

# Моделирование мощных НЕМТ при облучении квантами высоких энергий

© Е.А. Тарасова, Д.С. Демидова, С.В. Оболенский<sup>¶</sup>, А.Г. Фефелов\*, Д.И. Дюков\*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* ФГУП НПП „Салют“,

603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 14 июня 2012 г.)

Приведены результаты моделирования процессов в мощных полевых транзисторах с двумерным газом (НЕМТ) при облучении квантами высоких энергий ( $> 100$  кэВ). Обсуждается возможность использования комплекса аналитической и численной моделей для оптимизации конструкции радиационно-стойких НЕМТ.

## 1. Введение

В полупроводниковых структурах современных мощных полевых транзисторов часто используют  $\delta$ -легированные слои, т.е. одиночные моноатомные слои легирующей примеси, а также слои узкозонных материалов, в которых формируется квантовая яма, содержащая двумерный электронный газ с высокой подвижностью электронов [1–5]. Применение этого позволяет снизить толщину канала и уменьшить длину затвора транзистора, за счет чего увеличить его предельную частоту усиления и снизить шумы. Поведение указанных приборов при воздействии квантов высоких энергий изучено слабо.

Облучение квантами высоких энергий ( $> 100$  кэВ) способно ионизовать полупроводник и изменить ток транзистора, что приводит к изменению температуры канала и должно учитываться при определении его чувствительности к уровню радиационного воздействия [1,4]. При моделировании процессов в транзисторах с нанометровыми размерами канала необходимо учитывать баллистические эффекты пролета электронов и разогрев электронного газа [1], а также квантовые эффекты, связанные с использованием слоев узкозонных материалов, в которых формируются квантовые ямы и двумерный электронный газ [2,3]. В условиях радиационного воздействия в нанометровых структурах транзисторов из-за разогрева электронного газа происходят изменения длин релаксации энергии и импульса электронов, в результате они могут становиться меньше длины затвора, что существенно влияет на характеристики приборов [1,2,4].

В [4] описан ряд аналитических моделей полевых транзисторов, в том числе позволяющих проводить моделирование радиационных эффектов. Необходимость учета баллистических и квантовых эффектов делает модели громоздкими и обуславливает высокую погрешность получаемых решений из-за неизбежных упрощений, используемых при выводе формул. Напротив, для практического использования, т.е. проведения оптимизации параметров транзисторов, необходимо иметь

математическую модель, описывающую работу НЕМТ (high electron mobility transistor) с погрешностью не более 10–20%.

Проблема численного моделирования воздействия потока квантов высоких энергий на НЕМТ связана с необходимостью расчета процесса релаксации радиационно-стимулированной проводимости гетеронаноструктур транзисторов. Дело в том, что длительность указанного процесса определяется временем жизни неосновных носителей заряда, генерируемых в полупроводниковых структурах излучением. Это время на много порядков превышает характерные времена пролета электронов в приборах, которые определяют временной шаг численного расчета. Указанное приводит к большому количеству временных шагов нестационарной модели, т.е. к большому объему вычислений. Таким образом, численные расчеты, которые необходимо проводить для оптимизации конструкции прибора по 3–5 параметрам, включая температуру канала и уровень его радиационной стойкости, крайне ресурсоемки и требуют использования суперкомпьютеров.

В ряде случаев, однако, можно решить задачу быстрее и проще. Оптимальным представляется сочетание аналитических методов поиска приближенного решения, позволяющих проводить оптимизацию конструкции приборов за малое время, и численных методов моделирования, уточняющих полученное решение. Несколько итераций, сочетающих применение аналитической и численной моделей, позволяют проводить оптимизацию с использованием рядовых вычислительных средств.

Цель данной работы — исследование подходов к созданию комплекса аналитической и численной моделей, предназначенного для проведения оптимизации конструкции мощных НЕМТ, функционирующих в условиях воздействия потока квантов высоких энергий.

