.

Как было показано в разделе 1, многофононное туннелирование в электрическом поле дает лишь поправку к многофононной термоэмиссии. Вероятность эмиссии, пропорциональная $\exp(E^2/E_c^2)$, была получена с учетом того, что электронная энергия туннелирования ε_m (21) меньше оптимальной энергии туннелирования дефекта \mathcal{E}_0 (13). С увеличением напряженности электрического

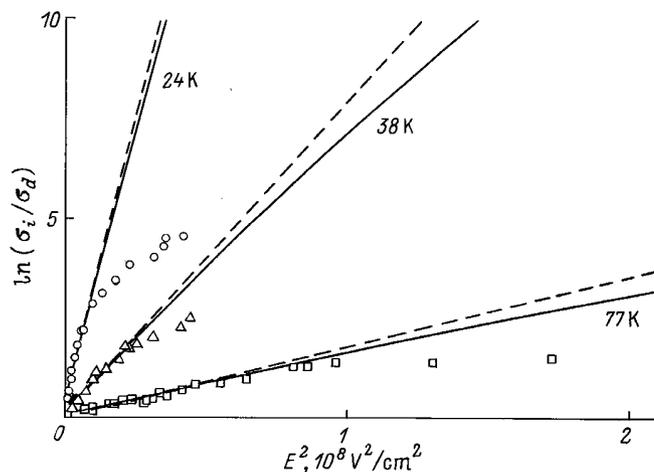


Рис. 16. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Au ($\varepsilon_T = 150$ meV), от квадрата амплитуды электрического поля излучения с $\lambda = 90.5$ μ m. Данные приведены для различных температур образца (указаны около кривых). Штриховые прямые показывают зависимости типа $e(E) \propto A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$ со значениями τ_2 , взятыми из эксперимента, сплошные линии показывают результаты расчета в соответствии с выражениями (28)–(32). В расчете использованы экспериментальные значения τ_2 и частота локальных колебаний $\omega = 2 \cdot 10^{13}$ s $^{-1}$.

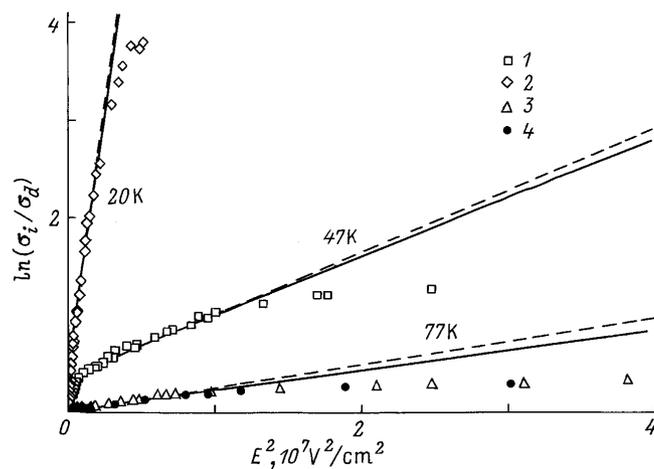


Рис. 17. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Hg ($\varepsilon_T = 90$ meV), от квадрата амплитуды электрического поля излучения с $\lambda = 90.5$ (1–3) и 250 μ m (4). Данные приведены для различных температур образца (указаны около кривых). Штриховые прямые показывают зависимости типа $e(E) \propto A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$ со значениями τ_2 , взятыми из эксперимента, сплошные линии показывают результаты расчета в соответствии с выражениями (28)–(32). В расчете использованы экспериментальные значения τ_2 и частота локальных колебаний $\omega = 2 \cdot 10^{13}$ s $^{-1}$.

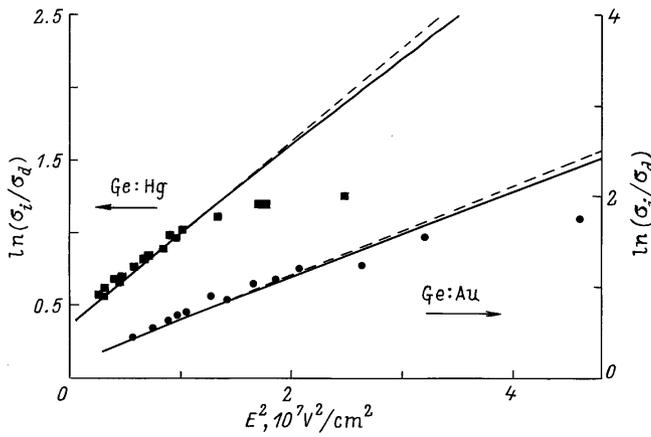


Рис. 18. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Au и Hg, при $T = 46\text{ K}$ от квадрата амплитуды электрического поля излучения с $\lambda = 90.5\ \mu\text{m}$. Штриховые прямые показывают зависимости типа $e(E) \propto A \cdot \exp(E^2/E_c^2)$ со значениями τ_2 , взятыми из эксперимента, сплошные линии показывают результаты расчета в соответствии с выражениями (28)–(32). В расчете использованы экспериментальные значения τ_2 и частота локальных колебаний $\omega = 2 \cdot 10^{13}\ \text{s}^{-1}$.

поля электронная энергия туннелирования увеличивается, что приводит к уменьшению \mathcal{E}_0 . Приближение многофононного туннелирования неприменимо, когда ε_m становится равным \mathcal{E}_0 . Критическим значением электрического поля, при котором $\varepsilon_m = \mathcal{E}_0$, является E_0 , определенное (24), (25),

$$E \gg E_0 = \frac{2\omega\sqrt{2m^*\varepsilon_T}}{e} \omega\tau_2. \quad (58)$$

При напряженностях полей, определенных неравенством (58), вероятность ионизации, согласно [96], характеризуется более слабыми полевыми зависимостями (см. (26), (27)). Наблюдение в эксперименте изменения характера полевой зависимости при напряженностях полей, соответствующих по порядку величины расчетным значениям E_0 , позволило сделать вывод о том, что при $E \gg E_0$ определяющим становится механизм прямой туннельной ионизации [108].

Общее выражение, описывающее в пределах как многофононное, так и прямое туннелирование, было получено в [90] (см. п. 1.4) в рамках модели Хуанга и Рис. Рассмотрим результаты расчета полевой зависимости вероятности эмиссии, проведенного согласно (28)–(32) (п. 1.4). В расчете использовались три феноменологических параметра, а именно энергия термоионизации ε_T , частота локальных колебаний ω и безразмерная константа электрон-фононной связи $\beta = \Delta\varepsilon/\varepsilon_T$. Значение энергии термической ионизации ε_T бралось из литературы. По найденным значениям времени туннелирования τ_2 (рис. 15) определялось время туннелирования τ_1 , которое, согласно (2) и (15), связывает параметр β и

частоту локальных колебаний ω . Таким образом, задача сводится к единственному подгоночному параметру, в качестве которого была взята частота локальных колебаний. Найденное ее значение ($\omega = 2 \cdot 10^{13}\ \text{s}^{-1}$) для одной температуры и примеси впоследствии не менялось при обработке данных, полученных как для других температур, так и для других примесей в том же материале, т. е. в дальнейшем подгоночные параметры отсутствовали. Рис. 19 показывает вычисленные вероятности эмиссии в электрическом поле $e(E)$, отнормированные на величину термоэмиссии $e(0)$ для различных частот локальных колебаний ω . Видно, что вероятность эмиссии ощутимо зависит от ω в диапазоне полей $E > E_0$, и, таким образом, ω действительно может быть использована как подгоночный параметр.

На рис. 16–18 представлены результаты расчета в соответствии с (28)–(32) (п. 1.4) в сравнении с экспериментальными данными. Видно, что наблюдаемое при $E > E_0$ отклонение от закона $e(E) \propto \exp(E^2/E_c^2)$ удовлетворительно описывается теорией, которая, однако, дает более сильную, чем наблюдаемая в эксперименте, зависимость от интенсивности. При этом характеристическое электрическое поле E_0 как функция температуры и энергии термической ионизации находится в хорошем согласии с теорией для всех изученных примесей, соответствующих слабому электрон-фононному взаимодействию.

Одной из причин несоответствия между теорией и экспериментами в высоких электрических полях может быть рассеяние туннелирующих носителей под потенциальным барьером, которое устанавливает верхний предел вероятности туннелирования. Такой процесс рассматривался для туннелирования носителей в барьерах

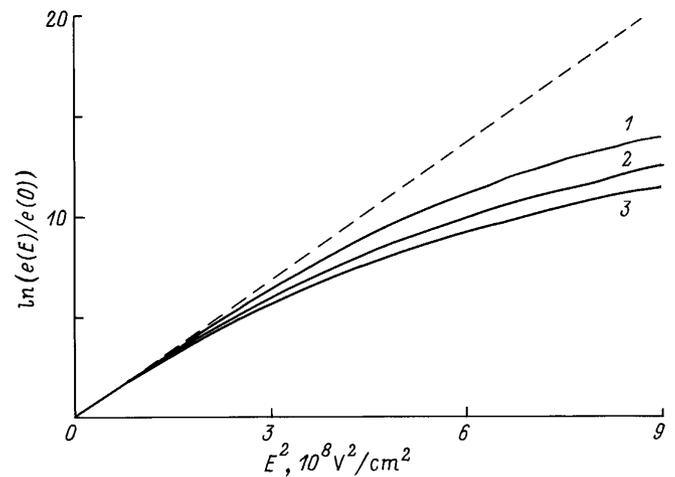


Рис. 19. Расчетные зависимости логарифма отношения вероятности ионизации в присутствии электрического поля к вероятности термической ионизации $\ln(e(E)/e(0))$ для германия, легированного Hg ($\varepsilon_T = 90\ \text{meV}$), при $T = 77\ \text{K}$ от квадрата амплитуды электрического поля излучения, полученные для различных значений частоты локальных колебаний в соответствии с выражениями (28)–(32). ω ($10^{13}\ \text{s}^{-1}$): 1 — 6, 2 — 4, 3 — 3.

