



MATERIÁLY

VIII MEZINÁRODNÍ VĚDECKO-PRAKTICKÁ KONFERENCE



**VZNIK MODERNÍ VĚDECKÉ –
2012**

27.09.2012 - 05.10.2012

**Díl 18
Technické vědy
Moderní
informační
technologie**



Praha
Publishing House
«Education and Science» s.r.o.

Д.т.н., проф. Осадчук О. В., Осадчук Я. О.
Вінницький національний технічний університет, Україна

ФІЗИЧНИЙ МЕХАНІЗМ ДІЇ ТИСКУ НА НАПІВПРОВІДНИКИ

Розробка напівпровідникових тензоперетворювачів почалися відразу після відкриття Ч. С. Смітом у 1953 році тензорезистивного ефекту у германію та кремнію. У теперішній час досягнуті значні результати теоретичних і експериментальних досліджень, в яких розглянуті як фізичні ефекти, що виникають при деформації напівпровідників, так і можливості використання цих ефектів у сенсорах [1–8].

Фізична причина деформаційних ефектів полягає у зміщенні енергетичних рівнів напівпровідника при дії деформації і зв'язана з цим зміна енергетичного спектру електронів і дірок в залежності від деформації, а це приводить до зміни електричних характеристик напівпровідника [3, 5]. В однорідних напівпровідниках зміщення енергетичних рівнів приводить до залежності опору від деформації, тобто виникає тензорезистивний ефект [2, 6, 7]. При дії деформації на р-п перехід або на інший напівпровідниковий прилад електричні характеристики приладу виявляються функціями тиску [3, 5]. Розглядаючи зонну структуру такого напівпровідника, як кремній, слід відзначити, що зона провідності має шість еквівалентних мінімумів, де Δ_1 – набір мінімумів, які розташовані в кристалографічному напрямку $\langle 100 \rangle$. Валентна зона має максимум при $\vec{K} = 0$, де \vec{K} хвильовий вектор електрона, причому біля її вершини існує двократне виродження по енергії. Якщо напівпровідник підлягає дії деформації, то його симетрія у загальному випадку зменшується і змінюється спектр електронів. При цьому відбувається повне або часткове виродження спектру.

Для визначення спектру електронів у деформованому кристалі використовується теорія збудження [5]. Зміну енергії з малими деформаціями можна подати у вигляді [5]

$$\Delta E^{(n)}(\vec{K}, \varepsilon_{ik}) = E_n^{(n)}(\vec{K}, \varepsilon_{ik}) - E_0^n(\vec{K}) = \sum_{ij} D_{ij}^{(n)} \varepsilon_{ij}, \quad (1)$$

де ε_{ik} – тензор деформації

$$\varepsilon_{ik} = 1/2 \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

де U_i – складова вектора зміщення точки кристалічної ґратки при деформації, $E_n^{(n)}(\vec{K}, \varepsilon_{ik})$ і $E_0^n(\vec{K}, \varepsilon_{ik})$ – енергії електрона в n-ій зоні, відповідно в

деформованому і недеформованому кристалі, $D_{ij}^{(n)}$ – константи деформаційного потенціалу. В системі координат, яка співпадає з головними осями тензора $D_{ij}^{(n)}$, зміщення кожного екстремуму зони провідності описується виразом [5]

$$\Delta E(\varepsilon) = D_{11}\varepsilon_{11} + D_{22}\varepsilon_{22} + D_{33}\varepsilon_{33} = \Xi_d(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u\varepsilon_{33}, \quad (3)$$

де $\Xi_d = D_{11} = D_{22}$ – стала, яка характеризує вплив всебічного стиснення, а $\Xi_u = D_{33} - D_{11}$ – вплив одноосної деформації. У кремнію енергетичні мінімуми зони провідності розташовані за напрямками $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ і зворотному рівні (типу Δ_1), тоді зміщення рівнів при деформації для перших трьох мінімумів буде дорівнювати [5]

$$\Delta E_{11}[100] = \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_{11}; \quad \Delta E_{22}[010] = \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_{22}; \quad \Delta E_{33}[001] = \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_{33}, \quad (4)$$

де Δ – зміна об'єму при деформації, яка дорівнює $\Delta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$.

