

УДК 53.043

UDC 53.043

05.00.00 Технические науки

Engineering

**УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ДИФфуЗИОННОЙ
КОМПОНЕНТЫ ТОКА ГОРЯЧИХ
НОСИТЕЛЕЙ В ВЫХОДНОЙ ОБЪЁМНОЙ
ПРОВОДИМОСТИ СОВРЕМЕННЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР****ACCOUNTING OF THE DIFFUSION
CURRENT COMPONENTS OF HOT
CARRIERS INFLUENCE IN THE OUTPUT
VOLUME CONDUCTIVITY OF MODERN
SEMICONDUCTOR STRUCTURES**

Малышев Игорь Владимирович
к.т.н., доцент кафедры радиотехнической
электроники
ivmalyshev@sfnedu.ru

Malyshev Igor Vladimirovich
Candidate of technical Sciences, associate Professor
of the Department of radio electronics
ivmalyshev@sfnedu.ru

Паршина Наталья Валерьевна
к.т.н., ассистент кафедры радиотехнической
электроники
nparshina@sfnedu.ru
*Южный Федеральный Университет, г. Ростов-
на-Дону, Россия*

Parshina Natalya Valeryevna
Candidate of technical Sciences, assistant of the
Department of radio electronics
nparshina@sfnedu.ru
Southern Federal University, Rostov-on-don, Russia

В статье, на основе феноменологического рассмотрения кинетических процессов в объёме полупроводников, проведён учёт дрейфовых и диффузионных компонентов выходного тока для горячих носителей в общей выходной проводимости структуры полупроводникового чипа. В результате, выявлены амплитудные и частотные особенности компонент этой проводимости, имеющей отрицательное значение, иллюстрирующее большую величину её модуля и инверсию фазы вблизи значений напряженности поля эффекта Гана. Это может быть использовано для разработки автогенераторов миллиметрового диапазона длин волн. Показано, что нелинейная диффузионная компонента, наряду с дрейфовой, вносит большой вклад в величину выходной проводимости полупроводниковой структуры

In this article, on the basis of phenomenological consideration of kinetic processes in semiconductors volume, we have conducted an analysis, in order to estimate the drift and diffusion components of the output current for hot carriers in the total output of the conductivity structure of the chip. The result revealed amplitude and frequency characteristics of this component of the conductivity, illustrating a greater amount of its modulus and phase inversion near the field-strength values of Ghan effect. This can be used for designing oscillators of millimeter range of wavelengths. It is shown that the nonlinear diffusion component along with the drift is important for the output conductance of the test specimen

Ключевые слова: ДРЕЙФОВАЯ СКОРОСТЬ,
КОЭФФИЦИЕНТ ДИФфуЗИИ, ВЫХОДНАЯ
ОБЪЁМНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ, ГОРЯЧИЕ
НОСИТЕЛИ

Keywords: DRIFT VELOCITY, DIFFUSION
COEFFICIENT, OUTPUT BULK
CONDUCTIVITY, HOT CARRIERS

Doi: 10.21515/1990-4665-134-079

Введение

Современные полупроводниковые структуры (сверхрешётки и объёмные компоненты), используемые для создания современных ИМС и микромодулей миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, обеспечивают свои выходные параметры и характеристики в рабочих режимах, определяемых как критические. Это означает, что энергия

носителей, их скорость и эффективная масса во много раз превышают их значения на дне зоны проводимости, т.е. в условиях действия разогрешных электрических полей с напряженностями, соизмеримыми со значениями порогового поля эффекта Ганна в полупроводниках типа $A^{III}B^V$ когда эти эффекты могут сильно влиять на поведение выходной проводимости [1].

Постановка задачи

В настоящее время наиболее предпочтительным с точки зрения достоверного объяснения и учета этих процессов представляется теория определения нелинейной комплексной проводимости таких структур, базирующихся на представлении о волнах объёмного заряда нарастающих из-за наличия нелинейной объёмной отрицательной проводимости полупроводника [2].

При этом показано, что уравнение для разогрева (относительно энергии W) и дрейфа (относительно дрейфовой скорости v) будут записываться в виде:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{eE_0}{m} - \frac{v}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{dW}{dt} = eE_0v - \frac{W - W_0}{\tau_3}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $W_0 = 3kT_0/2$ – средняя тепловая энергия носителей в отсутствии внешних полей, k – постоянная Больцмана, T_0 – комнатная температура, E_0 – напряженность внешнего электрического поля, τ и τ_3 – времена релаксации импульса и энергии соответственно. Эффективная масса m зависит от энергии по закону, полученному в результате разложения $1/m = f(W)$ в ряд Тейлора вокруг величины m_0 (масса носителей на дне зоны проводимости):

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_0} \left(1 - p_m \frac{W - W_0}{W_0} \right), \quad (3)$$

где $p_m = \text{const}$ для различных видов полупроводниковых материалов ($p_m = 0,1$ для GaAs).

Основные расчётные соотношения

Полагаем, что времена релаксации энергии τ_3 и квазиимпульса τ носителей не зависят от их средней энергии W .

