

**ВЛИЯНИЕ ТОКА СМЕЩЕНИЯ НА ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
И СТОЙКОСТЬ ПТШ**

При воздействии импульсных электромагнитных полей (ИЭМП) на полупроводниковые приборы к ним прикладываются дополнительные напряжения, они работают в напряженных токовых и тепловых режимах. Это может приводить к их электрическому и тепловому пробоям и, как следствие, к выходу из строя. В качестве характеристики стойкости полупроводниковых приборов в таких режимах используется критерий Вунша – Белла [1]: зависимость мощности тока, проходящего через поперечное сечение прибора при его отказе, от длительности импульса напряжения, приложенного к выводам прибора – $P/S = f(\tau)$. Критерий Вунша – Белла получен для случая имитации с помощью видеоимпульса воздействия импульсных электромагнитных полей на полупроводниковые приборы. В сравнении с непосредственным воздействием ИЭМП не учитывались: поляризационный фактор, определяющий величину дополнительного приложенного напряжения; токи смещения, обусловленные фронтами импульса и его высокочастотным заполнением.

На сверхвысоких частотах в дискретных полевых транзисторах и транзисторах кристалла микросхем важным является влияние тока смещения на характеристики транзисторов, в частности на их частотные характеристики и стойкость в напряженных токовых и тепловых режимах. Ранее исследования частотных свойств и стойкости ПТШ были проведены без учета тока смещения [2].

Цель работы – учет тока смещения в модели ПТШ и исследование его влияния на частотные характеристики и электротепловую стойкость GaAs полевого транзистора с затвором Шоттки.

Основные положения модели

Кинетическая модель для исследования физических процессов, протекающих в ПТШ на GaAs, предложена в работах [3, 4].

В перенапряженных режимах работы транзистора необходимо учесть процессы распределения тепла в различных частях активной области ПТШ и процессы генерации избыточных пар электрон-дырка, способные приводить к лавинному пробоям. В [4] предложенная модель дополнена уравнением теплопроводности для анализа процессов локализации и распространения тепла в активной области, что дает возможность исследования работы ПТШ в напряженных режимах. Для учета генерации избыточных пар электрон-дырка введен дополнительный механизм рассеяния. В результате акта ионизации при достижении электроном достаточной энергии происходит рассеяние первичного электрона с образованием неравновесной пары электрон – дырка.

В рамках описанной модели, для моделирования физических процессов в ПТШ использовалась следующая система интегро-дифференциальных уравнений:

$$\text{кинетическое уравнение Больцмана: } \frac{\partial f}{\partial t} + (\bar{v} \bar{\nabla}_r f) + \frac{1}{\hbar} (\bar{F}_i \bar{\nabla}_k f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i,$$

$$\text{уравнение Пуассона: } \Delta \varphi = -\frac{1}{\epsilon} (\rho(\bar{r}) - \sum_i e_i \int f_i d\bar{v}_i) \text{ и}$$

$$\text{уравнение теплопроводности } cd \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] + q(x, y, t),$$

где f – функция распределения носителей по координатам и импульсам, \bar{v}_i – скорость носителей заряда e_i , \bar{F}_i – сила, действующая на заряд со стороны внешнего электромагнитного поля и остальных носителей заряда, $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_i$ – интеграл столкновений, ρ – плотность неподвижного объемного заряда, $\sum_i e_i \int f_i d\bar{v}_i$ – плотность объемного заряда, создаваемого свободными носителями тока, c – удельная теплоемкость кристалла, T – температура кристалла, d – его плотность, $K(T)$ – коэффициент теплопроводности, $q(x, y, t)$ – плотность источников тепловыделения, связанная с интегралами рассеяния.

Данная система уравнений решалась методом крупных частиц с учетом граничных и начальных условий. Геометрия и некоторые характеристики активной области ПТШ представлена на рис. 1.