У загальному вигляді вираз (4) можна зобразити рівнянням

$$\Delta E_i = \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_i, \quad (5)$$

де i – позначка, яка набуває значення 1, 2, 3. При значних деформаціях зсуву в деяких випадках мінімуми зони провідності можуть зміститись до краю зони Брілюена і тоді деформаційна зміна енергії екстремумів дорівнює [5]

$$\begin{aligned} \Delta E_1 &= \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_{11} + \Delta E/4 - 2|\Xi'_u\varepsilon_{23}|; \quad \Delta E_2 = \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_{22} + \Delta E/4 - 2|\Xi'_u\varepsilon_{13}|; \\ \Delta E_3 &= \Xi_d\Delta + \Xi_u\varepsilon_{33} + \Delta E/4 - 2|\Xi'_u\varepsilon_{12}|, \end{aligned} \quad (6)$$

де ΔE – різниця енергій між тими рівнями, які є нижніми, якщо відсутня деформація, Ξ'_u – стала деформаційного потенціалу, яка характеризує вплив зсуву. Це означає, що деформація зсуву ε_{23} викликає розщеплення екстремуму, який знаходиться у напрямку $\langle 100 \rangle$. Оскільки вершина валентної зони в недеформованому стані вироджена у точці $\vec{K} = 0$, то деформаційна зміна валентної зони має складніший характер. Енергія дірок за відсутності деформації описується виразом [5]

$$E_{1,2}(\vec{K}) = AK^2 \pm \sqrt{\xi_K}, \quad (7)$$

а у деформованому кристалі [5]

$$E_{1,2}(\vec{K}\varepsilon) = AK^2 + a\Delta \pm \sqrt{\xi_K + \xi_\varepsilon + \xi_{\varepsilon K}}, \quad (8)$$

$$\text{де } \xi_K = B^2 K^4 + C^2 (K_1^2 K_2^2 + K_2^2 K_3^2 + K_3^2 K_1^2), \quad K^2 = K_1^2 + K_2^2 + K_3^2.$$

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

$$\xi_{\varepsilon K} = Bb \left[3(K_1^2 \varepsilon_{11} + K_2^2 \varepsilon_{22} + K_3^2 \varepsilon_{33}) - K^2 \Delta \right] + 2Dd (K_1 K_2 \varepsilon_{12} + K_1 K_3 \varepsilon_{13} + K_2 K_3 \varepsilon_{23}),$$

де A, B, C – параметри валентної зони, які характеризують ефективні маси дірок, $D^2 = C^2 + 3B^2$, a, b, d – сталі деформаційного потенціалу для валентної зони, $a\Delta$ – ізотропна деформація (наприклад, всебічне стиснення), яка приводить до зміщення зони як цілого. Анізотропна деформація дає розщеплення зон

$$E_{\nu} - E_{\nu'} = 2\sqrt{\xi_{\nu\nu'}} \quad (9)$$

де E_{ν} – розташування вершини верхньої валентної зони при деформації, а $E_{\nu'}$ – нижньої зони. Отже, зміщення і розщеплення вершини валентної зони можна показати у вигляді $\Delta E_{\nu} = a\Delta \pm \sqrt{\xi_{\nu\nu'}}$.

