

# Генерация колебаний сверхвысокой частоты безбазовым диодом

© С.А. Дарзнец, С.К. Любутин, С.Н. Рукин<sup>¶</sup>, Б.Г. Словиковский

Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,  
620016 Екатеринбург, Россия

(Получена 1 ноября 2001 г. Принята к печати 12 ноября 2001 г.)

Впервые экспериментально обнаружены СВЧ колебания напряжения в гигагерцовом диапазоне при прохождении обратного тока длительностью  $\sim 300$  нс и плотностью несколько кА/см<sup>2</sup> через кремниевый  $p^+-p-n^+$ -диод без базы. Теоретически рассмотрен механизм возникновения таких колебаний. Показано, что частота и глубина модуляции СВЧ колебаний определяются плотностью тока и градиентом концентрации легирующей примеси в плоскости  $p-n$ -перехода.

Генераторы излучения СВЧ диапазона, использующие в качестве рабочего элемента обратно смещенный полупроводниковый диод, известны с конца 50-х годов [1]. Среди приборов этого типа наибольшее распространение получили лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и их модификация — лавинно-ключевые диоды (ЛКД), которые широко используются для генерации СВЧ колебаний в диапазоне от нескольких (ЛКД) до десятков (ЛПД) гигагерц. Механизм работы таких генераторов основан на явлении ионизационного пробоя полупроводника под действием сильного электрического поля и создания такой разности фаз между током и напряжением во время дрейфа носителей в пролетной области, которая обеспечивает возникновение отрицательного сопротивления диода. Отличительная особенность принципа работы этих приборов состоит в том, что для возбуждения ионизационного пробоя необходим внешний импульс перенапряжения. В ЛПД для этого используется наложение высокочастотного электрического поля, которое, суммируясь с полем постоянного смещения, обеспечивает пробой диода в каждый период колебаний внешнего поля. В ЛКД ионизационный пробой происходит при поступлении на диод запускающего импульса, который формируется внешней схемой-резонатором. При этом как в ЛПД, так и в ЛКД ток через прибор проходит в импульсном режиме, а длительность импульсов тока не превышает половины периода генерируемых колебаний.

Однако высокочастотные колебания могут наблюдаться и в диодах, которые специально не проектировались для этих целей. Так, в работе [2] наблюдались релаксационные СВЧ колебания напряжения с частотой  $\sim 0.3$  ГГц при пробое дрейфовых диодов с резким восстановлением (ДДРВ) на стадии формирования импульса обратного напряжения.

В данной работе обнаружены незатухающие СВЧ колебания напряжения гигагерцовой частоты в кремниевом диоде без базы, возникающие при прохождении через него обратного тока длительностью в сотни наносекунд и плотностью в несколько килоампер на квадратный сантиметр. При этом внутренние процессы, происходящие в диоде при генерации колебаний, не связаны с подачей на диод внешних импульсов напряжения, а определяются только величиной обратного тока.

В эксперименте использовалась сборка диодов, состоящая из 4 последовательно включенных кремниевых  $p^+-p-n^+$ -структур, изготовленных по диффузионной технологии из низколегированного кремния  $n$ -типа с удельным сопротивлением 50 Ом·см. Длина каждой из полупроводниковых структур равнялась  $L = 270$  мкм, площадь поперечного сечения — 0.26 см<sup>2</sup>, а глубина залегания  $p-n$ -перехода составляла 135 мкм. В структуре  $p^+$ -область формировалась диффузией бора,  $p$ -область — диффузией алюминия, а  $n^+$ -область — фосфора. Общий вид распределения легирующих примесей в структуре изображен на рис. 1. Основной особенностью структуры является отсутствие низколегированной базы с постоянной концентрацией примеси. В такой структуре распределение нескомпенсированной легирующей примеси вблизи  $p-n$ -перехода близко к линейному с большим градиентом концентрации (для структуры, изображенной на рис. 1, —  $8 \cdot 10^{18}$  см<sup>-4</sup>). В результате пробойное напряжение структуры оказывается значительно ниже, чем у стандартных диодов с низколегированной базой, и составляет  $\sim 300$  В на  $p-n$ -переход, а размер обедненной области  $\sim 10$  мкм.

