

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННЫХ МСМ ЗОНДОМ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ КРЕСТООБРАЗНОЙ ФОРМЫ

М.С.Доронин<sup>1,2)</sup>, Б.А.Грибков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Институт физики микроструктур РАН

Данная работа посвящена изучению индуцированных зондом магнитно-силового микроскопа (МСМ) процессов перемагничивания ферромагнитных частиц крестообразной формы, в частности, исследованию возможности создания антивихревого состояния в таких частицах при помощи зонда МСМ. Ранее было показано, что в ассиметричных частицах крестообразной формы после приложения внешнего однородного магнитного поля можно получить антивихревое распределение намагниченности данной частицы. Однако в этом случае возникает серьезная проблема – сложность изготовления, ведь реализация антивихревого состояния намагниченности существенно зависит от формы и размеров ассиметричной частицы [1].

В тоже время существует более простой способ реализации антивихревого состояния, основанный на создании антивихря под действием неоднородного магнитного поля МСМ зонда в симметричных крестообразных частицах. Следовательно, требования к форме и размерам крестов существенно снижаются, что обеспечивает технологическую простоту создания таких частиц.

Исследуемые частицы были получены методом электронной литографии. Данные частицы имеют латеральные размеры порядка  $1 \times 1$  мкм. Основное состояние намагниченности таких частиц квазиоднородное. Была продемонстрирована возможность индуцированного МСМ зондом поворота вектора намагниченности на  $90^\circ$  (рис. 1). Типичная высота прохода зонда над поверхностью частицы для возможности перемагничивания составляла порядка 50 нм.

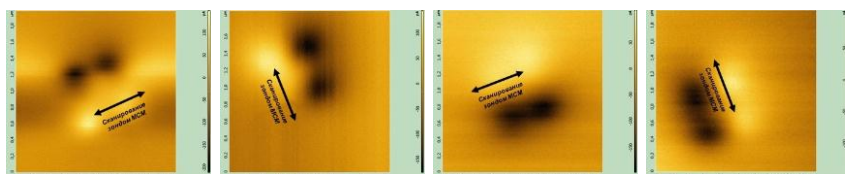


Рис. 1. Поворот вектора намагниченности на  $90^\circ$ . Стрелками обозначены направления движения МСМ зонда, позволяющие повернуть вектор намагниченности. Просмотр – слева направо.

Был предложен процесс формирования антивихревого состояния намагниченности в симметричной крестообразной частице, индуцированный полем МСМ зонда (рис. 2). Стоит отметить, что траектория движения МСМ зонда проходит над двумя сегментами креста близко к центру частицы.

Было проведено микромагнитное компьютерное моделирование (на базе программы SIMMAG, ИФМ РАН) процесса формирования антивихревого состояния намагниченности частицы под действием поля зонда МСМ (рис. 3). Изначально частица находилась в квазиоднородном состоянии (рис. 3, слева). Далее зонд, двигаясь над частицей, влияет на состояние намагниченности частицы и смещает («стягивает») его на себя. Видно, что направление вектора намагниченности левого сегмента креста меняется на противоположное (рис. 3, посередине). После выхода МСМ зонда распределение намагниченности частицы начинает релаксировать, в результате реализуется антивихревое распределения намагниченности в симметричной крестообразной частице (рис. 3, справа).

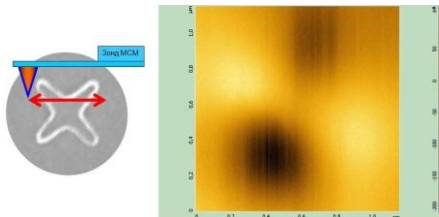


Рис. 2. Траектория движения МСМ зонда для формирования антивихревого состояния намагниченности (слева). Результат перемагничивания (справа).

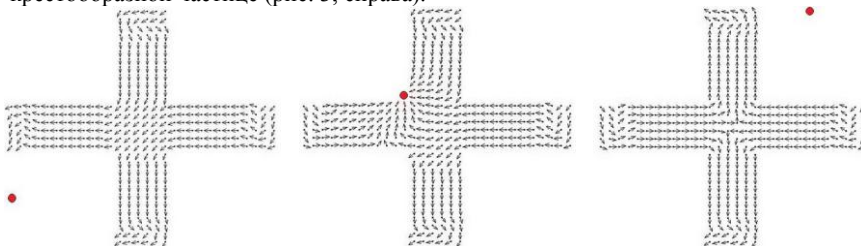


Рис. 3. Квазиоднородное состояние намагниченности (слева), промежуточное состояние (посередине), антивихревое состояние намагниченности (справа).