Якщо деформації достатньо великі, коли $\Delta E_{\nu} \ll kT$ (k – стала Больцмана, T – абсолютна температура у градусах Кельвіна), нижні мінімуми зони провідності збагачені електронами, а стеля валентної зони – дірками, тоді можна визначити відстань між найближчими рівнями валентної зони і зони провідності, тобто ширину забороненої зони у деформованому напівпровіднику [6]

$$E_{g(d)}(\varepsilon) = E_{g0} + \Delta E_{g(d)}, \quad \Delta E_{g(d)} = \Delta E_{g_{\min}} - \Delta E_{g_{\max}}, \quad (10)$$

де $\Delta E_{g_{\min}} = \Delta E_{\nu}$ – деформаційне зміщення нижнього мінімуму зони провідності, $\Delta E_{g_{\max}} = \Delta E_{\nu'}$ – деформаційне зміщення верхнього рівня валентної зони. Положення рівня Фермі під час дії деформації у загальному випадку визначається

$$E_F = \Delta E_{\nu} + E_{F0}, \quad (11)$$

де ΔE_{ν} – деформаційна зміна положення рівня Фермі. Деформаційна зміна рівня Фермі ΔE_F у напівпровіднику n -типу у випадку невідродженого напівпровідника (високі температури, малі концентрації легувальних домішок) визначається формулою [5]

$$\Delta E_F = kT \ln \left[1/n_0 \sum_{j=1}^N n_{0j} \exp(-\Delta E_j/kT) \right], \quad (12)$$

де n_0 – повна концентрація електронів у недеформованому напівпровіднику, n_{0j} – концентрація електронів у j – мінімумі, N – кількість енергетичних мінімумів, ΔE_j – деформаційне зміщення j – мінімуму. Для однотипних мінімумів при малих деформаціях $\Delta E_j \ll kT$ можна записати [5]

$$\Delta E_F = 1/N \sum_{j=1}^N \Delta E_j. \quad (13)$$

Для тих видів деформації, які приводять до однакового зміщення усіх мінімумів зони провідності, рівень Фермі зміщується разом з краєм зони $\Delta E_F = \Delta E_c$.

Для випадку сильного виродження електронів, коли деформації малі, зміщення рівня Фермі описується виразом [5]

$$\Delta E_F = \sum_{j=1}^N m_j n_{0j}^{1/3} \Delta E_j / \sum_{j=1}^N m_j n_{0j}^{1/3}. \quad (14)$$

Для однотипних рівнів зміщення рівня Фермі визначається формулою (13). Деформаційна зміна рівня Фермі в матеріалі р-типу відбувається при ізотропній деформації. Деформаційне зміщення валентних зон як цілого і зміщення рівня Фермі співпадають $\Delta E_F = \Delta E_v = a\epsilon$. Для анізотропної деформації на напівпровідник р-типу рівень Фермі не змінює.

В деформованому напівпровіднику перерозподіл електронів між рівнями приводить до зміни концентрації носіїв заряду у зоні. Концентрація у власному напівпровіднику при дії деформації дорівнює [5]

$$n_i = n_{i0} \exp(-\Delta E_{g(ef)} / kT). \quad (15)$$

Концентрації носіїв заряду у напівпровіднику n-типу ($N_d \ll n_i$) описуються виразами [5]

$$n_n = N_d + n_{i0}^2 / N_d \exp(-\Delta E_{g(ef)} / kT), \quad n_p = n_{i0}^2 / N_d \exp(-\Delta E_{g(ef)} / kT), \quad (16)$$

де N_d – концентрація донорної домішки. Аналогічні вирази можна написати для матеріалу р-типу ($N_A \ll n_i$) з акцепторними домішками N_A [5]

$$p_p = N_A + n_{i0}^2 / N_A \exp(-\Delta E_{g(ef)} / kT), \quad p_n = n_{i0}^2 / N_A \exp(-\Delta E_{g(ef)} / kT), \quad (17)$$

Якщо тиски великі, умови ($N_d \ll n_i$) і ($N_A \ll n_i$) порушуються, тоді концентрація носіїв заряду потрібно розраховувати згідно формул [5]

$$n = 1/2 N_d [(1 + 4n_i^2 / N_d^2)^{1/2} + 1], \quad p = 1/2 N_A [(1 + 4n_i^2 / N_A^2)^{1/2} - 1]. \quad (18)$$