## 2. Объект исследования

В работе предложена аналитическая модель для расчета вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик мощных НЕМТ с учетом изменения температуры канала, в которой подгоночные коэффициенты вычислены

<sup>¶</sup> E-mail: obolensk@rf.unn.ru

**Таблица 1.** Параметры структуры InAlAs/InGaAs

| Состав                                   | $d, \text{ \AA}$ | $N_d, \text{ см}^{-3}$ | Примечания                            |
|--|------------------|------------------------|---------------------------------------|
| In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As | 10               | $1 \cdot 10^{19}$      | Контактный слой для истока и стока    |
| In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As | 50               | $1 \cdot 10^{13}$      |                                       |
| $\delta$ -дегирование                    | 10               | $2 \cdot 10^{19}$      | Слой, на котором располагается затвор |
| In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As | 110              | $1 \cdot 10^{13}$      |                                       |
| $\delta$ -дегирование                    | 10               | $6 \cdot 10^{19}$      |                                       |
| In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As | 40               | $1 \cdot 10^{13}$      |                                       |
| In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As | 150              | $1 \cdot 10^{13}$      | Канал с двумерным электронным газом   |
| In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As | 200              | $1 \cdot 10^{13}$      | Подложка                              |
| InP                                      | —                | $1 \cdot 10^{13}$      |                                       |

**Таблица 2.** Параметры структуры AlGaAs/InGaAs

| Состав                                 | $d, \text{ \AA}$ | $N_d, \text{ см}^{-3}$ | Примечания                          |
|--|------------------|------------------------|-------------------------------------|
| GaAs                                   | 500              | $4.0 \cdot 10^{18}$    | Контактный слой для истока и стока  |
| GaAs                                   | 200              | $4.0 \cdot 10^{18}$    |                                     |
| GaAs                                   | 150              | $5.0 \cdot 10^{16}$    | Градиентное легирование             |
| AlGaAs                                 | 130              | $5.0 \cdot 10^{16}$    |                                     |
| AlGaAs                                 | 150              | $2.5 \cdot 10^{18}$    |                                     |
| AlGaAs                                 | 140              | $3.0 \cdot 10^{18}$    | Градиентное легирование             |
| AlGaAs/GaAs/<br>InGaAs/GaAs/<br>AlGaAs | 205              | $1.0 \cdot 10^{13}$    |                                     |
| AlGaAs                                 | 45               | $2.5 \cdot 10^{18}$    | Канал с двумерным электронным газом |
| AlGaAs                                 | 1000             | $1.0 \cdot 10^{13}$    |                                     |
| AlGaAs                                 | —                | $1.0 \cdot 10^{13}$    |                                     |
| GaAs                                   | —                | $1.0 \cdot 10^{13}$    |                                     |

с помощью двумерной квазигидродинамической численной модели [1]. На первом этапе работы моделировался транзистор с каналом InAlAs/InGaAs толщиной 15 нм и затвором длиной 100 нм, что соответствовало предельной частоте усиления 250 ГГц. В [3] методом Монте-Карло проведено моделирование аналога указанного транзистора. Сопоставление с результатами [3], проведенное в рамках данной работы, позволило детально проверить предложенную математическую модель. Состав слоев полупроводниковой структуры InAlAs/GaInAs HEMT приведен в табл. 1.

На втором этапе работы экспериментально исследовался и моделировался транзистор с AlGaAs/InGaAs каналом толщиной 14 нм и затвором длиной 250 нм, что соответствовало предельной частоте усиления 120 ГГц. Состав слоев полупроводниковой структуры AlGaAs/InGaAs HEMT приведен в табл. 2.

### 3. Математические модели

Как показано в [2], для аналитического расчета величины электрического тока в канале транзистора требует-

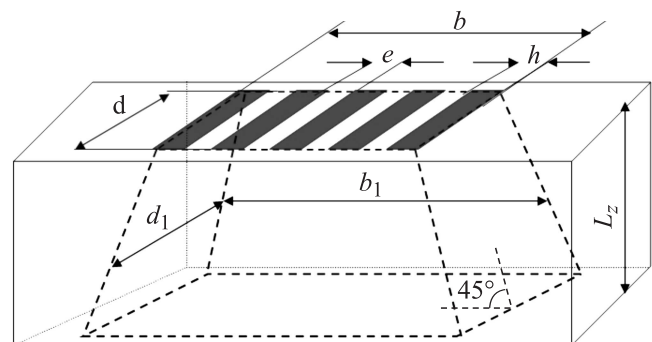
ся, во-первых, рассчитать одномерную зонную диаграмму, позволяющую определить эффективную толщину канала транзистора и концентрацию электронов в нем, во-вторых, определить продольную скорость электронов в канале. Произведение указанных параметров с учетом площади поперечного сечения канала дает ток прибора, в том числе при ионизирующем воздействии квантов высоких энергий [1,2,4]. Влияние облучения квантами высоких энергий задавалось на основе данных [4] путем изменения концентрации электронов и дырок, пропорционального потоку квантов.

