

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ИСКУССТВЕННО АНИЗОТРОПНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЕ С КОЛЬЦЕВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Г. Г. Бабичев, В. Н. Гузь, И. П. Жадько, С. И. Козловский,
В. А. Романов

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 19.02.1992. Принята к печати 10.04.1992)

Экспериментально и теоретически исследуется перераспределение инжектированных носителей в исходно изотропной по электропроводности полупроводниковой пластине с кольцевыми электродами. Перераспределение является следствием наведенной деформацией анизотропии электропроводности.

Экспериментальные исследования, проведенные на кремниевых структурах, находятся в соответствии с расчетом.

Введение. Ранее [1] в связи с проблемой поиска новых принципов создания эффективных тензоэлектрических преобразователей нами был исследован эффект перераспределения электрического потенциала в пластине p -Si с кольцевыми омическими контактами при ее одноосной деформации. Если в проводимости участвуют носители заряда двух знаков, то наряду с перераспределением потенциала в этих условиях может возникать и пространственное перераспределение концентрации носителей заряда.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследовано пространственное перераспределение инжектированных носителей тока в исходно изотропной по проводимости полупроводниковой пластине с кольцевыми электродами при ее одноосной деформации, приводящей к анизотропии электропроводности.

Неравновесные носители инжектируются внутренним электродом (эмиттером) радиусом R_1 . Внешний кольцевой электрод радиусом R_2 образует омический контакт с материалом пластины.

Теоретическое рассмотрение

Рассмотрим полупроводниковую пластину ($R_1^2 < x^2 + y^2 < R_2^2$) n -типа проводимости, при одноосной деформации которой возникает анизотропия подвижности неосновных носителей (дырок) в плоскости xy .

Теоретический анализ проведем в приближениях:

а) квазинейтральности и малого уровня инжекции, когда $n - n_0 \cong p - p_0 = \Delta p < n_0$, где n (n_0) и p (p_0) — полные (равновесные) концентрации электронов и дырок соответственно;

б) отсутствия анизотропии электропроводности основных носителей заряда;

в) малых деформаций, когда параметр анизотропии $a_{xy} = \mu_{pxy}/\mu_{pyy}$, где μ_{pij} ($i, j = x, y$) — компоненты тензора подвижности дырок, и $\mu_{pxx} \approx \mu_{pyy} \approx \mu_p$, удовлетворяет условию $|a_{xy}| \ll 1$.

В рамках принятых допущений пространственное распределение неравновесных носителей заряда можно найти из решения уравнения

$$D_p \left[\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial y^2} + 2a_{xy} \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x \partial y} + \frac{\partial \Delta p}{\partial y} \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial y} + a_{xy} \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \right) + \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial x} + a_{xy} \frac{\partial \varphi_0}{\partial y} \right) + 2a_{xy} \Delta p \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x \partial y} \right] - \frac{p - p_0}{\tau} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями

$$D_p \frac{\partial \Delta p}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = -G_p, \quad (2)$$

$$\Delta p \Big|_{r=R_2} = 0, \quad (3)$$

где G_p — величина, пропорциональная плотности тока, протекающего через внутренний электрод; D_p — коэффициент диффузии дырок; τ — время жизни неравновесных носителей заряда, $\varphi_0(x, y) = e\Phi_0(x, y)/kT$; $\Phi_0(x, y)$ — величина электрического потенциала в точке с координатами x, y при отсутствии инжекции; r — текущий радиус: $r^2 = x^2 + y^2$.

С учетом принятых допущений распределение потенциала имеет вид (см., например, [1])

$$\Phi_0 = \left(\ln^{-1} \frac{R_1}{R_2} \right)^{-1} \left[\Phi_1 \ln \frac{r}{R_2} + \Phi_2 \ln \frac{R_1}{r} \right], \quad (4)$$

где Φ_1 и Φ_2 — потенциалы на кольцевых электродах R_1 и R_2 соответственно.