Таким образом, показана возможность индуцированного МСМ зондом поворота вектора намагниченности в симметричных квазиоднородных крестообразных частицах  $\text{Co}$ , а также предложен метод формирования антивихревого распределения намагниченности в крестах под действием поля МСМ зонда.

- [1] Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Gusev S.A., Klimov A.Yu., Rogov V.V., Gribkov B.A., Udalov O.G., Fraerman A.A. //Phys. Rev. B. 2010. V.81. P. 094436.

## АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МОЩНЫХ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С ТОНКОЙ БАЗОЙ

А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

*Нижегородский госуниверситет*

Традиционный подход при анализе статических и динамических характеристик биполярных транзисторов заключается в решении уравнения непрерывности для неосновных носителей заряда в базе в диффузионно-дрейфовом приближении с граничными условиями Шокли [1]. Такая модель не может учесть баллистического предела скорости носителей заряда, проявляющегося в коротких структурах.

В работе предложена аналитическая модель переходных ионизационных процессов в биполярных транзисторах с тонкой базой при воздействии фотонного излучения на основе решения уравнения непрерывности в диффузионном приближении (1) с граничными условиями Хансена (2)-(3) [2], учитывающими явление баллистического предела скорости неосновных носителей заряда:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} + G(x, t), \quad (1)$$

$$n(0) - \frac{D_n}{2v_R} \frac{\partial n(0)}{\partial x} = \frac{n_i^2}{N_b} \exp\left(\frac{qU_{be}}{k_B T}\right), \quad (2)$$

$$n(L_b) + \frac{D_n}{2v_R} \frac{\partial n(L_b)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$j_c(t) = qD_n \frac{\partial n(L_b)}{\partial x}. \quad (4)$$

Здесь  $n$  – концентрация,  $n_{p0}$  – равновесная концентрация,  $D_n$  – коэффициент диффузии,  $\tau_n$  – время жизни,  $G$  – коэффициент генерации неосновных носителей заряда (электронов),  $n_i$  – концентрация собственных носителей заряда,  $N_b$  – концентрации легирующей примеси в базе,  $q$  – заряд электрона,  $U_{be}$  – приложенное напряжение к переходу база-эмиттер,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $L_b$  – толщина

нейтральной области базы,  $v_R = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m^*}}$  – средняя скорость,  $m^*$  – эффективная

масса неосновных носителей заряда и  $j_c(t)$  – зависимость запаздывающей компоненты переходного ионизационного тока коллектора от времени.

Решение поставленной задачи аналогично решению задачи о распространении тепла в стержне, на концах которого происходит свободный теплообмен с окружающей средой, приведенному в монографии [3]:

$$j_c(t) = -\frac{2qD_n}{L_b} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{p \cos \mu_k - \mu_k \sin \mu_k}{p(p+2) + \mu_k^2} (p \cos \mu_k - \mu_k \sin \mu_k - p) \times \int_0^t G(\lambda) \exp\left(-\left(\frac{\mu_k}{L_b}\right)^2 D_n(t-\lambda)\right) \exp\left(-\frac{t-\lambda}{\tau_n}\right) d\lambda \quad (5)$$

Здесь  $p = \frac{2v_R L_b}{D_n}$ ,  $\mu_k$  – положительные корни трансцендентного уравнения

$$2 \cot \mu = \frac{\mu}{p} - \frac{p}{\mu}. \quad (6)$$

При толщине базы, существенно большей характерных масштабов безтолкнувительного движения неосновных носителей заряда ( $p \gg 1$ ), полученное решение (5) переходит в известную формулу переходного ионизационного тока низкочастотного биполярного транзистора:

$$j_c(t) = -\frac{2qD_n}{L_b} \sum_{k=1}^{\infty} (1 - (-1)^k) \int_0^t G(\lambda) \exp\left(-\left(\frac{\pi k}{L_b}\right)^2 D_n(t-\lambda)\right) \exp\left(-\frac{t-\lambda}{\tau_n}\right) d\lambda. \quad (7)$$

Теоретически показано, что при нормальной температуре ( $T = 300$  К) зависимость амплитуды фототока от коэффициента диффузии в кремнии пропадает при толщине базы менее 100 нм, что обуславливает более высокую радиационную стойкость субмикронных биполярных структур.

