

# Кинетика терагерцовой фотопроводимости в $p$ -Ge в условиях примесного пробоя

© С.В. Морозов, К.В. Маремьянин, И.В. Ерофеева, А.Н. Яблонский, А.В. Антонов,  
Л.В. Гавриленко<sup>†</sup>, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 8 апреля 2010 г. Принята к печати 8 апреля 2010 г.)

Исследованы времена релаксации примесной фотопроводимости в  $p$ -Ge при возбуждении наносекундным узкополосным источником терагерцового излучения в зависимости от приложенного к образцу напряжения смещения. Показано, что в допробойных полях время релаксации растет с приложенным электрическим полем, а при превышении поля примесного пробоя уменьшается. В исследованных образцах, различающихся концентрацией акцепторов и степенью компенсации, наблюдалась немонотонная кинетика фотопроводимости при приближении к полю примесного пробоя.

## 1. Введение

Задача исследования темпов примесно-зонных переходов в электрическом поле остается актуальной по сей день как для изучения фундаментальных свойств полупроводников, так и для создания инверсии населенностей с участием состояний мелких примесей. Исследования кинетики фотопроводимости дают информацию о временах захвата свободных носителей потенциалом примеси. Кроме того, расчеты, проделанные в работе [1], показывают, что в случае низкой степени компенсации образца кинетика фотопроводимости дает информацию и о временах безызлучательных переходов между возбужденным ( $2S_{3/2}$ ) и основным акцепторными состояниями.<sup>1</sup>

Ранее в образцах Ge время захвата свободных носителей заряда потенциалом примеси [3] и времена жизни возбужденных примесных состояний [4] исследовались непрямыми методами. С появлением лазера на свободных электронах, генерирующего мощное импульсное излучение субмиллиметрового диапазона, которое необходимо для возбуждения мелких примесей, возникла возможность исследовать кинетику примесной фотопроводимости прямыми методами. В работах [5,6] измерялось время нарастания и релаксации сигнала фотопроводимости в Ge:Ga в зависимости от длительности и мощности импульса излучения возбуждающего лазера на свободных электронах. Однако эксперименты с использованием лазера на свободных электронах являются дорогостоящими и ограниченными по времени.

В данной работе впервые исследована кинетика релаксации фотопроводимости в образцах Ge:Са при различных напряжениях смещения на образце, включая область примесного пробоя. В качестве источника субмиллиметрового излучения для возбуждения образцов Ge:Ga использовался излучатель на основе нелинейного

кристалла GaP, в котором генерировалась разностная частота от двух близких по частоте лазерных импульсов.

## 2. Эксперимент

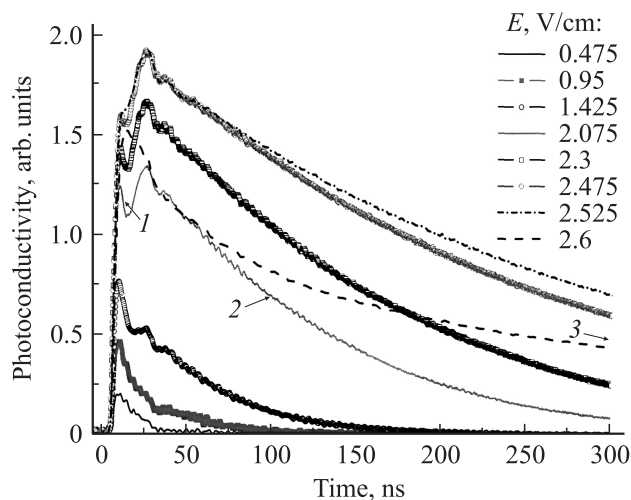
При температуре жидкого гелия была измерена кинетика фотопроводимости двух образцов Ge:Ga, различающихся концентрацией мелких акцепторов Ga и степенью компенсации, при различных напряжениях смещения. Примесная фотопроводимость возбуждалась с помощью узкополосного источника терагерцового излучения, принцип действия которого основан на генерации разностной частоты при смещении двух близких частот излучения ближнего инфракрасного диапазона на нелинейном кристалле GaP [7]. Излучение является узкополосным ( $0.4 \text{ см}^{-1}$ ) и может перестраиваться в диапазоне 0.75–4.5 ТГц (3–18 мЭВ).

Электрическая схема регистрации сигнала фотопроводимости на цифровом осциллографе „Le Croy“ имела временное разрешение  $\sim 1 \text{ нс}$ . Оптический импульс во времени имел форму гауссова пика шириной на половине интенсивности 5 нс, что и определяло временное разрешение метода.