Шоттки [117], где также наблюдалась меньшая, чем теоретически предсказанная, вероятность туннелирования. С увеличением электрического поля величина энергии туннелирующего электрона ε_m и длина траектории туннелирования под барьером увеличиваются так, что процессы рассеяния ограничивают величину эмиссии.

4.3. Влияние заряда и эффект Пул–Френкеля

В области относительно слабых электрических полей также наблюдается отклонение от закона $\exp(E^2/E_c^2)$, что хорошо видно из рис. 20, где зависимость $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ от E^2 показана для Ge:Hg. Доминирующим в процессе ионизации здесь становится эффект Пул–Френкеля (см. п. 1.5), что выражается в появлении экспоненциальной зависимости сигнала фотопроводимости от квадратного корня из величины электрического поля ($e(E) \propto \exp \sqrt{E/E_{PF}}$). Данные для области низких полей приведены на рис. 21, 22, где величина $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ построена в зависимости от квадратного корня из амплитуды электрического поля высокочастотного излучения, \sqrt{E} . Видно, что в области слабых полей вероятность ионизации сильно растет с уменьшением температуры и может быть хорошо описана отношением $e(E) \propto \exp \sqrt{E/E_{PF}}$. Корневая зависимость $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ от E и ее температурное поведение находятся в хорошем согласии с формулами (33) и (34), описывающими эффект Пул–Френкеля.

В то же время теория Френкеля не описывает полностью поведения проводимости в зависимости от напряженности высокочастотного электрического поля. Наклон зависимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ от корня амплитуды электрического поля составляет приблизительно половину от рассчитанного в соответствии с (33) и (34), что, как

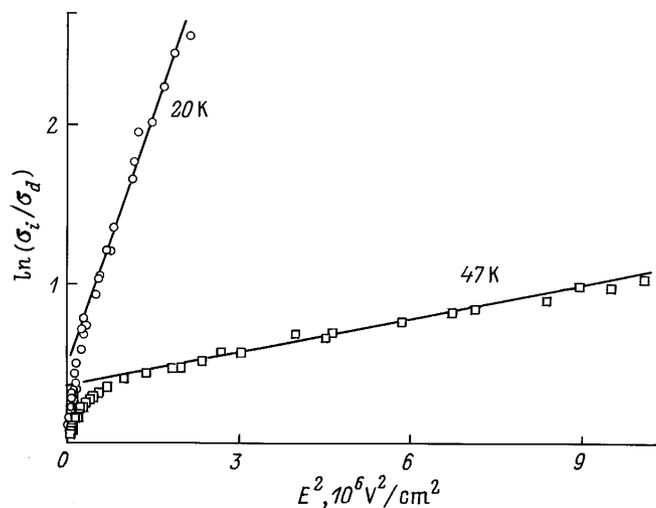


Рис. 20. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Hg, от квадрата амплитуды электрического поля излучения с $\lambda = 90.5 \mu\text{m}$. Данные приведены для различных температур образца (указаны около кривых).

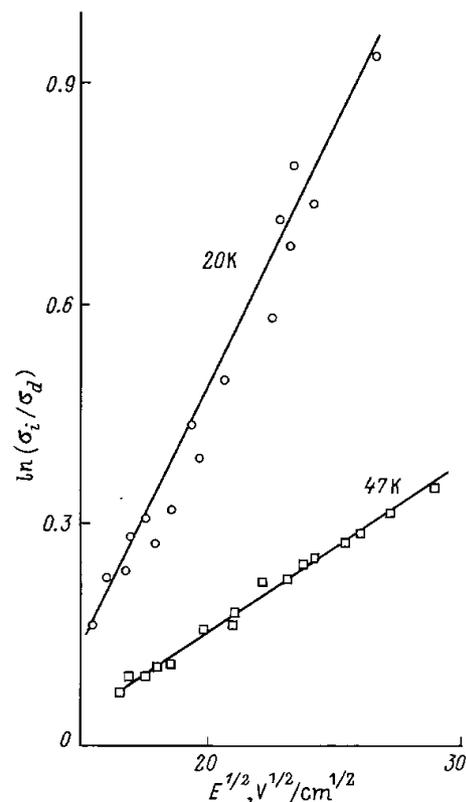


Рис. 21. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Hg, от квадратного корня амплитуды электрического поля излучения с $\lambda = 90.5 \mu\text{m}$. Данные приведены для различных температур образца (указаны около кривых).

можно полагать, свидетельствует о влиянии многофононных процессов (см. п. 1.5). При малых величинах поля изменение проводимости вообще отсутствует (рис. 22). Такие же отклонения от (33) и (34) наблюдаются в случае постоянного поля [83] и находятся в хорошем согласии с литературными данными [83,118–122].

Эффект кулоновского заряда проявляется также в многофононной туннельной ионизации, приводя, согласно (36), к дополнительному множителю в вероятности ионизации. Это видно из экстраполяции прямых, соответствующих области многофононной туннельной ионизации, к нулевому электрическому полю. При этом величина $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ не равна нулю при $E = 0$ (рис. 12 и 20), что означает, что σ_i не равно σ_d , как это следовало бы из формулы (23), не учитывающей влияния заряда.

4.4. Эффекты, обусловленные высокой частотой ДИК-излучения

Как было показано в предыдущих параграфах, ионизация глубоких примесных центров излучением ДИК–СБММ-диапазона обусловлена туннельными процессами в электрическом поле волны. При этом вероят-

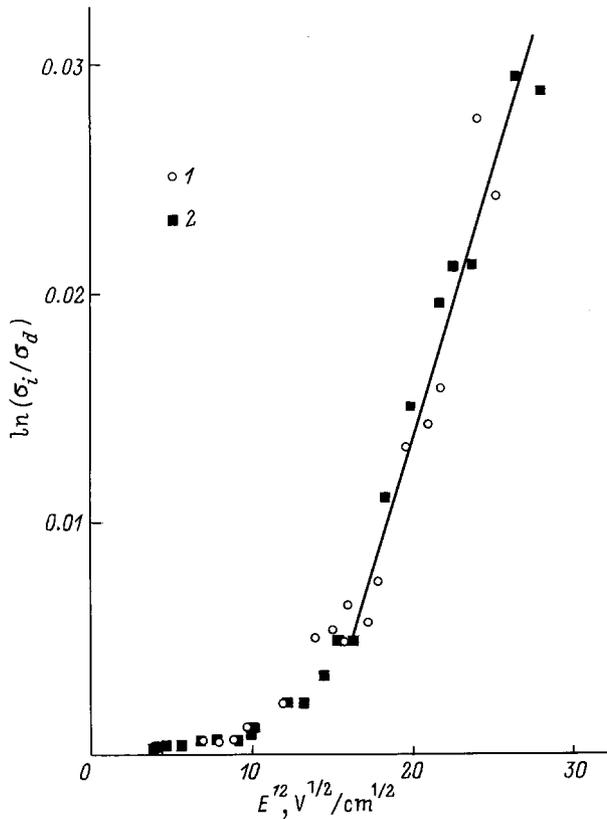


Рис. 22. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Hg, при температуре 77 К от квадратного корня амплитуды электрического поля излучения. Данные приведены для разных длин волн возбуждающего излучения. $\lambda = 90.5$ (1) и $250 \mu\text{m}$ (2).

ность ионизации не зависит от частоты излучения, а действие высокочастотного поля эквивалентно приложению к образцу сильного постоянного поля. Однако, как уже отмечалось в п. 1.6, увеличение частоты излучения или понижение температуры образца, т. е. переход к условию $\Omega\tau_2 = \Omega(\hbar/2k_B T + \tau_1) > 1$, должно приводить к появлению частотной зависимости вероятности ионизации. Измерения частотной зависимости вероятности ионизации проводились на образцах Ge:Hg ($\varepsilon_T = 90 \text{ meV}$).

Результаты, полученные при $T = 40 \text{ K}$ на длинах волн от 35 до $280 \mu\text{m}$, приведены на рис. 23. Видно, что сигнал фотопроводимости существенно возрастает при повышении частоты излучения, сохраняя при этом характер полевой зависимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d) \propto \exp(E^2/E_c^2)$. В том же образце при более высоких температурах частотная зависимость отсутствует (см. рис. 9).