Ранее в [5] нами был проведен анализ распределения тепла в мощных многосекционных полевых транзисторах (рис. 1) на основе трехмерной численной модели. Было проведено 370 расчетов с использованием данной модели. Рассматривались четыре значения толщины кристалла GaAs  $L_z = 50, 100, 150, 200$  мкм, ширина транзистора  $d$  варьировалась от 12 до 75 мкм, его длина  $b$  — от 50 до 1000 мкм (см. рис. 1). При расчетах учитывалось количество секций  $N$ , т.е. количество параллельно включенных частей транзистора, разбиение на которые позволяет снизить входное сопротивление и индуктивность прибора в целом. Значение  $N$  варьировалось от 1 до 12. В результате расчетов была синтезирована аналитическая формула для расчета максимальной температуры  $T$  канала транзистора с погрешностью не более 10%:

$$T = \frac{P}{b_1 d_1 \lambda} \left( \frac{b_1}{d_1} \right)^k \left( \frac{b_1 d_1}{L_z^2} \right)^n m + T_b, \quad (1)$$

$$b_1 = b + L_z = hN + e(N - 1) + L_z, \quad d_1 = d + L_z, \\ k = 0.184517, \quad n = -0.294467, \quad m = 3.13516,$$

где  $P$  — мощность, рассеиваемая транзистором,  $\lambda$  — теплопроводность материала подложки (GaAs),  $T_b$



**Рис. 1.** Геометрическая модель HEMT:  $d$  — ширина секции,  $h$  — длина секции,  $e$  — расстояние между секциями,  $L_z$  — толщина кристалла,  $d_1$  и  $b_1$  — ширина и длина поперечного сечения на полувысоте модельной пирамиды, через которую осуществляется основной отток тепла. Согласно данным [2], наклон граней пирамиды составляет  $\sim 45^\circ$ , поэтому поперечное сечение пирамиды на полувысоте больше верхней грани на толщину кристалла  $L_z$  по каждому из направлений.

и  $T$  — температуры нижнего основания и канала транзистора соответственно. В данной работе эта формула использовалась для расчета температуры канала транзистора, разогреваемого протекающим током. Для учета разогрева транзистора при кратковременном облучении численно решалось нестационарное уравнение теплопроводности согласно методу, предложенному в [2]. В электрическую модель НЕМТ вводилась зависимость средней дрейфовой скорости и подвижности электронов от температуры канала [4].

Для численного расчета электрических параметров транзистора в квазигидродинамическом приближении решалась система уравнений, состоящая из уравнений Пуассона, Шредингера, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражений для плотности тока и потока энергии электронов [1,2]:

$$\Delta V = \frac{q}{\epsilon_s}(N_d - n), \quad \frac{dm(W)\mathbf{v}}{dt} = -q\mathbf{E} - \frac{m(W)}{\tau_p}\mathbf{v},$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_i}{dz^2} + [W_i - V(z)]\psi_i = 0,$$

$$\frac{\partial(Wn)}{\partial t} = (\nabla, \mathbf{j}_w) + (\mathbf{j}, \mathbf{E}) + GW_e - \frac{n(W - W_0)}{\tau_w},$$

$$\mathbf{j}_n = -qnv + q\nabla(Dn), \quad \mathbf{j}_w = -nW\mathbf{v} + \nabla(DnW),$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}(\nabla, \mathbf{j}) + G - R, \quad \mathbf{j}_t = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \mathbf{E} = -\nabla V, \quad (2)$$

где  $V$  — потенциал,  $n$  — концентрация электронов,  $N_d$  — концентрация доноров,  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{j}_t$  — плотности электронного и полного токов,  $\mathbf{j}_w$  — плотность потока энергии электронов,  $W, W_0$  — неравновесная и равновесная энергии электрона соответственно,  $\tau_w$  — время релаксации энергии,  $\tau_p$  — время релаксации импульса,  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\mathbf{v}$  — дрейфовая скорость электронов,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость,  $q$  — абсолютная величина заряда электрона,  $m$  — эффективная масса электронов,  $G$  — коэффициент генерации носителей заряда при воздействии излучения,  $R$  — коэффициент рекомбинации,  $W_e$  — средняя энергия радиационно-генерируемого электрона [1,6],  $z$  — координата в направлении, поперечном квантовой яме,  $\psi_i$  и  $W_i$  — волновая функция и энергия  $i$ -го уровня квантовой ямы.