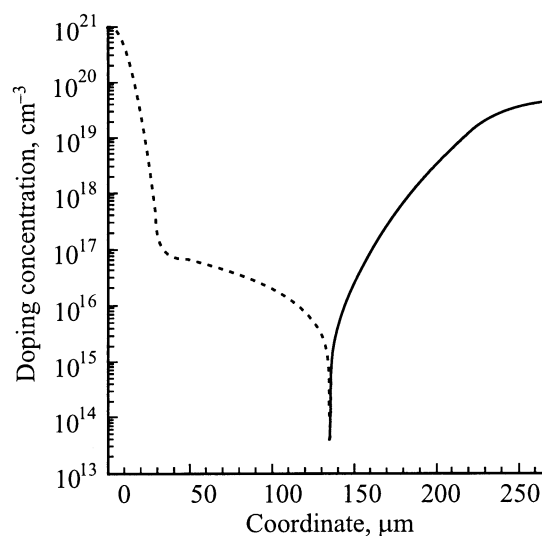


Рис. 1. Профиль легирования полупроводниковой  $p^+-p-n^+$ -структуры. Сплошная кривая — распределение доноров, штриховая — акцепторов.

<sup>¶</sup> E-mail: rukin@iep.uran.ru

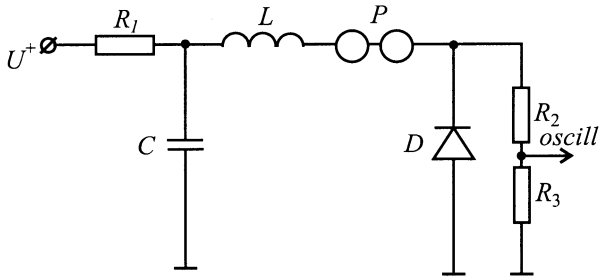


Рис. 2. Схема эксперимента.

Схема эксперимента приведена на рис. 2. Предварительно заряженный конденсатор  $C$  емкостью 20 нФ разряжался через индуктивность  $L$  величиной 0.4 мкГн и искровой разрядник  $P$  на исследуемый диод  $D$ , обеспечивая в последнем импульс обратного тока. Параметры импульса тока определялись значениями  $L$  и  $C$  схемы и были близки к режиму короткого замыкания, поскольку обратное сопротивление диода  $D$  было много меньше, чем волновое сопротивление контура  $\sqrt{L/C} \approx 4.5$  Ом. Начальное напряжение на конденсаторе изменялось от 2 до 12 кВ, импульс тока через диод имел синусоидальную форму с длительностью одного полупериода около 290 нс и имел амплитуду от 400 А до 2.2 кА. Максимальная плотность обратного тока в диоде достигала 8.8 кА/см<sup>2</sup>.

Напряжение на диоде измерялось широкополосным резистивным делителем напряжения  $R_2/R_3$  с временем нарастания не более 200 пс. Широкополосность делителя обеспечивалась частичной экранировкой резистора  $R_2$  [3], Резистор  $R_3$  представлял собой 50-омное входное сопротивление широкополосного ослабителя сигнала. Для записи формы импульсов использовался цифровой осциллограф Tektronix TDS-684B с полосой пропускания 1 ГГц и максимальной частотой дискретизации  $f_d = 5$  ГГц (5 точек/нс). Ток через диод регистрировался низкоиндуктивным резистивным шунтом с сопротивлением 0.55 Ом и собственным временем нарастания 2 нс (шунт на схеме не показан).

В экспериментах было обнаружено, что при пропускании тока через обратно включенный диод на нем наблюдаются высокочастотные колебания напряжения. Длительность импульса напряжения на диоде совпадала с временем протекания первого полупериода тока и составляла  $\sim 290$  нс. Типичные осциллограммы импульсов напряжения на диоде  $D$  с различными временными развертками при амплитуде тока 2.2 кА представлены на рис. 3. Общая форма напряжения на диоде при первой полуволне тока показана на рис. 3, *a*. На этой осциллограмме ввиду недостаточной частоты дискретизации осциллографа (1 ГГц) высокочастотные колебания представлены в виде хаотичного шума на квазиплоской части импульса напряжения. На рис. 3, *b* и *c* представлены осциллограммы на временных развертках, обеспечиваю-

щих максимальную частоту дискретизации для данного типа осциллографа (5 ГГц). Как видно из осциллограмм, форма колебаний близка к синусоидальной. Максимальный размах наблюдаемых колебаний составлял  $\sim 370$  В, период — около 860 пс.