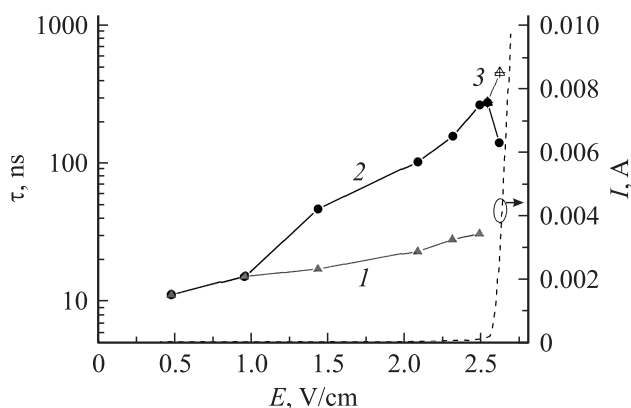
Образцы возбуждались излучением с энергией кванта от 12 до 17 мЭВ, что соответствует полосе примесного поглощения Ge:Ga. Под действием такого излучения происходят переходы носителей заряда с основного акцепторного уровня с энергией 11.3 мЭВ в непрерывный спектр. На рис. 1 представлены осциллограммы сигнала фотопроводимости образца #3 с концентрацией нескомпенсированных акцепторов  $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при различных напряжениях смещения на образце (указаны значения приложенного электрического поля  $E$ ). Возбуждение осуществлялось излучением с энергией кванта 11.9 мЭВ ( $95 \text{ см}^{-1}$ ). В слабых электрических полях наблюдается монотонный спад сигнала фотопроводимости, который описывается одной экспоненциальной функцией. Видно, что при  $1.4 \leq E \leq 2.53 \text{ В/см}$  релаксация сигнала фотопроводимости становится немонотонной. Имеется область быстрого спада сигнала (область I на рис. 1),

<sup>1</sup> Известно, что примесные состояния  $p$ -типа не участвуют в процессе релаксации носителей заряда из континуума в основное состояние [2].

<sup>†</sup> E-mail: aritany@ipm.sci-nnov.ru



**Рис. 1.** Осциллограммы сигнала фотопроводимости образца #3. 1, 2, 3 — области с различными временами релаксации (см. текст статьи).



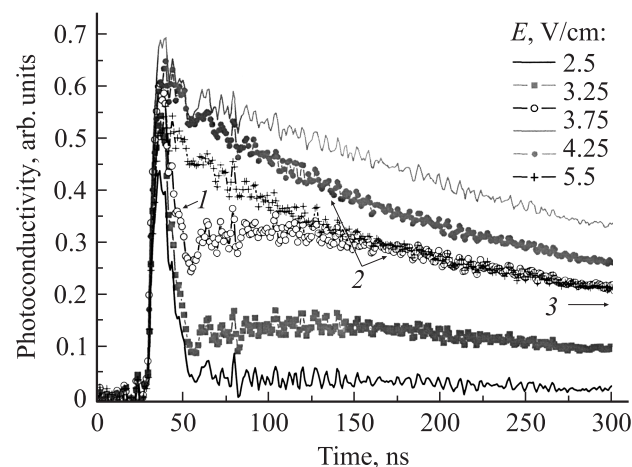
**Рис. 2.** Характерные времена спада сигнала фотопроводимости (левая ось) и ток  $I$  (правая ось) в образце #3 в зависимости от напряженности электрического поля. 1, 2, 3 — времена релаксации в соответствующих областях кинетики.

затем область роста и, наконец, уже область более медленного спада (область 2). При увеличении электрического поля область 1 становится все менее выраженной, а время релаксации в области 2 растет. При напряженности электрического поля  $E \approx 2.53$  В/см в образце #3 начинается примесный пробой — см. вольт-амперную характеристику (ВАХ)  $I(E)$  на рис. 2. Когда приложенное электрическое поле превышает поле примесного пробоя ( $E = 2.6$  В/см), область 1 исчезает, с ростом поля уменьшается время релаксации в области 2, а также амплитуда сигнала фотопроводимости, но появляется еще большее время спада при временах  $t \geq 200$  нс (область 3 на рис. 1).