Использовались граничные условия смешанного типа — на границах контактов задавались значения потенциала, концентрации и энергии носителей. Температура электронного газа на контактах задавалась равной комнатной. На остальных поверхностях расчетной области поддерживались нулевыми градиенты концентрации, потенциала и энергии так, что нулевыми были значения плотностей тока электронов и потока энергии электронного газа.

При моделировании транзисторов в условиях облучения в системе уравнений учитывались аналогичные соотношения для дырок. Зависимости средней дрейфовой скорости, эффективной массы, времен релаксации энергии и импульса электронов и дырок от их энергии и температуры кристаллической решетки определялись на основе результатов расчета с использованием метода Монте-Карло по методу, предложенному в [1,2].

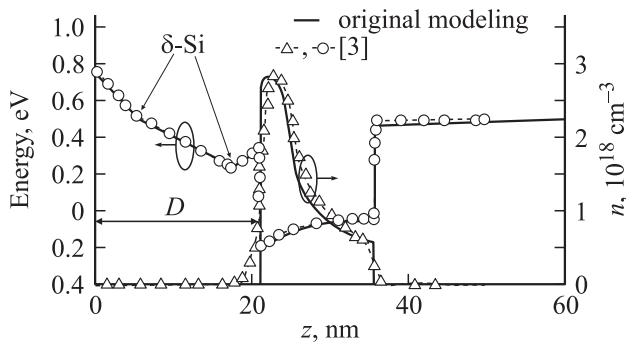
Рассматривался такой диапазон доз радиационного излучения, который, согласно данным [4,6,7], приводил к несущественным (1–5%) радиационно-стимулированным изменениям тока стока транзисторов после облучения из-за введения небольшого количества радиационных дефектов. В связи с этим в данной работе влияние радиационных дефектов на перенос носителей заряда не рассматривалось. Отметим, что непосредственный разогрев полупроводниковой структуры излучением незначителен [4,6], так что увеличение температуры канала транзистора связано с протекающим током, как до, так и в момент облучения.

В ряде расчетов уравнение Шредингера не решалось, так что распределение электронов по энергии задавалось в квазиклассическом приближении. Проводилось сравнение результатов расчета в квазиклассическом и квантовом приближениях.

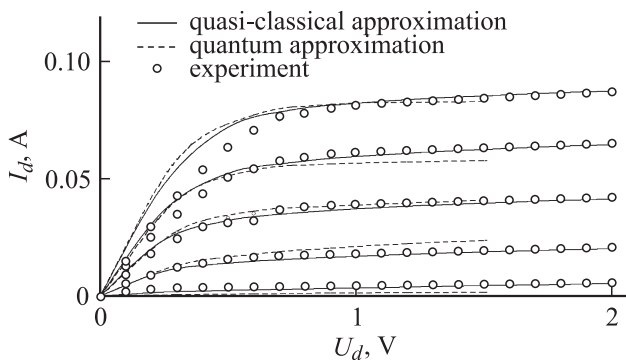
#### 4. Методика эксперимента и его обработки

Экспериментальная часть работы состояла в определении вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик транзистора, получаемых с помощью приборов Е7-20, Л2-56 и АСК-3117. При проведении эксперимента использовалось компьютерное управление приборами, обеспечивающее усреднение результатов измерений для каждой экспериментальной точки по 170 отсчетам. Затем полученные зависимости аппроксимировались плавной кривой, что позволяло провести их дифференцирование и определить профиль легирования по стандартной процедуре [2]. Следует отметить, что из-за дебаевского „размытия“ распределения электронов в пространстве точно определить профиль легирующей примеси при наличии  $\delta$ -слоев в структуре с квантовыми ямами крайне затруднительно [2]. В связи с этим использовалась итерационная процедура расчета.

