

## НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ СЛАБЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Аитов Р. Д., Ржевкин К. С., Ткачев С. Н.

Установлено, что в условиях вымораживания примесей в полупроводниках возможно появление нелинейности ВАХ, не связанной с разогревом электронов и возрастающей с уменьшением напряженности приложенного к образцу электрического поля  $E$  и температуры  $T$ . Результаты численного анализа качественно согласуются с приведенными экспериментальными данными для диапазона полей  $E < 100$  В/см.

Нелинейность вольт-амперной характеристики (ВАХ) является характерной чертой многих полупроводников. Если исключить случаи, связанные с контактными явлениями, то она чаще всего связана с эффектами сильных полей; в частности, в сильных полях наблюдаются зависимость подвижности от поля вплоть до насыщения скорости, отрицательная дифференциальная подвижность (эффект Ганна), ударная ионизация и пробой [1, 2].

С понижением температуры разогрев электронов и связанная с этим нелинейность ВАХ возникают при напряженности электрического поля  $E < < 1000$  В/м [2-5]. Неомичность ВАХ в  $n$ -Ge при температуре  $T=10$  К [3] и генерация второй гармоники в  $n$ -Ge и Si при  $T < 15$  К [4] удовлетворительно объясняются в рамках модели, учитывающей разогрев носителей в электрическом поле, рассеяние их на акустических фононах и ударную ионизацию доноров.

Авторами данной работы в [5] была экспериментально обнаружена сильная нелинейность ВАХ образца  $n$ -GaAs при температуре 10 К и напряженности электрического поля  $\sim 100$  В/м, которая резко уменьшалась с ростом температуры и практически исчезала при  $T=77$  К. В [5] этому эффекту не было дано объяснения.

В настоящей работе сделана попытка теоретического обоснования обнаруженного явления с привлечением эффекта полевой ионизации Френкеля [6].

Рассмотрим образец полупроводника с омическими контактами, представляющий собой плоскую  $n^+ - n - n^+$ -структуру. Будем считать, что при слабых полях ( $E < 100$  В/м) подвижность  $\mu$  от поля не зависит и отсутствует ударная ионизация. Согласно [7], можно записать следующую систему уравнений для определения ВАХ:

$$\left. \begin{aligned} J &= e\mu \left( nE - V_T \frac{dn}{dx} \right) = \text{const}, \\ \frac{\varepsilon}{e} \frac{dE}{dx} &= n - n_0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $J$  — плотность тока,  $V_T = kT/e$ ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $n_0$  — равновесная концентрация носителей,  $n$  — концентрация носителей, обусловленная инжекцией ( $n > n_0$ ),  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Граничные условия на краях  $n$ -области имеют вид

$$n|_{x=0} = n|_{x=L} = n^+ \quad (2)$$

(считается, что  $n^+ \gg n_0$ ).

Для простоты будем считать полупроводник некомпенсированным, поскольку учет компенсации не приводит к принципиальному изменению функциональных зависимостей. Тогда, согласно [1], равновесная концентрация электронов в невырожденном полупроводнике  $n$ -типа

$$n_0 = -\frac{n_i}{2} + \sqrt{\frac{n_i^2}{4} + N_d n_i}, \quad (3)$$

где  $N_d$  — концентрация донорных примесей,

$$n_i = \frac{1}{g} N_c \exp\left(-\frac{\varphi_d}{kT}\right), \quad (4)$$

$g$  — степень вырождения примеси (обычно  $g=2$ ),  $\varphi_d$  — энергия ионизации донора,  $N_c = 2 (m_n kT / 2\pi \hbar^2)^{3/2}$ ,  $m_n$  — эффективная масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка.

В соответствии с эффектом Френкеля в электрическом поле энергия ионизации  $\varphi_d$  уменьшается на величину [6]

$$\Delta\varphi = 2e\sqrt{eE/\varepsilon}, \quad (5)$$

поэтому  $n_0$  становится функцией поля.

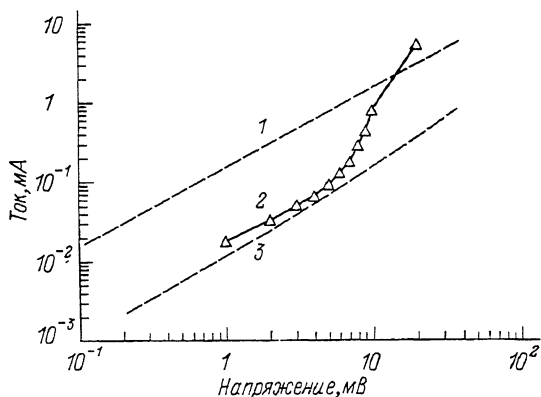


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики. 1, 3 — расчет, 2 — эксперимент. Т, К: 1 — 100; 2, 3 — 10.

