

Наблюдение динамики примесной фотопроводимости в *n*-GaAs, обусловленной остыванием электронов

© В.Я. Алешкин^{†*}, С.В. Морозов^{†*}, В.В. Румянцев^{†*}, И.В. Тузов^{†*}

[†] Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

^{*} Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Проведено экспериментальное исследование временной зависимости примесной фотопроводимости в *n*-GaAs при импульсном оптическом возбуждении. Показано, что в первые 20 нс после фотовозбуждения изменение фотопроводимости определяется в основном процессами остывания электронов. Предложена теоретическая модель для описания наблюдаемых зависимостей.

1. Введение

Исследование динамики примесной фотопроводимости в условиях импульсного возбуждения позволяет изучать процессы рассеяния электрона и его захвата на примесные центры. Действительно, обычно каскадный захват электрона на примесный центр происходит почти со дна зоны проводимости. Поэтому динамику релаксации примесной фотопроводимости можно разделить на два этапа. На первом этапе, который начинается сразу после фотовозбуждения, электрон теряет избыточную кинетическую энергию (процесс остывания электронного газа). На этом этапе фотопроводимость изменяется благодаря зависимости времени релаксации импульса от энергии электрона. Концентрация электронов на первом этапе не изменяется. На втором этапе происходит захват электронов на ионизованную примесь, что и является основной причиной изменения фотопроводимости на этом этапе.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию динамики фотопроводимости в *n*-GaAs на этапе остывания электронов. В свою очередь этот этап можно разбить на два временных интервала. На первом интервале электрон отдает свою энергию оптическим фононам, и поэтому его длительность определяется временем рассеяния на оптическом фоне, которое в зоне проводимости GaAs составляет $\sim 10^{-13}$ с [1]. На втором интервале электрон отдает избыточную энергию акустическим фононам. Характерное время релаксации энергии в этом случае 10^{-9} с [1]. Сравнивая времена рассеяния на оптических и акустических фонах, можно сделать два вывода. Во-первых, современными экспериментальными методами трудно измерить динамику фотопроводимости на первом интервале, поскольку он очень короткий. Во-вторых, при длительности оптического импульса возбуждения $\lesssim 1$ нс современными методами вполне можно исследовать динамику примесной фотопроводимости на интервале остывания электрона на акустических фонах. При длительностях импульса ~ 1 нс спектральная ширина импульса оптического возбуждения $\sim 10^{-5}$ эВ, что меньше ширины

примесной зоны доноров. Поэтому интервал энергии в зоне проводимости, в который попадают электроны в результате перехода с основного состояния при поглощении фотона, определяется шириной примесной зоны и может быть очень узким. Отметим, что процесс потери избыточной энергии при рассеянии на обоих типах фононов не зависит от степени легирования полупроводника. Поэтому динамика функции распределения (без учета воздействия слабого электрического поля) также не зависит от легирования. Однако легирование влияет на зависимость времени релаксации импульса от энергии, что приводит к зависимости динамики примесной фотопроводимости от концентрации примеси.

2. Эксперимент

В работе исследовались образцы *n*-GaAs с различной концентрацией легирующей примеси: образец 338 — $6 \cdot 10^{13}$ см⁻³, образец 237 — $4 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Исследуемые образцы представляли собой эпитаксиальные пленки толщиной несколько микрометров, выращенные на полупроводящей GaAs-подложке.

Для исследования кинетики релаксации примесной фотопроводимости (ФП) использовалась прямая методика измерения сигнала фотопроводимости при импульсном оптическом возбуждении. В качестве источника излучения использовался генератор разностной частоты лазерного комплекса Solar OPO со спектральной шириной импульса ~ 0.5 мэВ (соответствующей длительности 7 нс), обеспечивающий возможность внутризонного возбуждения и перестраиваемый в диапазоне 11–17 мкм, что соответствует энергии кванта от 72 до 112 мэВ.

Измерения проводились при температуре жидкого гелия ($T = 4.2$ К). Образец располагался на конце световодной трубки, погружаемой в транспортный сосуд Дьюара. К образцам прикладывалось постоянное электрическое поле через латеральные полосковые контакты, расположенные на расстоянии 4 мм друг от друга. Величина напряженности электрического поля, прикладываемого к образцам, составляла 1–2 В/см. Поле примесного пробоя для образца 338 составляло 8.5 В/см, а

[†] E-mail: aleshkin@ipmras.ru

для образца 237–8 В/см. При использованных значениях поля эффекты разогрева носителей еще не сказывались на форме кинетики релаксации фотоотклика.