В первом приближении по параметру анизотропии решение уравнения (1) с учетом (2)–(4) в полярных координатах (r, θ) имеет вид

$$\Delta p(r, \theta) = \Delta p_0(z) + a_{xy} \Delta p_1(z) \sin z\theta, \quad (5)$$

где

$$\Delta p_0(z) = z' [C_1^0 K_\nu(z) + C_2^0 I_\nu(z)],$$

$$\Delta p_1(z) = z'_2 [F(z, z_1) + C_1^1 K_{\nu+1}(z) + C_2^1 I_{\nu+1}(z)], \quad (6)$$

$$F(z, z_1) = \int_{z_1}^z [I_{\nu+1}(t) K_{\nu+1}(z) - K_{\nu+1}(t) I_{\nu+1}(z)] h(t) dt,$$

$$h(t) = C_2^0 [2I_{\nu+1}(t) - tI_\nu(t)] - C_1^0 [2K_{\nu+1}(t) + tK_\nu(t)], \quad (7)$$

$z = r/L$, $L = \sqrt{D_p \tau}$ — диффузионная длина неравновесных носителей заряда, $z_1 = R_1/L$; $\nu = (\Phi_1 - \Phi_2) e/2kT \ln(R_1/R_2)$, $\nu > 0$; $I_\nu(z)$ и $K_\nu(z)$ — Бесселевы функции первого и второго рода соответственно от мнимого аргумента.

Величины констант $C_{1,2}^{0,1}$ определяем из условий на границах пластины $z_1 = R_1/L$, $z_2 = R_2/L$:

$$\frac{\partial \Delta p_0}{\partial z} \Big|_{z=z_1} = -\frac{G_p L}{D_p}, \quad \Delta p_0 \Big|_{z=z_2} = 0; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Delta p_1}{\partial z} \Big|_{z=z_1} = 0, \quad \Delta p_1 \Big|_{z=z_2} = 0. \quad (9)$$

$$C_1^0 = \frac{GL}{D_p z_1'} \left[K_{\nu-1}(z_1) + \frac{K_{\nu}(z_2)}{I_{\nu}(z_2)} I_{\nu-1}(z_1) \right]^{-1}, \quad (10)$$

$$C_2^0 = -\frac{GL}{D_p z_1'} \left[I_{\nu-1}(z_1) + \frac{I_{\nu}(z_2)}{K_{\nu}(z_2)} K_{\nu-1}(z_1) \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$C_1^1 = \frac{F(z_2, z_1)}{K\sqrt{\nu^2+4}(z_2) - I\sqrt{\nu^2+4}(z_2)} \frac{(\nu - \sqrt{\nu^2+4})K'\sqrt{\nu^2+4}(z_1) - z_1K\sqrt{\nu^2+4} - 1(z_1)}{(\nu - \sqrt{\nu^2+4})I\sqrt{\nu^2+4}(z_1) + z_1I\sqrt{\nu^2+4} - 1(z_1)} \quad (12)$$

$$C_2^1 = \frac{F(z_2, z_1)}{I\sqrt{\nu^2+4}(z_2) - K\sqrt{\nu^2+4}(z_2)} \frac{(\nu - \sqrt{\nu^2+4})I\sqrt{\nu^2+4}(z_1) + z_1I\sqrt{\nu^2+4} - 1(z_1)}{(\nu - \sqrt{\nu^2+4})K\sqrt{\nu^2+4}(z_1) - z_1K\sqrt{\nu^2+4} - 1(z_1)} \quad (13)$$

Проанализируем выражение (5). При отсутствии анизотропии электропроводности ($a_{xy} = 0$) распределение концентрации неравновесных носителей тока имеет радиальную симметрию. Вид распределения $\Delta p(z)$ зависит от величины $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$, а также от соотношения между геометрическими размерами структуры и диффузионной длиной неравновесных носителей заряда. На рис. 1, 2 показаны зависимости $\Delta p_0(z)$, $\Delta p_1(z)$ для полупроводниковой пластины, ограниченной радиусами $R_1 = 25$, $R_2 = 125$ мкм при различных величинах $\Delta\Phi$ и L .

Как видно из рис. 1, 2, с ростом $\Delta\Phi$ и L (т. е. с уменьшением z) распределение концентрации неравновесных носителей заряда $\Delta p_0(z)$ становится более однородным.