[1] Shockley W. // Bell System Technical Journal. 1949. V.28, No.7. P.435.

[2] Hansen O. // Solid-State Electronics. 1994. V.37, No.9. P.1663.

[3] Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Дифференциальные уравнения математической физики. – М.: Физматгиз, 1962, 767 с.

## АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ КАНАЛА МОЩНЫХ ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Тарасова Е.А. Оболенский С.В.

*Нижегородский госуниверситет*

Как известно, мощные транзисторы сильно нагреваются протекающим в них током, поэтому для их проектирования важна разработка математических моделей, способных описывать как тепловые эффекты, так и транспорт электронов в канале транзистора при повышенных температурах. Современные транзисторы являются многосекционными. Из-за близкого расположения секций центральная часть нагревается до 150–200° С, а периферия оказывается на 10–30° холоднее.

В работах [1, 2] приведены описания моделей и результаты аналитических и численных расчетов температуры кристаллов транзисторов. Из-за использования двумерного и других упрощающих приближений погрешность расчета максимальной температуры данными методами при некотором соотношении конструктивных параметров может достигать 60%. В современных условиях такой точности расчета недостаточно, а с точки зрения процедуры многопараметрической оптимизации транзистора важно иметь аналитическую модель, позволяющую проводить расчет не только точно, но и максимально быстро.

В данной работе исследовался мощный СВЧ секционный полевой транзистор (см. рис. 1). Предложена формула, позволяющая проводить расчет максимальной температуры транзистора с учетом его секционной конструкции. Синтез формулы и расчет ее коэффициентов проведен на основе ряда трехмерных численных расчетов.

В ходе численных расчетов решалось уравнение Лапласа со следующими граничными условиями: на лицевой поверхности в области расположения секций задавалась рассеиваемая транзистором тепловая мощность; предполагалось, что тепло отводится через основание, имеющее комнатную температуру; свободная поверхность считалась теплоизолированной. Проведено 370 расчетов распределения температуры в транзисторах, отличающихся разным соотношением значений  $d$ ,  $b$ ,  $e_1$ ,  $N$  и  $L_z$ . Анализ результатов расчетов позволил предложить следующую формулу для расчета максимальной температуры кристалла транзистора:

$$T = \frac{P \cdot L_z}{B_1 \cdot d_1 \cdot \lambda} \cdot \left(\frac{B_1}{d_1}\right)^k \cdot \left(\frac{B_1 \cdot d_1}{L_z^2}\right)^n \cdot m + T_{оч},$$

$$B_1 = b \cdot N + e_1 \cdot (N - 1) + L_z, \quad d_1 = d + L_z.$$

С помощью инструментария Microsoft Excel были подобраны коэффициенты в формуле:  $k=0,184$ ,  $n=-0,294$ ,  $m=3,135$ . Погрешность расчета определялась, исходя из сопоставления с результатами численных расчетов, и не превышала 10%.

Ниже приведены результаты расчетов зависимости максимальной температуры кристалла от площади активной области транзистора  $S$  с учетом ее формы для различных рассеиваемых мощностей  $P$  и толщинах GaAs кристалла  $L_z$  (рис. 2). Зависимость максимальной температуры лицевой поверхности ПТ от толщины GaAs кри-

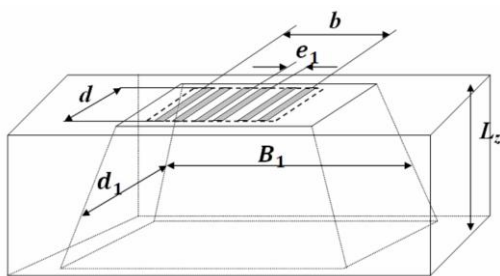


Рис. 1. Объект исследования – секционный полевой транзистор:  $d$  – ширина секции,  $b$  – длина секции,  $e_1$  – расстояние между секциями,  $N$  – количество секций,  $L_z$  – толщина кристалла,  $d_1$  – ширина поперечного сечения,  $B_1$  – длина поперечного сечения на полувысоте пирамиды.