Сигнал ФП выводился с помощью 50-омного кабеля из сосуда Дьюара и регистрировался на осциллографе с верхней граничной частотой 350 МГц. Таким образом, временное разрешение методики определялось длительностью возбуждающего импульса, которая составляла 7 нс.

3. Модель для описания фотопроводимости

Для описания динамики фотопроводимости численно решалось уравнение Больцмана. Для этого интервал энергий от дна зоны проводимости до энергии оптического фонона разбивался на 1001 ячейку и решалось уравнение баланса для числа электронов в ячейках:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -N_i \sum_j W_{i,j} + \sum_j W_{j,i} N_j + G_i(t) - r_i, \quad (1)$$

где N_i — число электронов в i -й ячейке, $W_{i,j}$ — вероятность рассеяния в единицу времени электрона из i -й ячейки в j -ю за счет рассеяния на акустических фононах (ДА-рассеяние, на деформационном потенциале, и РА-рассеяние, пьезоакустическое), G_i — темп генерации электронов в i -й ячейке благодаря возбуждению светом и испусканию оптических фононов, r_i описывает каскадный захват на заряженные доноры. Каскадный захват в n -GaAs определяется РА-рассеянием и происходит с дна зоны проводимости, поэтому r_i полагался отличным от нуля только для ячейки с наименьшей энергией ($i = 0$). Вероятность $W_{i,j}$ следующим образом связана с вероятностью $W_{E \rightarrow E'}$ рассеяния из состояния с энергией E во все состояния с энергией E' :

$$W_{i,j} = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} dE \int_{E_j}^{E_{j+1}} R(E) W_{E \rightarrow E'} dE'}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} R(E) dE}, \quad (2)$$

где $R(E)$ — плотность состояний в зоне проводимости, E_i — нижняя граница i -й ячейки. Для каскадного захвата электронов на заряженные доноры за счет пьезоакустического рассеяния можно получить следующее выражение [2]:

$$r_1 = N_1 N_D^+ \frac{\hbar}{(2E_1)^{3/2}} \left(\frac{e^2}{\kappa \hbar} \right)^3 \frac{(e\beta)^2 m_n^{3/2}}{\rho (k_B T)^2}, \quad (3)$$

где N_D^+ — концентрация заряженных доноров, E_1 — верхняя энергия нижней ячейки, m_n — эффективная масса электрона, ρ — плотность GaAs, κ — диэлектрическая проницаемость, k_B — постоянная Больцмана, β — постоянная, характеризующая темп РА-рассеяния [1]. Отметим, что (3) справедливо и в случае

неравновесной функции распределения электронов, чего нельзя сказать о сечении каскадного захвата, рассмотренном в [3].

Отметим, что выражением (3) можно пользоваться в компенсированном полупроводнике, если выполняется неравенство $k_B T > e^2 \kappa^{-1} N_D^{1/3}$ [4]. Для GaAs при $T = 4.2$ К оно выполняется, если $N_D \leq 3.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В этом случае отрицательно заряженные акцепторы экранируются положительно заряженными донорами и характерная энергия длинноволновых флуктуаций потенциала по порядку величины равна $E_0 = e^2 \kappa^{-1} r_D^{1/2} \sqrt{N_A}$ [4], где $r_D = \sqrt{k_B T \kappa / 4\pi e^2 N_A}$ — радиус Дебая, N_A — концентрация акцепторов.

Если $N_D > 3.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тогда заряженные доноры входят в состав комплексов 1 и 2. Комплекс 1 представляет собой диполь, образованный заряженным донором и акцептором с характерным расстоянием между ними $N_D^{-1/3}$, а комплекс 2 — это два близко расположенных заряженных донора и один акцептор. В этом случае характерная энергия крупномасштабных флуктуаций равна [4]

$$E_0 = 0.26 (e^2 / \kappa) N_D^{1/12} N_A^{1/4}, \quad (4)$$

а каскадный захват электронов равен сумме темпов захватов на комплексы 1 и 2. Для захвата на комплекс 2 справедливо выражение (3) с заменой N_D^+ на концентрацию комплексов 2. Для величины темпа захвата на комплексы 1 можно получить выражение

$$r_1 = \frac{N_1}{\bar{\tau}_{\text{РА}}} \frac{8\sqrt{3}\pi n_1 s^2 N_D^{-1/2}}{5\rho_0 \hbar (k_B T)^{1/2}} \left(\frac{m_n}{2E_1} \right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^{3/2}, \quad (5)$$

аналогично тому, как это было сделано в работе [4] для каскадного захвата при рассеянии на деформационном потенциале акустических фононов. Концентрации комплексов 1 и 2 при заданных концентрациях N_D , N_A и при фиксированной температуре можно найти методом, описанным в работе [5].