При наличии деформации, создающей анизотропию электропроводности, радиальная симметрия распределения концентрации неравновесных носителей

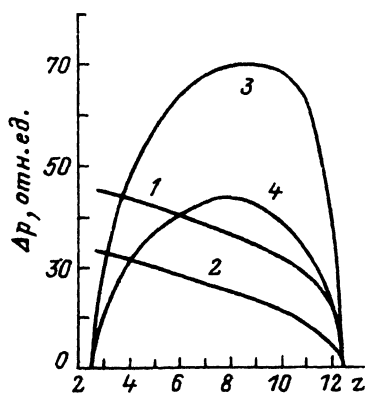


Рис. 1. Зависимости $\Delta p_0(z)$ (1, 2), $\Delta p_1(z)$ (3, 4) при $L = 10$ мкм. Разность потенциалов на границах пластины, В: 1, 3 — 3.75; 2, 4 — 2.5.

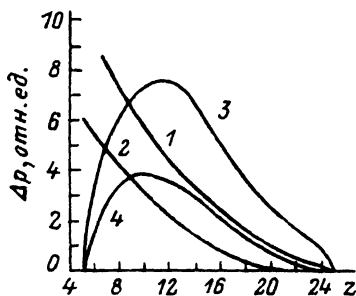


Рис. 2. Зависимости $\Delta p_0(z)$ (1, 2), $\Delta p_1(z)$ (3, 4) при $L = 5$ мкм. Разность потенциалов на границах пластины, В: 1, 3 — 3.75; 2, 4 — 2.5.

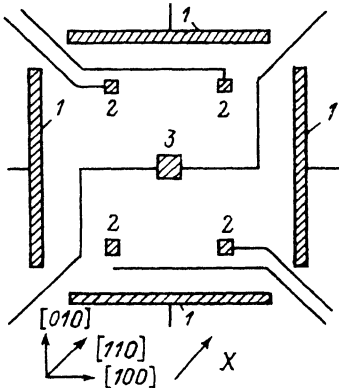


Рис. 3. Топология чувствительного элемента и его кристаллографическая ориентация.

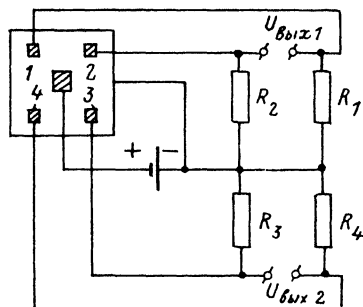


Рис. 4. Схема включения чувствительного элемента.

нарушается, и линии одинаковой концентрации принимают вид эллипсов, вытянутых в направлении максимальной подвижности.

Следовательно, если на окружности заданного радиуса в пределах пластины разместить точечные коллекторные $p-n$ -переходы, регистрирующие при их смещении в обратном направлении концентрацию неравновесных носителей, то в отсутствие деформации токи коллекторов будут одинаковы и разностный сигнал, который можно снять с нагрузочных сопротивлений в цепях коллекторов, при прочих равных условиях будет равен нулю. При деформации, создающей анизотропию проводимости, произойдет изменение величин коллекторных токов, пропорциональное изменению концентрации неравновесных носителей заряда вблизи коллекторов, и, значит, на нагрузочных сопротивлениях будет возникать разностный сигнал. Величина изменения концентрации неравновесных носителей вблизи коллектора, согласно (5)—(7), зависит от ряда параметров. В частности, при прочих равных условиях максимальный разностный сигнал будет возникать между коллекторами, которые лежат в направлении главных компонент тензора электропроводности ($\sin 2\theta = \pm 1$).

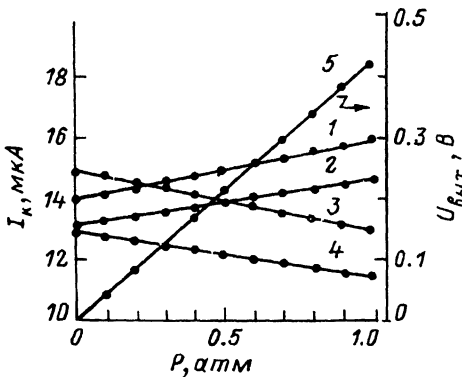
Величина модуля радиуса, при котором разностный сигнал достигает максимального значения, определяется максимумом $\Delta p_1(z)$. Как видно из рис. 1, 2, величина $\Delta p_1(z)$ достигает своего максимального значения при $z = 9 \div 11$. Максимальное относительное изменение концентрации η ($\eta = \Delta p_{1 \max} / \Delta p_0$) при величинах $a_{xy} = 0.1$ и $\Delta \Phi = 2 \div 3$ В достигает в этом случае $20 \div 25\%$.