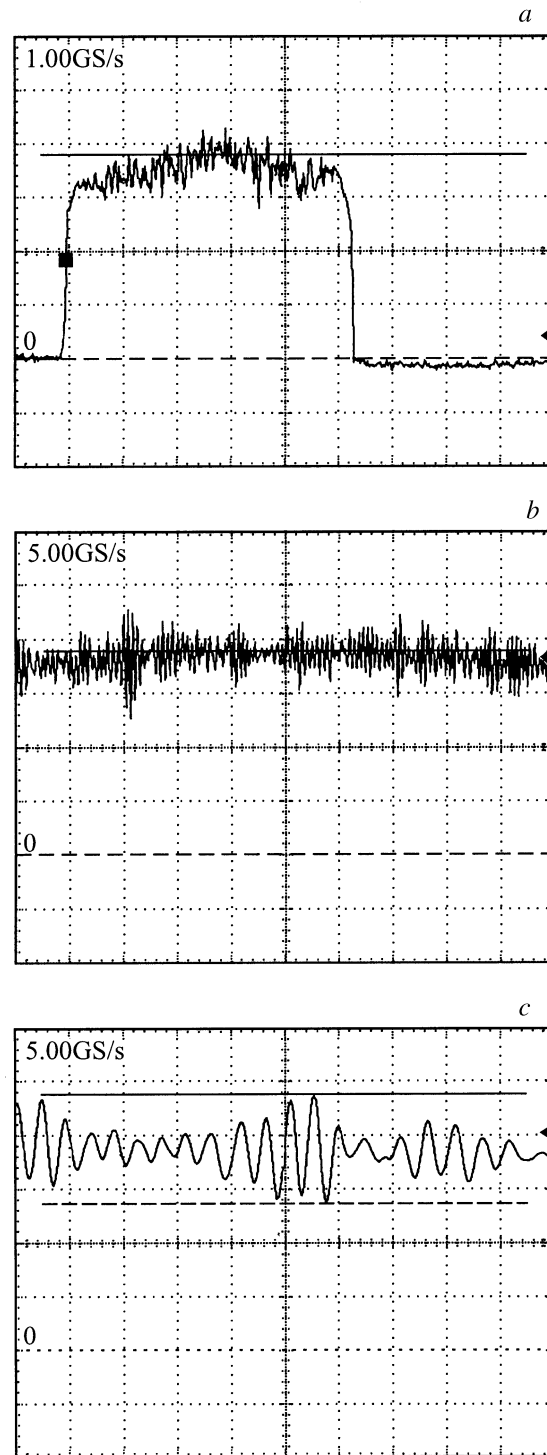


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на диоде  $D$  с различными временными развертками и частотами дискретизации: *a* — 50 нс/дел., 1 ГГц, *b* — 10 нс/дел., 5 ГГц, *c* — 2 нс/дел., 5 ГГц. Развертка по вертикали — 185 В/дел.

Для объяснения обнаруженного эффекта рассмотрим процессы, происходящие в полупроводниковой структуре, приведенной на рис. 1, при протекании по ней обратного тока. Для описания динамики движения электронов и дырок будем использовать уравнения баланса частиц

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial s_n}{\partial x} = G, \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial s_p}{\partial x} = G, \quad (1)$$

где  $t$  — время,  $x$  — координата вдоль оси диода,  $n$  — концентрация электронов,  $p$  — концентрация дырок,  $s_n$  и  $s_p$  — потоки электронов и дырок соответственно, а  $G$  — объемная скорость генерации носителей.

С учетом диффузии и дрейфа в электрическом поле выражения для  $s_n$  и  $s_p$  имеют вид

$$s_n = -D_n \frac{\partial n}{\partial x} - V_n(E)n, \quad s_p = -D_p \frac{\partial p}{\partial x} + V_p(E)p, \quad (2)$$

где  $D_n = 40 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $D_p = 12 \text{ см}^2/\text{с}$  — коэффициенты диффузии, а  $V_n(E)$  и  $V_p(E)$  — скорости дрейфа носителей в электрическом поле  $E$ .