Отметим, что электроны с энергией $< E_0$ не дают вклада в фотопроводимость. В качестве верхней границы первой ячейки выбиралась энергия $E_1 = E_0$. Интервал от E_0 до энергии оптического фонона равномерно разбивался на 1000 ячеек. Система уравнений решалась численно с учетом зависимости от времени интенсивности возбуждающего импульса излучения. Характеристики ДА- и РА-рассеяния были взяты из [1].

Решая уравнение Больцмана в условиях квазиупругого рассеяния, можно получить следующее выражение для фотопроводимости:

$$\sigma(t) = - \frac{2e^2}{2(2\pi\hbar)^3 m_n} \int d^3 p E \times \int_0^t dt_1 \frac{\partial f(E, t)}{\partial E} \exp\left(-\frac{t_1 - t}{\tau_1}\right), \quad (6)$$

где τ_1 — время релаксации импульса, $f(E, t)$ — функция распределения фотоэлектронов в отсутствие электрического поля. Характерный масштаб изменения во

времени t функции распределения $f(E, t)$ определяется временем релаксации энергии на акустических фоновых. Из-за того что рассеяние на акустических фоновых является квазиупругим, но не является малоугловым [1], время релаксации энергии много больше времени релаксации импульса. В этом случае выражение (6) можно упростить [6]:

$$\begin{aligned} \sigma(t) &\approx \frac{2e^2\sqrt{2m_n}}{3\pi^2\hbar^3} \int f(E, t) \frac{d(E^{3/2}\tau_1)}{dE} dE \\ &\approx \frac{2e^2\sqrt{2m_n}}{3\pi^2\hbar^3} \sum_{i>0} \frac{N_i(t)}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} R(E)dE} \frac{d(E^{3/2}\tau_1)}{dE} \Big|_{E=(E_i+E_{i+1})/2} \end{aligned} \quad (7)$$

При вычислении фотопроводимости полагалось, что частота рассеяния импульса является суммой вкладов от DA-, PA-рассеяния и рассеяния на заряженных примесях.

4. Обсуждение результатов

На рис. 1 показаны результаты измерений динамики примесной фотопроводимости образца 338 для двух энергий фотонов возбуждения 73 и 81 мэВ. Энергия продольного оптического фонована в GaAs равна 36.75 мэВ [7], а энергия ионизации мелкого донора составляет ~ 6 мэВ [7]. Поэтому при ионизации донора фотоном с энергией 73 мэВ и испускания фотоэлектрон оптического фонована его кинетическая энергия равна ~ 30 мэВ. В случае ионизации донора фотоном с энергией 81 мэВ фотоэлектрон может испустить два оптических фонована, после чего его кинетическая энергия станет равной ~ 1.5 мэВ.

На рис. 1 показана также зависимость интенсивности импульса возбуждения от времени и результаты расчетов зависимостей фотопроводимости и концентрации электронов от времени. При расчете концентрация компенсирующей примеси полагалась равной $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (это значение обеспечивало наилучшее согласие теории и эксперимента). Из рисунка видно, что измеренная и расчетная зависимости фотопроводимости неплохо согласуются. Это согласие лучше при возбуждении фотопроводимости фотонами с энергией 73 мэВ и несколько хуже при возбуждении фотонами с энергией 81 мэВ (особенно при временах > 25 нс). Отметим, что при расчете для описания рассеяния на заряженных примесях использовалось приближение Брукса-Херринга [1]. Небольшие колебания фотопроводимости, возникающие в измеренных зависимостях фотопроводимости от времени начиная примерно с 18 нс, вероятно, связаны с несогласованностью в электрической цепи регистрации сигнала.

Для случая возбуждения фотонами с энергией 73 мэВ концентрация электронов слабо изменяется в интервале 15–30 нс и в этом интервале изменение фотопроводимости в основном обусловлено остыванием электрон-

