

## ИНЖЕКЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ В НЕОДНОРОДНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Изучены инжекционные токи и фотоэлектрическое инжекционное усиление в полупроводниковых  $p-i-n$  структурах с неравномерным распределением примесей в базовой области. Неоднородное легирование позволяет увеличить коэффициент инжекционного усиления фотоприемников

Ранее нами рассматривались вопросы фотоэлектрического инжекционного усиления в  $p-i-n$  структурах на основе равномерно легированных компенсированных полупроводников [1]. Однако, даже наличие инжектирующего контакта приводит к тому, что в приконтактной области распределение примеси является существенно неоднородным. При размерах этой области больше дебаевской длины экранирования и диффузионной длины носителей заряда в ряде случаев необходимо принимать во внимание действительный закон распределения доноров и акцепторов как в области пространственного заряда, так и в приконтактных областях. Из анализа литературных данных следует, что до настоящего времени практически не исследовали эффект инжекционного усиления при протекании токов двойной инжекции в компенсированных полупроводниках с неоднородными электрофизическими параметрами. Энергия активации глубоких примесей в этих материалах такова, что перспективным является создание на их основе фоточувствительных устройств для ИК-области спектра. В настоящей работе изучались токи двойной инжекции и фотоэлектрическое инжекционное усиление в структурах с неоднородным распределением примесей.

Как известно, в объеме неравномерно легированного полупроводника возникает встроенное поле, которое воздействует на инжектированные носители заряда, меняя как характер равновесного распределения, так и скорость установления их равновесного состояния. Так, в полупроводнике, в котором концентрация донорной примеси  $N_d$  монотонно меняется в направлении  $x$ , в соответствии с принципом электронейтральности в каждой точке кристалла для концентрации носителей заряда выполняется соотношение  $n_0(x) \approx N_d(x)$ . Это значит, что в невозмущенном кристалле существует неравномерное распределение свободных электронов. В состоянии термодинамического равновесия диффузионные потоки уравниваются дрейфовыми потоками электронов во внутреннем поле так, чтобы суммарный поток носителей в кристалле был равен нулю. Пользуясь следствием электронейтральности получим, что в отсутствие внешнего смещения в базе имеется поле, напряженность которого

$$E_v = - \frac{kT}{q} \frac{1}{N_d(x)} \frac{dN_d}{dx}. \quad (1)$$

Это поле препятствует направленным потокам электронов и дырок в объеме базы  $p-i-n$  структуры. По характеру влияния такого квазиэлектрического поля на движение инжектированных из контакта неосновных носителей заряда различают тянущее встроенное поле и тормозящее. В соответствии с (1) это связано с видом распределения примеси в толще полупроводника. Если концентрация донорной примеси в полупроводнике  $n$ -типа возрастает по мере удаления от  $p-n$  перехода вглубь объема, то возникающее поле является тормозящим для инжектированных дырок ( $E_v < 0$ ). При убывании концентрации примеси  $N_d$  поле является ускоряющим ( $E_v > 0$ ).

При электрической инжекции носителей в неоднородно легированный полупроводник нарушается равновесие в кристалле и возникают потоки электронов и дырок. Рассматривая уравнение для этих токов и используя условие электронейтральности, можно получить значение полного тока и величину полной напряженности электрического поля в объеме. Эта напряженность состоит из токового электрического поля и поля Дембера. Третьим слагаемым является напряженность встроенного поля

$$E_v = - \frac{kT}{q} \frac{b}{(b+1)p + bN(x)} \frac{dN_d}{dx}. \quad (2)$$

Здесь —  $b = \mu_n/\mu_p$  отношение подвижностей электронов и дырок,  $N(x)$  — функция распределения примеси,  $p$  — концентрация дырок. При низких уровнях инжекции ( $p \ll N_d$ ) эта напряженность совпадает с  $E_v$  для невозмущенного кристалла (1). При больших уровнях инжекции роль встроенного поля ослабевает.