стала при различных соотношениях ширины  $d$  к длине  $b$  активной области транзистора показана на рис. 3.

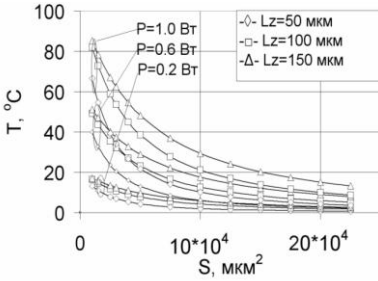


Рис. 2. Зависимость температуры кристалла ПТ от площади активной области транзистора с учетом ее формы для различных рассеиваемых мощностей  $P$  и толщинах GaAs.

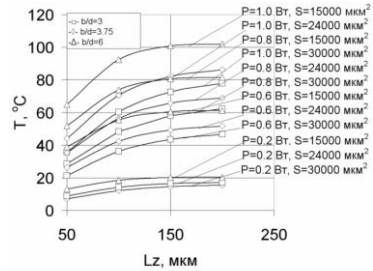


Рис. 3. Зависимость максимальной температуры лицевой поверхности ПТ от толщины GaAs кристалла при различных соотношениях ширины  $d$  к длине  $b$  активной области транзистора.

Приведенные результаты согласуются с известными из литературы экспериментальными данными, что позволяет рекомендовать предложенную эмпирическую формулу для использования на практике.

- [1] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия – М: Мир, 1991, 657 с.
- [2] Ди Лоренцо Д.В., Канделуола Д.Д. Полевые транзисторы на основе арсенида галлия. – М.: Радио и связь, 1988, 564 с.
- [3] Moran D.A.J., Kalna K., Boyd E, McLelland F., Zhuang L.L., Stanley C.R., Asenov A., Thayne L. // Proc. of the 33rd European Solid-State Device Research. 2003, Estoril, Portugal.

## ШИРОКОПОЛОСНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ В ГИРОТРОНЕ В РЕЖИМЕ ГИРО-ЛОВ

**Н.А. Завольский, В.Е Запезалов, М.А. Моисеев, А.С. Седов**

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

В последнее время возникла необходимость в относительно маломощных источниках непрерывного излучения субмиллиметрового диапазона частот (0,2–1 ТГц) для различных научно-технических приложений, таких как спектроскопия, диагностика плотной плазмы, биомедицинские исследования и другие [1]. Для решения этих задач активно используются гиротроны [1, 2]. В то же время для некоторых из приведенных выше приложений требуются непрерывная перестройка

частоты в пределах нескольких десятых долей процента или больше. Вместе с тем полоса перестройки частоты в гиротроне с обычной электродинамической системой в виде отрезка цилиндрического волновода круглого сечения с входным закритическим сужением и выходным расширением составляет величину заметно меньше требуемой.

В данной работе предложена электродинамическая система «перевернутого гиротрона» с отсутствием закритического сужения со стороны электронной пушки. При этом с увеличением магнитного поля режим работы гиротрона будет напоминать режим работы giro-ЛОВ, и будет происходить сравнительно плавная перестройка частоты и мощности излучения. Также, если с коллекторного конца резонатора волновода сделать небольшое закритическое сужение, то можно добиться снижения стартового тока в режиме giro-ЛОВ и, соответственно, увеличения полосы перестройки частоты.

В качестве примера рассмотрен маломощный гироприбор на второй гармонике гирочастоты с длиной волны около миллиметра. Произведено численное моделирование стартовых токов рабочей моды для различных режимов работы и параметров электродинамической системы. Определена полоса перестройки частоты и оценен КПД взаимодействия.

- [1] Idehara T., Ogawa I., La Agusu, et all. // Int. J. Infrared and MM Waves, 2007. V.28. P. 433.
- [2] Венедиктов Н.П., Дубров В.В., Запелалов В.Е., Корнишин С.Ю., Котов А.В., Куфтин А.Н., Малыгин О.В., Седов А.С., Фикс А.Ш., Цалолихин В.И.// Изв. вузов. Радиофизика, 2010. Т.53, №4. С. 260.