Эксперименты показали, что в рассматриваемом частотном диапазоне зависимость $\ln(\sigma_i/\sigma_d) \propto \exp(E^2/E_c^2)$, характерная для многофононного туннелирования, имеет место при температурах выше 30 K . При более низких температурах частотная зависимость усиливается, а характер зависимости сигнала фотопроводимости от электрического поля изменяется.

Из полевой зависимости вероятности ионизации, измеренной для Ge:Hg в интервале температур $T = 35\text{--}80 \text{ K}$ и длин волн $\lambda = 35\text{--}280 \mu\text{m}$, была определена величина эффективного времени туннелирования τ_2^* (см. п. 1.6). Отношение τ_2^*/τ_2 , где τ_2 — время туннелирования в постоянном электрическом поле, приведено на рис. 24 в зависимости от параметра $\Omega\tau_2$, контролирующего роль частотных эффектов. Время туннелирования τ_2 определялось из измерений на наиболее длинных волнах, при которых частотная зависимость не наблюдается. Видно, что τ_2^* равно τ_2 вплоть до $\Omega\tau \simeq 1$, что подтверждает действие в этой области поля излучения как постоянного

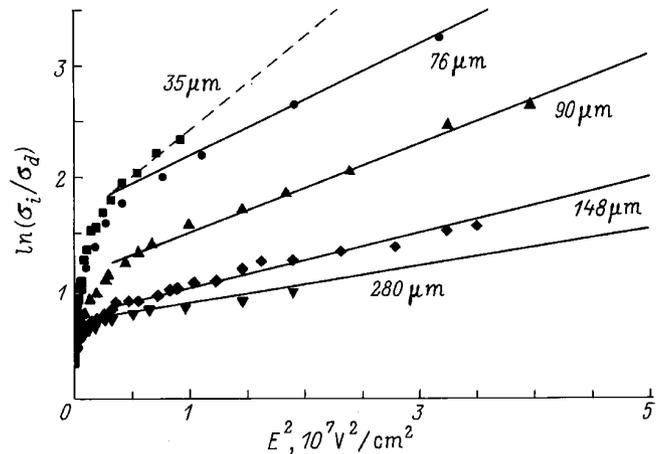


Рис. 23. Зависимости логарифма отношения проводимости при освещении к темновой проводимости $\ln(\sigma_i/\sigma_d)$ образцов германия, легированного Hg, при температуре 40 К от квадрата амплитуды электрического поля при различных длинах волн возбуждающего излучения (указаны около кривых). Прямые показывают зависимости $e(E) \propto A \exp(E^2/E_c^2)$ с использованием E_c^2 в качестве подгоночного параметра.

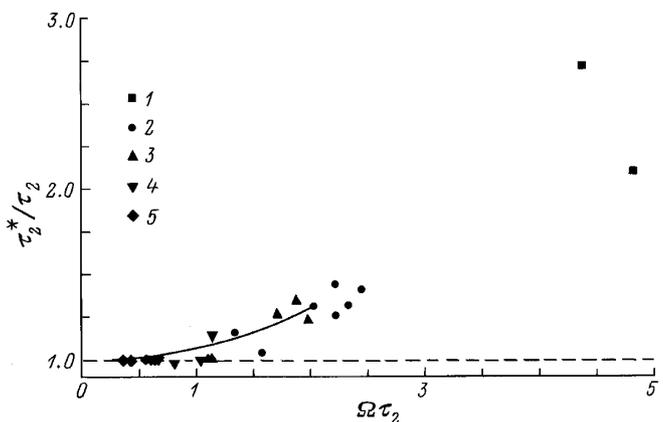


Рис. 24. Зависимость отношения эффективного времени туннелирования τ_2^* к времени туннелирования в постоянном поле τ_2 от $\Omega\tau_2$, полученная из полевой зависимости вероятности ионизации, определенной для Ge:Hg в интервале температур $T = 35\text{--}80 \text{ K}$ и длин волн $\lambda = 35\text{--}280 \mu\text{m}$. $\lambda = 35$ (1), 76 (2), 90.5 (3), 148 (4) и $280 \mu\text{m}$ (5). Сплошная кривая соответствует расчету по формуле (56).

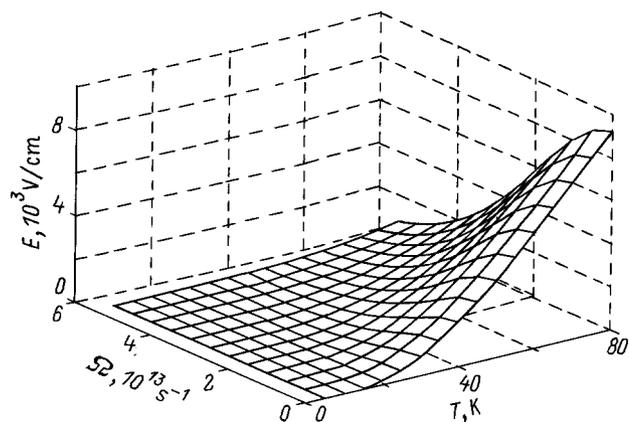


Рис. 25. Расчетная зависимость границы области применимости теории многофононного туннелирования, определенной из условия $\mathcal{E}_0/\varepsilon_m = 1$, от амплитуды электрического поля E , температуры T и частоты излучения Ω для Ge:Hg.

поля (все эксперименты, приведенные ранее, проводились при выполнении этого условия). Увеличение $\Omega\tau_2$, соответствующее повышению частоты либо понижению температуры (см. (12)), приводит к существенному увеличению эффективного времени туннелирования по отношению к времени туннелирования τ_2 . На рис. 24 приведены также результаты расчета отношения τ_2^*/τ_2 как функции $\Omega\tau_2$ согласно (56). Видно, что теория многофононного туннелирования раздел 1 хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Как уже отмечалось ранее, теория многофононного туннелирования в постоянных и высокочастотных полях справедлива при условии, что электронное туннелирование дает малые поправки к термической эмиссии. Это имеет место, когда энергия электронного туннелирования ε_m много меньше энергии туннелирования дефекта \mathcal{E}_0 и энергии термоионизации ε_T . При низких температурах ввиду малости величины энергии оптимального туннелирования дефекта это условие нарушается, а следовательно, существующая теория неприменима уже при очень малых напряженностях электрических полей. На рис. 25 приведена расчетная зависимость границы области применимости теории многофононного туннелирования, определенной из условия $\mathcal{E}_0/\varepsilon_m = 1$, от амплитуды электрического поля E , температуры T и частоты излучения Ω для Ge:Hg.

5. Кинетические исследования долгоживущих кулоновских возбужденных состояний мелкого примесного центра

Появление источников, генерирующих короткие импульсы ДИК–СБММ-излучения, позволило изучать динамику неравновесных процессов в полупроводниках

и полупроводниковых структурах с квантовыми ямами [21,40,123–126].

В рассматриваемом случае применение коротких импульсов для ионизации примеси позволяет использовать туннельную ионизацию в поле ДИК–СБММ-излучения для изучения процессов захвата носителей на примесь. Как уже отмечалось в разделе 2, кинетика наблюдаемых сигналов соответствует известным для рассмотренных материалов сечениям захвата на примесь, полученным другими методами.

При исследовании кинетики примесной фотопроводимости, возникающей при многофононной туннельной ионизации мелкого донорного центра (теллура) в GaP в электрическом поле импульсного лазерного излучения ДИК-диапазона, обнаружены особенности кинетики захвата и накопление носителей на орбитально-долинно отщепленном $1s(E)$ -состоянии мелкого донорного уровня [127]. Подобные долгоживущие возбужденные электронные состояния ранее были обнаружены в простых примесях замещения в Ge и Si по модуляции микроволнового поглощения [128,129].

В этом разделе рассматривается процесс накопления носителей на возбужденном уровне Te в GaP при ионизации примеси короткими импульсами ДИК–СБММ-излучения.

5.1. Экспериментальное исследование особенностей кинетики захвата на мелкие донорные состояния Te в GaP

Измерения кинетики субмиллиметровой фотопроводимости проводились на образцах GaP сильнолегированных теллуrom с концентрацией $3 \cdot 10^{17}$ и $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и с низкой степенью компенсации. Образцы помещались в температурно-регулируемый оптический криостат при температуре в интервале от 20 до 150 K, когда в тепловом равновесии большинство носителей заряда выморожено на основное состояние примеси.

Освещение образца импульсами ДИК–СБММ-излучения приводило к увеличению его проводимости. Измерения сигнала фотопроводимости как функции длины волны, интенсивности излучения и температуры показывают, что вероятность ионизации независима от длины волны и нелинейно увеличивается с электрическим полем E излучения по закону $\exp(E^2/E_c^2)$, а характеристическое поле E_c^2 уменьшается с понижением температуры как T^3 , т.е. ионизация происходит за счет многофононного туннелирования в электрическом поле когерентного излучения [127].

