

РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЙ КАТОД К ДИОДУ ГАННА

О. В. Боцула, Э. Д. Прохоров, И. П. Стороженко

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,
4, пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина
E-mail: eduard.d.prokhorov@univer.kharkov.ua*

Рассматривается диод Ганна с резонансно-туннельным катодом с одним энергетическим уровнем в квантовой яме. Использование такого катода приводит к тому, что вольтамперные характеристики диода имеют два участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), на каждом из которых возможно получение генерации. Для этих участков определены эффективности генерации и рассмотрены особенности работы диода и проанализированы факторы, влияющие на процесс генерации. Ил. 7. Библиограф.: 7 назв.

Ключевые слова: катод, туннелирование, контакт, перенос электронов, эффективность генерации.

Одним из актуальных направлений по увеличению эффективности генерации и расширению частотного диапазона работы приборов с междолинным переносом электронов (МПЭ) является создание эффективных катодов, которые бы обеспечивали сильное электрическое поле, устраняя мертвую зону, и могли бы модулировать проводимость активной области диодов в дополнение к МПЭ. Одним из таких катодов может быть резонансно-туннельный катод (РТК), который по предположению может выполнять указанные выше функции [1, 2]. Ранее было сделано качественное рассмотрение особенностей работы диода с таким катодом путем анализа связи резонансно-туннельный диод - диод Ганна [3 - 4], которая в некоторой степени моделирует работу диода с РТК. Основным результатом проведенных исследований явилось то, что вольтамперная характеристика связи диодов при соответствующем выборе электрофизических параметров диодов может иметь до трех участков отрицательной дифференциальной проводимости, два из которых возникают за счет резонансного туннелирования, а третий - за счет МПЭ. Было показано, что все три участка могут быть использованы для генерации высокочастотных колебаний. Однако проведенные исследования основывались на анализе механизмов проводимости и не учитывали особенностей работы диодов на высоких частотах, которые из-за наличия большой емкости РТК и инерционности МПЭ могут существенно отличаться от полученных. Во многом этот пробел был восполнен в работе [5], в которой были рассмотрены высокочастотные свойства связи диодов на основе анализа ее импедансной характеристики [6]. Результаты свидетельствуют о возможности работы связи диодов в миллиметровом диапазоне длин волн и перспективности использования РТК в диодах, работающих в данном диапазоне. Причем при условии, что возможна работа диода на участках, обусловленных резонансным туннелированием, полученный прибор

мог бы иметь широкий диапазон перестройки частоты, поскольку в этом случае частота определялась бы резонатором, а не длинной активной областью, как в обычном диоде Ганна.

Нами проведен анализ диода с РТК с учетом процессов, происходящих в активной области диода. При традиционном рассмотрении туннельных переходов обычно не делается существенных различий в свойствах областей полупроводника, находящегося по обе стороны барьера. Такое рассмотрение позволяет не учитывать пространственного заряда в области вне барьера и сделать допущение, что в этих областях выполняются условия квазинейтральности. Однако, если туннельный переход является частью полупроводниковой структуры, присутствие пространственного заряда может существенно влиять на перераспределение потенциала и тем самым на процесс переноса заряда через барьер. Основной задачей катода в этом случае является инжекция разогретых носителей в активную область, в связи с чем размеры области между катодом и активной областью диода не должны превышать длины свободного пробега, чтобы инжектированный с катода электрон мог пролетать ее без потери энергии. Если, например, использовать резонансно-туннельный контакт, то рост или уменьшение тока за счет резонансного туннелирования будет происходить, когда падение напряжения между коллектором и эмиттером достигает определенной величины. При наличии дополнительных потенциальных барьеров или областей с пространственным зарядом при условии, что большая часть приложенного к структуре напряжения будет падать на этих областях, условия переноса носителей через туннельный переход могут меняться. Поскольку уровень легирования активной области обычно ниже чем область эмиттера резонансно-туннельного перехода, то возникает задача о согласовании катода и активной области диода.