Найденный приближенный профиль, с учетом данных изготовителей структуры AlGaAs/InGaAs, подставлялся в численную двумерную квазигидродинамическую модель, по которой вычислялась модельная вольт-фарадная характеристика. Невязка вычисленной и измеренной вольт-фарадных характеристик минимизировалась путем варьирования профиля легирования. Подобранный профиль считался соответствующим профилю в образцах. На первом этапе работы аналогичный подход использовалась для обработки данных работы [3] при расчетах НЕМТ InAlAs/InGaAs.



**Рис. 2.** Зонная диаграмма и распределение концентрации электронов под затвором транзистора InAlAs/InGaAs. Координата  $z$  отсчитывается от границы металл–полупроводник затвора транзистора.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики транзистора AlGaAs/InGaAs.

**5. Результаты расчетов и эксперимента — апробация модели**

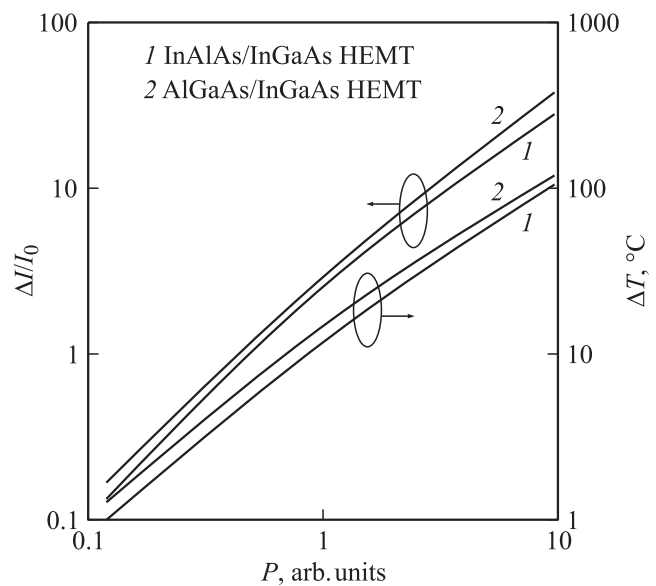
На рис. 2 представлены результаты оригинальных численных расчетов зонной диаграммы и распределения электронов в области канала InAlAs/GaInAs транзистора под затвором в квантовом приближении, а также результаты расчетов из [3]. Видно, что используемая в работе квазигидродинамическая модель адекватно описывает распределение электронов в транзисторе, так как результаты расчета совпадают с данными, полученными в [3] путем моделирования более точным методом Монте-Карло. Отметим, что положение  $\delta$ -слоев примеси относительно слоев полупроводниковой структуры совпало с данными [3] с погрешностью менее 1 нм.

Сопоставление результатов численных расчетов в квазиклассическом и квантовом приближениях показало, что при исследуемых толщинах квантовых ям учет квантовых эффектов дает относительно небольшую поправку к результатам вычислений распределения концентрации электронов в квазиклассическом приближении. Величина поправки составляет 10–30% в зависимости от напряжения на затворе  $U_d$ , как для AlGaAs/InGaAs (рис. 3), так и для InAlAs/InGaAs-транзистора.

Сопоставление экспериментальной вольт-амперной характеристики  $I_d(U_d)$  с результатами численных расчетов по квазиклассической и квантовой моделям показывает, что пренебрежение квантовыми эффектами дает погрешность в расчете не более 15% для транзисторов AlGaAs/InGaAs (рис. 3) и InAlAs/InGaAs. Это позволяет использовать модель в квазиклассическом приближении для расчетов параметров мощного транзистора с широкой квантовой ямой для подбора подгоночных коэффициентов аналитической модели. Последнее приводит к сокращению времени, затрачиваемому на расчет, в 5–15 раз, что выгодно при проведении оптимизации конструкции транзисторов. В случае уменьшения квантовой ямы до толщин < 12 нм погрешность расчетов в квазиклассическом приближении увеличивается до 50–80%, что обуславливает необходимость учета квантовых эффектов при моделировании.

**6. Результаты моделирования процессов в НЕМТ при воздействии квантов высоких энергий**

Результаты расчетов показали, что кратковременная ( $\sim 100$  нс) ионизация квантами высоких энергий может приводить к 35-кратному увеличению амплитуды тока в структуре транзистора AlGaAs/InGaAs, что вызывает локальный разогрев канала прибора дополнительно на 120°C. На рис. 4 приведены зависимости приращения тока стока ( $\Delta I$ ) и температуры ( $\Delta T$ ) каналов транзисторов от мощности дозы излучения ( $P$ ). В связи с тем, что температура канала мощного НЕМТ в открытом состоянии может составлять 150–170°C, в момент облучения температура может кратковременно (< 1 мс) повышаться до 290°C.