На рис. 26, 27 показаны типичные формы импульса фотоответа в различных временных интервалах. На рис. 26 показан отклик образца в течение действия лазерного импульса и сразу после его окончания в сопоставлении с лазерным импульсом возбуждения, зарегистрированным приемником на эффекте увлечения электронов фотонами. Первая, быстрая, компонента сигнала фотоответа приведена не полностью с тем, чтобы показать более

ясно необычное поведение отклика после окончания действия излучения. Видно, что в течение действия излучения отклик нарастает и спадает до нуля за времена, меньшие чем 40 ns. Однако после того как действие излучения прекратилось (при $t > t_0$), сигнал начинает снова увеличиваться, достигает максимума через одну микросекунду, а после этого экспоненциально спадает до нуля (рис. 27). Увеличение сигнала после прекращения действия излучения может быть хорошо описано функцией $a[1 - \exp(-(t - t_0)/\tau_r)]$ с характеристическим временем τ_r порядка 10^{-7} s. Характеристическое время последующего медленного экспоненциального спада τ_1 не зависит от интенсивности и частоты излучения, но сильно зависит от температуры, увеличиваясь почти на три порядка при понижении T от 150 K ($6 \mu\text{s}$) до 35 K (3 ms). Рис. 28 показывает обратное время спада $1/\tau_1$ в зависимости от обратной температуры. Эта сильная температурная зависимость может быть описана в первом приближении функцией $1/\tau_1 = 1/\tau_0(\exp(-\Delta\varepsilon/kT))$ с $\Delta\varepsilon = 28 \text{ meV}$.

Быстрая составляющая сигнала связана с ионизацией и быстрым захватом на возбужденные кулоновские состояния теллура [130,131]. Основная задача состоит в объяснении роста и спада сигнала после действия излучения.

Разогрев электронного газа или образца в целом может быть исключен как механизм образования сигнала фотопроводимости. Как показано в [132,133], при температуре 70 K и выше подвижность электронов и

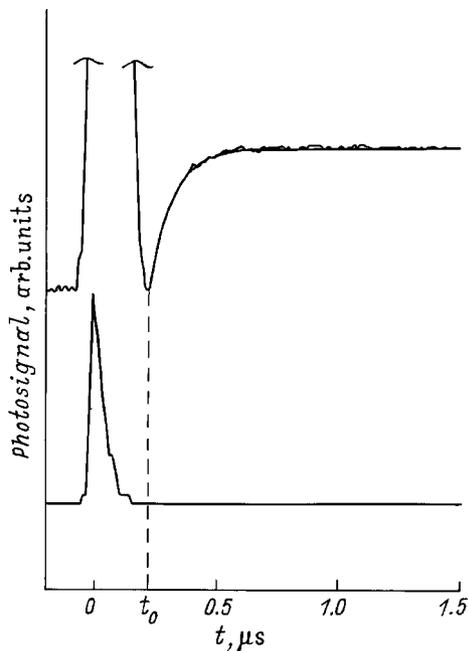


Рис. 26. Оциллограмма сигнала фотопроводимости образца GaP:Te при $T = 50 \text{ K}$ (верхняя кривая) и импульса возбуждения с $\lambda = 90.5 \mu\text{m}$, зарегистрированного приемником на эффекте увлечения электронов фотонами (нижняя кривая). Гладкая кривая для промежутка времени $t > t_0$ представляет результат расчета, согласно (64), с использованием двух подгоночных параметров $1/\tau_{d1} = 10^7 \text{ s}^{-1}$ и $1/\tau_{d2} = 2.4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

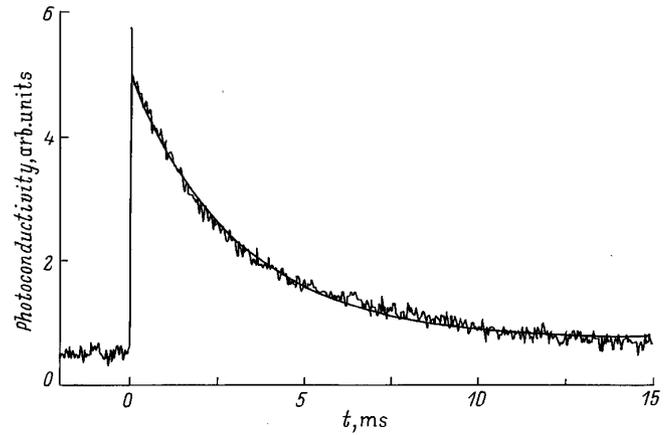


Рис. 27. Оциллограмма сигнала фотопроводимости образца GaP:Te при $T = 30 \text{ K}$. Гладкая кривая для промежутка времени $t > t_0$ представляет результат расчета согласно (64) с использованием двух подгоночных параметров $1/\tau_{d1} = 10^7 \text{ s}^{-1}$ и $1/\tau_{d2} = 2.5 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$.

соответственно проводимость в GaP уменьшаются с повышением температуры. Таким образом, наблюдение положительной фотопроводимости исключает разогрев электронного газа излучением как возможную причину сигнала фотоответа. Кроме того, нагрев образца не может объяснить сложную временную зависимость медленной части сигнала от времени и наблюдаемое увеличение постоянной времени экспоненциального спада на три порядка при изменении температуры в 5 раз.

Дополнительные глубокие примеси, такие как, например, кислород, имеющий малое сечение захвата (10^{-22} cm^2 [134]), не могут объяснить наблюдаемую кинетику сигнала фотоответа. Для получения наблюдаемого длинного времени спада в рамках этого механизма необходимо предположить, что концентрация кислорода в образце сопоставима с концентрацией теллура и равна $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, что противоречит низкому уровню компенсации исследованного материала.

5.2. Кинетическая модель процесса релаксации в присутствии долгоживущего возбужденного состояния

Начальный быстрый спад сигнала фотопроводимости обусловлен быстрым каскадным захватом свободных носителей заряда в высоковозбужденные состояния, из которых идет релаксация в основное состояние. Последний шаг требует по существу более длинного времени из-за большой энергетической щели между возбужденными кулоновскими состояниями и основным состоянием. В случае глубоких центров¹он осуществляется благодаря многофононным процессам или оптическим переходам. Динамическое время в этом случае состоит из двух

¹ Несмотря на то что теллур является неким донорным центром, энергия его основного состояния достаточно велика (90 meV).

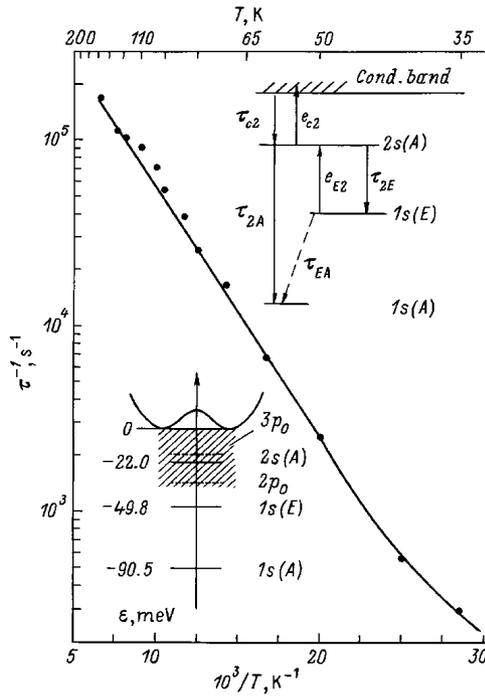


Рис. 28. Зависимость обратного времени спада фотопроводимости $1/\tau_1$ в GaP:Te от температуры. Кривая показывает результат расчета согласно $1/\tau_1 = 1/\tau_0 \times (\exp(-\Delta\varepsilon/kT)) + 1.44 \cdot 10^2$ и $\Delta\varepsilon = 28 \text{ meV}$. Вставки схематически показывают "camel back" структуру зоны проводимости и энергетическое положение основного и ряда нижних возбужденных состояний Te в GaP, построенных в соответствии с [135] (слева внизу), и схему кинетической модели релаксации (справа сверху).

составляющих: быстрой и более медленной. Медленное время спада, однако, является или независимым от температуры, или увеличивается с повышением температуры, что противоречит результатам эксперимента [75]. Таким образом, каскадная модель захвата без ее модификации не может объяснить увеличение сигнала фотопроводимости после окончания действия излучения и наблюдаемую температурную зависимость медленного спада сигнала.

Покажем, что предположение о существовании долгоживущего возбужденного состояния, характеризующегося чрезвычайно малой вероятностью перехода в основное состояние, позволяет полностью описать кинетику наблюдаемого сигнала. Носители накапливаются в этом состоянии и впоследствии за счет термоактивации возвращаются в сеть плотно расположенных кулоновских состояний, лежащих вблизи дна зоны проводимости, соответственно увеличивая концентрацию носителей в зоне проводимости.