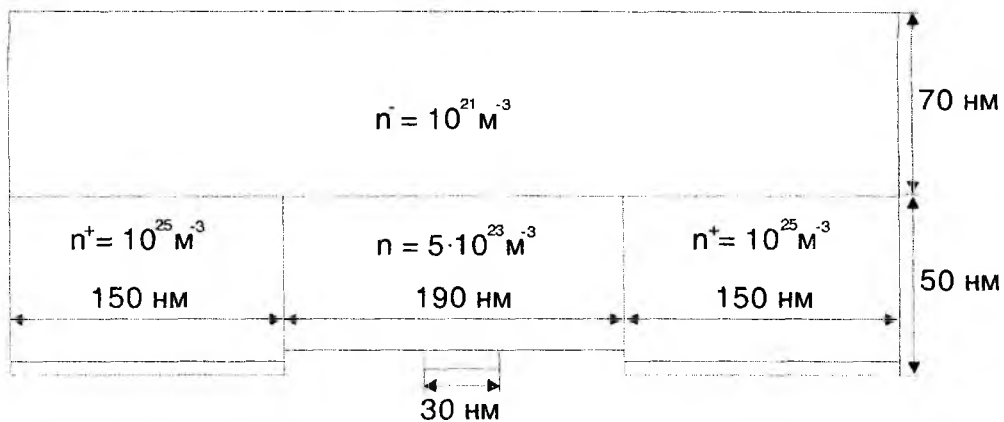


Рис. 1

Полный ток через контакты ПТШ включает в себя токи проводимости и смещения. Токи проводимости определяются упорядоченным движением электрических зарядов. Ток смещения в вакууме соответствует лишь изменению напряженности электрического поля во времени и не связан с движением электрических зарядов или любых других частиц. Ток смещения в вакууме определяется из соотношения:

$$\bar{j}_{см} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}$$

В диэлектрике или полупроводнике

$$\bar{j}_{см} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} \right). \quad (1)$$

В соотношении (1) ток смещения складывается из «чистого» тока смещения, не связанного с движением носителей заряда, и тока поляризации $4\pi \cdot (\partial \bar{P} / \partial t)$, обусловленного колебаниями связанных зарядов.

Формально, токи смещения для магнитного поля эквивалентны токам проводимости для свободных зарядов в электрическом поле. В вакууме токи смещения не сопровождаются выделением Джоулева тепла. В веществе токи смещения сопровождаются тепловыми эффектами, что особенно проявляется на высоких и сверхвысоких частотах. Однако это процесс подчиняется совершенно иным закономерностям, чем выделение джоулева тепла носителями заряда в проводниках.

Для вычисления тока смещения в некоторой области необходимо знать напряженность поля в каждой точке этой области в каждый момент времени. После введения пространственно-временной сетки вычисление тока смещения в моделируемой области при наличии вещества сводится к вычислению выражений

$$j[m][n] = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{E_2[m][n] - E_1[m][n]}{t_2 - t_1}$$

где $E_2[m][n]$ – напряженность электрического поля в узле $[m][n]$ в момент времени t_2 , $E_1[m][n]$ – напряженность электрического поля в узле $[m][n]$ в момент времени t_1 , ε – диэлектрическая проницаемость вещества.

Учет тока смещения позволяет с учетом межэлектродных емкостей проводить исследования процессов, происходящих в полупроводниковых приборах, и получать более точные характеристики приборов путем моделирования. Одной из таких актуальных и малоисследованных характеристик является динамика развития различных видов пробоя в полупроводниковых приборах.

Результаты расчетов

Проводились исследования динамики развития лавинного пробоя в ПТШ субмикронных размеров. Моделирование выполнялось при начальном равномерном распределении носителей в активной области по координатам и максвелловском распределении по импульсам. При развитии процессов во времени в ходе предварительного моделирования формировалась подзатворная обедненная область, при этом получалась истинная функция распределения. После этого прикладывались рабочие напряжения к электродам. На рис.2 представлено распределение поля в ПТШ в начальный момент времени. Напряжение на стоке 1,5 В, напряжение на затворе -0,4 В.