Зависимости  $V_n(E)$  и  $V_p(E)$  должны учитывать эффект насыщения скоростей дрейфа в сильных электрических полях. В настоящей работе мы использовали интерполяционные формулы для  $V_n(E)$  и  $V_p(E)$  в кремнии, заимствованные из [4]:

$$V_n(E) = V_{ns} \frac{E/E_{ns}}{(1 + (E/E_{ns})^{\beta_n})^{1/\beta_n}},$$

$$V_p(E) = V_{ps} \frac{E/E_{ps}}{(1 + (E/E_{ps})^{\beta_p})^{1/\beta_p}}, \quad (3)$$

где  $V_{ns} = 107 \text{ мкм/нс}$  и  $V_{ps} = 83 \text{ мкм/нс}$  — скорости насыщения для электронов и дырок,  $E_{ns} = 7 \text{ кВ/см}$  и  $E_{ps} = 18 \text{ кВ/см}$  — напряженности поля, выше которых перестает работать приближение постоянной подвижности, а  $\beta_n = 1.11$  и  $\beta_p = 1.21$  — подгоночные коэффициенты.

Объемная скорость генерации носителей определяется процессами ионизации

$$G(E) = \alpha_n(E)n|V_n(E)| + \alpha_p(E)p|V_p(E)|, \quad (4)$$

где

$$\alpha_n(E) = A_n \cdot \exp(-B_n/|E|),$$

$$\alpha_p(E) = A_p \cdot \exp(-B_p/|E|) \quad (5)$$

— коэффициенты ионизации электронами и дырками, а  $A_n = 7.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $B_n = 1.16 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ ,  $A_p = 7.25 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  и  $B_p = 2.2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$  — аппроксимационные константы [5].

Электрическое поле в плоскости  $p$ - $n$ -перехода рассчитывалось из уравнения для полного тока  $j(t) = j_d + j_c$ , где  $j(t)$  — плотность тока, проходящего через диод;  $j_d = \varepsilon \partial E / \partial t$  — плотность тока смещения;  $j_c = e(s_p - s_n)$  — плотность тока проводимости,  $\varepsilon = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$  — диэлектрическая проницаемость

кремния;  $e$  — элементарный заряд. Вне  $p$ - $n$ -перехода для расчета поля использовалось уравнение Пуассона

$$\varepsilon \partial E / \partial x = \rho(x) = e[p(x) - n(x) + N(x)], \quad (6)$$

где  $\rho(x)$  — объемный заряд,  $N(x) = N_D(x) - N_A(x)$ , а  $N_D(x)$  и  $N_A(x)$  — концентрация доноров и акцепторов соответственно. Уравнение (6) решалось прямым интегрированием по координате  $x$ , а в качестве стартового значения выбиралась величина поля на  $p$ - $n$ -переходе, рассчитанная так, как это указано выше.

В дальнейшем будет показано, что при плотностях обратного тока порядка нескольких  $\text{kA}/\text{см}^2$  и параметрах полупроводниковой структуры, приведенных на рис. 1, неравновесная плазма существует только вблизи  $p$ - $n$ -перехода и не удаляется от него дальше, чем на несколько десятков микрон (см. рис. 6–8). Поэтому для расчета выбиралась узкая область  $x_1 < x_{p-n} < x_2$  вокруг  $p$ - $n$ -перехода, где  $x_{p-n}$  — его координата, а вне этой области электронно-дырочная плазма считалась равновесной.

Напряжение на  $p^+ - p - n^+$ -структуре определялось по формуле

$$U_{p-n} = U_{cont} + \int_0^{x_1} E(x)dx + \int_{x_1}^{x_2} E(x)dx + \int_{x_2}^L E(x)dx, \quad (7)$$

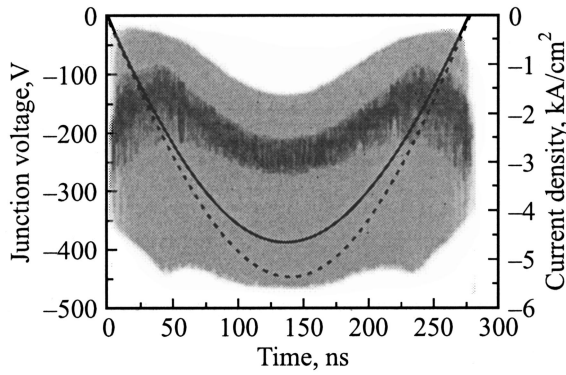
где  $U_{cont} = U_T \ln[N_D(L)N_A(0)/n_i^2]$  — контактная разность потенциалов,  $U_T = 26 \text{ мВ}$  — термический потенциал,  $n_i = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  — собственная концентрация носителей в кремнии, а  $L$  — длина структуры. Электрическое поле в сильно легированных областях  $0, x_1$  и  $x_2, L$  рассчитывались из условия прохождения тока в равновесной  $p^+ - p - n^+$ -структуре с учетом лишь дрейфовой компоненты тока, а в области  $x_1, x_2$  использовалось точное решение системы уравнений (1)–(6). Общее напряжение на диоде вычислялось умножением числа последовательно включенных структур  $k$  на напряжение на каждой из них  $U_d = k \cdot U_{p-n}$ .