На вставке к рис. 28 показаны характерная "camel back" структура зоны проводимости и энергетическое положение основного и ряда нижних возбужденных состояний Te в GaP в соответствии с [135]. Как видно из вставки к рис. 28, состояние $1s$ в GaP расщеплено

в результате долино-орбитального взаимодействия на два уровня ($1s(E)$ и $1s(A)$), энергетический зазор между которыми составляет 40.7 meV . Как показано в [75], каскадный захват в основном идет по s -состояниям, за счет однофононных акустических переходов. Поскольку энергетический зазор между состоянием $1s(E)$ и основным состоянием намного больше максимальной энергии акустического фонона (31.5 meV [135]), но меньше энергии оптического фонона (51 meV [135]), электроны, попавшие на уровень $1s(E)$, не могут переходить в основное состояние за счет однофононных процессов, что приводит к их накоплению на этом уровне. Наиболее вероятным каналом релаксации из этого состояния является однофононное возбуждение на следующее, лежащее выше s -состояние $2s(A)$, отстоящее от состояния $1s(E)$ на 28 meV . Заметим, что экспоненциальная зависимость времени медленного спада τ_1 от температуры характеризуется энергией 28 meV . Таким образом, можно предположить, что электроны накапливаются в состоянии $1s(E)$, за счет термовозбуждения переходят в состояние $2s(A)$, далее за счет поглощения и эмиссии акустических фононов переходят на близко расположенные p -состояния и через оптические переходы (ИК-излучение) релаксируют в основное состояние. Основанная на этих предположениях кинетическая модель схематически представлена на вставке в верхнем углу рис. 28.

При $t > t_0$, когда генерация неравновесных носителей отсутствует, кинетические уравнения, определяющие концентрацию электронов n в зоне проводимости, n_2 и n_E на состояниях $2s(A)$ и $1s(E)$ могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -\frac{n}{\tau_c} + e_{c2}n_2, \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{n}{\tau_c} - e_{c2}n_2 - \frac{n_2}{\tau_{2E}} + e_{E2}n_E - \frac{n_2}{\tau_{2A}}, \\ \frac{dn_E}{dt} &= \frac{n_2}{\tau_{2E}} - e_{E2}n_E - \frac{n_E}{\tau_{EA}}. \end{aligned} \quad (59)$$

Здесь пренебрегается тепловой заселенностью состояний и введены характерные времена переходов: τ_{c2} — из зоны проводимости на уровень $2s(A)$, τ_{2E} и τ_{2A} — с уровня $2s(A)$ на уровень $1s(E)$ и $1s(A)$ соответственно, τ_{EA} — с уровня $1s(E)$ на уровень $1s(A)$. Вероятности обратных процессов e_{c2} и e_{E2} связаны принципом детального равновесия с временами τ_{c2} и τ_{2E} соответственно. Так, для вероятности перехода e_{E2} , являющейся важной для модели, имеем

$$e_{E2} = \frac{1}{\tau_{2E}} \exp(-\Delta\varepsilon_{2E}/k_B T), \quad (60)$$

где $\Delta\varepsilon_{2E}$ — энергетическое расстояние между уровнями $1s(E)$ и $2s(A)$.

Первое из уравнений (59) показывает, что для времен $t > t_0$, τ_{c2} устанавливается квазиравновесие между электронами в зоне проводимости и заселенностью состояния $2s(A)$, т.е. $n = e_{c2}\tau_{c2}n_2$. В этих условиях

концентрация n_2 контролирует концентрацию n неравновесных свободных носителей заряда в зоне проводимости и тем самым определяет сигнал фотопроводимости. Подстановка $n = e_{2c}\tau_{c2}n_2$ в (59) позволяет свести систему трех уравнений к системе двух последних уравнений при $t > t_0$. Тогда концентрация электронов в состоянии $2s(A)$ в зависимости от времени определяется выражением

$$n_2(t) = \frac{1}{\left(\frac{1}{\tau_{d1}} - \frac{1}{\tau_{d2}}\right)} \left\{ \left[n_2^{(0)} \left(\frac{1}{\tau_{2A}} + \frac{1}{\tau_{2E}} - \frac{1}{\tau_{EA}} - e_{2c} \frac{\tau_{2E}}{\tau_{2A} + \tau_{2E}} \right) - e_{E2} n_E^{(0)} \right] \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\tau_{d1}}\right) + \left[e_{E2} n_2^{(0)} \frac{\tau_{2A}}{\tau_{2A} + \tau_{2E}} + e_{E2} n_E^{(0)} \right] \times \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\tau_{d2}}\right) \right\}, \quad (61)$$

где $n_2^{(0)}$ и $n_E^{(0)}$ — концентрации на состояниях $2s(A)$ и $1s(E)$ в момент времени $t = t_0$ соответственно, а τ_{d1} и τ_{d2} — динамические времена релаксации, определенные соотношениями

$$\frac{1}{\tau_{d1}} = \frac{1}{\tau_{2A}} + \frac{1}{\tau_{2E}} + e_{E2} \frac{\tau_{2A}}{\tau_{2A} + \tau_{2E}}, \quad (62)$$

$$\frac{1}{\tau_{d2}} = e_{E2} \frac{\tau_{2E}}{\tau_{2A} + \tau_{2E}} + \frac{1}{\tau_{EA}}. \quad (63)$$

Предположение, что $\tau_{2E} \ll \tau_{2A}$, приводит к неравенству $n_E^{(0)} \gg n_2^{(0)}$. Если пренебречь в уравнении (61) членами, пропорциональными $n_2^{(0)}$, по сравнению с членами, пропорциональными $n_E^{(0)}$, получим

$$n_2(t) \approx \frac{e_{E2} n_E^{(0)}}{\left(\frac{1}{\tau_{d1}} - \frac{1}{\tau_{d2}}\right)} \left[\exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\tau_{d2}}\right) - \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\tau_{d1}}\right) \right]. \quad (64)$$

При $\tau_{d1} < \tau_{d2}$ из уравнения (64) следует немонотонное поведение n_2 во времени: после выключения излучения n_2 сначала растет, а впоследствии экспоненциально падает. Рассчитанная, согласно (61), зависимость концентрации носителей в зоне проводимости от времени, определяющая кинетику сигнала фотопроводимости, приведена на рис. 26 и 27 в сопоставлении с результатами эксперимента. В качестве подгоночных параметров использовались времена τ_{d1} и τ_{d2} . Поскольку эти времена отличаются по крайней мере на два порядка, фактически использовался лишь один подгоночный параметр в каждом временном интервале. Определенные таким образом динамические времена равны $1/\tau_{d1} = 10^7 \text{ s}^{-1}$ и $1/\tau_{d2} = (1.6 \cdot 10^6 \cdot \exp(\Delta\varepsilon_{2E}/k_B T) + 1.44 \cdot 10^2) \text{ s}^{-1}$ ($\Delta\varepsilon_{2E} = 28 \text{ meV}$). На рис. 28 показаны рассчитанные

величины τ_{d2} (сплошная линия) и экспериментально определенное медленное время спада в зависимости от температуры. Результаты численного расчета находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Можно показать, что в рассматриваемом температурном интервале последний член в уравнении (62) намного меньше, чем сумма двух первых членов ($1/\tau_{2A} + 1/\tau_{2E}$). Пренебрегая им в (62), находим из измеренных значений динамических времен и температурной зависимости τ_{d2} значения введенных ранее трех характеристических времен: $\tau_{2E} = 10^{-7} \text{ s}$, $\tau_{2A} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $\tau_{EA} = 0.7 \cdot 10^{-2} \text{ s}$. Полученные значения согласуются с использованным при расчете условием $\tau_{2E} < \tau_{2A} \ll \tau_{EA}$.

Таким образом, исследование кинетики ДИК-СБММ-фотопроводимости в GaP:Te позволило наблюдать накопление электронов на возбужденном состоянии мелкого донорного уровня с временами вплоть до нескольких миллисекунд и идентифицировать его как долино-орбитально отщепленное $1s(E)$ -состояние. Уход носителей из этого состояния происходит через тепловое возбуждение в расположенные выше по энергии s - и p -состояния, а релаксация из этих состояний в основное состояние осуществляется в основном путем излучательных переходов. Наличие излучательных переходов было установлено по наблюдению инфракрасной люминесценции [127].

6. Основные выводы

Фотоионизация глубоких примесных центров в полупроводниках под действием мощного субмиллиметрового лазерного излучения с энергиями кванта, много меньшими, чем энергия ионизации примеси, была обнаружена и исследована в широком диапазоне интенсивностей, длин волн и температур и для большого набора примесей. Детальное сравнение экспериментальных результатов с теорией многофононной и прямой ионизации глубоких примесей в электрическом поле показало, что терагерцовое поле часто действует подобно постоянному полю.

В широком диапазоне электрических полей вероятность эмиссии носителей может быть описана многофононным туннелированием. Термостимулированная эмиссия носителей из основного состояния примеси в континуум обычно сопровождается температурным возбуждением системы и последующим туннелированием дефекта из конфигурации, соответствующей связанному электронному состоянию, в конфигурацию, соответствующую ионизованной примеси. Электрическое поле усиливает туннелирование дефекта благодаря электронному туннелированию через барьер, сформированный электронным потенциалом и электрическим полем. Это увеличение эмиссии носителей было обнаружено по сигналу фотопроводимости. Полевая зависимость наблюдаемого сигнала позволила определить времена туннелирования дефекта. Автолокализованный характер примесного центра может быть однозначно установлен из сравнения

значения времени туннелирования с обратной температурой, умноженной на комбинацию универсальных констант (а именно с величиной $\hbar/2k_B T$).

