

Разогрев носителей заряда и выпрямление тока на несимметричном $p-n$ -переходе в сверхвысокочастотном электромагнитном поле

© М.Г. Дадамирзаев*+†

* Наманганский инженерно-педагогический институт,
716003 Наманган, Узбекистан† Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,
700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 20 июля 2010 г. Принята к печати 20 июля 2010 г.)

Эдс горячих носителей заряда U_{oc} , генерируемая на несимметричном $p-n$ -переходе в сверхвысокочастотном электромагнитном поле, несмотря на то что температура электронов гораздо выше, чем дырок, определяется горячими дырками. Установлено, что напряжение холостого хода определяется температурой тех носителей, которые определяют полный ток через $p-n$ -переход.

1. Введение

Под действием электромагнитной волны растет средняя энергия носителей заряда в $p-n$ -переходах. В результате через потенциальный барьер течет ток разогреваемых электронов и дырок [1]. С другой стороны, за счет изменения высоты барьера выпрямляется на контакте переменный ток, созданный электрическим полем волны. Из-за того что направления токов горячих носителей и выпрямленного тока одинаковы, установление истинного механизма генерируемой электродвижущей силы (эдс) диода является важным вопросом. В работе [2] выведено выражение для коэффициента неидеальности с учетом разогрева электронов и выпрямления тока в электромагнитном поле. На основании теоретических исследований в [2] сделан вывод о том, что на выпрямляющем контакте в сверхвысокочастотном (СВЧ) поле всегда возникает постоянная эдс вследствие разогрева электронов и выпрямления тока СВЧ поля, в результате чего возрастает коэффициент неидеальности.

В работах [3,4] исследовали $p-n$ -переход в сильном СВЧ поле, когда $p_p \gg n_n$, здесь n_n и p_p — концентрации основных носителей заряда. Однако в этих работах не учтено изменение температуры дырок, считая эти изменения малыми по сравнению с изменениями температуры электронов. Поэтому целесообразно провести расчет токов с учетом несимметричности концентрации и изменения температуры дырок.

Цель настоящей работы — исследование влияния разогрева электронов и дырок, а также выпрямление тока на несимметричном $p-n$ -переходе, расположенном в электромагнитном поле.

2. Влияние разогрева электронов, дырок и выпрямление тока на вольт-амперную характеристику (ВАХ) несимметричного $p-n$ -перехода, находящегося в СВЧ поле

Проведем оценку тока в несимметричном $p-n$ -переходе под действием электромагнитной волны. Согласно диодной теории, ток электронов, проходящих через барьер, когда период волны больше, чем время пролета электронов через барьер, определяется соотношением [2]

$$j_e = j_{se} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где $j_{se} = \frac{eD_e n_p}{L_e}$ — ток насыщения электронов.

В соответствии с (1) ток дырок

$$j_h = j_{sh} \left[\left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) - 1 \right], \quad (2)$$

где $j_{sh} = \frac{eD_h p_n}{L_h}$ — ток насыщения дырок, φ_0 — высота потенциального барьера в отсутствии электромагнитной волны, $\varphi = \varphi_0 - U$, U — возникающее напряжение на диоде, $U_B = -\int_0^d E_B dx$ — переменное напряжение падающей волны, созданное на барьере диода, T — температура решетки, k — постоянная Больцмана, T_e и T_h — температуры электронов и дырок, E_B — напряженность электрического поля волны, e — заряд электрона, D_e и D_h — коэффициенты диффузии электронов и дырок, L_e и L_h — длины диффузии электронов и дырок, n_p и p_n — концентрации неосновных носителей заряда.

† E-mail: Gulyamov1949@rambler.ru

Среднее значение полного тока через диод состоит из электронных и дырочных токов:

$$\bar{j} = \int_0^{2\pi} (j_e + j_h) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (3)$$

При низких мощностях можно не учитывать разогрев электронов и дырок. Тогда ток через диод возникает только за счет выпрямления [2].

При высоких мощностях температура электронов и дырок не зависит от времени, так как они не успевают остывать в течение периода волны. На высоких частотах, когда $T_e \neq T_h \neq T$, ВАХ определяется из формулы (3)

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \right. \\ & \times \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \left. \right\} \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \right. \\ & \times \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \left. \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Отсюда видно, что ток диода увеличивается за счет выпрямления. Увеличения тока определяются следующими интегралами:

$$I(U_B, T_e) = \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}, \quad (5)$$

$$I(U_B, T_h) = \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (6)$$

Рассмотрим ток короткого замыкания ($U = 0$) из формулы (4):

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] - 1 \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Отсюда видно, что ток короткого замыкания также растет согласно (5) и (6). Выпрямление всегда увеличивает ток короткого замыкания p - n -перехода. Используя