Из соотношения Эйнштейна для связи подвижности μ и коэффициента диффузии $D = \mu kT/e = 2\mu W/3e = 2\tau W/3m$ получим:

$$D = \frac{2\tau W}{3m}. \quad (4)$$

Для стационарного случая уравнений (1) и (2), с учетом (3), можно получить [3]:

$$v = \frac{W - W_0}{\tau_3 e E_0}, \quad (5)$$

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{z}{(z+1)p_m}, \quad (6)$$

где введены обозначения: $z = E_0^2/E_n^2$, $E_n^2 = m_0 W/e^2 p_m \tau \tau_3$ – квадрат порогового поля эффекта Ганна.

Подставляя полученное решение в (4) с учетом (1) получим соотношение коэффициента диффузии [4]:

$$\frac{D}{D_0} = \frac{z+(z+1)p_m}{(z+1)^2 p_m} \quad (7)$$

где $D_0 = 2\tau W_0/3m_0$ – коэффициент диффузии в отсутствии внешних полей.

На рисунке 1 представлены диффузионная $D/D_0 = f(E_0/E_{II})$ и дрейфовая $v/v_0 = f(E_0/E_{II})$ характеристики.

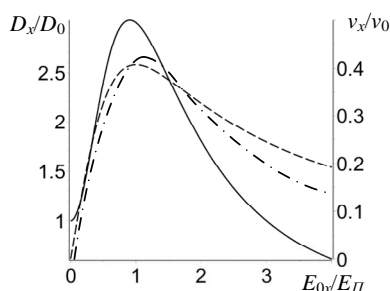


Рисунок 1 – Зависимости нормированных компонент коэффициента диффузии D/D_0 (сплошная линия), дрейфовой скорости v/v_0 (пунктирная линия) от внешнего электрического поля E_0/E_{II} , экспериментальная зависимость v/v_0 (штрих-пунктирная линия) [2].

Нормировка скорости дрейфа проведена по $v_0 = (2W_0/m_0)^{1/2}$ – линейной скорости хаотического движения в отсутствие разогрева, а электрическое поле нормировано по E_n – пороговому полю эффекта Ганна.

Полученные соотношения будут использованы для расчёта нелинейной комплексной объёмной проводимости полупроводниковой структуры [2].

$$Y_e = \frac{S}{L} \left[(\sigma_a + j\sigma_r + \frac{j\omega\varepsilon(e^{\gamma_2 L} - 1)(1 - e^{\gamma_1 L})}{L(e^{\gamma_2 L} - e^{\gamma_1 L})} \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 \gamma_2} \right)) \right], \quad (8)$$

где S и L площадь поперечного сечения и длина участка дрейфа соответственно.

Постоянные распространения γ_1 и γ_2 определяются как:

$$\gamma = \gamma_{1,2} = \alpha_{1,2} - \beta_{1,2}, \quad n = 4 D\beta_0/v, \quad (9)$$

$$\alpha_{1,2} = \left(\frac{v}{2D} \right) \left[1 \mp \sqrt{\frac{\sqrt{m^2 + n^2} + m}{2}} \right], \quad m = 1 - 4 D\alpha_0/v, \quad (10)$$

$$\beta_{1,2} = \pm \left(\frac{v}{2D} \right) \sqrt{\frac{\sqrt{m^2 + n^2} - m}{2}}. \quad (11)$$

При малых $n_0 L \ll 1$, можно считать $e^{\gamma_1 L} \approx 1 + \gamma_1 L$ и $e^{\gamma_2 L} \approx 1 + \gamma_2 L$, а при $n_0 L \gg 1$: $e^{\gamma_2 L} \gg 1$ и $1 \gg \gamma_1 L$, что справедливо для длин волн миллиметрового и миллиметрового диапазонов [2].

Итак, с учетом диффузионной компоненты, можно получить следующие соотношения:

$$Y_e = G_e + jB_e = (S/L) \left[\sigma_a + j\sigma_r + j\omega\varepsilon \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 \gamma_2 L} \right], \quad (12)$$

$$G_e = (S/L) \left[\sigma_a + \left(\frac{\omega\varepsilon^3 v^3}{4DL\sqrt{2}} \right) \frac{(1 + \sqrt{m^2 + n^2})(\sqrt{m^2 + n^2} - m)^{1/2}}{(\delta_a^2 + (\varepsilon\omega + \sigma_r)^2)} \right], \quad (13)$$

$$B_e = (S/L) \left[\sigma_r + \left(\frac{\omega\varepsilon^3 v^3}{4DL\sqrt{2}} \right) \frac{(\sqrt{m^2 + n^2} - 1)(\sqrt{m^2 + n^2} + m)^{1/2}}{(\delta_a^2 + (\varepsilon\omega + \sigma_r)^2)} \right], \quad (14)$$

$$m^2 + n^2 = \left(\frac{4D}{\varepsilon v^2} \right)^2 \left[\left(\frac{\varepsilon v^2}{4D} - \sigma_a \right)^2 + (\varepsilon\omega + \sigma_r)^2 \right], \quad (15)$$

$$m = \frac{4D}{\epsilon v^2} \left(\frac{\epsilon v^2}{4D} - \sigma_a \right). \quad (16)$$

Результаты расчётов

Расчёты проводились в частотном диапазоне 10 - 50 ГГц ($y = \omega\tau_3 = 0,126 \div 0,628$) для значения напряженности полей $x = \frac{E_0}{E_n} = 0 \div 3$.

