

©1995 г.

## О КИНЕТИКЕ ТОКА И КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ В ИМПУЛЬСНЫХ ПОЛЯХ

*В.Г.Джакели, З.С.Качлишвили, Н.Ю.Матешвили*

Тбилисский государственный университет им. И.А. Джавахишвили,  
380028, Тбилиси, Республика Грузия  
(Получена 16 декабря 1994 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Исследована кинетика ударной ионизации мелких примесей в *n*-Ge в присутствии импульса электрического поля. Получены выражения, описывающие экспериментальные кривые кинетики. Предложен способ одновременного определения коэффициентов тепловой рекомбинации и ударной ионизации из кривых кинетики. Экспериментально обнаруженное временное запаздывание развития пробоя объясняется линейным ростом концентрации на начальных участках кривых кинетики. Установлено, что кинетика тока целиком определяется временем жизни носителей заряда. Экспериментально полученные результаты находятся в хорошем согласии с приведенными теоретическими расчетами.

Одним из наиболее эффективных методов изучения генерационно-рекомбинационных механизмов является исследование кинетики тока при ударной ионизации мелких примесей.

Основными параметрами, характеризующими процессы генерации и рекомбинации, являются коэффициенты ударной ионизации ( $A_I$ ) и тепловой рекомбинации ( $B_T$ ). Одновременное определение соответствующих кинетических коэффициентов из кривых кинетики представляет некоторые трудности. Поэтому обычно исследуют участки кривых кинетики [1] или диапазон полей [2], где вклад одного из вышеупомянутых коэффициентов пренебрежим. В [1] предложен метод определения  $A_I$  и  $B_T$  по наклону начальных участков кривых кинетики в полях  $2 \div 6$  В/см. В [2]  $A_I$  определяется в полях, превышающих 10 В/см.

Известно, что контактные явления могут существенно исказить кинетику тока пробоя. Однако исследования кинетики примесного пробоя оказывается возможным, если выполняются следующие условия: характерное время развития пробоя  $\tau \gg \tau_m$  ( $\tau_m$  — максвелловское время релаксации) и  $\tau_m < t_0$  ( $t_0$  — время пролета носителей заряда через образец). В [1] контактные искажения устраняются путем слабого собственного фотовозбуждения полупроводника, создающего необходимую для выполнения указанных условий концентрацию неравновесных носителей заряда. Однако малое постоянное греющее поле также может повысить концентрацию неравновесных носителей заряда до необходимого значения.

В данной работе изучена кинетика пробоя и предложено метод одновременного определения коэффициентов  $A_I$  и  $B_T$ , который можно использовать в более широком диапазоне электрических полей. В отличие от работ [1-3] рассматривается кинетика как нарастания, так и спада электрического тока.

Измерения проводились при гелиевой температуре на образце  $n$ -Ge с концентрацией мелких доноров  $N_D = 1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и со степенью компенсации  $k = 4\%$ . На образец подавалось малое постоянное греющее электрическое поле ( $E_0$ ) и пробивающие прямоугольные импульсы напряжения ( $E_{\text{имп}}$ ). Для использованного образца, как показывают оценки, подвижность свободных носителей заряда определялась рассеянием на нейтральных и ионизированных атомах примеси, а время релаксации дрейфовой скорости значительно меньше характерных времен кинетики тока. Поэтому кинетика тока и определяется кинетикой концентрации.

Длительность подаваемых на образец импульсов изменялась в диапазоне (0.6-1) мкс, частота — (20-30) кГц, амплитуда — (0.5-1.5) В/см. Величина постоянного поля  $E_0$  изменялась в диапазоне (0.002-0.55) В/см. Ток, протекающий через образец, определялся по падению напряжения на нагрузочном сопротивлении с помощью стробоскопического вольтметра В9-5. Подробное описание эксперимента приведено в [4]. Результаты эксперимента для кинетики тока приведены на рис. 1 (кривые  $a$  и  $b$ ).

Временную зависимость концентрации свободных носителей ( $n$ ) заряда определяем из уравнения рекомбинационной кинетики:

$$\frac{dn}{dt} = A_T(N_D - N_A - n) + nA_I(N_D - N_A - n) - nB_T(N_A + n), \quad (1)$$

где  $N_A$  — концентрация акцепторов,  $A_T$  — коэффициент тепловой ионизации.