теорему о средних значениях, можно записать

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_e} \right] - 1 \right\} + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right. \\ & \left. \times \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) - \frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_h} \right] - 1 \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь напряжение холостого хода ($j = 0$). Используя формулы (4), находим

$$\begin{aligned} & \frac{D_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) - 1 \right\} \\ = & - \frac{D_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Если учесть, что $p_n = \frac{n_i^2}{n_n}$, $n_p = \frac{n_i^2}{p_p}$, здесь n_i — собственная концентрация носителей заряда, то имеем следующий результат:

$$\begin{aligned} & \frac{D_e}{L_e p_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) - 1 \right\} \\ = & - \frac{D_h}{L_h n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Коэффициенты диффузии электронов и дырок равны:

$$D_e = \frac{kT_e}{e} \mu_e, \quad D_h = \frac{kT_h}{e} \mu_h, \quad (11)$$

а длины диффузии:

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e}, \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h}, \quad (12)$$

где μ_e и μ_h — подвижности, τ_e и τ_h — времена жизни электронов и дырок. Для зависимости подвижностей электронов и дырок от температуры решетки можно брать следующие зависимости [5]:

$$\mu_e = 4 \cdot 10^9 \cdot T^{-2.6} \quad \sim 300 < T < 400 \text{ К},$$

$$\mu_h = 2.5 \cdot 10^8 \cdot T^{-2.3} \quad \sim 150 < T < 400 \text{ К}. \quad (13)$$

Учитывая (11)–(13), можно записать формулу (10) в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2.6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \right. \\ & \left. \times \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = - \sqrt{\frac{kT_h}{e\tau_h} \frac{2.5 \cdot 10^8 T^{-2.3}}{n_n^2}} \\ & \times \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

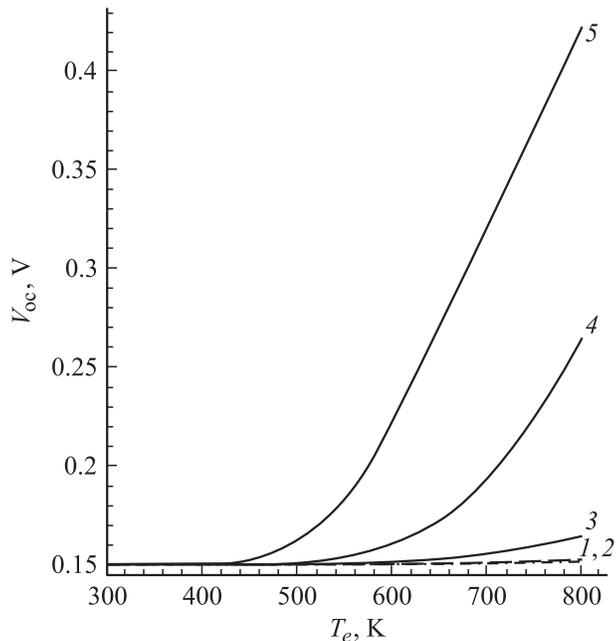


Рис. 1. Зависимости напряжения холостого хода (U_{oc}) от температуры электронов T_e , рассчитанные по формуле (14). Значения p_p , см^{-3} : 1 — 10^{18} , 2 — 10^{17} , 3 — 10^{16} , 4 — 10^{15} , 5 — 10^{14} . $T = T_h = 300$ К, $\tau_{p0} = 10^{-7}$ с, $\tau_{n0} = 10^{-9}$ с, $n_n = 6 \cdot 10^{14}$ см^{-3} .

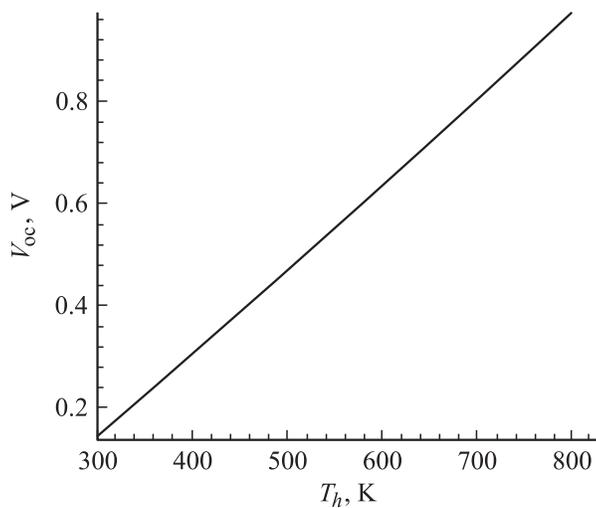


Рис. 2. Зависимость напряжения холостого хода (U_{oc}) от температуры дырок T_h , рассчитанная по формуле (14). Значение $n_n = 6 \cdot 10^{14}$ см^{-3} , остальные параметры те же, что на рис. 1.

Как видно из выражения (10), конвекционный ток определяется концентрацией, температурой, коэффициентами диффузии и временами жизни неосновных носителей зарядов. Отсюда следует, что необходимо учитывать все факторы, ответственные за изменения токов через $p-n$ -переход при воздействии сильной электромагнитной волны.