1. Математическая модель. Рассмотрим туннельные структуры на основе гетеропары GaAs/AlGaAs (рис. 1). Высота потенциального барьера в зоне проводимости определяется долей x в тройном соединении $Al_xGa_{1-x}As$, шириной запрещенной зоны GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ и разницей электронного сродства этих соединений $\Delta E_C \approx \chi_{AlGaAs} - \chi_{GaAs}$. Так как область слева от барьера является сильно легированной, то перенос носителей через барьер (ток контакта) в основном обусловлен туннелированием через барьер и термоэлектронной эмиссией:

$$j_k = j_T + j_E, \quad (1)$$

где j_T - плотность туннельного тока; j_E - плотность тока термоэлектронной эмиссии.

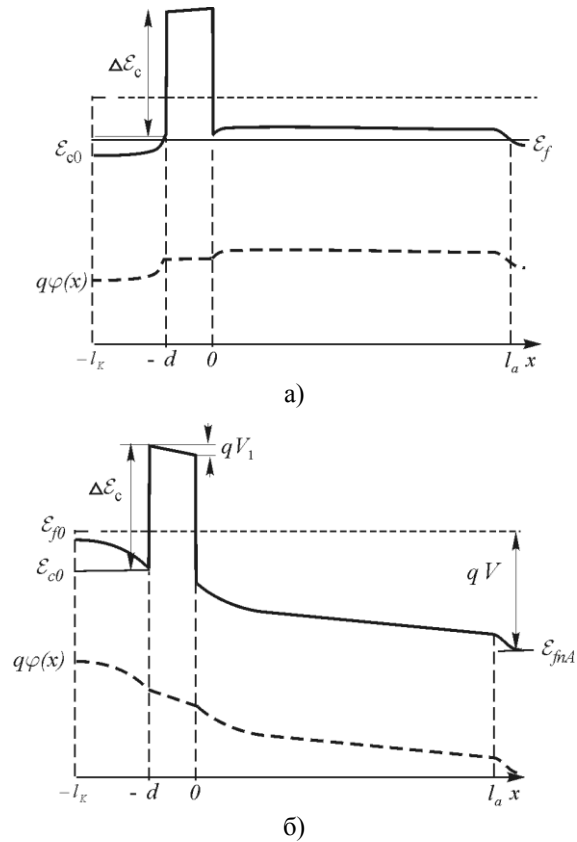


Рис. 1. Энергетические диаграммы исследуемой структуры: а) без приложенного напряжения; б) с приложенным напряжением V

Туннельный ток через барьер определяется выражением

$$j_T = \frac{4\pi m^* e k T}{h^3} \times \int_{E_{c0}}^{E_{c0} + \Delta E_C} |D(E_z)|^2 \ln \frac{1 + \exp[(E_{fn1} - E_x)/kT]}{1 + \exp[(E_{fn2} - E_x)/kT]} dE_z, \quad (2)$$

где $|D(E_z)|^2$ - вероятность туннельного прохождения барьера, зависящая от формы барьера и в

случае резонансно-туннельного катода от положения энергетических уровней в квантовой яме; m^* - эффективная масса электрона; T - температура; E_{fn1}, E_{fn2} - квазиуровни Ферми соответственно слева и справа от барьера. Форма барьера из тонкого слоя AlGaAs, заключенного между слоями GaAs, близка к прямоугольной.

