

УДК 621.382

В. С. Осадчук, д. т. н., проф.; А. В. Осадчук, д. т. н., проф.;
Н. Л. Билоконь, к. т. н., доц.; А. А. Кривошея

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Показано влияние давления на полупроводниковые структуры. Определены теоретические зависимости данного влияния на электрофизические параметры полупроводниковых структур.

Ключевые слова: давление, деформация, сенсоры, полупроводник.

Введение

Интенсивное развитие разнообразных по строению и свойствам сенсоров связано с автоматизацией систем управления, контролем разнообразных технологических процессов. При этом исследования в области создания таких сенсоров направлены на улучшение их основных параметров: повышение чувствительности, линейности, стабильности, экономичности, уменьшение времени срабатывания, габаритов, эффективности интеграции с микропроцессорными средствами обработки измерительной информации.

В данной работе исследованы деформационные эффекты в полупроводниковых структурах под воздействием давления. Определены теоретические зависимости описанного влияния на электрофизические параметры полупроводниковых структур. С помощью таких зависимостей может быть смоделировано поведение полупроводниковых приборов под воздействием давления.

Теоретические исследования

В качестве основных электрофизических параметров, изменяющихся под воздействием давления выступают смещения энергетических уровней полупроводника [1, 2] и изменение эффективных масс и подвижностей носителей тока [3, 4]. В примесных полупроводниках время жизни носителей тока мало зависит от давления [3].

При деформации полупроводника под действием давления происходит смещение дна зоны проводимости и вершины валентной зоны с соответствующим расслоением их краев. Изменение положения валентной зоны ΔE_v и расслоение ее вершины под действием давления определяются выражением [5]:

$$\Delta E_v(P) = a\Delta \pm \sqrt{\Omega_\varepsilon}, \quad (1)$$

где

$$\Omega_\varepsilon = b^2 \left[(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})^2 + (\varepsilon_{22} - \varepsilon_{33})^2 + (\varepsilon_{33} - \varepsilon_{11})^2 \right] + d^2 (\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{13}^2 + \varepsilon_{23}^2), \quad (2)$$

где a, b, d – константы деформационного потенциала для валентной зоны;

Δ – изменение объема полупроводникового материала при действии давления.

$$\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}, \quad (3)$$

где ε_{ij} – компоненты тензора деформации.

Изменение положения зоны проводимости при отсутствии деформации сдвига и ее расслоение под действием давления описывается выражением:

$$\Delta E_{ci}(P) = \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{ii}, \quad (4)$$

где Ξ_d и Ξ_u – константы деформационного потенциала для зоны проводимости; индекс

$i = 1, 2, 3$ (индекс $i = 1$ соответствует энергетическим минимумам, размещенным в направлении $\langle 100 \rangle$ и обратному к ним, аналогично индексы $i = 2$ и $i = 3$ – направления $\langle 010 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$ соответственно и обратные к ним).

При наличии деформации сдвига изменение положения зоны проводимости и ее расслоение под действием давления описываются общим выражением:

$$\Delta E_{ci}(P) = \Xi_d \Delta + \Xi_u \varepsilon_{ii} + \Delta E / 4 - 2 |\Xi_u \varepsilon_{ff}|, \quad (5)$$

где ΔE – разность между нижними уровнями при отсутствии давления; Ξ_u – константа деформационного потенциала, характеризующая влияние деформации сдвига; $f \neq j \neq i$ – индексы ($f = 1, 2, 3$).

Эффективная ширина запрещенной зоны в деформированном полупроводнике $E_g(P)$ определяется как расстояние между расслоенными ближайшими уровнями валентной зоны и зоны проводимости. Величина ее изменения под действием давления $\Delta E_g(P)$ будет равна [4]:

$$\Delta E_g(P) = \Delta E_c(P) - \Delta E_v(P), \quad (6)$$

где $\Delta E_v(P)$ – сдвиг уровня валентной зоны, который в результате деформации под влиянием давления оказался верхним; $\Delta E_c(P)$ – сдвиг минимума зоны проводимости, который оказался нижним.

