

## ФИЗИКА

УДК 621.382

## УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ДИОДАХ ГАННА

А.А. Степанов, доцент, к.ф.-м.н., ХНАДУ

**Аннотация.** Предлагается методика описания умножения носителей заряда вследствие ударной ионизации в движущемся домене сильного электрического поля и формирования вольт-амперной характеристики диодов Ганна, использующая сведения из решения кинетических уравнений для двухдолинных полупроводников в сильных электрических полях.

**Ключевые слова:** ударная ионизация, домен, диод Ганна, вольт-амперная характеристика, быстрые и медленные электроны, пролетный режим.

## УДАРНА ІОНІЗАЦІЯ В ДІОДАХ ГАННА

О.О. Степанов, доцент, к.ф.-м.н., ХНАДУ

**Анотація.** Пропонується методика опису множення носіїв заряду внаслідок ударної іонізації у рухомому домені сильного електричного поля і формування вольт-амперної характеристики діодів Ганна, яка використовує відомості розв'язку кінетичних рівнянь для дводолинних напівпровідників у сильних електричних полях.

**Ключові слова:** ударна іонізація, домен, діод Ганна, вольт-амперна характеристика, швидкі та повільні електрони, пролітний режим.

## SHOCK IONIZATION IN GANN'S DIODES

A. Stepanov, Associate Professor, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, KhNAHU

**Abstract.** The technique to describe the multiplication of charge carriers as a result of impact ionization in the moving domain of the strong electric field and the formation of the current-voltage characteristics of Gann's diodes, which uses information from the solution of kinetic equations for two-valley semiconductors in strong electric fields is proposed.

**Key words:** shock ionization, domain, Gann's diodes, current-voltage characteristic, fast and slow electrons, flying mode.

## Введение

Изучение процессов, сопровождающих ударную ионизацию в домене сильного поля, имеет практическую ценность, т.к. известно, что она приводит к нарушению когерентности колебаний, изменению формы вольт-амперной характеристики (ВАХ), ограничению мощности и выходу из строя генераторов Ганна. Развитая ударная ионизация приводит к появлению на ВАХ участка отрицательного сопротивления и может быть

использована для создания на диодах Ганна целого ряда функциональных устройств полупроводниковой микроэлектроники.

## Анализ публикаций

Эта работа продолжает наши исследования процессов ударной ионизации в диодах Ганна, начатые в [1] и продолженные в [2] и [3], где не учитывалось распределение электронов и дырок по образцу GaAs с доменом сильного поля в условиях умножения.

### Цель и постановка задачи

В [1] были сформулированы принципы расчета процессов ударной ионизации в движущихся доменах сильного электрического поля в двухдолинных полупроводниках. Для правильного понимания этого явления необходимо подходить к расчету с позиций разделения электронов в домене на быстрые и медленные. Причем под быстрыми понимаются электроны, имеющие скорость, превышающую скорость домена, а под медленными – соответственно обладающие скоростями, меньшими, чем скорость домена. Принималось также, что быстрые электроны в сильном электрическом поле генерируют также и медленные электроны. При этом предполагалось, что коэффициент ударной ионизации зависит от координаты. Были получены соотношения для (ВАХ) диодов Ганна, усредненной за много проходов домена через образец.

### Основная система уравнений, описывающих умножение носителей

Обратимся теперь к расчету ВАХ в случае первого прохода домена. Теперь распределение дырок резко неоднородно. Впереди домена дырок нет вообще. В самом домене они, в основном, концентрируются вблизи вершины. Обозначим через  $p_{out1}$  концентрацию дырок сзади домена в области, непосредственно примыкающей к домену, тогда как это следует из условия стационарности

$$p_{out1} = \frac{v_n}{v_D} \int_0^{\bar{x}} \alpha_1 \cdot n \cdot dx \quad (1)$$

где  $v_n$  – дрейфовая скорость электронов;  $v_D$  – скорость домена;  $\alpha_1$  – коэффициент умножения;  $n$  – полная концентрация электронов;  $\bar{x}$  – ширина области умножения.