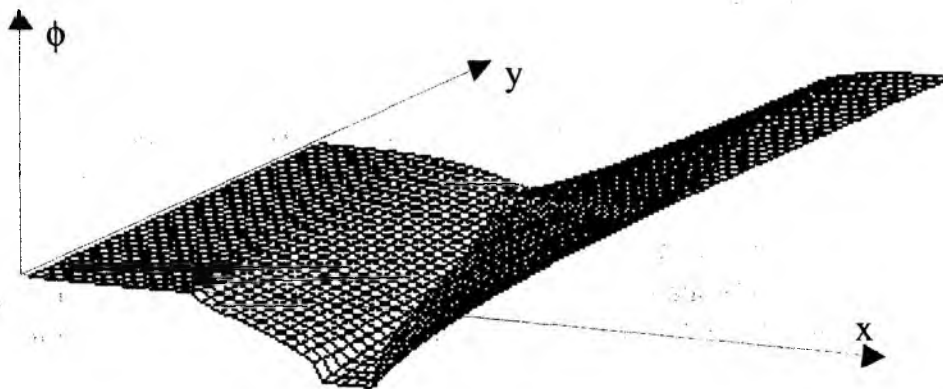


Рис.2

На рис.3 представлены результаты моделирования методом крупных частиц функции распределения частиц и температурного поля в активной области ПТШ в различные моменты времени. 3, а, б – распределение макрочастиц, 3, в, г – распределение температуры в активной области GaAs ПТШ в моменты времени $t = 0,55$ пс (3 а, в) и $t = 1.1$ пс (3 б, г) соответственно.

На рис. 3 видно зарождение в пристокковой области электронной лавины. В этой области наибольшая плотность электронного облака и электроны достигают наибольшей энергии. Данная область нагревается быстрее всего. В ходе развития процесса лавинного умножения углубляются процессы генерации в областях стока (быстрее всего) и истока. Начинается генерация неравновесных пар вдоль линий напряженности поля в сторону от стока к затвору и истоку, образуется токовый шнур. Дырки под действием поля дрейфуют в область объем-

ного заряда под затвором. Происходит перераспределение поля, растет напряженность в области канала между подзатворной областью и истоком. Из-за малой скорости дырок перераспределение их плотности происходит медленно, возникают высокие уровни локальной напряженности между областями истока и канала. В результате область пробоя распространяется практически по всему каналу. Происходит постепенный разогрев кристалла вдоль всей области токового шнура.