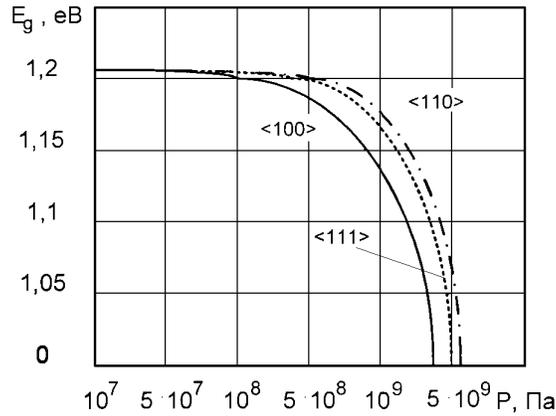


Рис. 1. Зависимость ширины запрещенной зоны от давления

При довольно больших значениях давления (для кремния $P > 10^7$ Па) происходит перетекание электронов только на нижние минимумы зоны проводимости, поэтому эффективная масса электронов фактически остается неизменной. Величины эффективных масс дырок при больших значениях давления обусловлены значением эффективной массы верхних уровней валентной зоны при условии, что при данном значении давления $\Delta E_v \gg E(k)$, где $E(k)$ – энергия носителей тока в недеформированном полупроводнике. Так, при выполнении этого условия, для кремния эффективные массы дырок равны $m_{||}/m_0 = 0,31$, $m_{\perp}/m_0 = 0,21$.

При небольших давлениях (для кремния $P < 10^7$ Па) в процессе проводимости принимают участие все энергетические минимумы, поэтому подвижность носителей тока изменяется с давлением [3]: при довольно больших давлениях эта зависимость исчезает и все изменения характеристик полупроводниковых приборов определяются существенной зависимостью концентраций неосновных носителей тока $N_{неос}(n_p, p_n)$ и собственной концентрации носителей тока n_i от давления.

Под действием давления изменение ширины запрещенной зоны $\Delta E_g(P)$ определяется по формуле (6), тогда концентрация носителей в собственном полупроводнике равна [3]:

$$n_i(P) = n_{i0} \exp[-\Delta E_g(P) / kT], \quad (7)$$

где n_{i0} – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике в
 Наукові праці ВНТУ, 2009, № 1 2

недеформированном состоянии.

Деформационный прирост Δn_i определяется выражением:

$$\Delta n_i(P) = n_{i0} \left(\exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right] - 1 \right). \quad (8)$$

Концентрации носителей заряда в области n-типа проводимости при концентрации донорной примеси $N_D \gg n_i$ под действием давления определяются выражениями [3]:

$$n_n(P) = N_D + n_{i0}^2 / N_D \exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right], \quad (9)$$

$$p_n(P) = n_{i0}^2 / N_D \exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right]. \quad (10)$$

Поскольку при отсутствии деформации $n_n(0) = N_D + n_{i0}^2 / N_D$ и $p_n(0) = n_{i0}^2 / N_D$, деформационные приросты концентраций n_n и p_n определяются общим выражением:

$$\Delta n_n(P) = \Delta p_n(P) = n_{i0}^2 / N_D \left(\exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right] - 1 \right). \quad (11)$$

Аналогично концентрации носителей заряда в области p-типа проводимости ($N_A \gg n_i$) под действием давления равны:

$$p_p(P) = N_A + n_{i0}^2 / N_A \exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right], \quad (12)$$

$$n_p(P) = n_{i0}^2 / N_A \exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right]. \quad (13)$$

Деформационные приросты концентраций электронов n_p и дырок p_p определяются выражением:

$$\Delta p_p(P) = \Delta n_p(P) = n_{i0}^2 / N_A \left(\exp \left[-\Delta E_g(P) / kT \right] - 1 \right). \quad (14)$$

На рисунке 2 графически изображены зависимости концентраций основных и неосновных носителей тока для p- и n-областей кремниевой биполярной транзисторной структуры от давления.

При малых давлениях изменение подвижности связано с пьезорезисторным эффектом, а при больших зависимость более сложная. Изменение подвижности обычно связывают с изменением массы соответствующего носителя тока [3]. Каждый эллипсоид постоянной энергии характеризуется двумя разными массами – вдоль оси эллипсоида m_{\parallel} и перпендикулярно к ней m_{\perp} . Согласно этому существуют разные подвижности: вдоль оси μ_{\parallel} и перпендикулярно к оси μ_{\perp} . Перераспределение носителей тока между уровнями при деформации приводит к изменению вклада этих двух компонент в общую подвижность по отношению к недеформированному полупроводнику.