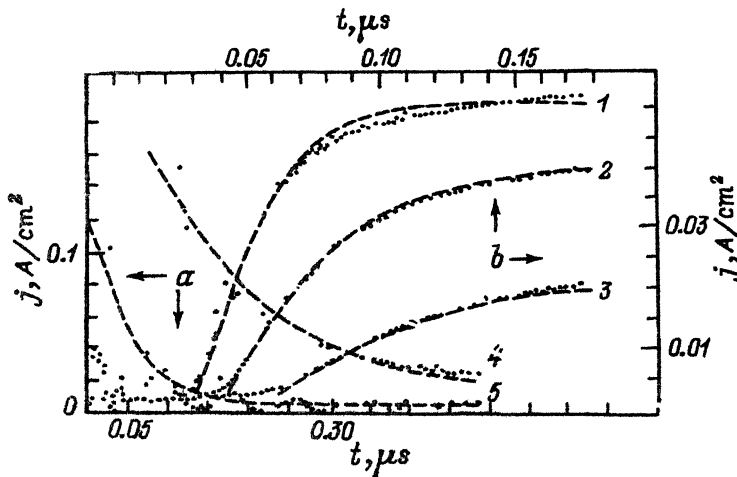


Рис. 1. Кинетика тока в разных электрических полях.  $a$  — нарастание,  $b$  — спад. Точки — эксперимент, штриховые кривые — расчет по формулам (2)-(5).  $a$  —  $E_{\text{имп}} = 0.787$  В/см,  $E_1$ , В/см: 1 — 0.9653, 2 — 0.8961, 3 — 0.8084.  $b$  —  $E_0$ , В/см: 4 — 0.4856, 5 — 0.0214;  $E_1$ , В/см: 4 — 1.510, 5 — 0.084.

Решая это уравнение после включения импульса напряжения с учетом граничных условий, получаем

$$n = n_1 \left( 1 - \frac{\left[ 1 - \frac{n_0}{n_1} \right] \left[ \exp \left[ -\frac{t}{\tau_1} \right] \right]}{1 + c_1 \tau_1 n_1 \left[ 1 - \frac{n_0}{n_1} \right] \left[ \exp \left[ -\frac{t}{\tau_1} \right] - 1 \right]} \right), \quad (2)$$

где

$$\tau_i^{-1} = \sqrt{b_i^2 + 4ac_i}; \quad n_i = \frac{b_i + \sqrt{b_i^2 + 4ac_i}}{2c_i}, \quad i = 0, 1 \quad (3)$$

соответственно характерное время развития пробоя и стационарная концентрация свободных носителей заряда в поле  $E_i$ . Индекс  $i = 1$  относится к полю  $E_1 = E_0 + E_{\text{imp}}$ , индекс  $i = 0$  — к полю  $E_0$ .

$$a = A_T(N_D - N_A), \quad b = A_I(N_D - N_A) - B_T N_A - A_T, \quad c = A_I + B_T. \quad (4)$$

По окончании пробивающего импульса напряжения решение уравнения (1) имеет вид

$$n = n_0 + \frac{[n_1 - n_0] \exp \left[ -\frac{t}{\tau_0} \right]}{1 + c_0 \tau_0 n_1 \left[ 1 - \frac{n_0}{n_1} \right] \left[ 1 - \exp \left[ -\frac{t}{\tau_0} \right] \right]}. \quad (5)$$

В пробое  $b = 0$ , и из (3) следует, что величина  $c_1 n_1 \tau_1 = 0.5$ . Рассматривая поля, близкие к полю пробоя и учитывая, что  $n_0 \ll n_1$ , из (2) в случае нарастания концентрации имеем

$$n(t) = n_1 \frac{\exp \left( \frac{t}{\tau_1} \right) - 1}{\exp \left( \frac{t}{\tau_1} \right) + 1}. \quad (6)$$

В случае спада концентрации ( $c_0 \tau_0 n_1 \ll 1$ ) (5) дает

$$n(t) = n_0 + (n_1 - n_0) \exp \left( -\frac{t}{\tau_0} \right). \quad (7)$$

Из (3) видно, что в слабых полях (меньших  $E_{br}$ , где  $E_{br}$  — поле пробоя)  $\tau_i^{-1} = N_A B_T(E)$  и  $\tau$  является растущей функцией поля; в сильных полях ( $E > E_{br}$ )  $\tau_i^{-1} = (N_D - N_A) A_I(E)$  и  $\tau$  является убывающей функцией поля. В пробое  $b = 0$  [5] и  $\tau_i$  имеет максимум ( $\tau_{\text{max}} = 2\sqrt{ac_1}$ ). В [6] было получено выражение для времени жизни неравновесных носителей, совпадающее с  $\tau_i$  из (3). Таким образом, кинетика концентрации при включенном импульсе определяется временем жизни неравновесных носителей заряда  $\tau_1$  в поле  $E_1$ , а при выключенном импульсе — временем жизни  $\tau_0$  в поле  $E_0$ .