Такая концентрация за доменом будет сохраняться до точки  $x_1$ , удовлетворяющей условию  $\tau_p \cdot v_D = x_1$ . Причем  $\tau_p$  – время жизни дырок в полупроводнике. Если  $\tau_p \cdot v_D > L$ , где  $L$  – длина кристалла, то концентрация (1) будет во всех точках позади домена вплоть до момента его ухода в анод. При  $\tau_p \cdot v_D \ll L$  за доменом будет тянуться область с концентрацией  $p_{out1}$ , причем длина

ее будет равна  $x_1$ . У катода и до точки, где начинается концентрация  $p_{out1}$ , позади домена дырок не будет вовсе, как и впереди домена. Далее имеем  $p_{up} = p_{out}$ , где  $p_{up}$  и  $p_{out}$  – концентрации дырок соответственно в вершине домена и вне его.

В обедненном слое домена концентрация дырок убывает от вершины, по мере углубления в слой объемного заряда так, что

$$p(x) = p_{up} - \frac{v_n}{v_D} \int_0^x \alpha_1 \cdot n \cdot dx. \quad (2)$$

Для скорости домена имеем формулу  $v_D = I / (n_D + \bar{p})$ , где  $I$  – полный ток, и

$$\bar{p} = \frac{\int_{E_1}^{E_m} \frac{p(x)}{n} dE}{\int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{n}}. \quad (3)$$

Интегрирование в пределах от  $E_1$  до  $E_m$  означает, что выбрана область полупроводника от вершины домена до объёма, где уже справедливо условие квазинейтральности. Так как

$$n(x) = (n_D + p_{up}) \cdot e^{-\alpha_1 \cdot x \cdot S}, \quad S = \frac{v_n}{v_D - v_n} \quad (4)$$

$$p(x) = p_{up} - \frac{v_n}{v_D} \cdot (n_D + p_{up}) \cdot \frac{1}{S} (1 - e^{-\alpha_1 \cdot x \cdot S}), \quad (5)$$

где  $n(x), p(x)$  – переменные концентрации соответственно электронов и дырок;  $n_D$  – концентрация мелких доноров.

Подставляя эти выражения для  $n(x)$  и  $p(x)$  в (3), найдем

$$\bar{p} = p_{up} - (n_D + p_{up}) \cdot \frac{1}{S} \cdot \frac{v_n}{v_D} \cdot \left( 1 - \frac{\bar{x} \cdot \alpha_1 \cdot S}{e^{\alpha_1 \cdot \bar{x} \cdot S} - 1} \right). \quad (6)$$

Но  $S \gg 1$ , и поэтому, как показывает исследование,  $\bar{p} \approx C_2 \cdot p_{up}$ , где  $C_2 \approx 1$ , при  $p_{up} \approx n_D$ , и  $C_2 = \frac{1}{2}$ , если  $p_{up} \ll n_D$ , и, следовательно,

$$v_D = \frac{I}{n_D + C_2 \cdot p_{up}} \quad (7)$$

В этом приближении для скорости электронов сзади домена  $v_{n.out1}$  (там, где концентрация дырок равна  $p_{out1}$ ) получим

$$v_{nE_1} = \frac{I}{n_{out}} = \frac{I}{n_D + p_{up}}, \quad (8)$$

т.е. практически вновь  $v_D = v_{nE_1}$ . Из условия  $p(x) = 0$ , на основании (5), находим

$$p_{up} = \frac{\frac{v_n}{v_D} \cdot n_D \cdot (1 - e^{-\alpha_1 \bar{x} \cdot S})}{S - \frac{v_n}{v_D} \cdot (1 - e^{-\alpha_1 \bar{x} \cdot S})}. \quad (9)$$

Этот результат есть следствие отсутствия накопленных в образце дырок, поскольку рассматривается первый проход домена. Из (4), (5) мы имеем

$$p(x) + n_D - n(x) = (p_{up} + n_D) \cdot \left[ 1 - e^{-\alpha_1 x \cdot S} - \frac{1}{S} \cdot (1 - e^{-\alpha_1 x \cdot S}) \right]. \quad (10)$$