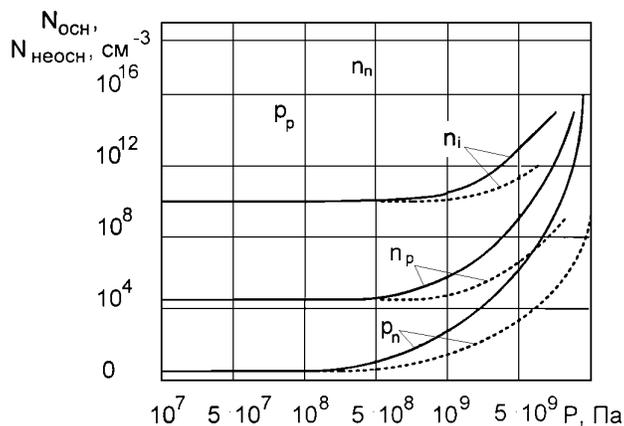


Рис. 2. Концентрации носителей тока в зависимости от давления, которое действует в направлениях — $\langle 100 \rangle$ и - - - - - $\langle 111 \rangle$

Эффективная подвижность электронов равна

$$\mu_n = \sum_{i=1}^N \frac{n_{pi}}{n_p} \mu_i, \quad (15)$$

где μ_i – подвижность электрона в i -ом минимуме по направлению тока. Величина μ_i выражается через μ_{\parallel} и μ_{\perp} .

Долины $\langle 010 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$ имеют в направлении $\langle 100 \rangle$ подвижность μ_{\perp} , а долина $\langle 100 \rangle$ – подвижность μ_{\parallel} . Итак, в недеформированном полупроводнике (кремнии) р-типа проводимости подвижность электронов вдоль кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$ равна [6]:

$$\Delta\mu_{n0} = \frac{1}{3}\mu_{\parallel} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}. \quad (16)$$

При деформации полупроводника вклад разных долин изменится и деформационный прирост подвижности электронов с учетом проведения преобразований на основе выражений (13), (15) и (16) будет составлять:

$$\Delta\mu_n(P) = \mu_{n0} \left[\frac{\left(1 + 2K \exp\left(\frac{\Delta E_{c1}(P) - \Delta E_{c2}(P)}{kT}\right)\right)}{2(1 + 2K) \left(1 + 2 \exp\left(\frac{\Delta E_{c1}(P) - \Delta E_{c2}(P)}{kT}\right)\right)} - 1 \right], \quad (17)$$

где $K = \mu_{\parallel} / \mu_{\perp} = 0,87$. $\mu_{\parallel} / \mu_{\perp}$ – фактор анизотропии подвижности.

В недеформированном полупроводнике подвижность дырок равна [3]:

$$\mu_{p0} = \frac{q\tau}{m_e^{3/2} (m_l^{1/2} + m_m^{1/2})}, \quad (18)$$

где q – заряд электрона; m_l и m_m – эффективные массы легких и тяжелых дырок; τ – время релаксации, одинаковое для обоих типов дырок.

Под действием давления подвижность дырок определяется по выражению [6]:

$$\mu_p(P) = \frac{p_1\mu_1 + p_2\mu_2}{p_1 + p_2}, \quad (19)$$

где p_1 и p_2 – концентрации дырок в верхней и нижней зонах, которые расщепились; μ_1 и μ_2 – соответствующие подвижности.

Тогда деформационный прирост подвижности дырок будет равна:

$$\Delta\mu_n(P) = \frac{q\tau}{m_e^{3/2}} \left[m_l^{\frac{1}{2}} \frac{\left(1 + \left(\frac{m_m}{m_l}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta E_{v-}(P) - \Delta E_{v+}(P)}{kT}\right)\right)}{\left(1 + \left(\frac{m_m}{m_l}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\Delta E_{v-}(P) - \Delta E_{v+}(P)}{kT}\right)\right)} - \left(m_l^{\frac{1}{2}} + m_m^{\frac{1}{2}}\right) \right], \quad (20)$$

где $\Delta E_{v+}(P)$ – деформационный прирост положения вершины валентной зоны при деформации; $\Delta E_{v-}(P)$ – деформационный прирост положения нижней ветви валентной зоны при деформации.