Коэффициент прозрачности прямоугольного барьера равен [1]

$$|T|^2 = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \frac{(k^2 + k_1^2)^2}{k^2 k_1^2} \text{sh}^2 bk \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где

$$k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E; \quad k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V + E). \quad (4)$$

Если туннельный катод состоит из двух, трех и более барьеров, то для каждого барьера коэффициент прозрачности будет определяться формулой (3) с соответствующими параметрами барьера. Поскольку величины k и k_1 определяются формулами (4), коэффициент прозрачности барьера с высотой V и шириной b будет равен

$$|T|^2 = \left\{ 1 + \frac{1}{4} \frac{V^2}{E(V - E)} \text{sh}^2 bk \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Коэффициент прозрачности двойного барьера с квантовой ямой (ДБКС)

$$|D|^2 = 4 \frac{|T_1|^2 |T_2|^2}{(|T_1|^2 + |T_2|^2)} \sum_{n=1}^m \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma_n^2 + 4(E - E_n)^2}, \quad (6)$$

где m - число уровней в квантовой яме; Γ_n - уширение уровня; E_n - энергия резонансного уровня в квантовой яме, отсчитанная от уровня E_{c0} дна зоны проводимости эмиттера.

При приложении внешнего напряжения к туннельному катоду с разными уровнями легирования эмиттера и коллектора туннельный катод находится под действием электрического поля, которое изменяет форму барьера, меняет положение квазиуровней Ферми и энергетических уровней в квантовой яме. Если барьер достаточно высокий $V \gg E_{fn1}$, то при расчетах можно пренебречь изменением формы барьера, считая его прямоугольным при всех приложенных напряжениях.

Положение энергетического уровня в квантовой яме в этом случае будет определяться выражением

$$E_n \approx E_{n0} - \frac{eV_1}{2} = E_{n0} - \frac{e}{2} (\varphi(0) - \varphi(-d)), \quad (7)$$

где E_{n0} - положение энергетического уровня в прямоугольной яме.

В общем случае концентрация электронов определяется выражением

$$n = \frac{2N_C}{\sqrt{\pi}} \Phi_{1/2}(\eta_C), \quad (8)$$

где N_C - плотность состояний в зоне проводимости; $F_{1/2}(x)$ - интеграл Ферми;

$$\eta_C = (E_{fn} - E_C) / kT. \quad (9)$$

В точке $x = -d$

$$E_{fn1} = E_{C0} + kT\eta_{C1}. \quad (10)$$

В точке $x = 0$

$$\begin{aligned} E_{fn2} &= E_{C0} - eV_1 + kT\eta_{C2} = \\ &= E_{C0} - e(\varphi(0) - \varphi(-d)) + kT\eta_{C2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Система уравнений для приведенных величин с учетом уравнения Пуассона для электрического потенциала принимает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \rho(x) = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (N_D - n), \quad (14)$$

$$J_n = eD \frac{\partial n}{\partial x} - env(E). \quad (15)$$

Вся структура разбивается на три области: область эмиттера - $x \in (-l_K; -d)$; область барьера $x \in (-d; 0)$; область коллектора $x \in (0; l)$.

При расчете двойного барьера с квантовой ямой мы пренебрегаем зарядом, накапливаемым на уровнях в квантовой яме, полагая во всех случаях при $x \in (-d; 0)$ $\rho(x) = 0$. Учет этого заряда привел к некоторому изменению напряжений, при которых происходит изменение свойств контакта, к существованию гистерезиса на вольт-амперной характеристике контакта, а также к изменению емкости контакта.

Таким образом, уравнение Пуассона решается во всех трех областях. Контакты к структуре считаются омическими и на них выполняется условие электронейтральности

$$N_D - n = 0. \quad (16)$$

В качестве уровня отсчета выбираем значение химического потенциала на катодном электроде. Тогда для катодного электрода

$$\varphi_n(-l_k) = \varphi(-l_k) - \eta_n(-l_k) = 0, \quad (17)$$

откуда

$$\varphi(-l_k) = \eta_n(-l_k), \quad (18)$$

на анодном контакте

$$\varphi_n(l_a) = \varphi(l_a) - \eta_n(l_a) = V(t), \quad (19)$$

откуда

$$j(l_a) = V(t) + h_n(l_a), \quad (20)$$

где η_n - химический потенциал.