Врахування складної зонної структури неможливо у тому випадку, коли при деформації зона розщеплюється і в процесі провідності бере участь тільки частка рівнів. Для цього випадку концентрації носіїв заряду визначаються [5]

$$n = 2 / h^3 (kT / 2\pi)^{3/2} \sum_{i=1}^N m_{ei}^{3/2} \exp[-(E_{ci} - E_F / kT)], \quad (19)$$

$$p = 2 / h^3 (kT / 2\pi)^{3/2} \sum_{j=1}^N m_{hj}^{3/2} \exp[-(E_F - E_{v0} - \Delta E_{vj} / kT)]. \quad (20)$$

Для сильно виродженого напівпровідника зміна концентрації носіїв заряду значно менша в порівнянні з невиродженим, що пов'язано із зменшенням ефекту п'єзоопору зі збільшенням концентрації легуючої домішки.

Причиною появи домішкових рівнів у забороненій зоні може бути як атоми домішок, які проникли у напівпровідник, так і різні дефекти: дислокації, порушення структури тощо. Зміна спектру електронів під час деформації напівпровідника приводить до зміщення домішкових рівнів. У випадку багатодолинної зонної структури домішковий рівень вироджений у такій же мірі, як і край зони, а деформація у рівній мірі знімає виродження у обох. При деформаційному розщепленні зони кожний з екстремумів мовби супроводжується своїм мілким домішковим рівнем. Швидкість зміщення такого рівня відносно відповідної зони звичайно на два порядки менша, ніж швидкість зміщення країв зони і зміщення ширини забороненої зони. Швидкість зміщення глибокого рівня при деформації звичайно більша, причому, як правило, кожний із глибоких рівнів характеризується своєю швидкістю зміщення. Якщо положення домішкового рівня у зоні змінюється з тиском

$$E_i = E_{i0} + \Delta E_i, \quad (21)$$

де ΔE_i – зміна енергії іонізації, то в середньому для оцінок глибоких рівнів можна вважати $\Delta E_i \approx 1/2 \Delta E_{g(cf)}$.

Перерозподіл носіїв заряду між зміщеними рівнями у деформованому напівпровіднику і зміщення домішкових центрів, які є центрами рекомбінації, приводить до зміни рухливості неосновних носіїв заряду. Якщо тиски малі, зміна рухливості зв'язана з п'єзорезистивним ефектом. Тензорезистивний (п'єзорезистивний) ефект – це зміна електричного опору напівпровідника внаслідок дії навантаження, яке створює деформацію. Опис тензорезистивного ефекту проводиться з використанням деяких понять з теорії пружності. Якщо тиски великі, залежність рухливості має складний характер. Рухливість носіїв заряду зв'язана з його масою m співвідношенням

$$\mu = \tau q / m, \quad (22)$$

де τ – середній час релаксації, який вважається незалежним від тиску. Поверхні постійної енергії електронів поблизу мінімумів у відповідних енергетичних зонах є еліпсоїди обертання з осями симетрії, які орієнтовані в кремнію по осі $\langle 100 \rangle$. Кожний еліпсоїд постійної енергії характеризується двома різними масами – уздовж осі еліпсоїда m_{\parallel} і перпендикулярно до неї m_{\perp} , яким відповідають різні рухливості – μ_{\parallel} і μ_{\perp} . Відношення рухливостей K отримало назву фактора анізотропії рухливості $K = \mu_{\perp} / \mu_{\parallel}$.