Прохождение тока в электрической цепи рассчитывалось на основании системы уравнений Кирхгофа

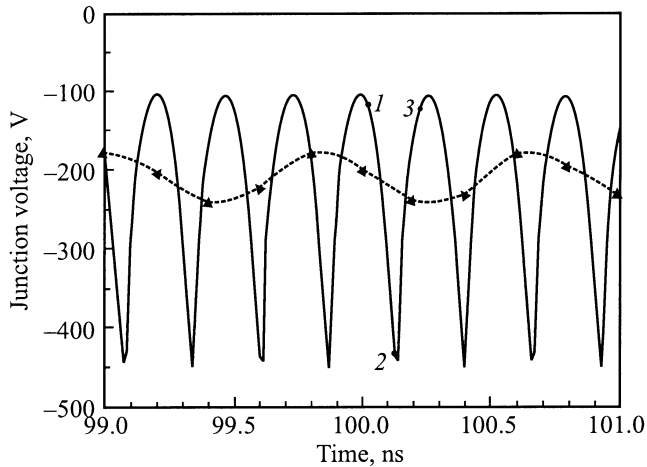
$$Ldl/dt = U_C - U_d(I, t), \quad CdU_C/dt = -I. \quad (8)$$

Расчеты проводились для приведенных выше значений емкости и индуктивности цепи, и при начальном напряжении на конденсаторе  $6 \text{ кВ}$ . Результаты решения полной системы уравнений (1)–(8) представлены на рис. (4)–(8). На рис. 4 изображена общая картина колебаний напряжения в диоде, а на рис. 5 — несколько периодов в более крупном масштабе.

В целом процесс формирования колебаний напряжения выглядит следующим образом. Вблизи минимума напряжения (точка 1 на рис. 5)  $p^+ - p - n^+$ -структура заполнена остаточной электронно-дырочной плазмой. Проходящий через диод обратный ток удаляет плазму



**Рис. 4.** Расчетная зависимость напряжения на полупроводниковой структуре (светло-серая кривая) и плотности тока через нее (сплошная черная кривая) от времени. Штриховая кривая — плотность тока короткого замыкания схемы. Темно-серая кривая — расчет напряжения с учетом полосы пропускания осциллографа 1 ГГц и частоты дискретизации  $f_d = 5$  ГГц.



**Рис. 5.** Растянутая во времени расчетная зависимость напряжения на полупроводниковой структуре (сплошная кривая). Точки на кривой и стоящие рядом с ними числа обозначают моменты времени, для которых на рис. 6–8 приведены пространственные распределения электрического поля и концентрации электронов и дырок в структуре. Штриховая кривая — расчет напряжения с учетом полосы пропускания осциллографа 1 ГГц и частоты дискретизации  $f_d = 5$  ГГц. Треугольники на этой кривой соответствуют моментам времени, в которые производится оцифровка сигнала осциллографом.

из структуры, и амплитуда поля вблизи  $p-n$ -перехода нарастает (рис. 6 и 7).