Уравнение непрерывности решается только в областях вне барьера. Учет токопереноса

через барьер учитывается заданием токовых граничных условий на границе с барьером

$$j(-d, t) = j_k, \quad j(0, t) = -j_k, \quad (21)$$

где j_k - величина плотности тока через контакт.

2. Результаты моделирования. При отсутствии накопления заряда в квантовой яме емкость туннельного контакта близка к емкости непрозрачной структуры полупроводник - диэлектрик - полупроводник, что превышает емкость реальной структуры ДБКС с выбранными параметрами [7]. Это приводит к тому, что значительная часть напряжения будет падать вне ДБКС, что приводит к характеристикам, отличным от характеристик последовательно включенных РТД и диода Ганна с теми же параметрами, рассмотренным ранее [3, 4]. Вольт-амперная характеристика структуры с РТК с барьерами из $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ показаны на рис. 2.

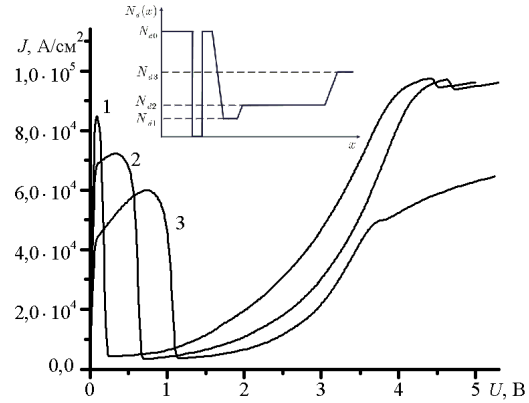


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики диодов с РТД катодом при $N_{d3} = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $a = 60 \text{ \AA}$; $b_1 = b_2 = 35 \text{ \AA}$; 1 - $N_{d0} = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 2 - $N_{d0} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 3 - $N_{d0} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Вольт-амперные характеристики получены при концентрации доноров в активной области $N_{d2} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Вблизи катода создана область пониженного легирования длиной 0,1 мкм и с концентрацией донорной примеси $N_{D0} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Длина активной области диода порядка 1 мкм, что обеспечивает низкое по сравнению с РТК значение удельного сопротивления $\rho_0 \approx 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}$, в результате чего начальный участок вольт-амперной характеристики будет определяться характеристикой РТК.

Как видно из полученных зависимостей, вольт-амперная характеристика ВАХ структуры может иметь два участка ОДП, связанные с резонансным туннелированием и МПЭ, причем с уменьшением уровня легирования эмиттера величина тока первого максимума уменьшается и его ширина увеличивается, что связано с падением напряжения в области пространственного заряда эмиттерной области, прилегающей к барьеру.

Второй участок ОДП связан с междолинным переносом электронов. Особенностью его формирования является то, что перенос заряда через активную область диода Ганна определяется свойством как катодного, так и анодного контактов. Это обусловлено тем, что при достаточно высоком уровне инжекции и однородном профиле легирования высока вероятность образования анодного статического домена.

Для данного типа контакта наличие загиба практически не оказывает влияния, так как с одной стороны она залита электронами, что обеспечивает низкое электрическое поле на контакте (кривые 1, 2 на рис. 2), а с другой - как будет показано ниже, размеры возникающего домена сильного поля значительно превышают размеры области пониженного легирования. Участок ОДП, связанный с междолинным переносом в активной области диода, практически не заметен из-за образования статического анодного домена. При этом диод может обладать отрицательной дифференциальной проводимостью на частотах выше пролетной, однако подвижные неустойчивости тока не возникают в следствии высоких инжектирующих свойств катодного контакта.

Уменьшить влияние инжекции можно, изменив профиль легирования активной области. Одним из решений является создание градиента легирования примесями по всей длине активной области. Это позволит повысить величину электрического поля на катоде до уровня, который необходим для поддержания подвижного домена сильного поля или заряженного электрического слоя. Однако этот градиент не должен быть слишком большим, так как это может привести к возникновению статического катодного домена. Профиль легирования такой диодной структуры и ее вольт-амперная характеристика показаны на рис. 3.