Отметим характерные особенности инжекционных токов в полупроводниках с градиентом концентрации мелкой примеси  $N(x)$ . Чтобы получить величину падения напряжения на неоднородно легированном материале, нужно знать вид распределения инжектированных носителей заряда. Для этого решалось биполярное уравнение непрерывности (в статических условиях) при

низком уровне инжекции. В аналитическом виде это решение приводится либо в дрейфовом, либо в диффузионном приближении в предположении малости дрейфа дырок в диффузионном поле Дембера. Дрейфовое приближение справедливо для достаточно длинных диодов. Однако, как правило, в этом случае выполняется соотношение  $(I/qD_n) \gg (dN/dx)$  (здесь  $I$  — плотность тока,  $D_n$  — коэффициент диффузии основных носителей заряда), т. е. токовое поле значительно превышает встроенное квазиэлектрическое поле. При этом градиент концентрации примеси практически не влияет на распределение носителей заряда, а, следовательно, и на токи двойной инжекции. Это значит, что область токов, зависящих от напряженности квазиэлектрического поля, весьма узкая. Более интересным является случай полупроводника, неоднородно легированного глубокой компенсирующей примесью. Нами показано, что при этом действие встроенного поля проявляется в более широком диапазоне токов. Существенно изменяется при этом уравнение биполярного переноса инжектированных дырок в связи с появлением координатной зависимости для времени жизни носителей заряда. Встроенное поле изменяется с уровнем инжекции и существует в различных диапазонах токов в зависимости от степени заполнения глубокого уровня носителей заряда.

Неоднородным легированием базы можно управлять крутизной вольт-амперной характеристики (ВАХ) длинного диода. Зависимость вида ВАХ от знака градиента концентрации примеси можно объяснить в терминах рекомбинационного механизма [2]. Если инжектирующий контакт находится с той стороны образца, где концентрация примесей максимальна, то инжектированные носители попадают в область с большой концентрацией рекомбинационных центров. Рекомбинируя на них в приконтактной области, носители заряда протягиваются на меньшую глубину. Величина протекающего тока при данном напряжении меньше, чем в случае равномерного распределения примеси. При инжекции в базу со стороны с меньшей концентрацией примесей длина протягивания носителей заряда возрастает, растет и ток при фиксированном напряжении. Из-за большей крутизны прямой ВАХ можно ожидать большей фоточувствительности у такой структуры, чем у диода с равномерно легированной базой.

В соответствии с анализом инжекционного усиления, коэффициент инжекционного усиления зависит от крутизны ВАХ [3]. Нами проведено сравнение крутизны ВАХ длинного диода с неравномерно легированной базой с крутизной ВАХ аналогичной структуры, в базе которой примеси распределены равномерно. На «квадратичном» участке ВАХ ( $I \sim V^2$ ) коэффициент инжекционного усиления фототока для  $p-i-n$  структуры с однородно легированной базой  $n$ -типа проводимости  $k = 9/8 \cdot \tau_p/t_p$ , где  $\tau_p$  — время жизни дырок,  $t_p$  — время пролета инжектированных дырок через базу диода [1]. При наличии градиента концентрации примеси

$$k = \frac{9}{8} \frac{\bar{\tau}_p}{t_p} k_v. \quad (3)$$

Здесь  $\bar{\tau}_p$  — время жизни дырок в образце с усредненной концентрацией примеси,  $k_v$  — коэффициент, определяющий различие в крутизне ВАХ структур с градиентом концентрации примеси и без него. Для  $k_v$  получено соотношение

$$k_v = (1 + \frac{\mu_n t_n}{d} E_v). \quad (4)$$

Неоднородное легирование базы диода может служить средством управления крутизной ВАХ инжекционного фотодиода и позволяет увеличить коэффициент инжекционного усиления, когда  $k_v > 1$ . Введена величина  $\eta = ad$ , где  $a$  — параметр, показывающий со стороны какого контакта создавался градиент примеси (диффузия):  $a < 0$  при диффузии со стороны инжектирующего контакта,  $a > 0$  — при диффузии со стороны тылового контакта;  $d$  — длина базы. Анализ показал, что  $k_v > 1$  во всем диапазоне значений  $\eta$  при  $\eta > 0$ , когда  $(dN_a/dx) \neq 0$  и в достаточно большом диапазоне величин  $\eta$  при  $(dN_d/dx) \neq 0$  (рис. 1).