Из экспериментальных кривых кинетики по формулам (6) и (7) с помощью метода наименьших квадратов легко можно определить  $\tau$ . На рис. 2 приведена зависимость  $\tau(E)$ . Сплошная кривая — расчет по формуле (3), ( $A_I(E)$  и  $B_T(E)$  рассчитаны по схеме работы [7]), крестики — экспериментальные значения. Как видно,  $\tau(E)$  имеет максимум при  $E = E_{br}$  ( $E_{br} = 0.88$  В/см).

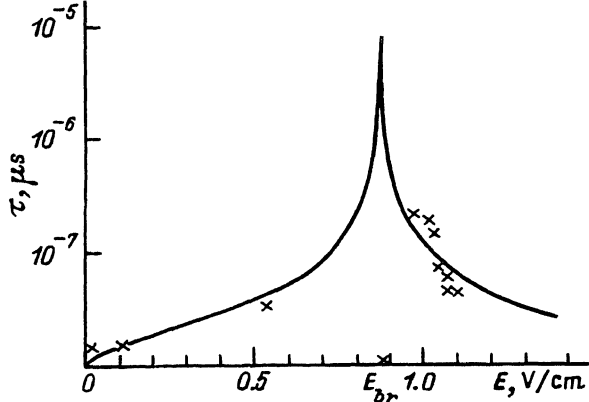


Рис. 2. Зависимость характерного времени развития пробоя  $\tau$  от напряженности электрического поля. Сплошная кривая — расчет по формуле (3), крестики — экспериментальные результаты,  $E_{br} = 0.88$  В/см.

Рассмотрим кинетику концентрации носителей заряда при  $t \ll \tau_i$ .

В слабых полях выполняется неравенство  $c_1\tau_1(n_1 - n_0) \ll 1$ , и нарастание концентрации происходит по закону  $n(t) = n_0 + (n_1 - n_0)(t/\tau_1)$ , а спад по закону  $n(t) = n_1 - (n_1 - n_0)(t/\tau_0)$ . В сильных полях рост концентрации начинается по закону  $n(t) = n_0 + (n_1 - n_0)(t/2\tau_1)$ , ( $c_1\tau_1n_1 \geq 0.5$ ), а спад (с учетом  $c_0\tau_0(n_1 - n_0) \ll 1$ ) — по закону  $n(t)n_0 + 1/B_Tt$ . Ввиду того, что  $\tau_1 > \tau_0$  (так как  $E_1 \geq E_{br} > E_0$ ), спад тока происходит быстрее, чем рост. Действительно, из рис. 1 видно, что при положении импульса напряжения наблюдается определенное запаздывание реакции образца (аналогичная картина наблюдалась в работе [2]). Так как в пробое  $\tau$  — максимальная величина, запаздывание при этом также будет максимальным (рис. 1, кривая 3).

В слабых полях убеждаемся, что выполняются соотношения  $B_T N_A \gg A_I(N_D - N_A)$  и  $B_T N_A, A_I N_D \gg A_T$ . Тогда из (3) имеем

$$B_T = \frac{1}{\tau_0 N_A}, \quad A_T = \frac{n_0}{\tau_0(N_D - N_A)} \quad (8)$$

— результат, аналогичный [3].  
В пробое

$$\tau_1 n_1 = \frac{A_I + B_T}{2}, \quad \frac{n_1}{\tau_1} = 2A_I(N_D - N_A). \quad (9)$$

В сильных полях  $A_I(N_D - N_A) - B_T N_A \gg A_T$  и (3) дает

$$A_I = \frac{N_A + n_1}{n_1 \tau_1 N_D}, \quad B_T = \frac{N_D - N_A + n_1}{n_1 \tau_1 N_D}. \quad (10)$$