**Рис. 4.** Расчетные зависимости приращений тока стока и температуры каналов транзисторов от мощности дозы излучения.  $I_0$  — ток стока в отсутствие облучения.

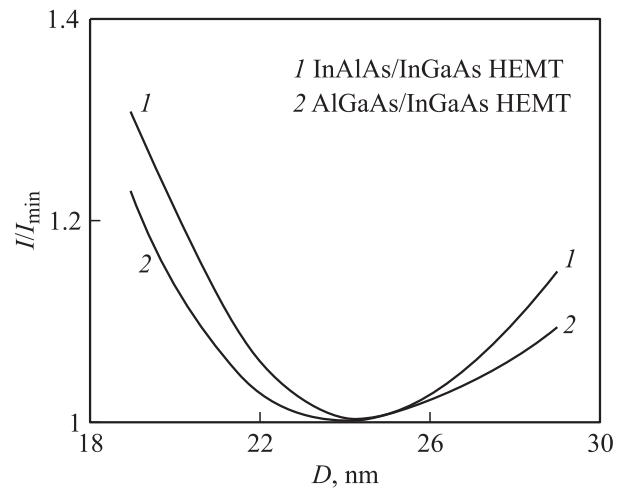
Сопоставление расчетной чувствительности транзисторов AlGaAs/InGaAs и InAlAs/InGaAs к воздействию квантового излучения показало, что амплитуда ионизационных токов и величина разогрева слоя канала различаются не более чем на 20%. Таким образом, можно приближенно считать, что характерные изменения параметров транзисторов из-за нагрева будут качественно и отчасти количественно подобны.

Анализ распределения энергии электронного газа от координат показал, что в отсутствие облучения энергия электронного газа имеет стандартный колоколообразный вид [1,2,6] — максимальный разогрев газа происходит в самой узкой части канала, т. е. под стоковым краем затвора транзистора. При облучении из-за введения горячих электронов максимум распределения смещается в сторону истока, что обуславливает увеличение интенсивности междолинных переходов. Последнее коррелирует с данными [8] для процессов в гомоструктурном канале GaAs полевого транзистора с затвором Шоттки при облучении квантами высоких энергий и с данными [9], где обсуждаются эффекты радиационно-стимулированного разогрева электронного газа в коллекторном переходе биполярного Si-транзистора.

Зависимость скорости электронов от продольной координаты в канале транзистора имеет характерный экстремум под центральной частью затвора, который объясняется эффектом всплеска скорости [1,2]. При облучении транзисторов из-за разогрева электронного газа и увеличения частоты междолинных переходов амплитуда всплеска снижается, так что в максимуме скорость уменьшается от значений  $\sim 9 \cdot 10^7$  без облучения до  $2 \cdot 10^7$  см/с в момент облучения. Это обуславливает некоторый изгиб зависимости максимального тока стока от мощности дозы, показанный на рис. 4.

С помощью аналитической модели проведена оптимизация полупроводниковой структуры транзистора по чувствительности тока стока  $I$  к воздействию потока квантов высоких энергий (рис. 5). Путем варьирования расстояния  $D$  (см. рис. 2) определено оптимальное положение квантовой ямы относительно затвора транзистора, которое составляет 24 нм, что на 10–15% больше по сравнению с транзисторами, не предназначенными для работы в условиях радиационного облучения. В этом случае крутизна выходной вольт-амперной характеристики транзистора в отсутствие облучения снизится на 15–20%, что приведет к аналогичному уменьшению коэффициента усиления.

Анализ распределений электронных и дырочных концентраций до, в момент и после радиационного воздействия показал, что поток дырок в сторону затвора и истока приводит к изменению заряда областей выше и ниже канала, которые „работают“ как своего рода управляющие электроды, отпирающие транзистор. По сути транзистор усиливает „радиационный сигнал“, а минимизация указанного паразитного эффекта сводится к определению такого расположения слоя двумерного газа, когда воздействие зарядов ионизованных электро-



**Рис. 5.** Расчетные зависимости тока стока транзисторов в момент облучения от расстояния  $D$  между слоем канала (двумерной ямы) и границей металл–полупроводник затвора (см. рис. 2).  $I_{min}$  — минимальный ток стока транзистора в момент облучения. Мощность дозы 1 отн.ед.