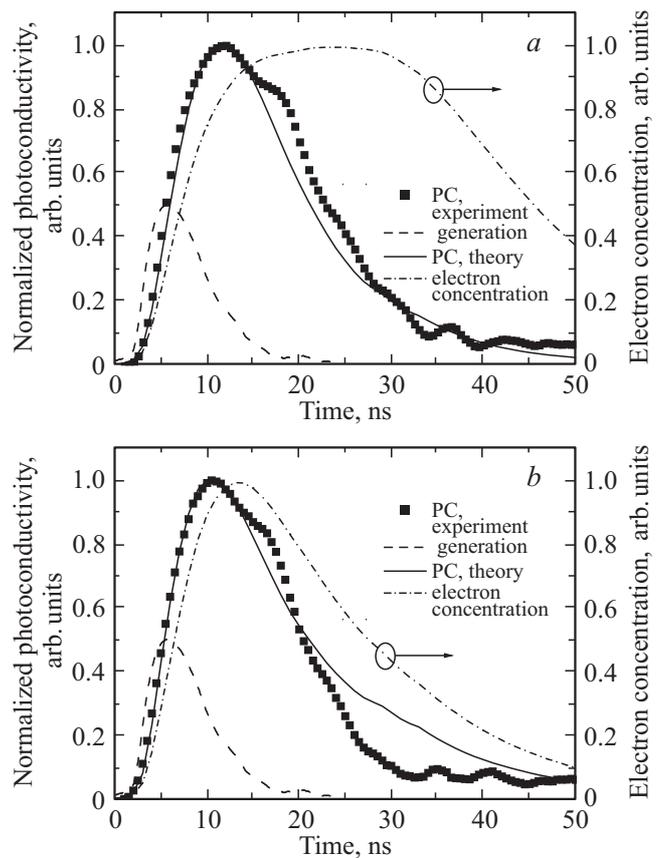


Рис. 1. Зависимости фотопроводимости (PC) от времени в образце 338 при возбуждении лазерным импульсом с энергий фотонов 73 (a) и 81 мэВ (b): точки — эксперимент, сплошная линия — расчет. Штриховая линия — зависимость интенсивности лазерного импульса от времени. Штрихпунктирная линия — рассчитанная зависимость неравновесной концентрации электронов от времени.

ного газа. В интервале 0–15 нс на динамику фотопроводимости влияет генерация, а захват электронов начинает влиять на фотопроводимость только после 30 нс. Поэтому можно заключить, что в этом случае в наиболее интересном интервале времен 0–30 нс изменение фотопроводимости обусловлено генерацией и остыванием электронного газа, а каскадный захват не оказывает практически никакого влияния. Напротив, при возбуждении фотопроводимости фотонами с энергией 83 мэВ в динамике фотопроводимости важную роль играет каскадный захват электронов в каждый момент времени.

На рис. 2 показаны результаты измерений динамики примесной фотопроводимости образца 237 для двух энергий фотонов возбуждения, 73 и 87 мэВ, и результаты расчетов. При вычислениях концентрация компенсирующей примеси полагалась равной $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 2, a видно, что при энергии фотона 73 мэВ имеется согласие теории и эксперимента примерно до 10 нс, а далее расчет дает более медленное спадание фотопроводимости по сравнению с экспериментом. Вероятной

причиной такого расхождения является рассеяние импульса на нейтральных донорах, которое не было учтено в расчетах. К сожалению, к настоящему времени не существует общепринятого описания этого процесса [8], поэтому он и не был принят во внимание в расчетах. Еще более худшее согласие теории и эксперимента имеет место при возбуждении фотонами с энергией 87 мэВ. Несмотря на то что в этом случае в измеренном сигнале присутствуют довольно сильные помехи, видно, что измеренное время спада фотопроводимости примерно вдвое меньше предсказываемого теорией.

Из приведенных результатов следует, что расчет хорошо описывает зависимость фотопроводимости от времени в слабо легированных полупроводниках, когда рассеяние на нейтральной примеси несущественно. Интересно выполнить расчет для импульса фотовозбуждения с энергией фотона 73 мэВ длительностью < 1 нс, поскольку в этом случае концентрация электронов будет постоянна на интервале 1–20 нс. На рис. 3 приведены результаты расчета для структуры 338 в случае длительности импульса 0.1 нс. Расчеты проведены для трех