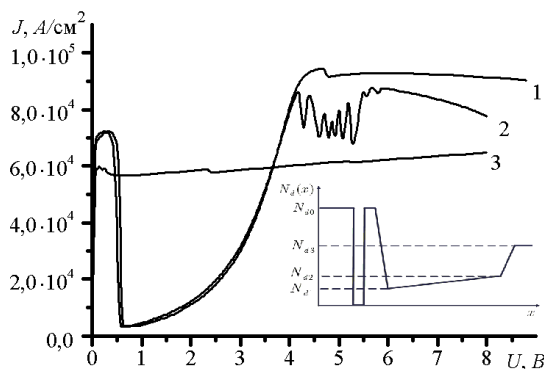


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики диодов с РТД катодом при $N_{d3} = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $a = 60 \text{ \AA}$; $b_1 = b_2 = 35 \text{ \AA}$; $N_{d0} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Как видно из полученных характеристик введение градиента концентрации действительно приводит к увеличению области отрицательной

дифференциальной проводимости структуры. Использование такого профиля легирования дает возможность перераспределить электрическое поле в активной области, повышая его у катода. Основное преимущество в этом случае состоит в том, что неустойчивость тока за счет междолинного переноса электронов формируется на некотором удалении от виртуального катода, где электрическое поле уже не является малым. Из рис. 3 видно, что данное решение делает структуру электрически неустойчивой, даже если она не будет находиться в резонансной цепи. Однако при значительном градиенте концентрации сопротивление активной области тоже увеличивается, в результате чего она начинает ограничивать ток через структуру. Вольт-амперная характеристика структуры для этого случая показана на рис. 3 (кривая 3).

При анализе режимов генерации в исследуемой структуре предполагается, что диод работает в резонансной системе и на нем действует напряжение

$$U(t) = U_0 + U_1 \sin 2\pi ft \quad (22)$$

Распределение электрического поля по длине структуры в течение периода колебаний для диода с $N_{d1} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при генерации за счет МПЭ показаны на рис. 4.

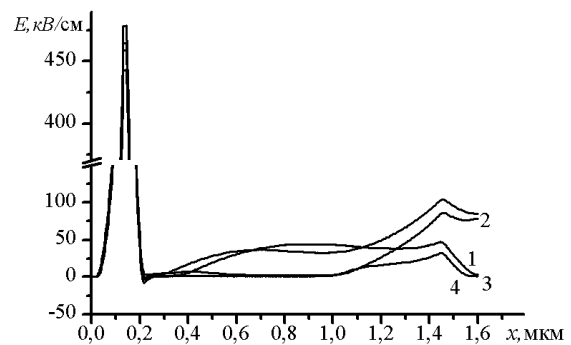


Рис. 4. Распределение напряженности электрического поля по длине диодной структуры в различные моменты времени в течение периода: 1- $t=0$; 2- $t=T/4$; 3- $t=T/2$; 4- $t=3T/4$; $N_{d1} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $U_0 = 6 \text{ В}$; $U_1 = 2,5 \text{ В}$

Как видно из рисунка, время формирования неустойчивости тока занимает более трети периода колебаний. Неустойчивость зарождается на катоде и в начальный момент времени имеет доменный характер. Затем происходит смыкание катодного и анодного поля и трансформация неустойчивости в заряженный слой. Неустойчивость возникает, если поле на катоде достигает определенной величины, достаточной для поддержания ее движения. При этом в процессе распространения неустойчивости величина поля на катоде может уменьшаться до отрицательных

значений, образуя виртуальный катод. В этом случае величина тока проводимости может снизиться до величины меньшей, чем необходимая для поддержания движения неустойчивости, в результате чего она исчезает, не доходя до анода. Выбором градиента концентрации можно добиться оптимальных значений электрического поля, обеспечивающего существование требуемой величины плотности тока. На рис. 5 показана зависимость от времени плотности тока проводимости $J(t)$, протекающего через диод; плотности тока, протекающего через барьер J_T ; минимального значения электрического поля на границе контакт - активная область E_K ; падение напряжения на контакте U_K ; форма переменного напряжения, приложенного к диодной структуре $U_1(t)$ при генерации диодом за счет эффекта МПЭ.