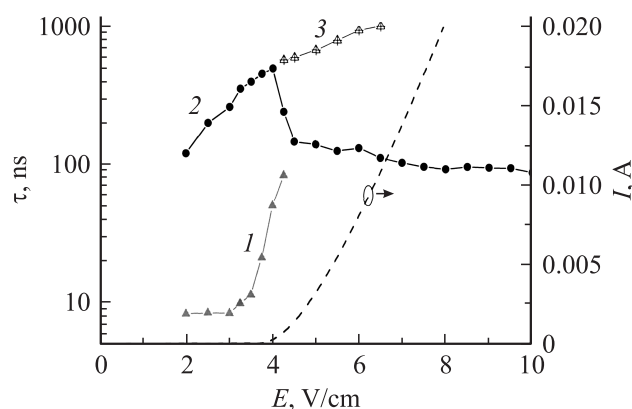
На рис. 2 представлены характерные времена спада сигнала фотопроводимости ( $\tau$ ) в образце #3 в зависимости от электрического поля (левая ось) и вольт-амперная характеристика образца (правая ось).

Указано, к каким областям кинетики (1, 2, 3) относятся данные времена.

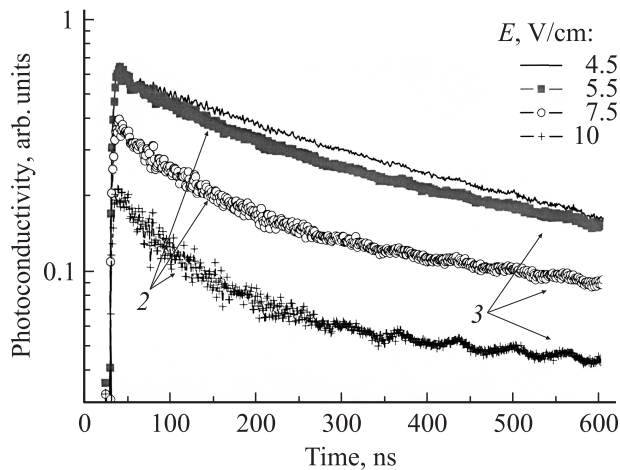
Исследовалась также кинетика фотопроводимости в образце Ge:Ga с концентрацией нескомпенсированных акцепторов  $10^{12}$  см $^{-3}$  (#5). Осциллограммы фотопроводимости приведены на рис. 3. Так же, как в образце #3, здесь начиная с некоторых электрических полей наблюдается немонотонность кинетики фотопроводимости. При дальнейшем увеличении электрического поля область спада 1 почти исчезает, а второй временной масштаб растет вплоть до наступления примесного пробоя, затем начинает уменьшаться. На рис. 4 приведены характерные времена релаксации сигнала фотопроводимости ( $\tau$ ) для образца #5. Когда происходит примесный пробой, в образце #5 также появляется третий самый длинный временной масштаб релаксации (рис. 5). Благодаря тому, что уровень легирования в этом образце был на 2 порядка меньше, чем в образце #3, удалось прове-



**Рис. 3.** Осциллограммы сигнала фотопроводимости образца #5. 1, 2, 3 — области с различными временами релаксации (см. текст статьи).



**Рис. 4.** Характерные времена спада сигнала фотопроводимости (левая ось) и ток  $I$  (правая ось) в образце #5 в зависимости от напряженности электрического поля. 1, 2, 3 — времена релаксации в соответствующих областях кинетики.



**Рис. 5.** Осциллограммы сигнала фотопроводимости образца #5 при напряжениях выше напряжения примесного пробоя. 2 и 3 — области с различными временами релаксации (см. текст статьи).

сти измерения в области полей, заметно больших поля пробоя, и исследовать поведение времен релаксации в постпробойных полях.

Как видно из сравнения рис. 2 и 4, поля пробоя в образцах #3 и #5 заметно различаются. Это связано, очевидно, с разной степенью компенсации  $K$ . Известно, что для образцов *p*-Ge с концентрацией примеси  $< 10^{14} \text{ см}^{-3}$  по полю пробоя можно определять степень компенсации  $K$  [8], которая составила 0.4 для образца #3 и 0.7 для образца #5.

### 3. Обсуждение результатов

Спад сигнала фотопроводимости в области 1 в слабых электрических полях может быть объяснен самым быстрым из процессов захвата — каскадным захватом свободных носителей ионизованными примесными центрами [9]. Время каскадного захвата в электрическом поле можно оценить по формуле (10.18) из книги [9]. Оцененное время каскадного захвата для образца #3 в электрическом поле  $E = 1 \text{ В/см}$  для концентрации нескомпенсированных акцепторов  $N_A - N_D = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $N_A$  — концентрация акцепторов,  $N_D$  — доноров) и степени компенсации  $K = 0.4$  составляет 4 нс (температура дырочного газа  $kT_h$  предполагалась равной 1.5 мэВ). Для образца #5 время каскадного захвата в электрическом поле  $E = 1$  и 2 В/см равно 60 и 150 нс соответственно. При оценке полагалось:  $N_A - N_D = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $K = 0.7$ ,  $kT_h = 1.5$  и 3 мэВ при  $E = 1$  и 2 В/см соответственно.