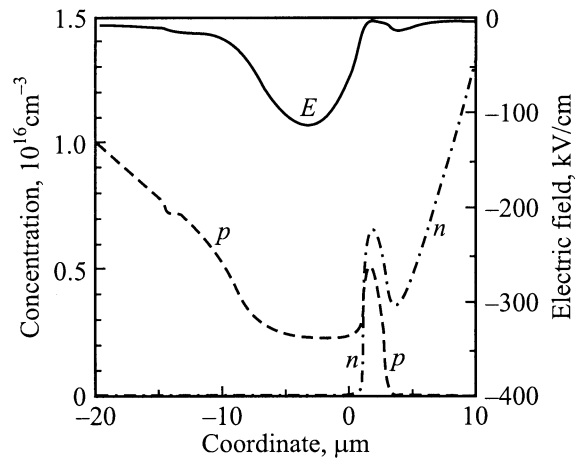
Когда напряженность поля превысит порог ионизации  $E_{br} \approx 300$  кВ/см, происходит локальный пробой полупроводника. Время нарастания поля до пробойного можно оценить из следующих соображений. После того как  $p-n$ -переход освободился от плазмы, через него проходит только ток смещения, который определяет скорость нарастания поля  $dE/dt = j/\epsilon \approx -4 \cdot 10^{15}$  В/см  $\cdot$  с. При таких скоростях нарастания электрическое поле

достигает порога ионизации за время

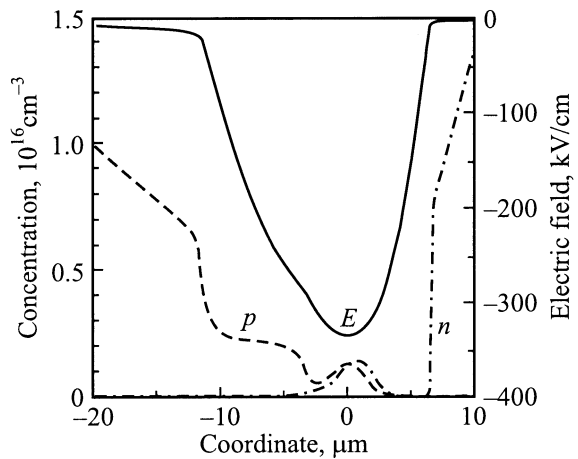
$$\tau_1 = \epsilon E_{br}/|j| \approx 100 \text{ пс.} \quad (9)$$

Оценка (9) несколько занижена, поскольку не учитывает время, необходимое для удаления плазмы с  $p-n$ -перехода, но в целом правильно передает порядок величины  $\tau_1$  (см. рис. 5).

К моменту начала интенсивной ионизации (рис. 7) область справа от  $p-n$ -перехода оказывается свободной от электронно-дырочной плазмы, а слева, в  $p$ -области, концентрация носителей тока становится существенно меньше равновесной. Поэтому объемный заряд вблизи  $p-n$ -перехода формируется в основном заряженными



**Рис. 6.** Профиль распределения напряженности электрического поля (сплошная кривая), концентрации дырок (штриховая кривая) и электронов (штрихпунктирная кривая) при  $t = 100.02$  нс (точка 1 на рис. 5). На этом и следующих рисунках начало координат по оси абсцисс совпадает с положением  $p-n$ -перехода.



**Рис. 7.** Профиль распределения напряженности электрического поля (сплошная кривая), концентрации дырок (штриховая кривая) и электронов (штрихпунктирная кривая) при  $t = 100.13$  нс (точка 2 на рис. 5).

примесями. Поскольку профиль легирования в области  $p-n$ -перехода близок к линейному (с градиентом  $dN/dx(x_{p-n}) = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$  для  $p^+-p-n^+$ -структуры, изображенной на рис. 1), поле вблизи  $p-n$ -перехода имеет вид

$$E(\Delta x, \Delta t) = -E_{br} + [j\Delta t + 0.5(\Delta x)^2 edN/dx(x_{p-n})] / \epsilon, \quad (10)$$

где  $\Delta x = x - x_{p-n}$  — расстояние от  $p-n$ -перехода, а  $\Delta t$  — время, прошедшее с начала лавинной ионизации. Из (10) можно получить следующую оценку размера обедненной области:

$$\Delta x_{br} = \sqrt{\frac{2\epsilon E_{br}}{edN/dx(x_{p-n})}} \approx 10 \text{ мкм}.$$

При этом напряжение на структуре составит величину  $\sim E_{br} \cdot \Delta x_{br} \approx 300 \text{ В}$ , что значительно меньше пробойного напряжения для стандартных диодов с базой ( $\sim 1 \text{ кВ}$ ).