Экспериментальные результаты

Для экспериментальной проверки приведенных выше расчетов методами интегральной технологии были изготовлены датчики давления на основе стандартной пластины p -Si с удельным сопротивлением $\rho \approx 5$ Ом·см.

Чувствительный элемент был сформирован на эпитаксиальном слое n -типа ($\rho = 10$ Ом·см, толщина слоя 10 мкм). Конструкция элемента и его кристаллографическая ориентация схематично показаны на рис. 3. Четыре омических контакта (1) алюминиевой разводкой соединены между собой и образуют внешний базовый электрод в виде квадрата с длиной сторон 250 мкм. Внутри ограниченной им базовой области были размещены четыре коллекторные площадки (2) (5×5 мкм) и эмиттерная площадка (50×50 мкм, внутренний электрод). Вся структура в целом была ограничена в результате проведения разделительной диффузии бора на глубину 12 мкм. В соответствии с расчетом коллекторные площадки были сформированы на расстоянии $\sim 10 L$ от центра эмиттера. При

Рис. 5. 1—4 — зависимости величины коллекторных токов I_c от давления P на мембране; $\Delta\Phi = 3.75$ В; номер кривой соответствует номеру коллектора на рис. 4; 5 — нагрузочная характеристика датчика давления; $\Delta\Phi = 4$ В.



этом было учтено то обстоятельство, что при подаче обратного смещения на разделительный $p-n$ -переход, отделяющий эпитаксиальный слой от подложки, эффективная диффузионная длина L в нашем случае становится порядка толщины слоя (подробнее см. [2]).

Чувствительный элемент размещался в центре профилированной с двумя жесткими островками мембраны (подробнее см. [1]), которая трансформировала равномерно распределенную по ее поверхности нагрузку в одноосную деформацию ее центральной части.

Для рассматриваемой в нашем случае кристаллографической ориентации чувствительного элемента величина параметра анизотропии a_{xy} связана с величиной одноосного механического напряжения X соотношением

$$a_{xy} = \Pi_{44}^{(p)} X / 2, \quad (14)$$

где $\Pi_{44}^{(p)}$ — сдвиговый пьезорезистивный коэффициент для кристаллов Si p -типа. Заметим, что для указанной кристаллографической ориентации параметр анизотропии подвижности дырок более чем на порядок превосходит этот параметр для электронов, т. е. $|\Pi_{44}^{(a)} / \Pi_{44}^{(p)}| \ll 1$. Приведенное неравенство позволяет пренебречь анизотропией электропроводности основных носителей тока, что и сделано при теоретическом рассмотрении.

На рис. 4 изображена схема включения чувствительного элемента датчика давления. Разделительный $p-n$ -переход смещался в обратном направлении подачи на его p -область потенциала внешнего электрода. На рис. 5 представлены зависимости коллекторных токов от деформации при $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 0$ (рис. 4) и нагрузочная характеристика датчика давления. Как видно из рис. 5, вид зависимостей тока коллекторов от давления качественно согласуется с расчетным ходом этих кривых. Экспериментальная величина относительного изменения коллекторного тока при деформации ($X \approx 800$ кГ/см², чему соответствует $a_{xy} = -5.5 \times 10^{-2}$) составляла $\sim 13\%$, что находится в соответствии с ее расчетным значением $\sim 14\%$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. Н. Гузь, И. П. Жадько, С. И. Козловский, В. А. Романов. ФТП, 24, 409 (1990).
- [2] Г. Г. Бабичев, В. Н. Гузь, И. П. Жадько, С. И. Козловский, В. А. Романов. ФТП, 26, 1244 (1992).

Редактор: Л. В. Шаронова