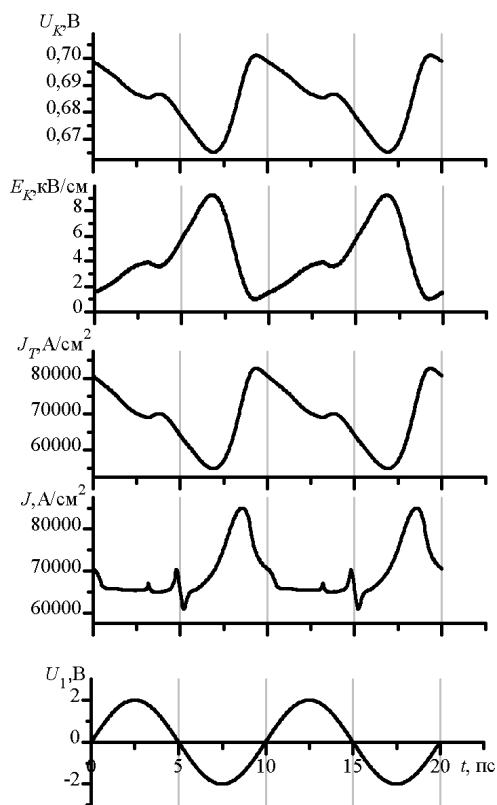


Рис. 5. Зависимость от времени падения напряжения на катодном контакте U_K ; величины электрического поля в минимуме у катода E_K ; плотности тока через туннельный контакт J_T ; плотности тока, протекающего через диод J ; переменной составляющей приложенного напряжения U_1 : $N_{d1} = 3\mathbf{4}0^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = 5\mathbf{4}0^{16} \text{ см}^{-3}$; $U_0 = 5,5 \text{ В}$; $U_1 = 2,5 \text{ В}$

Эти зависимости соответствуют величине градиента близкой к оптимальной, при котором получена максимальная эффективность генерации ($N_{d1} = 3\mathbf{4}0^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = 5\mathbf{4}0^{16} \text{ см}^{-3}$). Из

полученных зависимостей видно, что значение туннельного тока практически линейно зависит от падения напряжения на контакте $J_T : U_K$ и находится с ним в фазе. В течение положительного полупериода приложенного напряжения происходит формирование домена сильного поля, который возникает за счет достаточно высокого значения минимального поля на катоде : 1 кВ/см , что приводит к неустойчивости доменного типа. В процессе формирования и распространения домена напряжение на контакте уменьшается, что приводит к уменьшению тока через катод и повышению катодного поля. Уменьшение напряжения на катоде происходит до тех пор, пока домен не достигнет анода, затем оно снова возрастает до своего максимального значения за время, равное времени ухода домена в анод. Тот факт, что плотность тока, протекающего через контакт, находится в фазе с приложенным к нему напряжением, указывает на то, что емкостные свойства контакта слабо влияют на генерацию диодом за счет МПЭ.

На рис. 6 показаны зависимости от времени плотности тока проводимости $J(t)$, протекающего через диод; величины тока, протекающего через барьер J_T ; падение напряжения на контакте U_K ; форма переменного напряжения, приложенного к диодной структуре $U_1(t)$ при генерации диодом за счет ОДП диода, связанной с резонансным туннелированием.