С течением времени область лавинной ионизации расширяется со скоростью, величина которой может быть получена из (10):

$$\left| \frac{dx_{fr}}{dt} \right| = \sqrt{\frac{|j|}{2tedN/dx(x_{p-n})}},$$

где  $x_{fr}(t)$  — положение фронтов области лавинного пробоя. Постепенно скорость  $dx_{fr}/dt$  падает и через  $\sim 20 \text{ пс}$  становится равной насыщенной скорости дрейфа носителей  $\sim 100 \text{ мкм/нс}$ . К этому времени область ионизации увеличивается до размера  $2x_{fr} \approx 6 \text{ мкм}$ . Таким образом, на начальном этапе развития лавины динамика пробоя близка к механизму работы ЛКД-TRAPATT ("TRAPped Plasma Avalanche Triggered Transit"), и режиму (так называемый режим с захваченной плазмой [1]), когда образовавшиеся электроны и дырки не успевают уходить из быстро расширяющейся области ионизации.

После окончания фазы интенсивной ионизации диод переходит в стадию удаления неравновесных носителей из области пробоя. Поскольку область ионизации смещена в сторону  $n^+$ -области (рис. 7), длительность дрейфовой фазы определяется временем прохождения дырок через область объемного заряда  $\sim 10 \text{ мкм}$  (рис. 8). Это время не зависит от величины проходящего тока, так как носители движутся с насыщенными скоростями, и по порядку величины равно отношению размера области дрейфа к скорости движения частиц, которое составляет  $\tau_2 \approx 100 \text{ пс}$ . Отметим, что в области ионизации образуется малоподвижная почти квазинейтральная плазма, которая удаляется из диода на стадии роста поля (рис. 6 и 7). В целом процесс выноса плазмы в высоколегированные области  $p^+-p-n^+$ -структуры аналогичен прохождению носителей через дрейфовую область лавинно-пролетного диода.

После удаления носителей электрическое поле в окрестности  $p-n$ -перехода начинает расти, и процесс

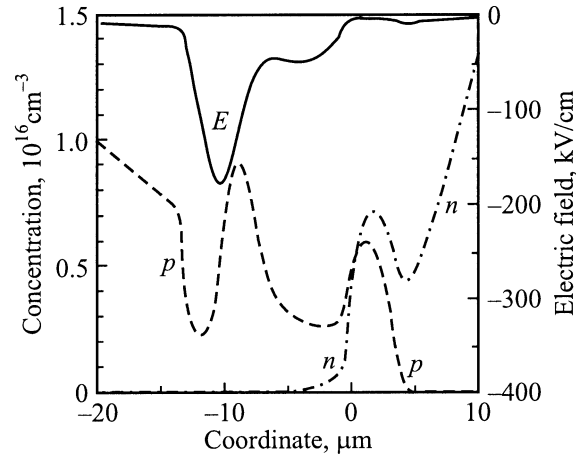


Рис. 8. Профиль распределения напряженности электрического поля (сплошная кривая), концентрации дырок (штриховая кривая) и электронов (штрихпунктирная кривая) при  $t = 100.23 \text{ нс}$  (точка 3 на рис. 5)

повторяется. В результате в диоде возникают незатухающие колебания напряжения, период которых  $\tau = \tau_1 + \tau_2$  монотонно падает с ростом плотности тока. Характерная частота колебаний  $f = 1/\tau$  составляет несколько гигагерц: для плотности тока  $j = -2.6 \text{ кА/см}^2$  (при  $t = 50 \text{ нс}$ ) (см. рис. 4)  $f = 2.2 \text{ ГГц}$ , а для  $j = -4.3 \text{ кА/см}^2$  (при  $t = 100 \text{ нс}$ ) —  $3.8 \text{ ГГц}$ .

Используя приведенные выше характерные значения поля и частоты колебаний, можно оценить мощность СВЧ составляющей сигнала. В нашем случае мощность, связанная с пульсациями энергии электромагнитного поля в структуре  $V_E \partial(\epsilon E^2/2)/\partial t$ , где  $V_E \approx 10^{-4} \text{ см}^3$  — объем области, занимаемой электрическим полем, составляет  $\sim 10 \text{ кВт}$  на  $p-n$ -переход. Для сравнения отметим, что наиболее мощные ЛКД диоды излучают мощность порядка  $0.2 \text{ кВт}$  на  $p-n$ -переход [6] при КПД 25%.