Перерозподіл носіїв заряду між енергетичними рівнями при деформації приводить до зміни внеску цих двох компонентів у загальну рухливість по відношенню до недеформованого матеріалу. Ефективна рухливість електронів [5]

$$\mu_n = \sum_{i=1}^N (n_{p_i} / n_p) \mu_i, \quad (23)$$

де μ_i – рухливість електрона в i – мінімумі уздовж напрямку струму. Величину μ_i можна визначити через μ_{\parallel} і μ_{\perp} . Наприклад, в недеформованому кремнію р-типу рухливість електронів уздовж осі $\langle 100 \rangle$ дорівнює [5]

$$\mu_{n0} = 1/3 \mu_{\parallel} + 2/3 \mu_{\perp}, \quad (24)$$

оскільки долини $\langle 010 \rangle$ і $\langle 001 \rangle$ мають в напрямку $\langle 100 \rangle$ рухливість μ_{\perp} . При дії деформації внесок різних долин змінюється. Наприклад, при одноосному стисненні кремнію уздовж осі $\langle 100 \rangle$ рухливість описується рівнянням [5]

$$\mu_{n0} = \frac{1/3 \mu_n \exp(-\Delta E_1 / kT) + 2/3 \mu_i \exp(-\Delta E_2 / kT)}{\sum_{i=1}^N \exp(-\Delta E_{g(e_i)} / kT)}. \quad (25)$$

Рухливість дірок у недеформованому кремнію має вигляд [5]

$$\mu_p = \tau q / m_M^{3/2} (m_N^{1/2} + m_T^{1/2}), \quad (26)$$

де m_N і m_T – ефективні маси легких і важких дірок у недеформованому кремнію. При деформації рухливість дірок дорівнює [5]

$$\mu_p = (p_1 \mu_1 + p_2 \mu_2) / (p_1 + p_2) = (\tau q m_N^{1/2} m_T^{-3/2}) \frac{1 + (m_T / m_N)^{1/2} K^{3/2} \exp[(\Delta E_{v1} - \Delta E_{v2}) / kT]}{1 + K^{3/2} \exp[(\Delta E_{v1} - \Delta E_{v2}) / kT]}, \quad (27)$$

де p_1 і p_2 – концентрація дірок у верхній і нижній зонах, які розщепилися, μ_1 і μ_2 – відповідні рухливості, $K = m_1 / m_2$, $(\Delta E_{v1} - \Delta E_{v2})$ – розщеплення верхини валентної зони.

У кремнію р-типу практично відсутня анізотропія рухливості дірок. Дія анізотропної деформації порушує симетрію поля гратки, що приводить до зникнення виродження, тому що стеля валентної зони легких і важких дірок зміщується на різну величину у прогилежних напрямках. Це, у свою чергу, викликає перерозподіл дірок між підзонами [8]. Перерозподіл концентрації легких і важких дірок внаслідок різниці їх рухливостей приводить до зміни провідності і опору. Зміна провідності описується рівнянням [5]

$$\Delta\sigma = q(\Delta p_1\mu_1 + \Delta p_2\mu_2) = q\Delta p(\mu_1 - \mu_2), \quad (28)$$

де $\Delta p_1 = \Delta p_2$ – деформаційна зміна концентрації дірок у верхній і нижній зонах, які розщепилися, $\Delta p_1 + \Delta p_2 = \Delta p$. Відносна зміна провідності [5]

$$\Delta\sigma / \sigma_0 = \Delta p(\mu_1 - \mu_2)(p_1\mu_1 + p_2\mu_2). \quad (29)$$

У випадку впливу деформації (розтягуючої напруженості ξ_{11}) на напівпровідник п-типу у напрямку $\langle 100 \rangle$ дно зони провідності у цьому напрямку опуститься, а в напрямку $\langle 010 \rangle$ підніметься, внаслідок чого відбудеться перерозподіл електронів між мінімумами і зміниться їх концентрація. Якщо позначити кількість електронів, які перейшли із одного мінімуму в другий через Δn , то вираз для провідності деформованого напівпровідника п-типу має вигляд

$$\sigma_g = q[(n_0 + \Delta n)\mu_{\perp} + (n_0 + \Delta n)\mu_{\parallel}] / 2 = \sigma_0 + q\Delta n(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}) / 2. \quad (30)$$