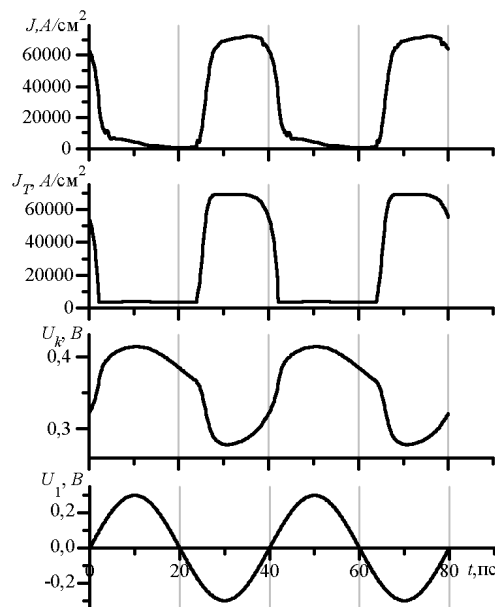


Рис. 6. Зависимость от времени падения напряжения на катодном контакте U_K , плотности тока через туннельный контакт J_T , плотности тока, протекающего через диод J и переменной составляющей приложенного напряжения U_1 ; $N_{d1} = 4\mathbf{4}0^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{d2} = 5\mathbf{4}0^{16} \text{ см}^{-3}$; $U_0 = 0,6 \text{ В}$; $U_1 = 0,3 \text{ В}$; $f = 25 \text{ ГГц}$

Из полученных зависимостей видно, что ток во внешней цепи практически совпадает по фазе с током через катодный контакт, что свидетельствует о модуляции катодом проводимости активной области. Однако емкостные свойства катода в рассматриваемой модели оказывают значительное влияние: в положительный полупериод переменной составляющей напряжения ток через катод уменьшается, что приводит к накоплению заряда на катоде и повышает сопротивление областей, прилегающих к барьеру. Это снижает величину тока, протекающего через структуру, что замедляет процесс рассасывания заряда. Как показали результаты моделирования, частотный предел структуры не превышает нескольких десятков гигагерц.

Зависимость эффективности генерации от напряжения смещения U_0 показана на рис. 7. Получены две зоны генерации, расположение которых по напряжению приблизительно соответствует участкам ОДП на ВАХ диодной структуры (рис. 7).

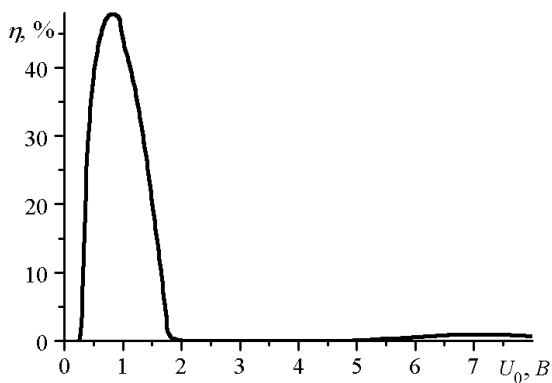


Рис. 7. Зависимость эффективности генерации от напряжения смещения, первый максимум - $f = 40$ ГГц

Значения эффективности генерации в первой зоне получены при работе диода на частоте $f = 40$ ГГц. Столь высокие значения эффективности (до 48%) при использованной модели обусловлены контрастностью получаемых характеристик.

Вторая зона генерации обусловлена эффектом междолинного переноса. На частоте резонатора $f = 100$ ГГц максимальная эффективность генерации может достигать 1...2 % в зависимости от профиля легирования донорами. Учитывая, что при расчетах не учитывается инерционность разогрева носителей, такие значения являются оценочными.

Выводы. Таким образом, вольт-амперная характеристика диода Ганна с РТК с одним энергетическим уровнем в квантовой яме может обладать двумя участками ОДП, один из которых связан с резонансным туннелированием электронов, а другой - с эффектом МПЭ.

Использование резонансно-туннельного катода позволяет получить структуру, в которой возможна генерация как за счет резонансно-туннельного эффекта, так и за счет МПЭ.