Для решения системы (1) с учетом (3), (4), (5)  $n$  выражается через  $E$ , в результате чего получается нелинейное дифференциальное уравнение II порядка относительно  $E$ :

$$E' = \frac{E'E}{V_T} - \frac{e}{\varepsilon} n'_0 + \frac{eE}{\varepsilon V_T} n_0 - \frac{J}{\varepsilon V_T u} \quad (6)$$

(штрих означает дифференцирование по координате  $x$ ) с граничными условиями

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{dE}{dx} \Big|_{x=L} = \frac{e}{\varepsilon} n^+ \quad (7)$$

(с учетом того, что  $n^+ \gg n, n_0$ ).

Уравнение (6) решалось итерационным ньютоновским методом [8], причем для квазилинеаризованного уравнения на каждой итерации строилась разностная схема с разбиением по длине  $L$  до 1000 узлов.

При расчете ВАХ были приняты следующие исходные величины применительно для образца  $n$ -GaAs:  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\varphi_d = 0.005 \text{ эВ}$ ,  $\varepsilon_{\text{отн}} = 13$ ,  $\mu = 10\,000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $L = 10 \text{ мкм}$ ,  $S = 10^{-4} \text{ см}^2$  (площадь образца).

Полученные зависимости тока  $I$  от напряжения  $U$  для диапазона температур  $10 \div 100 \text{ К}$  приведены на рис. 1.

Для оценки нелинейности ВАХ использовался коэффициент  $\beta$ , который с точностью до множителя  $1/2$  совпадает с вольт-ваттной чувствительностью [5]:

$$\beta_d = dr/dU, \quad (8)$$

где  $r = dU/dI$  — дифференциальное сопротивление.

Зависимости  $\beta(U)$ , полученные дифференцированием ВАХ, приведены на рис. 2 (кривые 2, 5). Выбросы на кривых связаны с тем, что исходная функция  $I(U)$  получена методом конечных разностей.

Поскольку вклад в нелинейность может быть обусловлен как ограничением тока объемным зарядом (для идеального диэлектрика приводящим к квадратичному закону [7]), так и эффектом Френкеля, зависимость  $\beta(U)$  исследовалась

при действии каждого механизма отдельно (рис. 2). Из приведенных графиков видно, что эффект ограничения тока объемным зарядом (кривая 6) в данном случае весьма незначителен (он начинает сказываться для напряжений  $U > > 100$  мВ) и нелинейность ВАХ практически полностью определяется полевой ионизацией (кривые 1, 4).

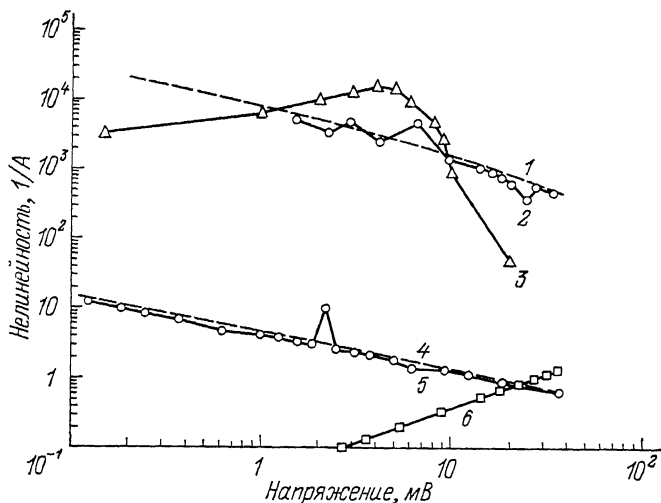


Рис. 2. Зависимость коэффициента нелинейности  $\beta$  от напряжения.

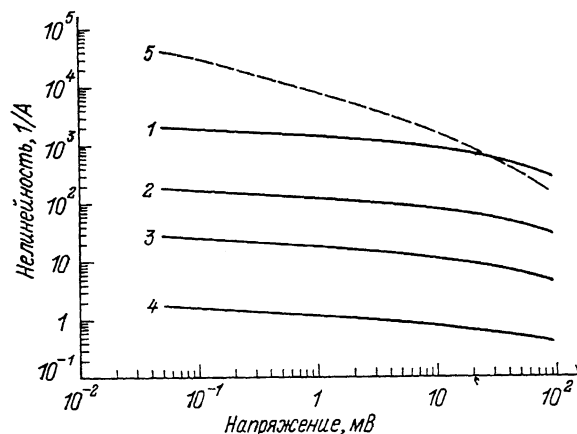
Т, К: 1—3, 6 — 10; 4, 5 — 100; 3 — эксперимент; 2, 5 — численное решение системы (1); 6 — то же без эффекта Френкеля; 1, 4 — расчет только дрейфового тока с учетом эффекта Френкеля.