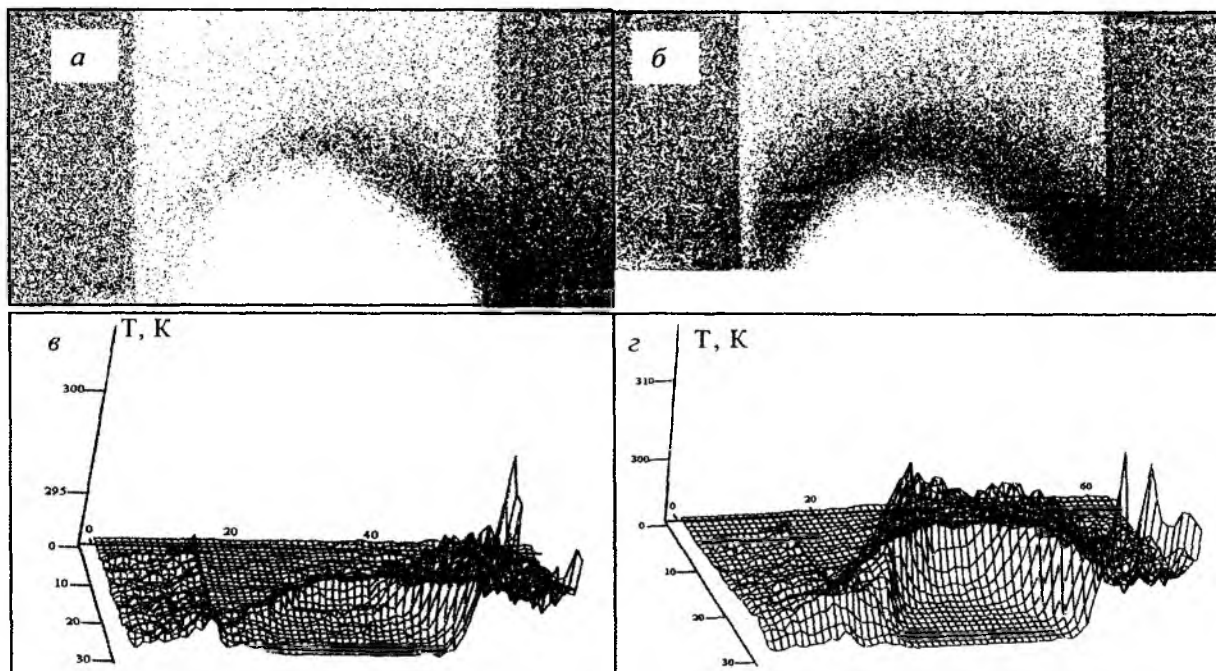


Рис. 3

Проведены исследования влияния тока смещения на характер развития пробойных и тепловых процессов в ПТШ при воздействии на него радиоимпульса с различной частотой заполнения.

На рис. 4 приведены распределения токов смещения (кривая 2) и проводимости (кривая 1) во времени при различных значениях амплитуды воздействующего импульса и различной частоте заполнения прямоугольных импульсов для схемы усилителя с общим истоком.

Ток проводимости $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, где σ – удельная проводимость среды, совпадает по фазе с напряженностью электрического поля \vec{E} и индукцией электрического поля $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$. Ток проводимости и ток смещения связаны между собой через производную, т.е. они сдвинуты по отношению друг к другу на угол $\approx 90^\circ$. Таким образом, полученные результаты (рис.4) хорошо согласуются с физическими представлениями.

На крайне высоких частотах $f \geq 150$ ГГц сдвиг по фазе между током смещения и током проводимости уже отличен от 90° , меняется соотношение между величинами тока проводимости и тока смещения в сторону увеличения тока смещения, существенно искажается форма огибающей прямоугольного импульса. На частоте $f = 200$ ГГц период СВЧ колебаний становится соизмеримым со временем пролета носителей заряда в рабочем канале (порядка $0,3$ пс).