Получение генерации за счет МПЭ чувствительно к выбору профиля легирования диода. Наилучшие результаты дает использование градиентного профиля при увеличении концентрации от катода к аноду и градиенте легирования $\square 1,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-4}$.

Эффективность генерации за счет РТК в использованной модели может достигать высоких значений и обусловлена контрастностью вольт-амперной характеристики структуры. Однако в силу большого влияния емкости катода она быстро уменьшается с ростом рабочей частоты.

Предельные частоты генерации за счет резонансно-туннельных эффектов не превышают нескольких десятков гигагерц, что совпадает со значениями, полученными при анализе связки резонансно-туннельный диод - диод Ганна [6].

Эффективность генерации диодом за счет МПЭ, полученная при использовании данной модели, не превышает 2%, что является оценочным значением. В реальной структуре она может быть меньше за счет явлений инерционности разогрева носителей. С другой стороны, инжектируемые катодом в активную область электроны могут обладать достаточно большой энергией, так как при реализации эффекта МПЭ перенос электронов через катод происходит за счет термоэлектронной эмиссии. Если термализация инжектированных электронов будет происходить таким образом, что на расстоянии порядка длины свободного пробега от барьера энергия электрона после рассеяния будет больше энергии междолинного перехода, то будет происходить активное заполнение боковых долин, что, в свою очередь, улучшает условия формирования неустойчивости и может привести к повышению эффективности генерации.

1. Тагер А. С. Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспективы применения их в электронике СВЧ // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. - 1987. - вып. 9. - С.212-234.
2. Бузанева Е. В. Микроструктуры интегральной электроники. - М.: Радио и связь, 1990. - 304 с.
3. Боцула О. В., Прохоров Э. Д. Эффективность работы диода Ганна с n^+ GaAs-Al_{0,2}Ga_{0,8}As- n^+ GaAs катодом, Вестн. Харьков. нац. у-та им. В. Н. Каразина. Радиофизика и электроника. - 2002. - №544, вып.1. - С.159-161.
4. Боцула О. В., Прохоров Э. Д. Особенности совместной работы резонансно-туннельного диода и диода Ганна // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2002. - 7, №3. - С. 527-531.
5. Боцула О. В., Прохоров Э. Д. Совместная работа 2-х уровней РТД и диода Ганна // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2003. - 8, №1. - С.152-157.

6. Боцула О. В., Прохоров Э. Д. Импедансные характеристики совместно работающих диодов с ОДП // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2004. - 2, №1. - С. 282-288.
7. Roger Lake, Junjie Yang. Physics Based model for the RTD quantum capacitance // IEEE Transactions Electron devices, 2003. - 50, №3. - P.785-789.

RESONANCE TUNNELLING CATHODE FOR GUNN DIODE

O. V. Botsula, E. D. Prokhorov, I. P. Storozhenko

A Gunn diode with resonance tunnelling cathode have being conceded. The current-voltage characteristics diode have two region of negative difference conductivity that can be used for high frequency oscillation. The oscillation efficiencies for both region have being determined. The particulars of diode operation has been considered. The factors to be influence on oscillations has been analysed.

Key words: cathode, tunnelling, contact, transfer electron, oscillation efficiency.

РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИЙ КАТОД ДО ДІОДА ГАННА

О. В. Боцула, Е. Д. Прохоров,
І. П. Стороженко

Розглядається діод Ганна з резонансно-тунельним катодом з одним енергетичним рівнем у квантовій ямі. Використання такого катоду призводить до того, що вольтамперні характеристики діода мають дві ділянки негативної диференціальної провідності (НДП), на кожній з яких можливо отримати генерацію. Для кожної з цих ділянок визначені ефективності генерації та проаналізовані особливості роботи діода та фактори, що впливають на генерацію.

Ключові слова: катод, тунелювання, контакт, перенесення електронів, ефективність генерації.

Рукопись поступила 3 октября 2006 г.