Отметим также, что высокие значения глубины модуляции напряжения характерны лишь для структур с большими градиентами легирования в области  $p-n$ -перехода. Расчеты, выполненные для структур с меньшими градиентами, показывают, что при снижении градиента происходит рост пробойного напряжения и уменьшение глубины модуляции СВЧ колебаний. Это связано с тем обстоятельством, что область локализации неравновесных носителей в структурах с пологим профилем легирования растет, и образовавшаяся в результате ионизации плазма не успевает уходить в высоколегированные области диода. В результате профиль распределения носителей начинает напоминать распределение концентрации электронов и дырок для случая стационарного пробоя, на которое накладывается небольшая модуляционная волна. Иными словами, уменьшение градиента легирования структуры приводит к формированию режима модулированного пробоя в диоде и подавлению СВЧ компоненты сигнала.

Поскольку в эксперименте для регистрации высокочастотного сигнала использовался измерительный тракт с полосой пропускания 1 ГГц и частотой дискретизации  $f_d = 5$  ГГц, измеренный сигнал заметно отличался от расчетного (рис. 3 и 4). Для того чтобы оценить влияние измерительной аппаратуры на СВЧ составляющую сигнала, расчетный сигнал пропускался через численный низкочастотный фильтр с передаточной функцией типа  $L-R$  цепочки и полосой пропускания, соответствующей полосе осциллографа (1 ГГц). Результаты такого моделирования представлены на рис. 4 и 5. Из этих рисунков видно, что измерительный тракт примерно в 4 раза уменьшает амплитуду СВЧ сигнала. Кроме того, конечная частота дискретизации приводит к существенному искажению несущей частоты высокочастотных колебаний. Такой эффект является следствием принципа наложения частот: наблюдаемая частота  $f_m = \text{mod}[f/(0.5f_d)] = 1.3$  ГГц при частоте сигнала 3.8 ГГц и частоте дискретизации 5 ГГц (рис.5). В целом результаты моделирования системы регистрации дают значения амплитуды СВЧ колебаний напряжения ( $\sim 100$  В на  $p-n$ -переход) и частоты сигнала ( $\sim 1$  ГГц), соответствующие полученным в эксперименте. Однако для точных измерений частоты и амплитуды колебаний необходимо использовать измерительную аппаратуру с лучшим временным разрешением.

Таким образом, в данной работе впервые обнаружены незатухающие СВЧ колебания, возникающие при пропускании обратного тока через кремниевый диод без базы. Основное отличие механизма этих колебаний от механизма генерации СВЧ колебаний в известных полупроводниковых генераторах на основе лавинно-пролетных диодов и их модификаций заключается в следующем. Для ЛПД физическим фактором, инициирующим механизм лавинной ионизации, является поле внешней СВЧ волны. В ЛКД также используется внешний импульс напряжения для ионизационного пробоя. В нашем случае механизм генерации колебаний не требует внешнего воздействия, а в роли фактора, который определяет основные параметры высокочастотных колебаний — частоту и глубину модуляции сигнала, выступает плотность обратного тока.

## Список литературы

- [1] М. Шур. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1992) кн. 2, гл. 6.
- [2] В.А. Козлов, А.Ф. Кардо-Сысоев, В.И. Брылевский. *ФТП*, **35** (5), 629 (2001).
- [3] В.С. Белкин, Г.И. Шульженко. Препринт 91–51, Институт ядерной физики СО АН СССР (Новосибирск, 1991).
- [4] Landolt-Boernstein. *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (Berlin, Springer Verlag, 1982). Vol. **17**, Subvolume **a**. Physics of Group IV Elements and III–V Compounds.
- [5] И.В. Грехов, Ю.Н. Сержкин. *Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).

- [6] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) кн. 2, гл. 10.

Редактор Л.В. Беляков

## Generator of microwave oscillations in a no-base diode

S.A. Darznez, S.K. Lyubutin, S.N. Rukin, B.G. Slovikovskii

Institute of Electrophysics,  
Russian Academy of Sciences,  
620016 Ekaterinburg, Russia

**Abstract** Microwave oscillations in a no-base  $p^+-p-n^+$  silicon diode with the GHz-frequency driven by the reverse current with the pulse duration  $\sim 300$  ns and the current density of several  $\text{kA/cm}^2$  have been experimentally observed for the first time. The theoretical analysis of the microwave oscillation mechanism is presented. It is shown, the the frequency and the microwave oscillation modulation percentage depend on the current density and the gradient of the doping impurity concentration at the  $p-n$  junction.