Оцененное время каскадного захвата для образца #3 удовлетворительно согласуется с временем спада сигнала фотопроводимости на начальном участке зависимости  $\tau(E)$  (рис. 2). Отметим, что в слабых полях релаксация сигнала фотопроводимости в образце #3 описывается одним характерным временем. Однако в

образце #5 оцененное время примерно равно времени релаксации сигнала фотопроводимости в области 2 и на порядок больше времени спада сигнала в области 1. Как видно из рис. 4, в образце #5 существуют два характерных времени релаксации даже при приложении незначительного электрического поля.

При увеличении электрического поля время каскадного захвата растет пропорционально  $E^x$  ( $1 \leq x \leq 2$ ) [9]. Кроме того, процессы ударной ионизации примесных состояний, скорость которых увеличивается с ростом электрического поля, будут также увеличивать время релаксации фотопроводимости в областях 1 и 2 в допробойных полях.

Возрастание времени релаксации флуктуации числа свободных носителей, а значит, и времени релаксации сигнала фотопроводимости в *p*-Ge вблизи примесного пробоя показана методом численного моделирования в работе [1]. При приближении к полю пробоя ионизация даже малой части акцепторов терагерцовым импульсом может привести к тому, что темпы ударной ионизации и захвата станут сравнимы. В полях выше пробойных авторами предсказано уменьшение времени релаксации с ростом поля. Однако в работе [1] рассматривалась релаксация малой концентрации фотовозбужденных носителей ( $p \ll N_D \ll N_A$ ), что позволило авторам линеаризовать уравнения баланса. В результате релаксация фотоионизованных дырок описывалась суммой двух спадающих экспоненциальных функций и имела монотонный характер в зависимости от времени.

Немонотонная зависимость релаксации фотопроводимости наблюдалась в работе [2] в образцах *n*-InP. Авторы объяснили повторное нарастание сигнала ударной ионизацией примесных состояний и возникновением лавины ионизованных носителей. Однако при этом должен существовать процесс, который остановит развитие лавины, так как образец возвращается в непроводящее состояние (см. область 2 на рис. 1, 3).

Отметим, что величина сигнала фотопроводимости при повторном нарастании в образце #3 (область 2 на рис. 1) сравнима или превышает величину первоначального сигнала (область 1), в отличие от образца #5, где сигнал в области 2 всегда заметно меньше сигнала в области 1. Время и амплитуда повторного нарастания сигнала, вызванного развитием лавины, зависят от баланса скоростей процессов захвата и ионизации дырок. Для образца с большей степенью компенсации (#5) при прочих равных условиях скорости захвата будут больше, поэтому развитие лавины будет происходить не так интенсивно.

Для описания релаксации фотовозбужденных носителей по примесным состояниям часто рассматривают трехуровневую модель (см., например, [1]). Обозначим:  $p_0$  — населенность основного акцепторного состояния (Ga) с энергией ионизации 11.3 мэВ ( $1S_{3/2}$ ),  $p_1$  — первое возбужденное состояние с энергией ионизации 3.3 мэВ ( $2S_{3/2}$ ),  $p_2$  — концентрация дырок в валентной зоне. Тогда уравнения баланса (после выключения

подсветки) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dp_2}{dt} &= X_{12}p_1 - T_{21}p_2(N_D + p_2) + \beta_1 p_1 p_2 \\ &\quad - p_2(1/\tau_1 + 1/\tau_0), \\ \frac{dp_1}{dt} &= X_{01}p_0 - T_{10}p_1 - X_{12}p_1 + T_{21}p_2(N_D + p_2) \\ &\quad - \beta_1 p_1 p_2 + \beta_{01}p_0 p_2 + p_2/\tau_1 - p_1/\tau_{01}, \\ N_A - N_D &= p_0 + p_1 + p_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $X_{ij}$  и  $T_{ij}$  — темпы термической ионизации и обратные им темпы процессов захвата для переходов между уровнями  $i$  и  $j$ ,  $\beta_1$  — скорость ударной ионизации возбужденного состояния,  $\beta_{01}$  — скорость перехода носителей с основного акцепторного на возбужденное состояние за счет ударной ионизации,  $\tau_0$  — время захвата в основное состояние,  $\tau_1$  — время захвата в первое возбужденное состояние,  $\tau_{01}$  — время перехода с возбужденного состояния на основное. Последнее уравнение — это условие электронейтральности образца.