При относительно малых и очень больших полях наблюдаемая вероятность ионизации отличается от многофононного туннелирования. При малых полях ионизация примесей вызвана эффектом Пул–Френкеля, обусловленного понижением энергии термической ионизации кулоновских притягивающих центров. В сильных полях ионизация происходит благодаря эффекту прямого туннелирования без термоактивации. Представленный метод ионизации примесей короткими ДИК–СБММ-лазерными импульсами, позволяя бесконтактно прикладывать очень сильные электрические поля к образцу, помогает избежать проблем, обусловленных развитием лавинного пробоя, шнурованием тока и т.д., которые часто возникают при приложении сильных статических электрических полей. Высокая чувствительность фотопроводимости дает возможность проводить измерения в широком диапазоне полей, начиная от очень малых полей, до десятков киловольт на сантиметр.

Приложение. Эффекты разогрева под действием излучения

Поглощение мощного ДИК–СБММ-излучения свободными носителями приводит к сильному разогреву электронного газа. В рассматриваемых в работе экспериментах свободные носители заряда практически отсутствуют, что является условием слабого поглощения, и, таким образом, разогрев электронного газа и решетки мал. Однако без оценки возможного вклада процессов разогрева в фотопроводимость рассмотрение является неполным.

Изменение проводимости образца под действием ДИК-излучения при разогреве электронного газа обусловлено изменением подвижности носителей за счет изменения их энергетического распределения. Этот процесс хорошо известен и изучен в большом количестве материалов InSb, GaAs, Ge и т.д. При достаточно большой концентрации свободных носителей процесс разогрева можно описывать, вводя электронную температуру T_e , изменение которой определяется поглощением излучения. В ДИК-области, при $\hbar\Omega \ll \hbar\omega_0$, где $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона, электронная температура определяется из уравнения баланса в виде

$$\alpha\hbar\Omega = P_{ac}(T_e) + P_{opt}(T_e), \quad (65)$$

где α — коэффициент поглощения на свободных носителях, а $P_{ac}(T_e)$ и $P_{opt}(T_e)$ — потери энергии при рассеянии на акустических и оптических фононах соответственно (см., например, [136–142]). Вклад энергии, определяющий величину сигнала разогретой фотопроводимости (линейного и нелинейного), зависит от поглощения излучения и, следовательно, от концентрации свободных носителей.

При малом разогреве изменение проводимости под действием излучения хорошо описывается простой формулой

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial\mu}{\partial T_e} \Big|_{T_e=T_0} \Delta T_e, \quad (66)$$

где T_0 — температура решетки.

Легко видеть, что знак сигнала фотопроводимости определяется знаком производной $\partial\mu/\partial T_e$. Известно, что этот знак может быть как положительным (например, когда доминирует рассеяние на заряженных примесях), так и отрицательным (доминирующее рассеяние на акустических фононах, оптических фононах и т.д.) [141,143].

Основные эксперименты по ионизации глубоких примесей были выполнены на образцах германия. С целью выяснения роли процессов разогрева в обнаруженной в образцах с глубокими примесями СБММ-фотопроводимости были проведены исследования эффекта разогрева электронного газа в Ge, легированном мелкими примесями (Ga, Sb), при температурах, близких к температуре жидкого азота, когда примеси ионизованы, т.е. в условиях наиболее благоприятных для разогрева. Концентрации выбирались близкими к концентрациям глубоких примесей в образцах, рассматриваемых в настоящей работе.

Разогрев свободных носителей в Ge в данном интервале температур приводит к отрицательной фотопроводимости, так как основную роль здесь играет рассеяние на акустических фононах, приводящее к уменьшению подвижности при повышении температуры электронного газа. Кинетика фотопроводимости, обусловленной разогревом свободных носителей, определяется короткими временами энергетической релаксации свободных носителей, обычно лежащими в диапазоне 10^{-9} – 10^{-13} с. Соответственно электронный разогрев приводит либо к сигналам, повторяющим форму импульса, либо к более сложным временным зависимостям, однако не превышающим по длительности наносекундные импульсы возбуждения.

Таким образом, наблюдение в образцах с глубокими примесями при $T \simeq 77$ К и с концентрациями примесей менее $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ сигналов положительной фотопроводимости с временами, большими длительности импульса, исключает разогрев электронного газа как возможную причину возникновения фотоотклика. Это обусловлено подавлением процессов разогрева в образцах, легированных преимущественно глубокими центрами и находящимися при достаточно низких температурах, вследствие вымораживания носителей на примесь и, следовательно, практически полного отсутствия поглощения излучения.

Отметим, что в образцах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где изучались DX-центры, концентрация свободных носителей была достаточно велика и эффекты разогрева вносили существенный вклад в фотосигнал. Однако в силу резкого отличия времен релаксации разогретой фотопроводимости и фотопроводимости, обусловленной

ионизацией $D\bar{X}$ -центров, их вклады могли быть легко выделены.

В условиях большой интенсивности излучения при сильном нелинейном разогреве носителей излучением возможно наблюдение также фотоионизации глубоких примесей светом с $\hbar\Omega < \varepsilon_T$ за счет световой ударной ионизации, обнаруженной впервые в InSb [34]. В этом случае наряду с всегда присутствующим быстрым сигналом μ -фотопроводимости наблюдается положительная фотопроводимость, кинетика которой соответствует времени жизни неравновесных носителей. Поскольку разогрев носителей при этом осуществляется высокочастотным полем, вероятность ударной световой ионизации экспоненциально падает с увеличением частоты излучения. Противоположный характер частотной зависимости туннельной (многоквантовой) и ударной ионизации позволяет идентифицировать процесс. Таким образом, отсутствие в сигнале положительной фотопроводимости, наблюдаемой в образцах с глубокими примесями под действием мощного ДИК-излучения, быстрой отрицательной компоненты μ -фотопроводимости и независимость (или понижение) вероятности при росте длины волны позволяют однозначно исключить световую ударную ионизацию как процесс, ответственный за ионизацию обсуждаемых в работе глубоких примесных центров.

В заключение остановимся на возможном влиянии разогрева решетки. Как и разогрев электронного газа, разогрев решетки излучением должен приводить к изменению проводимости. При этом знак фотопроводимости может соответствовать как изменению подвижности (примеси ионизованы), так и увеличению концентрации носителей в зоне (носители выморожены на примесь). Кинетика фотопроводимости в этом случае соответствует медленным (с временами, существенно большими, чем микросекунды) процессам остывания образца как целого. Наблюдение в образцах с глубокими примесями сигналов с характерными временами порядка микросекунд и меньше позволяет исключить разогрев образца в целом как причину фотоответа. В дополнение отметим, что в исследованных объемных полупроводниках при использовании коротких (100 ns) импульсов излучения с энергиями, не превышающими миллиджоуль, эффекты решеточного разогрева не наблюдались даже при больших концентрациях свободных носителей (см., например, [39–41, 43, 114]).