Далее мы, пользуясь тем, что  $S \gg 1$ , можем записать  $n_{out} = p_{out1} + n_D$  в виде

$$n_{out} = [1 + \alpha(E_m) \cdot \bar{x}] \cdot n_D, \quad (11)$$

где

$$\alpha(E_m) = \frac{1}{S \cdot \bar{x}} (1 - e^{-\alpha_1 \bar{x} S}) \quad (12)$$

Пользуясь теперь соотношением для концентрации электронов вне домена  $n_{out}$  из [1], найдем

$$n_{out} = n_D \cdot \left( \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \alpha(E_m) \cdot x_0} \right) \quad (13)$$

$$p_{up} = n_{out} - n_D = \left( \sqrt{\frac{1}{4} + \alpha(E_m) \cdot x_0} - \frac{1}{2} \right) \cdot n_D \quad (14)$$

И, следовательно,

$$v_D = \frac{I}{n_D \cdot (1 + C_2 (\sqrt{\frac{1}{4} + \alpha(E_m) \cdot x_0} - \frac{1}{2}))}. \quad (15)$$

Уравнение (15), с учётом соотношений из [1], связывающих силу тока и напряжённость поля, позволяет получить уравнение для определения  $I$  как функции  $E_m$ , т.е. уравнение вольтамперной характеристики. В (15)  $C_2$  можем положить равным  $\frac{1}{2}$ , т.к.  $p_{up}$ , как мы показали, значительно меньше  $n_D$  (при первом проходе домена).

Необходимо отметить, что на опыте наблюдается довольно значительный рост тока в режиме ударной ионизации даже при первом проходе домена через образец [3]. Это может означать либо несправедливость трехпрямой зависимости  $v_n(E)$  от  $E$  с насыщением  $v_n$  при больших  $E_m$ , либо перегрев образца за счет тепловых перебросов электронов из валентной зоны и глубоких уровней в зону проводимости.

Так как при первом проходе  $n_{out}$  не может сильно отличаться от  $n$ , то это значит, что  $\bar{x}$  не будет сильно отличаться от  $x_0 = \frac{n_{in} \bar{x}}{n_D}$ . В то же время  $\alpha_1$  с увеличением  $E_m$  сильно растёт. Следовательно, если вначале соотношение  $\alpha_1 \cdot \bar{x} \cdot S$  было меньше единицы, то потом обязательно станет больше единицы, и поэтому  $\bar{x}$  будет стремиться к  $x_0$ , а  $S^{-1}$  будет стремиться к нулю. Таким образом, будет наблюдаться вольтамперная характеристика с участком отрицательного сопротивления.

### Выводы

Полученные результаты относятся к прямоугольному домену, что соответствует случаю, когда концентрация дырок в обогащенной области меньше концентрации электронов. Если домен первоначально был симметричен, то с приложением внешнего напряжения он становится ассиметричным, поскольку усиление напряженности поля в домене ведет к сужению его обогащенной и расширению обедненной областей.

## Литература

1. Ашанин В.С. Формирование участков отрицательного сопротивления на вольт-амперной характеристике диодов Ганна в условиях ударной ионизации / В.С. Ашанин, О.П. Малофей, А.А. Степанов и др. // Радиотехника. – 1990. – №94. – С. 17–22.
2. Авакьянц Г.М. Умножение тока в двухдолинных полупроводниках типа GaAs. Механизм формирования S-образной неустойчивости / Г.М. Авакьянц, А.А. Степанов, Е.Ф. Еремина // Вестник ХНАДУ: сб. науч. тр. – 2003. – Вып. 20. – С. 94–96.
3. Авакьянц Г.М. Умножение тока в двухдолинных полупроводниках типа GaAs. Скорость домена в условиях ударной ионизации / Г.М. Авакьянц, А.А. Степанов, Е.Ф. Еремина // Вестник ХНАДУ: сб. науч. тр. – 2004. – Вып. 26. – С. 81–83.

Рецензент: Ю.В. Батыгин, профессор, д.т.н., ХНАДУ.

Статья поступила в редакцию 27 сентября 2013 г.

---