Результаты приведены на графиках рисунки 2 и 3, где построены зависимости для амплитуды $|Y_e|$ и фазы φ объёмной проводимости (12).

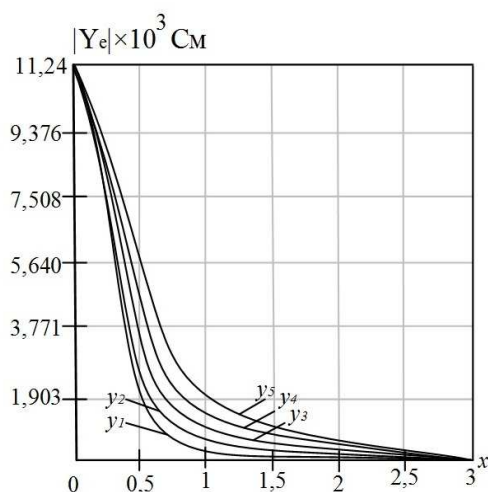


Рисунок 2 - Зависимость амплитуды $|Y_e|$ объёмной проводимости от величины x при различных значениях y ($y_1 = 0,126$; $y_2 = 0,251$; $y_3 = 0,377$; $y_4 = 0,503$; $y_5 = 0,628$)

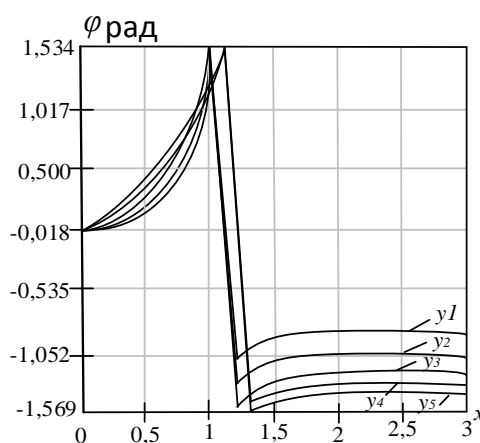


Рисунок 3 - Зависимость фазы φ объёмной проводимости от величины x при различных значениях y

Заключение

Из полученных кривых видно, что при постоянной напряженности внешнего поля проводимость вблизи порогового значения будет выше для больших значений частот. Это вероятно, можно объяснить влиянием диффузионной компоненты на величину этого параметра.

Также обращают на себя внимание характерные области инверсии фазы вблизи участков $x \approx 1$, что свидетельствует о возможности обеспечения режимов баланса фаз в этих областях, т.е. обеспечение режима генерации при использовании внешних цепей.

Литература:

1. Малышев В.А. Метод анализа микроволновых нелинейных процессов в объеме полупроводников с переменной эффективной массой носителей заряда в сверхрешётках и в приборах на их основе // Известия ВУЗов. Электроника. –1999. – № 4. – С. 3-10.
2. Бортовые активные устройства сверхвысоких частот / В. А. Малышев. - Л.: Судостроение, 1990. – 263 с.
3. Малышев И.В., Филь К.А., Осадчий Е.Н. Способы учёта энергозависимости эффективной массы горячих носителей в объеме полупроводников типа $A^{III}B^V$ для различных случаев дисперсии. //Инженерный вестник Дона. – 2017. – № 4.
4. Малышев И.В., Филь К.А., Паршина Н.В. Нелинейность коэффициента диффузии горячих носителей в объеме полупроводника под действием электрического и магнитного полей // Известия ВУЗов. Физика. – 2017. – № 6. – С. 3 – 6.

References

1. Malyshev V.A. Metod analiza mikrovolnovykh nelinejnyh processov v ob#jome poluprovodnikov s peremennoj jeffektivnoj massoj nositelej zarjada v sverhreshjotkah i v priborah na ih osnove // Izvestija VUZov. Jelektronika. –1999. – № 4. – S. 3-10.
2. Bortovye aktivnye ustrojstva sverhvysokih chastot / V. A. Malyshev. - L.: Sudostroenie, 1990. – 263 s.
3. Malyshev I.V., Fil' K.A., Osadchij E.N. Sposoby uchjota jenergozavisimosti jeffektivnoj massy gorjachih nositelej v ob#jome poluprovodnikov tipa AIIIIVV dlja razlichnyh sluchaev dispersii. //Inzhenernyj vestnik Dona. – 2017. – № 4.
4. Malyshev I.V., Fil' K.A., Parshina N.V. Nelinejnost' kojefficienta diffuzii gorjachih nositelej v ob#jome poluprovodnika pod dejstviem jelektricheskogo i magnitnogo polej // Izvestija VUZov. Fizika. – 2017. – № 6. – S. 3 – 6.