На основе анализа полученных результатов можно предполагать, что температура дырок в приконтактной

области с большой концентрацией существенно влияет на напряжение холостого хода $p-n$ -перехода. Поэтому мы провели численные расчеты по формуле (14) $U_{oc} = f(T_e)$ (рис. 1) и $U_{oc} = f(T_h)$ (рис. 2). Для сравнения влияния T_e и T_h на U_{oc} сначала предположим, что T и T_h постоянные, например, $T = 300$ К и $T_h = 300$ К, а T_e возрастает с 300 до 800 К. Концентрация носителей зарядов $n_n = 6 \cdot 10^{14}$ см^{-3} и $p_p = 10^{18}$ см^{-3} [3]. Мы провели расчеты зависимости U_{oc} от T_e для разных p_p от 10^{18} до 10^{14} см^{-3} , а $\tau_e = 10^{-9}$ с и $\tau_h = 10^{-7}$ с, как в работе [4].

Как видно из рис. 1, при высоких концентрациях дырок, например при $p_p = 10^{18}$, 10^{17} , 10^{16} см^{-3} , влияние температуры электронов T_e на U_{oc} незначительно и возрастает с уменьшением отношения p_p/n_n .

Затем рассматривалось только влияние разогрева дырок на эдс напряжения холостого хода. Расчеты проводились при постоянных температурах электронов и решетки $T_e = T = 300$ К. Температура дырок изменялась в интервале 300–800 К. Из графиков видно, что при любых заданных концентрациях дырок основной вклад на U_{oc} дает их температура.

Концентрация носителей заряда, согласно эксперименту [3], равнялась $n_n = 6 \cdot 10^{14}$ см^{-3} и $p_p = 10^{18}$ см^{-3} . Зависимости напряжения холостого хода от температуры электронов для различных значений p_p ($\sim 10^{14}$ – 10^{18} см^{-3}) приведены на рис. 1. Из него видно, что, когда основной ток в $p-n$ -переходе переносится дырками, изменение температуры электронов почти не влияет на эдс, генерируемую $p-n$ -переходом.

Для того чтобы выяснить относительные вклады разогрева и концентрации носителей заряда, рассмотрим несколько случаев, когда разогреваются только электроны, а температуры дырок и решетки остаются постоянными. Такое упрощение часто использовалось при анализе экспериментов [1,3].

Как видно из рис. 1, при высоких концентрациях дырок, когда p_p меняется в пределах 10^{17} – 10^{18} см^{-3} , изменение температуры электронов T_e в интервале 300–800 К почти не влияет на эдс, генерируемую $p-n$ -переходом (рис. 1, кривые 1, 2). Совсем другая картина наблюдается, когда концентрация дырок p_p приближается к концентрации электронов n_n в n -области. В этом случае изменение температуры электронов действительно сильно влияет на эдс, генерируемую $p-n$ -переходом (рис. 1, кривые 4, 5). Отсюда следует, что, для того чтобы разогрев электронов был определяющим, концентрация дырок p_p не должна сильно превышать концентрацию электронов n_n в n -области. Таким образом, эдс, возникающая при воздействии сильной СВЧ волны на $p-n$ -переход, определяется суммарным током электронов и дырок.

Рассмотрим разогрев дырок в режиме, когда температуры электронов и решетки остаются постоянными: $T_e = T = 300$ К. На рис. 2 приведен график расчета напряжения холостого хода U_{oc} , когда меняется температура дырок. Как видно из рис. 2, для значений p_p

в интервале $[10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}]$ напряжение U_{oc} линейно зависит от температуры дырок. Это означает, что в этой области концентраций дырок полный ток определяется только температурой дырок.

3. Заключение

Напряжение холостого хода U_{oc} несимметричного $p-n$ -перехода, расположенного в СВЧ электромагнитном поле, возникает не только за счет высокотемпературных носителей зарядов, но также и за счет менее горячих носителей с высокой концентрацией. Поэтому в работе [3], где $p_p \gg n_n$, на напряжение, генерируемое в режиме холостого хода U_{oc} , основной вклад дают дырки T_h . ЭДС в СВЧ поле U_{oc} определяется температурой тех носителей, которые определяют ток в $p-n$ -переходе.

Список литературы

- [1] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акоюн, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).
- [2] С.Х. Шамирзаев, Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев, А.Г. Гулямов. Узб. физ. журн., **2**, 48 (2009).
- [3] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **22**, 2001 (1988).
- [4] С.Х. Шамирзаев, Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев, А.Г. Гулямов. ФТП, **43**, 53 (2009).
- [5] П.И. Бранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. Полупроводниковая электроника. Справочник (Киев, Наук. думка, 1975).

Редактор Л.В. Беляков

Heating of charge carriers and current rectifying in the asymmetrical $p-n$ -junction in a microwave field

M.G. Dadamirzayev*+

* Namangan Engineering-Pedagogical Institute,
716003 Namangan, Uzbekistan

+ Physicotechnical Institute of Republic Uzbekistan,
700084 Tashkent, Uzbekistan

Abstract Electromotive force of hot charge carriers U_{oc} generated by microwave field in an asymmetrical $p-n$ -junction is investigated. In spite of that electron temperature is higher than that of holes U_{oc} is defined by hot holes. U_{oc} is established to be defined by temperature of carriers which define the full current through the $p-n$ -junction.