С другой стороны, в полях  $E > E_{br}$  коэффициенты  $A_I$  и  $B_T$  могут быть определены из кривых нарастания тока не прибегая к решению уравнения (1). Скорость роста концентрации (1) имеет максимум при  $n_2 = b_1/2c_1$ , а ее максимальное значение —  $n'_{\max} = a + b_1^2/4c_1$ . Определяя из экспериментальных кривых значения  $n_2$  и  $n'_{\max}$  и учитывая, что  $4ac_1 \ll b_1^2$ , а также (4), имеем

$$A_I = \frac{b_1 + c_1 N_A}{N_D}, \quad B_T = \frac{c_1(N_D - N_A) - b_1}{N_D}. \quad (11)$$

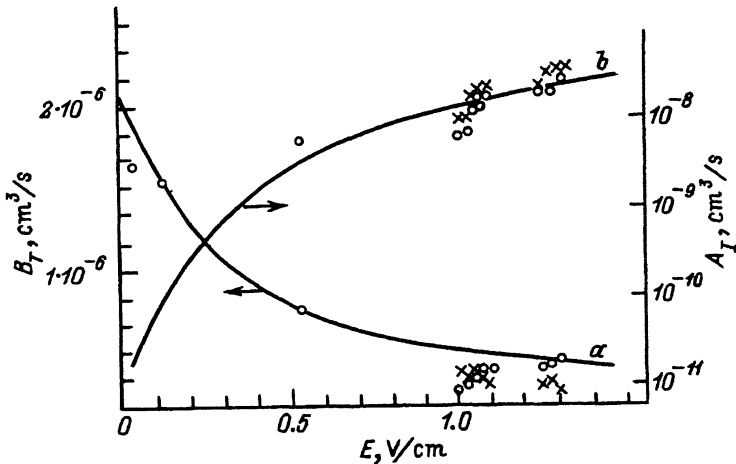


Рис. 3. Полевая зависимость коэффициента тепловой рекомбинации  $V_T$  (a) и ударной ионизации  $A_I$  (b). Сплошная кривая — расчет по результатам [7], кружки и крестики — экспериментальные результаты, рассчитанные соответственно по формулам (8)–(10) и (11).

Определение кинетических коэффициентов по формулам (11) проще, чем по формулам (10), однако погрешность в (11) сильно зависит от точности определения максимального наклона кривой кинетики.

На рис. 3 приведены экспериментальные значения  $V_T$  (a) и  $A_I$  (b), рассчитанные по формулам (8)–(10) (кружки) и по формулам (11) (крестики). Как видно, формулы (10) и (11) дают приблизительно одинаковый результат в пределах погрешности. Здесь же приводятся результаты теории [6] (сплошные кривые a и b соответственно). Как видно, результаты теории и эксперимента удовлетворительно согласуются друг с другом.

Зная экспериментальные зависимости  $A_I(E)$  и  $V_T(E)$ , по формулам (2)–(5) строятся зависимости  $j(t)$  в разных полях. Для сравнения результат приведен на рис. 1 (штриховые кривые). Согласие между теорией и экспериментом удовлетворительное.

#### Список литературы

- [1] Ж.С. Аснина, Б.Е. Межебовский, Л.Г. Парицкий. ФТП, **19**, 1064 (1985).
- [2] А.Ю. Даргис, С.В. Жураускас. ФТП, **22**, 455 (1988).
- [3] S.N. Koenig, R.D. Brown, W. Schillinger. Phys. Rev., **125**, 1668 (1962).
- [4] Н.М. Гвилава, В.Г. Джакели, З.С. Качлишвили, Н.Ю. Матешвили. Сообщ. АН Грузии, **147**, 1 (1993).
- [5] В.Г. Джакели, З.С. Качлишвили. Тр. Тбил. гос. ун-та им. И.А. Джавахишвили, **141**, 303 (1990).
- [6] Н.А. Пенин. ФТП, **23**, 466 (1989).
- [7] Т.О. Gegechkori, V.G. Yakeli, Z.S. Kachlishvili. Phys. St. Sol. (B), **112**, 379 (1982).

Редактор В.В. Чалдышев

# On current kinetics and kinetic coefficients in pulse fields

*V.G. Jakeli, Z.S. Kachlishvili, N.Y. Matashvili*

Tbilisi State University, 380028 Tbilisi, Georgia

---