Оскільки $\mu_{\parallel} < \mu_{\perp}$, то електрична провідність деформованого напівпровідника зменшиться. Відносна зміна електропровідності

$$\Delta\sigma / \sigma_0 = (\Delta n / n_0)(\mu_{\perp} - \mu_{\parallel}) / (\mu_{\perp} + \mu_{\parallel}) = (\Delta n / n_0)(K - 1) / (K + 1). \quad (31)$$

Отже, ефект зміни електропровідності при деформації визначається зміною концентрації електронів і анізотропією ефективних мас. Якщо енергетичні рівні у паралельних долинах $\langle 100 \rangle$ зросли під час дії розтягуючої напруженості ξ_{11} уздовж цього напрямку на величину $\alpha_1\xi_{11}$, а в долинах, які розташовані уздовж осі $\langle 010 \rangle$ зменшились на величину $\alpha_2\xi_{11}$, то відношення кількості електронів у двох типах долин у відповідності до закону Больцмана для слабо легованих напівпровідників дорівнює [5]

$$n_{010} / n_{100} = \exp[(E_0 + \alpha_1\xi_{11}) / (RT)] / \exp[(E_0 - \alpha_2\xi_{11}) / (RT)] = \exp[(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11} / (RT)], \quad (32)$$

де E_0 – енергетичний рівень при $\xi_{11} = 0$, $R = 2$ кал/моль $^\circ$ К – газова стала, T – абсолютна температура. Загальна кількість електронів у долині залишається постійною і визначається [5]

$$n_0 = 2n_{100} + 4n_{1010}, \quad (33)$$

тодї електропровїднїсть можна записати у виглядї

$$\sigma = q(2n_{100} + 4n_{1010}). \quad (34)$$

Розв'язування рївнянь (32) – (34) дозволяє отримати значення

$$\rho = 1/\sigma(1 + 2\exp[(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11}/(RT)]) / n_0 q [\mu_1 + 2\mu_2 \exp[(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11}/(RT)]], \quad (35)$$

Вїдносна змїна опору пїд дїєю напруженостї ξ_{11} визначається [5]

$$\Delta\rho/\rho_0 = \frac{2/3(\mu_1 - \mu_2)(1 - \exp[(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11}/(RT)])}{[\mu_1 + 2\mu_2 \exp[(\alpha_1 + \alpha_2)\xi_{11}/(RT)]]}. \quad (36)$$

За умови анізотропїї електропровїднїсть, яка виникає пїд дїєю одноосного розтягу або стиснення, зв'язок мїж напруженїстю поля і густиною струму описується системою рївнянь

$$\begin{aligned} E_1/\rho_0 &= j_1[1 + \Pi_{11}\xi_{11} + \Pi_{12}(\xi_{22} + \xi_{33})] + \Pi_{44}(j_2\xi_{12} + j_3\xi_{13}), \\ E_2/\rho_0 &= j_2[1 + \Pi_{11}\xi_{22} + \Pi_{12}(\xi_{11} + \xi_{33})] + \Pi_{44}(j_1\xi_{12} + j_3\xi_{23}), \\ E_3/\rho_0 &= j_3[1 + \Pi_{11}\xi_{33} + \Pi_{12}(\xi_{11} + \xi_{22})] + \Pi_{44}(j_1\xi_{12} + j_2\xi_{13}), \end{aligned} \quad (37)$$

де ρ_0 – питомий опїр матерїалу при $\xi = 0$. Длї випадку, коли $\xi_{11} = 0$,

$$\rho_0 = 3/[n_0 q(\mu_1 + 2\mu_2)], \quad (38)$$

E_1, E_2, E_3 – компоненти вектора напруженостї електричного поля, j_1, j_2, j_3 – компоненти вектора густини струму, $\xi_{11}, \xi_{22}, \xi_{33}$ – нормальнї компоненти напруги, $\xi_{12}, \xi_{23}, \xi_{13}$ – зсувовї компоненти напруги (позначки 1,2,3 вїдповїдають кристалогрaфїчним осям OX1, OX2, OX3), $\Pi_{11}, \Pi_{12}, \Pi_{44}$ – коефїцієнти п'єзоопору, тобто коефїцієнти пропорцїйностї мїж змїною питомого опору і деформацїєю, якї залежать вїд властивостей матерїалу, таких як тип провїдностї, питомий опїр, температура тощо.