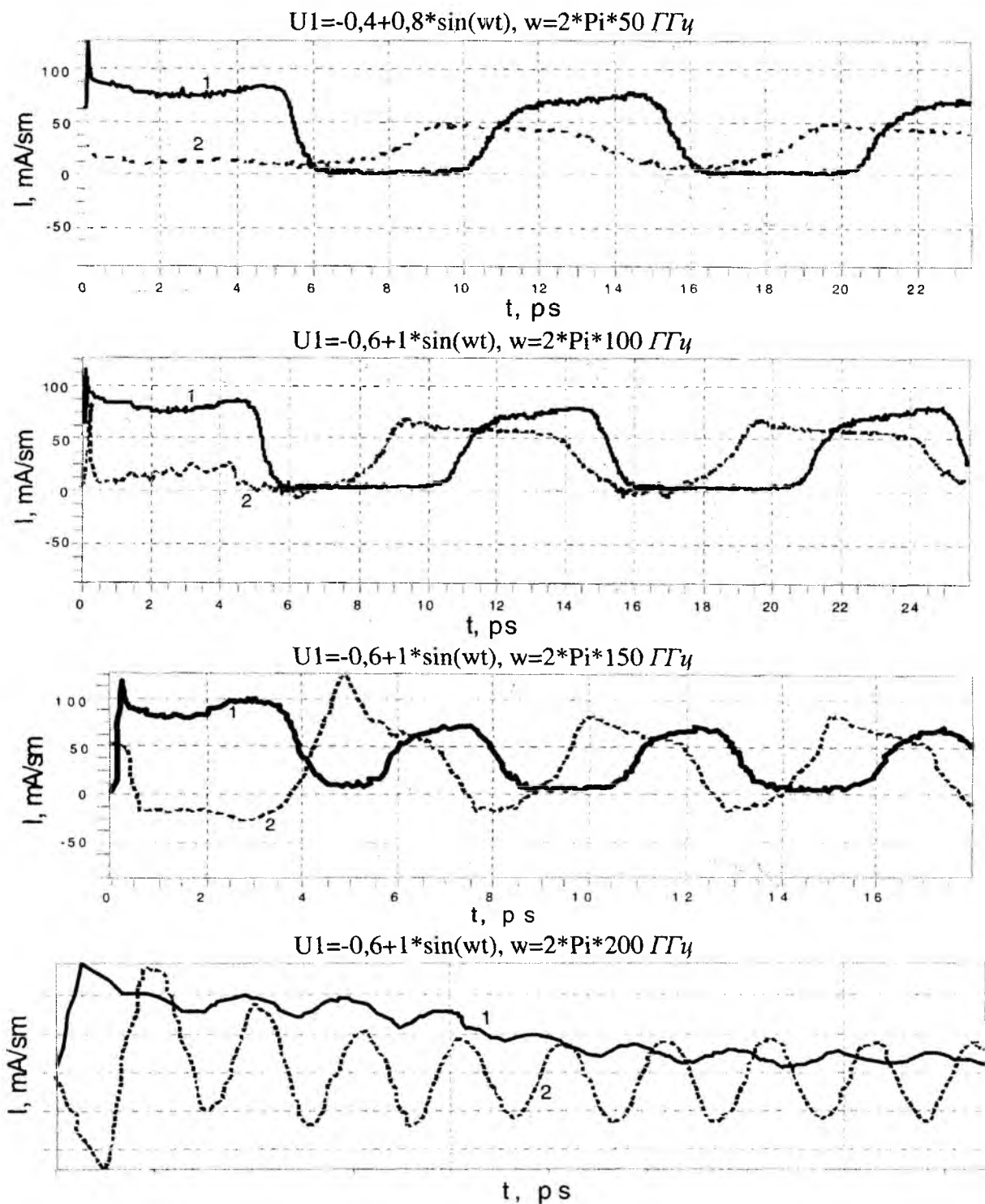


Рис. 4

На рис.5 приведены временные распределения температуры электронного газа (кривая 2), максимальной локальной температуры (кривая 3) и средней температуры (кривая 1) в канале транзистора. Как следует из приведенных зависимостей, при достаточно низких частотах средняя температура кристалла повышается по мере работы транзистора. При высоких частотах ($f \geq 150 \text{ ГГц}$) температура кристалла практически не меняется.

На рис.6 приведены расчетные (кривые 1 и 2) и экспериментальная (кривая 3) кривые [5] АЧХ усилителя на ПТШ, включенном по схеме с общим истоком с учетом тока смещения (кривая 2) и без учета тока смещения (кривая 1). Учет тока смещения в значительной степени влияет на ход частотной характеристики ПТШ. При учете тока смещения имеет место количественное совпадение экспериментальных и модельных частотных зависимостей.