Авторы благодарят DFG за поддержку в работе и В.И. Переля за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] T.Y. Chang, T.J. Bridges. *Opt. Commun.* **1**, 423 (1970).
- [2] Th. de Temple. *Pulsed Optically Pumped Far Infrared Lasers in Infrared and Millimeter Waves / Ed. K.J. Button. N.Y. (1979). V. 1. P. 129.*
- [3] L.R. Elias, J. Hu, G. Ramian. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **A237**, 203 (1985).
- [4] L.R. Elias, G. Ramian, J. Hu, A. Amir. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 424 (1986).
- [5] A.A. Andronov. *Population inversion and Far Infrared Emission of Hot Electrons in Semiconductors in Infrared and Millimeter Waves / Ed. K.J. Button. N.Y. (1986). V. 16. P. 150.*
- [6] Л.Е. Воробьев, Ф.И. Осокин, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупенко. *Письма в ЖЭТФ* **34**, 125 (1981).
- [7] В.И. Гавриленко, В.Н. Мурзин, С.А. Стоклицкий, А.П. Чеботарев. *Письма в ЖЭТФ* **35**, 81 (1982).
- [8] Ю.Л. Иванов, Ю.Б. Васильев. *Письма в ЖТФ* **9**, 10, 613 (1983).
- [9] Yu.A. Mityagin, V.N. Murzin, O.N. Stepanov, S.A. Stoklitsky. *Phys. Scripta* **49**, 699 (1994).
- [10] I.V. Altukhov, M.S. Kagan, V.P. Sinis. *Opt. Quant. Electron.* **23**, 211 (1991).
- [11] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, И.Д. Ярошецкий. *Письма в ЖЭТФ* **35**, 7, 297 (1982).
- [12] F. Keilmann. *Infrared Phys.* **31**, 373 (1991).
- [13] W. Böhm, E. Ettinger, W. Prettl. *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1198 (1981).
- [14] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин, И.Д. Ярошецкий. *Письма в ЖЭТФ* **37**, 10, 479 (1983).
- [15] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко, Е.Ю. Перлин, Я.В. Терентьев, А.В. Федоров, И.Д. Ярошецкий. *ЖЭТФ* **91**, 10, 1233 (1986).
- [16] A. Avettissian, M. Hosek, H. Minnassian. *Solid State Commun.* **60**, 419 (1986).
- [17] B.N. Murdin, C.R. Pidgeon, A.K. Kar, D.A. Jaroszynski, J.M. Ortega, R. Prazeres, F. Glotin, D.C. Hutchings. *Opt. Mater.* **2**, 89 (1993).
- [18] P.S.S. Guimaraes, B.J. Keay, J.P. Kaminiski, S.J. Allen et al. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3792 (1993).
- [19] B. Galdrikian, B. Birnir, M. Sherwin. *Phys. Lett.* **A203**, 319 (1995).
- [20] C.R. Pidgeon, A. Vass, G.R. Allan, W. Prettl, L. Eaves. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1309 (1983).
- [21] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, И.Д. Ярошецкий. *ФТП* **21**, 6, 1005 (1987).
- [22] S.P. Love, A.J. Sievers. *Transport, Correlation and Structural Defects / Ed. H. Fritzsche. World Scientific, Singapore (1990). P. 27.*
- [23] G. Jungwirth, R. Kropf, W. Prettl. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **12**, 729 (1991).
- [24] R. Till, F. Keilmann. *Phys. Rev. B* **44**, 4 (1991).
- [25] F. Keilmann, R. Till. *Opt. Quant. Electron.* **23**, 5231 (1991).
- [26] F. Keilmann, R. Till. *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 633 (1992).
- [27] M. Helm, T. Fromherz, B.N. Murdin, C.R. Pidgeon, K.K. Geerink, N.J. Hovenyer, W.Th. Wenckebach, A.F.G. van der Meer, P.W. van Amersfoort. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3315 (1993).
- [28] K. Craig, C.L. Felix, J.N. Heyman, A.G. Markelz, M.S. Sherwin, K.L. Campman, P.F. Hopkins, A.C. Gossard. *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 627 (1994).
- [29] W.J. Li, B.D. McCombe, J.P. Kaminski, S.J. Allen, M.I. Stockman, L.S. Muratov, L.N. Pandey, T.F. George, W.J. Schaff. *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 630 (1994).
- [30] П.М. Вялов, Б.С. Рывкин, И.Д. Ярошецкий, И.Н. Ясиевич. *ФТП* **5**, 5, 904 (1971).
- [31] M. Weispfenning, I. Hoerer, W. Böhm, W. Prettl. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 754 (1985).
- [32] J. Kaminski, J. Spector, W. Prettl, M. Weispfenning. *Appl. Phys. Lett.* **52**, 233 (1988).
- [33] С.Д. Ганичев, А.П. Дмитриев, С.А. Емельянов, Я.В. Терен-

- тьев, И.Д. Ярошецкий, И.Н. Яссиевич. Письма в ЖЭТФ **40**, 5, 187 (1984).
- [34] С.Д. Ганичев, А.П. Дмитриев, С.А. Емельянов, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий, И.Н. Яссиевич. ЖЭТФ **90**, 2, 445 (1986).
- [35] A. Schilz, W. Huber, W. Prettl, J. Kaminski. Appl. Phys. Lett. **60**, 2394 (1992).
- [36] A. Mayer, F. Keilmann. Phys. Rev. B **33**, 6962 (1986).
- [37] W.W. Bewley, C.L. Felix, J.J. Plombon, M.S. Sherwin et al. Phys. Rev. **B48**, 2376 (1993).
- [38] M. Holthaus, D.W. Hone. Phys. Rev. **B49**, 16 605 (1994).
- [39] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **38**, 8, 370 (1983).
- [40] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, Г.М. Гусев, К.Ю. Глух, З.Д. Квон, М.Ю. Мартисов, А.Я. Шик, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **48**, 5, 247 (1988).
- [41] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, Г.М. Гусев, К.Ю. Глух, З.Д. Квон, А.Я. Шик, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ **97**, 6, 2011 (1990).
- [42] J. Cerne, A.G. Markelz, M.S. Sherwin, S.J. Allen, M. Sundaram, A.C. Gossard, P.C. van Son, D. Bimberg. Phys. Rev. **B51**, 5253 (1995).
- [43] I.N. Kotel'nikov, A.Ya. Shul'man, S.D. Ganichev, N.A. Varvanin, B. Mayerhofer, W. Prettl. Solid. State. Commun. **97**, 10, 821 (1996).
- [44] N.G. Asmar, J. Cerne, A.G. Markelz, E.G. Gwinn, M.S. Sherwin, K.L. Campman, A.C. Gossard. Appl. Phys. Lett. **B68**, 829 (1996).
- [45] A.A. Ignatov, E. Schomburg, K.F. Renk, W. Schatz, J.E. Palmier, F. Molloy. Ann. Phys. **3**, 137 (1994).
- [46] K. Unterrainer, V.J. Keay, M.C. Wanke, S.J. Allen, D. Leonard, G. Medeiros-Ribero, U. Bhattacharaya, M.J.W. Rodwell. Phys. Rev. Lett. **76**, 2973 (1996).
- [47] M.F. Kimmitt, F.I.M. Hammouda, A.M.A. Assar. Infrared Phys. **23**, 63 (1983).
- [48] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, И.Д. Ярошецкий. ФТП **17**, 4, 698 (1983).
- [49] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий. ФТП **18**, 2, 266 (1984).
- [50] E. Garate, R. Cook, C. Shaughnessy, G. Boudreaux, J. Walsh. Int. J. Infrared Millimeter Waves **7**, 1827 (1986).
- [51] M.F. Kimmitt, C.R. Pidgeon, D.A. Jaroszynski, R.J. Bakker, A.F.G. van der Meer, D. Oepts. Int. J. Infrared Millimeter Waves **13**, 1065 (1992).
- [52] С.Д. Ганичев, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий, Б.Я. Авербух. ФТТ **35**, 1, 104 (1993).
- [53] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Л.И. Магарилл и др. Письма в ЖЭТФ **46**, 28 (1987).
- [54] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, Ю.Б. Лянда-Геллер, И.Д. Ярошецкий. ФТТ **30**, 3, 730 (1988).
- [55] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, Ю.Б. Лянда-Геллер, И.Д. Ярошецкий. ФТТ **31**, 1, 115 (1989).
- [56] E.V. Beregulina, S.D. Ganichev, K.Yu. Glookh, Yu.V. Lyanda-Geller, I.D. Yaroshetskii. Cryst. Propert. Preparat. **19**, 327 (1989).
- [57] Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, Ю.Б. Лянда-Геллер, И.Д. Ярошецкий. ФТТ **35**, 2, 238 (1993).
- [58] С.Д. Ганичев, И.Н. Котельников, Н.А. Мордовец, А.Я. Шульман, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **44**, 5, 234 (1986).
- [59] С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, И.Н. Котельников, Н.А. Мордовец, А.Я. Шульман, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ **75**, 3, 495 (1992).
- [60] I.N. Kotel'nikov, A.Ya. Shul'man, N.A. Mordovets, S.D. Ganichev, W. Prettl. J. Phys. Low Dimensional Struct. **12**, 133 (1995).
- [61] S.D. Ganichev, A.Ya. Shul'man, I.N. Kotel'nikov, N.A. Mordovets, W. Prettl. Int. J. Infrared Millimeter Waves **17**, 8, 1353 (1996).
- [62] И.Н. Котельников, А.Я. Шульман, Н.А. Варванин, С.Д. Ганичев, Б. Майерхофер, В. Преттл. Письма в ЖЭТФ **62**, 1, 53 (1995).
- [63] С.Д. Ганичев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **11**, 1, 46 (1985).
- [64] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, А.Г. Пахомов, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **11**, 15, 913 (1985).
- [65] А.В. Андрианов, Е.В. Берегулин, С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **14**, 14, 1326 (1988).
- [66] С.Д. Ганичев, К.Ю. Глух, И.Н. Котельников, Н.А. Мордовец, А.Я. Шульман, И.Д. Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ **15**, 8, 8 (1989).
- [67] E.V. Beregulina, S.D. Ganichev, I.D. Yaroshetskii, P.T. Lang, W. Schatz, K.F. Renk. SPIE's Int. Conf. on Physical Concepts of Materials for Novel Optoelectronic Device Applications, Device Physics and Applications II, Proc. SPIE **1362**, 853 (1990).
- [68] E.V. Beregulina, S.D. Ganichev, I.D. Yaroshetskii. Physical Concepts and Materials for Novel Optoelectronic Device Applications II. Proc. SPIE / Ed. F. Bertran and E. Gornik **1985**, 523 (1993).
- [69] S.D. Ganichev, W. Prettl, P.G. Huggard. Phys. Rev. Lett. **71**, 23, 3882 (1993).
- [70] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. (1963).
- [71] G. M. Martin, S. Makram-Ebeid. In: Deep centers in semiconductors / Ed. S.T. Pantelides. Gordon and Breach Science Publisher, N.Y. (1986).
- [72] Н.Т. Баграев, В.А. Машков. Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 251 (1986).
- [73] D.J. Chadi, K.J. Chang. Phys. Rev. B **39**, 10063 (1989).
- [74] P.M. Mooney. J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
- [75] V.N. Abakumov, V. I. Perel, I. N. Yassievich. Nonradiative Recombination in Semiconductors. V. 33. Modern Problems in Condensed Matter Sciences / Ed. V.M. Agranovich and A.A. Maradudin. North Holland, Amsterdam (1991).
- [76] P.M. Mooney, T. N. Theis. Commun. Cond. Mat. Phys. **16**, 167 (1992).
- [77] R.C. Newman. Semicond. Sci. Technol. **9**, 1749 (1994).
- [78] K. Huang. A. Rhy. Proc. R. Soc. **A204**, 406 (1950).
- [79] C.H. Henry, D.V. Lang. Phys. Rev. **B15**, 989 (1977).
- [80] C.H. Henry, D.V. Lang. Phys. Rev. **B15**, 989 (1975).
- [81] T. Makvart. J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. **17**, 6303 (1984).
- [82] В.Н. Абакумов, И.А. Меркулов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. ЖЭТФ **89**, 1472 (1985).
- [83] P.T. Landsberg. Recombination in Semiconductors. Cambridge Univ. Press (1991).
- [84] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1989).
- [85] R. Landauer, Th. Martin. Rev. Mod. Phys. **66**, 217 (1994).
- [86] S.D. Ganichev, I.N. Yassievich, W. Prettl. Semicond. Sci. Technol. **11**, 5, 679 (1996).
- [87] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ **34**, 665 (1958).
- [88] S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. Phys. Rev. **B25**, 6406 (1982).
- [89] В. Карпус, В.И. Перель. Письма в ЖЭТФ **42**, 403 (1985).