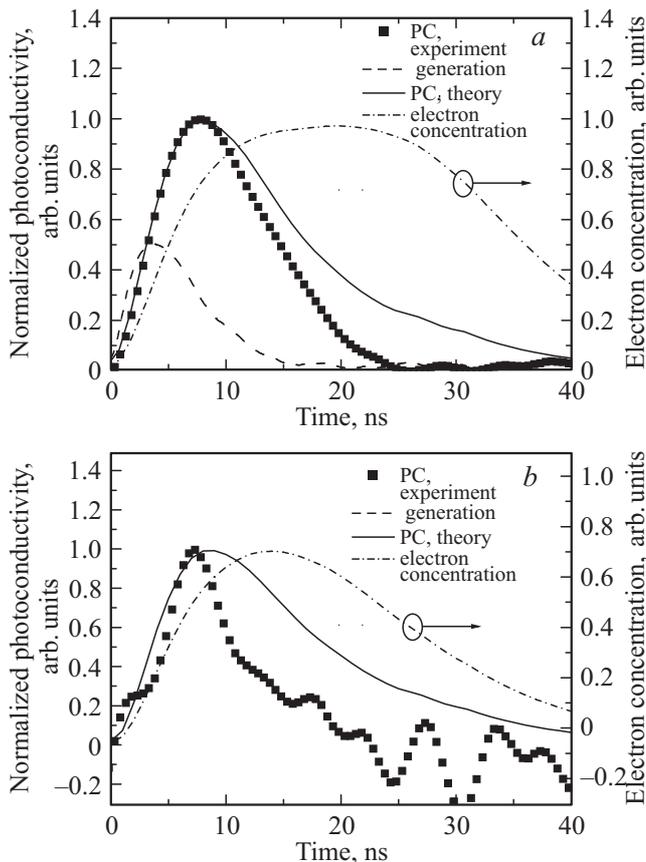


Рис. 2. Зависимости фотопроводимости (PC) от времени в образце 237 при возбуждении лазерным импульсом с энергией фотонов 73 (a) и 87 мэВ (b): точки — эксперимент, сплошная линия — расчет. Штриховая линия — зависимость интенсивности лазерного импульса от времени. Штрихпунктирная линия — рассчитанная зависимость неравновесной концентрации электронов от времени.

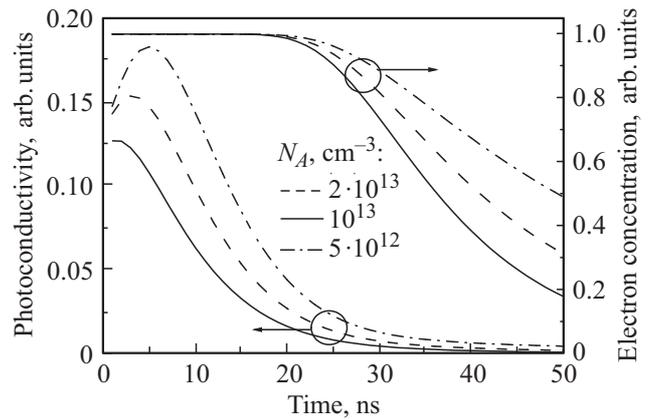


Рис. 3. Рассчитанные зависимости фотопроводимости и концентрации электронов от времени для образца с концентрацией доноров $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ при трех значениях концентрации акцепторов.

концентраций акцепторной примеси. Из рисунка видно, что зависимость фотопроводимости немонотонна при концентрации компенсирующей примеси $< 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Причина этой немонотонности состоит в немонотонной зависимости времени релаксации импульса от энергии электрона [6]. Этот результат не согласуется с результатами работы [6], в том смысле, что предсказывалась немонотонная зависимость фотопроводимости от концентрации вплоть до концентрации 10^{15} cm^{-3} . Причина рассогласования состоит в том, что в работе [6] для описания примесного рассеяния использовалось менее точное приближение Вайскопфа–Конуэлл.

5. Заключение

В работе проведено экспериментальное наблюдение динамики релаксации примесной фотопроводимости в эпитаксиальных пленках *n*-GaAs. Показано, что в том случае, когда энергия фотоэлектрона после испускания оптического фотона несколько меньше энергии этого фотона, динамика фотопроводимости определяется процессами остывания электронного газа. Построена модель для описания фотопроводимости, которая хорошо описывает наблюдаемую динамику ее релаксации для образца с концентрацией доноров $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13-02-00404).

Список литературы

- [1] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [2] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., 1997).
- [3] А.Ф. Полупанов. ФТП, **11**, 2044 (1977).
- [4] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясевич. ЖЭТФ, **72**, 674 (1977).

- [5] Б.И. Шкловский, И.Я. Панчев. ФТП, **6**, 1616 (1972).
[6] В.Я. Алешкин, Д.И. Бурдейный. ФТП, **56**, 883 (2014).
[7] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbok on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia Publ., Vilnius, 1994).
[8] Б. Ридли. *Квантовые процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1986).

Редактор Л.В. Шаронова

Observation of impurity photoconductivity dynamics in *n*-GaAs caused by electron cooling

V.Ya. Aleshkin^{+,*}, S.V. Morozov^{+,*}, V.V. Rumyantsev^{+,*},
I.V. Tuzov^{+,*}

⁺ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

^{*} Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Results of an experimental study of the dependence of the impurity photoconductivity in *n*-GaAs under pulsed optical excitation are presented. It is shown that in the first 20 ns after photoexcitation, change in the photoconductivity is determined mainly by the cooling of electrons. A theoretical model to describe the observed dependencies is suggested.