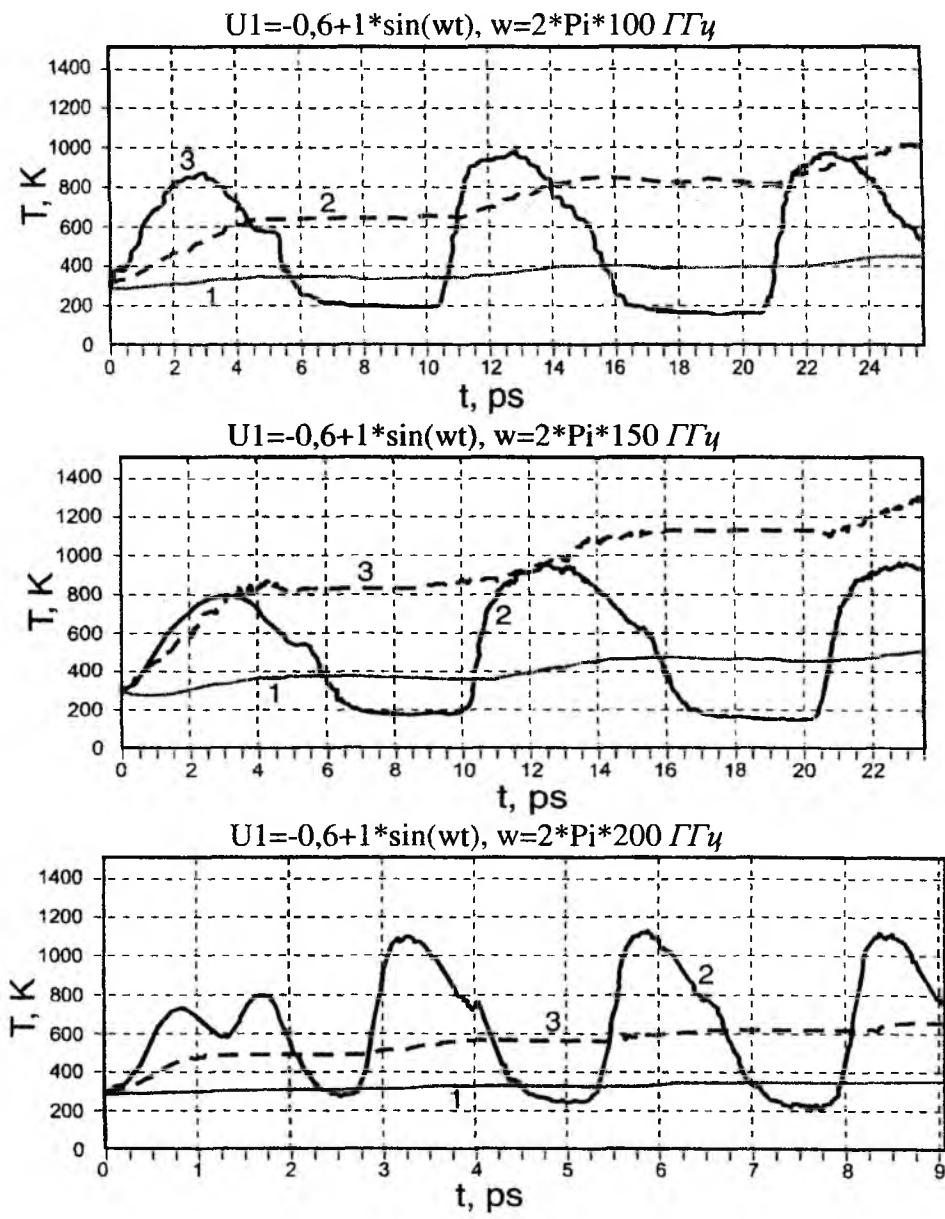


Рис. 5

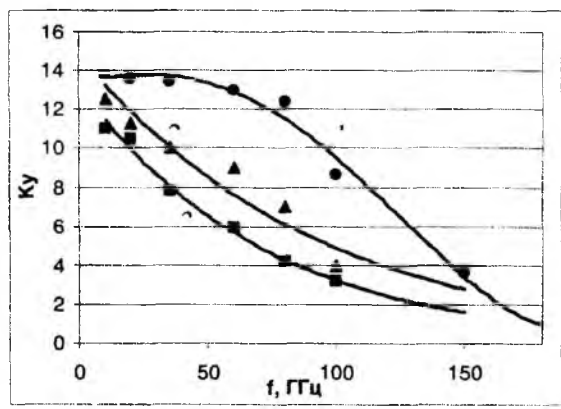


Рис. 6

Для исследования влияния тока смещения на стойкость ПТШ в электрической схеме с общим истоком на вход (исток – затвор) подавались прямоугольный видеоимпульс и радиоимпульсы с огибающей прямоугольной формы и частотой заполнения 10 и 100 ГГц,

амплитуда импульсов менялась в пределах $0,5 \dots 2 \text{ В}$. На рис.7 представлены результаты численных исследований зависимости времени выхода из строя ПТШ от характеристик воздействующего импульса. Получены критериальные зависимости Вунша – Белла для ПТШ без учета тока смещения (пунктирные линии) и с учетом тока смещения (сплошные линии).