- [90] В. Карпус, В.И. Перель. *ЖЭТФ* **91**, 2319 (1986).
- [91] A.F. Tasch, Jr., C.T. Sah. *Phys. Rev.* **B1**, 800 (1970).
- [92] K. Irmscher, H. Klose, K. Maass. *Phys. Stat. Sol.(a)* **75**, K25 (1983).
- [93] В. Карпус. Письма в *ЖЭТФ* **44**, 334 (1986).
- [94] J. Frenkel. *Phys. Rev.* **54**, 647 (1938).
- [95] В.Н. Абакумов, В. Карпус, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *ФТП* **22**, 2, 262 (1988).
- [96] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
- [97] Ю.А. Бычков, А.М. Дыхне. *ЖЭТФ* **58**, 1734 (1970).
- [98] Б.И. Ивлев, В.И. Мельников. *ЖЭТФ* **63**, 1295 (1986).
- [99] А.А. Веденов, Г.Д. Мыльников, Д.Н. Соболенко. *УФН* **138**, 477 (1982).
- [100] M. Rosenbluh, R.J. Temkin, K.J. Button. *Appl. Opt.* **15**, 2635 (1976).
- [101] С.Ф. Дюбко, Л.Д. Фесенко. Таблицы линий генерации СБММ лазеров с оптической накачкой. Препринт ИРЭ АН УССР. Харьков (1979).
- [102] O.J.E. Knight. *N.P.L. Rep. Qu* **45**, 200 (1981).
- [103] K. Culberg, B. Hartman, B. Kleman. *Phys. Scripta* **18**, 177 (1973).
- [104] C.T. Gross, J. Kiess, A. Mayer, F. Keilmann. *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-23**, 377 (1987).
- [105] B.K. Meyer, G. Bischoepink, K.W. Benz, A. Schäfer, G. Pensl. *J. Cryst. Growth* **128**, 475 (1993).
- [106] R. Krause-Rehberg, Th. Drost, A. Polity, G. Roos, G. Pensl, D. Volm, B.K. Meyer, G. Bischoepink, K.W. Benz. *Phys. Rev.* **B48**, 11 723 (1993).
- [107] R.J. Keyes. *Topics in Applied Physics, Optical and Infrared Detectors.* Springer Verlag (1980).
- [108] S.D. Ganichev, J. Diener, W. Prettl. *Solid State Commun.* **92**, 11, 883 (1994).
- [109] S.D. Ganichev, J. Diener, I.N. Yassievich, W. Prettl. *Europhys. Lett.* **29**, 4, 315 (1995).
- [110] S.D. Ganichev, J. Diener, I.N. Yassievich, W. Prettl, B.K. Meyer, K.W. Benz. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 8, 1590 (1995).
- [111] S.D. Ganichev, E. Ziemann, Th. Gleim, I.N. Yassievich, W. Prettl. *Verhandlungen der DPG* **5**, 700 (1997).
- [112] Е.В. Буряк, С.А. Кауфман, К.М. Куликов. *ФТТ* **5**, 2, 345 (1963).
- [113] С.А. Кауфман, К.М. Куликов, Н.П. Лихтман. *ФТТ* **4**, 1, 129 (1970).
- [114] С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, И.Д. Ярошецкий. *ФТП* **21**, 6, 1011 (1987).
- [115] S.D. Ganichev, J. Diener, W. Prettl. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 15, 1977 (1994).
- [116] И.Н. Меркулов, А.А. Пахомов, И.Н. Ясиевич. *ФТТ* **28**, 7, 2127 (1986).
- [117] R. Combescot, G. Schreder. *J. Phys. C: Sol. Stat. Phys.* **6**, 1363 (1973).
- [118] T. Hirai, O. Nakada. *Jap. J. Appl. Phys.* **7**, 112 (1968).
- [119] M. Ieda, G. Sawa, S. Kato. *J. Appl. Phys.* **42**, 3737 (1971).
- [120] G.A.N. Connell, D.L. Camphausen, W. Paul. *Phil. Mag.* **26**, 541 (1972).
- [121] D. Pai. *J. Appl. Phys.* **46**, 5122 (1975).
- [122] Н.Г. Жданова, М.С. Каган, Е.Т. Ландсберг, Л.В. Левкин, В.В. Петрищев. Письма в *ЖЭТФ* **62**, 2, 108 (1995).
- [123] R.H.M. Groeneveld, D. Grischovsky. *J. Opt. Soc. Am.* **B11**, 1 (1994).
- [124] D. Grischovsky, S. Kelding, M. van Exter, C.H. Fattinger. *J. Opt. Soc. Am.* **B7**, 2006 (1990).
- [125] M.S. Sherwin, K. Craig, B. Galdrikian, J.N. Heyman, A.G. Markelz, K. Campman, S. Farrad, P.F. Hopkins, A.C. Gossard. *Physica* **D83**, 229 (1995).
- [126] B.N. Murdin, C.J.G.M. Langerak, M. Helm, P. Kruck, W. Heiss, V. Roskopf, G. Strasser, E. Gornik, M. Dur, S.M. Goodnick, S.C. Lee, I. Galbraith, C.R. Pidgeon. *Superlatt. Microstruct.* **19**, 17 (1996).
- [127] S.D. Ganichev, E. Zepezauer, W. Raab, I.N. Yassievich, W. Prettl. *Phys. Rev.* **B55**, 9243 (1997).
- [128] П.В. Алтухов, Я.Е. Покровский, О.И. Смирнова, В.П. Синис. *ФТП*, **24**, 4, 717 (1990).
- [129] Ya.E. Pokrovskii, O.I. Smirnova, N.A. Khvalkovskii. *Solid State Commun.* **93**, 405 (1995).
- [130] R.Z. Bachrach, P.D. Darkus, O.G. Lorimer. *J. Appl. Phys.* **45**, 4971 (1974).
- [131] А.Н. Пихтин, Д.А. Ясков, Г.Ф. Глинский. *ФТТ* **12**, 2, 386 (1970).
- [132] D.N. Nasledov, V.V. Negreskul, S.I. Radautsan, S.V. Slobodchikov. *Phys. Stat. Sol.* **10**, 37 (1965).
- [133] H.C. Montgomery. *J. Appl. Phys.* **39**, 2002 (1968).
- [134] P. Dean. *Oxygen in Gallium Phosphide, Deep Centers in Semiconductors.* Gordon and Breach Science Publ., N.Y. (1986).
- [135] W. Scott. *J. Appl. Phys.* **50**, 472 (1979).
- [136] К. Зеегер. *Физика полупроводников.* Мир, М. (1977).
- [137] В. Денис, Ю. Пожела. *Горячие электроны.* Вильнюс (1971).
- [138] *Электроны в полупроводниках.* Вильнюс (1981). Т. 3.
- [139] М. Аше, З.С. Грибников, В.В. Митин, О.Г. Сарбей. *Горячие электроны в многодолинных полупроводниках.* Киев (1982).
- [140] Э.М. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях.* Мир, М. (1970).
- [141] И.Н. Ясиевич, И. Д. Ярошецкий. *ФТП*, **9**, 5, 857 (1975).
- [142] В.Г. Агафонов, П.М. Валов, Б.С. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. *ФТП*, **9**, 5, 867 (1975).
- [143] J.B. Gunn. *J. Phys. Chem. Sol.* **8**, 239 (1959).