Следует отметить, что эффект Френкеля в виде (5) характерен только для кулоновского потенциала. Более точно реальное поле ионизированной примеси в полупроводнике описывается потенциалом Юкавы, в котором учитывается экранировка свободными носителями [1]:

$$V(x) = -\frac{e}{\epsilon x} \exp\left(-\frac{x}{L_d}\right), \quad (9)$$

где  $L_d = \sqrt{\epsilon kT/ne^2}$  — дебаевская длина,  $x$  — расстояние от центра.

При таком виде потенциала эффект Френкеля аналитически не выражается, но его легко можно найти численно [6]. Зависимость  $\beta(U)$  для потенциала (9)



приведена на рис. 3 (рассматривался только дрейфовый ток  $J = = e\mu nE$ ). Видно, что в этом случае  $\beta$  не стремится к бесконечности при уменьшении напряжения, как при кулоновском потенциале (штриховая кривая на рис. 3), что соответствует действительности.

Рис. 3. Зависимость коэффициента нелинейности  $\beta$  от напряжения.

1—4 — расчет только дрейфового тока с учетом эффекта Френкеля для экранированного кулоновского потенциала ионизированных доноров, 5 — без учета экранировки. Т, К: 1, 5 — 10, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 80.

Экспериментальное исследование нелинейности ВАХ в [5] проводилось на установке, описанной в [9]. В качестве образцов использовались диоды Ганна типа АА703 (поскольку они представляют собой  $n^+-n-n^+$ -структуру из GaAs). Для определения  $\beta$  на диод помимо постоянного напряжения смещения подавался слабый переменный ток частотой 1 кГц и измерялись амплитуды

напряжения основной частоты и второй гармоники. На рис. 1, 2 для сравнения с расчетными приведены также экспериментально полученные значения соответствующих величин.

Характерный изгиб на экспериментальной ВАХ (рис. 1, кривая 2) при  $U \approx 8$  мВ и  $T=10$  К, который не отражает рассмотренная выше модель, совпадает с изгибом на ВАХ в [3], рассчитанной и измеренной при тех же полях и температуре 10 К, но для  $n$ -Ge, и, очевидно, имеет аналогичную природу (ударная ионизация вымороженных примесей). Этому изгибу соответствует максимум на экспериментальной зависимости  $\beta(U)$  (рис. 2, кривая 3), а также максимальная амплитуда рассчитанной в [4] генерируемой на нелинейности второй гармоники. Этот эффект связан с разогревом электронов.

Проведенные расчеты и измерения показывают наличие высокой нелинейности при низких напряжениях. Тот факт, что наблюдаемая нелинейность все же исчезала при уменьшении напряжения ниже 0.1 мВ, связан с конечной амплитудой подаваемого на образец переменного сигнала — по размаху этого напряжения происходит усреднение зависимости  $\beta(U)$ , и, в силу симметричности ВАХ, при малых  $U$  происходит занижение реальной величины  $\beta$  вплоть до нуля при  $U=0$ . В исследованных образцах GaAs при температуре 10 К нелинейность доходила до значений, характерных для детекторов (по параметру вольт-ваттной чувствительности). Поэтому указанный эффект следует учитывать при конструировании линейных малошумящих полупроводниковых устройств, работающих при низких температурах, когда имеет место вымораживание носителей.

#### Список литературы

- [1] Зеегер К. Физика полупроводников. М., 1977. 616 с.
- [2] Акасаки И., Хара Т. Н. // Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников. Л., 1968. С. 833—839.
- [3] Джабер А. М., Качлияшвили Э. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1500—1501.
- [4] Paul S. S., Bhattacharya D. P. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 9. P. 4554—4561.
- [5] Аитов Р. Д., Маслов А. И., Ржевкин К. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1640—1642.
- [6] Гусева М. Б., Дубинина Е. М. Физические основы твердотельной электроники. М., 1986. 312 с.
- [7] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [8] На Ц. Вычислительные методы решения прикладных граничных задач. М., 1982. 294 с.
- [9] Аитов Р. Д., Маслов А. И., Ржевкин К. С. // ПТЭ. 1990. № 2. С. 227—230.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получена 10.01.1991  
Принята к печати 18.01.1991