При низких температурах можно не учитывать переходы, вызванные термической ионизацией. С помощью такой трехуровневой системы легко моделируется увеличение времени релаксации фотовозбужденных носителей вблизи примесного пробоя. Кроме того, при некоторых соотношениях скоростей ионизации и захвата удастся смоделировать повторное нарастание концентрации дырок в валентной зоне, т.е. нарастание сигнала фотопроводимости. Величина и скорость повторного нарастания сигнала при этом сильно зависят от степени компенсации образца. Однако, как было замечено ранее, процесс нарастания числа носителей лавинообразный и необходим другой процесс, который остановит развитие лавины. В работе [2] было предложено ввести в рассмотрение еще одно возбужденное состояние примеси ( $2p_{\pm}$ ), которое должно играть роль ловушки для носителей заряда, попавших туда в процессе ударного возбуждения. Время жизни в состоянии  $2p_{\pm}$  полагалось очень большим, а ударная ионизация из этого состояния — маловероятной, поэтому со временем все большее число носителей может быть переведено в такие локализованные состояния без возможности ударной ионизации их в зону. Однако это предположение пока еще нуждается в экспериментальной проверке.

Кроме описанных выше областей 1 и 2, на рис. 2 и 4 отмечена еще область 3, которой соответствует самое большое время, появляющееся после примесного пробоя (рис. 5). Мы связываем появление третьего временного масштаба с нагревом образца, вызванным протеканием тока.

В заключение отметим, что в данной работе наблюдалось возрастание времени релаксации сигнала фотопроводимости примерно на порядок при приближении к полю примесного пробоя, что объясняется увеличением времени релаксации флуктуаций на границе двух фаз:

проводящей и непроводящей [1]. Кроме того, впервые получена немонокотонная кинетика релаксации фотопроводимости в Ge:Ga при приложении постоянного электрического поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-00966), ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России“ на 2007–2012 годы, ГК № 02.518.11.7133, ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы, ГК № 02.740.11.5159.

## Список литературы

- [1] W. Quade, G. Hupper, E. Sholl, T. Kuhn. Phys. Rev. B, **49**, 13 408 (1994).
- [2] J.M. Chamberlain, A.A. Reeder, L.M. Claessen, G.L.J.A. Rikken, P. Wyder. Phys. Rev. B, **35**, 2391 (1987).
- [3] Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, В.В. Мултановский, Н.Г. Птицына. ЖЭТФ, **77**, 1450 (1979).
- [4] Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, Н.Г. Птицына. ЖЭТФ, **76**, 711 (1979).
- [5] F.A. Hegmann, J.B. Williams, B. Cole, M.S. Sherwin, J.W. Beeman, E.E. Haller. Appl. Phys. Lett., **76**, 262 (2000).
- [6] B. Cole, F. Hegmann, J. Williams, M. Sherwin, J. Beeman, E. Haller. Proc. SPIE, **3617**, 164 (1999).
- [7] В.Я. Алекшин, А.В. Антонов, С.В. Гапонов, А.А. Дубинов, З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Г. Спиваков, А.Н. Яблонский. Письма ЖЭТФ, **88**, 905 (2008).
- [8] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон. Завод. лаб., № 7, 21 (1983).
- [9] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (Изд-во ПИЯФ, РАН, 1997).

Редактор Л.В. Шаронова

## Kinetics of terahertz photoconductivity in $p$ -Ge under impurity breakdown

S.V. Morozov, K.V. Maremyanin, I.V. Erofeeva, A.N. Yablonskiy, A.V. Antonov, L.V. Gavrilenko, V.V. Rumyantsev, V.I. Gavrilenko

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

**Abstract** In  $p$ -Ge samples excited by nanosecond narrow band pulses of terahertz radiation the relaxation times of the impurity photoconductivity were measured under different bias voltage. It was demonstrated that at pre-breakdown voltages the photoconductivity relaxation time increases with electric field while at post-breakdown voltages it drops with electric field. Non-monotonous behavior of photoconductivity signal was observed in electric field approaching to breakdown one in samples under investigations with different acceptor concentration and compensation.