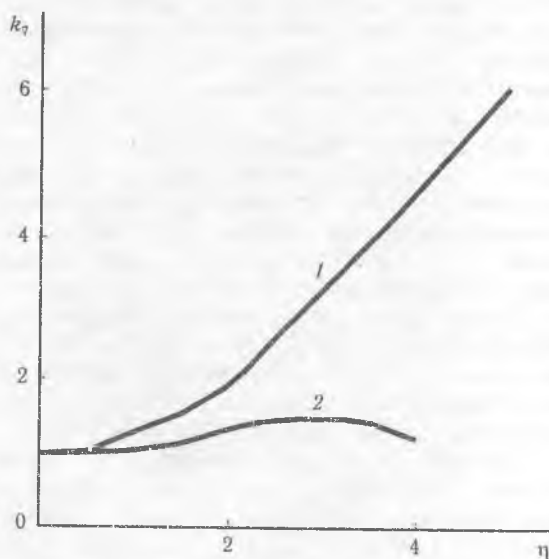


Рис. 1. Зависимость  $k_v$  от  $\eta$ :

1 —  $dN_a/dx \neq 0$ ,  $N_a(x) = \text{const}$ ; 2 —  $dN_d/dx \neq 0$ ,  $N_d(x) = \text{const}$

Нами исследовались структуры на основе кремния  $n$ -типа, легированного фосфором. Глубокой компенсирующей примесью служило золото, которое вводили в Si диффузионным методом. При длине базы  $d = 0,19$  мм отношение концентраций Au на противоположных сторонах кремниевой пластины составляет около 20 ( $\eta = 3$ ,  $a = 2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ ). Изготавливались  $p^+-i-n^+$  структуры, в которых инжекция дырок происходила как со стороны больших  $\eta < 0$ , так и со стороны меньших  $\eta > 0$  концентраций золота. На рис. 2 показаны зависи-

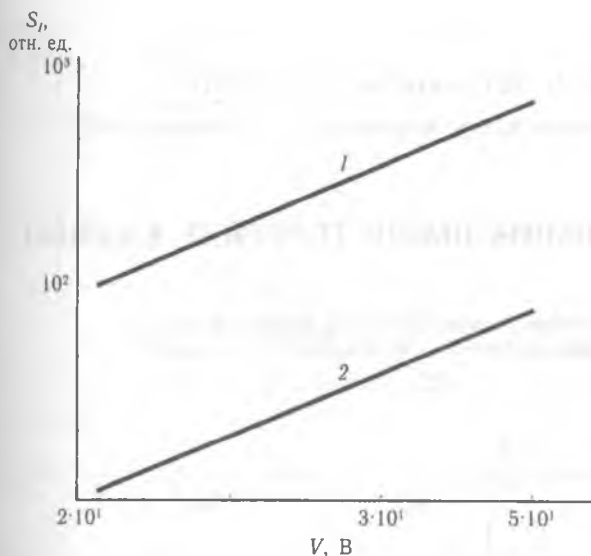


Рис. 2. Зависимость токовой фоточувствительности  $S_i$  от напряжения  $V$  при  $dN_A/dx \neq 0$

1 —  $\eta > 0$ ; 2 —  $\eta < 0$ .  $h\nu = 0,6$  эВ,  $T = 77$  К

мости токовой фоточувствительности  $S_i$  от напряжения смещения при примесной засветке

( $h\nu \approx 0,6$  В) для диодов с  $\eta < 0$  и  $\eta > 0$ , изготовленных на одной пластине кремния в едином технологическом цикле. Отношение между значениями  $S_i$  при фиксированном напряжении составляет примерно 10.

Таким образом, путем неоднородного легирования базы  $p-i-n$  структуры можно управлять фоточувствительностью инжекционных фотодиодов. Тянувшее встроенное поле приводит к росту фотоэлектрического инжекционного усиления в  $(1 + \frac{\mu_n t_n}{d} E_V)$  раз.

#### Литература

1. Kurmashev Sh., Stafeev V., Vikulin I., Sofronkov A. Injektion-amplification IR-photodiodes // Proc. SPIE. — 1997. — Vol. 3182. — P. 59—67.
2. Силина И. М., Курмашев Ш. Д., Видулин И. М. Инжекционное усиление фототока в неоднородно легированном полупроводнике // ФТП. — 1996. — Т. 20. — Вып. 12. — С. 2233—2236.
3. Kurmashev Sh., Gradoboev A. et al. Injektion-amplification Ge:Hg-photosensors // Proc. of the «Euroensors-XI». — Warsaw, Poland, 1997. — Vol. 3. — P. 1493—1494.