нов и дырок выше и ниже указанного слоя будет взаимно компенсироваться.

Показанный на рис. 4 разогрев канала транзистора, согласно данным [2], приводит к временному снижению коэффициентов усиления и возрастанию шума транзистора в несколько раз. Минимальное время восстановления работоспособности транзистора имеет значения порядка 3–5 времен жизни дырок в транзисторных структурах ( $\sim 100$  нс). Вместе с тем, согласно данным [1,6], из-за перезарядки технологических и введения радиационных дефектов характерное время восстановления работоспособности транзисторов лежит в микросекундном диапазоне. Оно должно определяться с использованием экспериментальных данных, так как концентрация и распределение дефектов в структуре неизвестны. В связи с этим данный вопрос оказался за рамками настоящей работы, так же как и оценка вероятности выхода прибора из строя.

Опыт проведения вычислений с использованием описанного в работе подхода к созданию комплекса аналитической и численной моделей показывает, что с точки зрения проведения оптимизации по радиационной стойкости конечный результат достигается на 1–2 порядка быстрее, чем при традиционных вычислениях.

## 7. Заключение

При моделировании физических процессов в НЕМТ, облучаемых квантами высоких энергий, необходимо учитывать процессы релаксации проводимости в подложке и прилегающих к ней слоях структуры. Это обуславливает существенное увеличение времени, затрачиваемого на проведение моделирования, из-за значительно большего времени жизни неосновных носителей заряда по сравне-

нию с временем пролета электронами активной области НЕМТ.

С целью сокращения времени, затрачиваемого на проведение оптимизации конструкции радиационно-стойких транзисторов, предлагается использовать комплекс аналитической и двумерной квазигидродинамической нестационарной численной моделей, предложенный в данной работе. Подобный подход позволяет проводить оптимизацию конструкции НЕМТ за времена, на 1–2 порядка меньшие.

При проведении моделирования радиационно-стимулированных процессов в НЕМТ следует учитывать как увеличение средней энергии электронов, влияющее на перенос электронов вдоль слоя двумерного электронного газа, так и перераспределение генерированных электронов и дырок в поперечном направлении, приводящее к увеличению тока стока транзистора за счет положительной обратной связи.

В дальнейшем предполагается продолжить теоретическое и экспериментальное исследование радиационно-стимулированных эффектов в НЕМТ с учетом радиационных дефектов.

## Список литературы

- [1] С.В. Оболенский. Изв. вузов. Электроника, № 6, 31 (2002).
- [2] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [3] Д.А. Моран, К. Кална, Е. Бойд, Ф. Макклелланд, Л.Л. Зуанг, С.Р. Стенли, А. Асенов, Л. Фан. В кн.: *Tr. конф. ESSDERC 2003* (Глазго, 2002) с. 315. [Пер. с англ.: D.A. Moran, K. Kalna, E. Boyd, F. McLelland, L.L. Zhuang, C.R. Stanley, A. Asenov, L. Thayne. In: *ESSDERC 2003 Conf. Proc.* (Department of Electronics Engineering, University of Glasgow, Glasgow, 2003) p. 315].
- [4] Р. Зулиг. В кн.: *Арсенид галлия в микроэлектронике*, под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмана (М., Мир, 1988) с. 501.
- [5] Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский. Вестн. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, № 5, 348 (2011).
- [6] Е.Р. Аствацатурьян, Д.В. Громов, В.М. Ломако. *Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия* (Минск, Университетское, 1992).
- [7] Н.В. Демарина, С.В. Оболенский. ЖТФ, 72 (1), 66 (2002).
- [8] С.В. Оболенский, Г.П. Павлов. Вестн. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, № 1, 43 (1994).
- [9] А.С. Пузанов, С.В. Оболенский. Микроэлектроника, № 1, 64 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

## Modeling of powerful HEMT under high energy radiation

E.A. Tarasova, D.S. Demidova, S.V. Obolensky, A.G. Fefelov\*, D.I. Ducov\*

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

\* JSC RPE „Salut“, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Modeling of powerful HEMT parameters under high energy radiation ( $> 100$  keV) is done. The possibility of using complex of analytical and numerical models for optimization of design of low sensitive for high energy radiation HEMT is discussed.