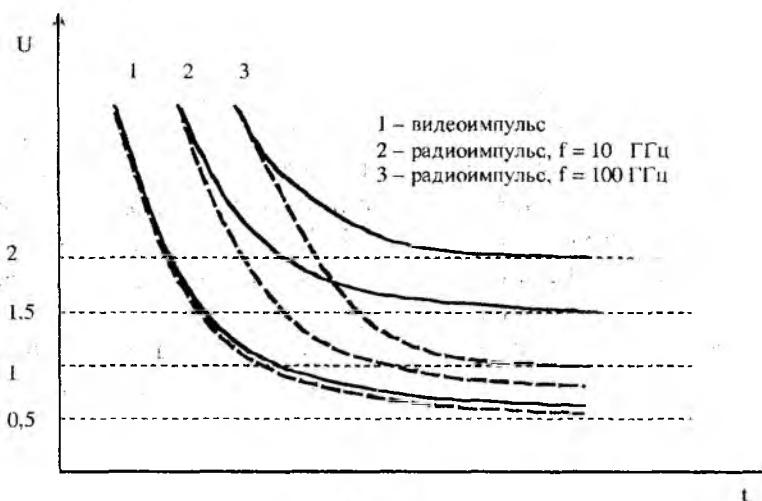


Рис. 7

Выводы

Проведенный анализ показал, что для каждого значения частоты радиопульса есть предельно низкое значение напряжения, при котором пробой отсутствует. При частоте 100 ГГц без учета тока смещения это значение составляет 1 В , с учетом тока смещения в исследованном диапазоне напряжений пробой не наступает совсем. На частоте 10 ГГц без учета тока смещения пробой наступает при напряжении порядка $0,8 \text{ В}$, а с учетом смещения пробой отсутствует при напряжении меньше $1,5 \text{ В}$. Причиной этому явлению служит эквивалентная емкость ПТШ между истоком и стоком. С увеличением частоты радиопульса увеличивается амплитуда тока смещения и уменьшается амплитуда тока проводимости. Это приводит к снижению скорости разогрева рабочей области ПТШ и увеличению предельно низкого напряжения, при котором пробой наступает. С ростом частоты радиопульса при учете тока смещения происходит увеличение значения напряжения, при котором пробой не успевает развиться до вывода прибора из строя.

Таким образом, в результате численных экспериментов обнаружилось, что предельно низкое значение напряжения, при котором пробой не успевает развиться до вывода прибора из строя, зависит от того, учитывается ли ток смещения. В случае учета тока смещения оно оказывается больше. С ростом частоты разница предельных значений увеличивается, однако с ростом частоты ухудшаются усилительные свойства прибора.

Список литературы: 1. Wunsch, D.C. and Bell, R.R. Determination Of Threshold Failure Of Semiconductor Diodes And Transistors Due To Pulse Voltages // IEEE Trans. – 1968. – Vol. NS-15, No 6. – P. 244-259. 2. Зуев, С.А., Старостенко, В.В., Унжаков, Д.А. Влияние тока смещения на частотные характеристики и стойкость ПТШ // 20-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телеком. технологии» (КрыМиКо'2010): Материалы конф. – Севастополь: Вебер. – 2010. – Т.2. – С.936-937. 3. Зуев, С.А., Шадрин, А.А., Старостенко, В.В. Модель расчета полевых транзисторов на GaAs субмикронных размеров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2001. – Вып.121. – С.146-152. 4. Зуев, С.А., Таран, Е.П., Шадрин, А.А., Старостенко, В.В., Чурюмов, Г.И., Терещенко, В.Ю. Исследование тепловых режимов работы ПТШ при воздействии короткого импульса напряжения большой амплитуды // Прикладная радиоэлектроника. – 2003. – Т.2, №2. – С.164-168. 5. Оболенский, С.В., Кутаев, М.А. Полевой транзистор с 30-нм затвором // Письма в ЖТФ. – 2000. – №10. – С.13-16. 6. Грибский, М.П., Зуев, С.А., Слипченко, Н.И., Унжаков, Д.А. Влияние ширины затвора на вольтамперные характеристики и электроотепловую стойкость ПТШ // Радиотехника и информатика. – 2007. – №3. – С. 28 – 31.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники,
Таврический национальный университет
им. В.И.Вернадского

Поступила в редколлегию 15.01.2012