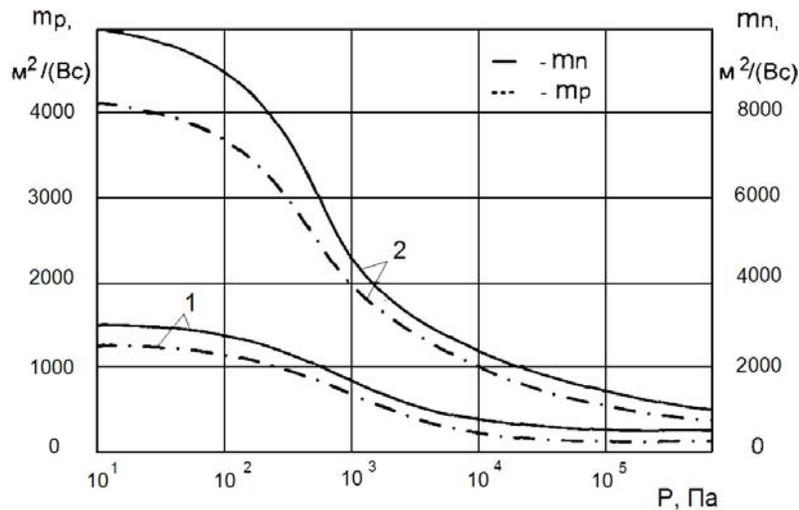


Рис. 3. Зависимость подвижностей носителей заряда от давления

Если электрическое поле E , плотность тока j и механическое напряжение ζ направлены вдоль одной кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$, то отношение E/j равно [7]:

$$E / j = \rho_0 + \Delta\rho = \rho_0(1 + \tau_1 \zeta), \quad (21)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление материала при $\zeta = 0$; τ_1 – коэффициент пьезосопротивления, зависящий от кристаллографического направления в полупроводниковом материале

$$\tau_1 = \tau_{11} + 2(\tau_{44} + \tau_{12} - \tau_{11}) \cdot (l^2 m^2 + l^2 n^2 + m^2 n^2), \quad (22)$$

где τ_{11} , τ_{12} , τ_{44} – коэффициенты пьезосопротивления для кубических кристаллов; l , m , n – направляющие косинусы углов между направлением действия давления P и избранными кристаллографическими осями Ox_1 , Ox_2 , Ox_3 соответственно.

Таким образом, деформационный прирост удельного сопротивления полупроводникового материала $\Delta\rho$ определяется на основе выражения [8]

$$\Delta\rho(P) = \rho_1 \tau_1 \zeta. \quad (23)$$

Выводы

Исследованы деформационные эффекты в полупроводниковых структурах под воздействием давления. Определены теоретические зависимости данного влияния на электрофизические параметры полупроводниковых структур, с помощью которых может быть смоделировано поведение полупроводниковых приборов под воздействием давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блейкмор Дж. Физика твердого тела: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 608 с.
2. Маделунг О. Теория твердого тела: Пер с нем. / Под ред. А.И. Ансельма. – М.: Наука, 1980. – 416 с.
3. Полякова А.Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. – М.: Энергия, 1979. – 168 с.
4. Захаров Н.П., Багдасарян А.В. Механические явления в интегральных структурах. – М.: Радио и связь, 1992. – 144 с.
5. Багдасарян А.В., Шермергор Г.Д., Захаров Н.П., Сергеев В.С. Оценка влияния напряжено деформированного состояния кремниевых пластин на смещение экстремумов энергетических зон // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. – 1986. – №5. – С. 21-30.
6. Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. Свойства материалов. Справочник. – К.: Наукова думка, 1975. – 704 с.
7. Ваганов В.И. Интегральные тензопреобразователи. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 136 с.
8. Ильинская Л.С., Подмарьков А.Н. Полупроводниковые тензодатчики. – М.: Энергия, 1974. – 185 с.

Осадчук Владимир Степанович – д. т. н., профессор, заведующий кафедрой электроники;

Осадчук Александр Владимирович – д. т. н., заведующий кафедрой радиотехники;

Билоконь Наталия Леонидовна – к. т. н., доцент кафедры электроники;

Кривошея Андрей Александрович – аспирант кафедры электроники.
Винницкий национальный технический университет.