Якщо електричне поле E , густина струму і механїчна напруга ξ мають напрямок уздовж однїєї осї, то [5]

$$E/\rho_0 = j(1 + \Pi_1\xi), \quad (39)$$

де Π_1 – повздовжній коефіцієнт п'єзоопору, який залежить від кристалографічного напрямку у матеріалі. Коефіцієнт Π_1 для кубічних кристалів має вигляд [5]

$$\Pi_1 = \Pi_{11} + 2(\Pi_{44} + \Pi_{12} - \Pi_{11})(l^2 m^2 + l^2 n^2 + m^2 n^2), \quad (40)$$

де l, m, n – направляючі косинуси кутів між напрямком деформації і осями OX1, OX2, OX3, відповідно. Повздовжній опір з повздовжньою напругою ξ

$$E / j = \rho_0 + \Delta \rho, \quad (41)$$

тоді зміна опору з напругою ξ

$$\Delta \rho / \rho_0 = \Pi_1 \xi. \quad (42)$$

Визначивши у (42) прикладену механічну напругу ξ через відносну деформацію ε і модуль Юнга E_1 , отримаємо [5]

$$\Delta \rho / \rho_0 = \Pi_1 E_1 \varepsilon = m_1 \varepsilon, \quad (43)$$

де $m_1 = \Pi_1 E_1$ – коефіцієнт еластоопору, який залежить від кристалографічних напрямків, температури і деформації. Величина модуля Юнга E_1 залежить від кристалографічного напрямку [5]

$$1/E_1 = S_{11} + (S_{44} + 2S_{12} - 2S_{11})(l^2 m^2 + l^2 n^2 + m^2 n^2), \quad (44)$$

де S_{11}, S_{12}, S_{44} – модулі пружності, які зв'язані з пружними сталими кубічного кристалу відношеннями [5]

$$C_{11} = (S_{11} + S_{12}) / [(S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12})], \quad C_{12} = -S_{12} / [(S_{11} - S_{12})(S_{11} + 2S_{12})], \quad C_{44} = 1/S_{44}.$$

У кремнію n-типу найбільший тензоефект має місце в напрямку $\langle 100 \rangle$, а кремнію p-типу – у напрямку $\langle 111 \rangle$.

Наведені вище твердження і висновки є основою розрахунків впливу тиску на конкретні напівпровідникові пристрої, оскільки основними факторами, які викликають зміну характеристик приладів під тиском, є зміщення енергетичних рівнів напівпровідника, зміна ефективних мас, часу життя і рухливості носіїв заряду. До характеристик напівпровідникових приладів, які залежить від тиску, можна віднести вольт-амперні характеристики p-n переходів, транзисторів, їх ємність, напругу пробою, коефіцієнт підсилення транзисторів тощо. Слід відзначити, що існує два діапазони тисків, які визначають характер змін параметрів напівпровідникових приладів. Це великі тиски, при яких $\Delta E_{g(ef)} > kT$, і малі тиски, коли $\Delta E_{g(ef)} < kT$ ($\Delta E_{g(ef)}$ – зміна ширини забороненої

зони, kT – теплова енергія). При великих тисках відбувається розщеплення зон, перерозподіл між екстремумами носіїв заряду. В цьому випадку головним фактором, який змінює параметри напівпровідника, є деформаційна зміна ширини забороненої зони. Якщо тиски малі, значний внесок у зміну струму, який проходить через напівпровідник, вносить зміна ефективних мас, часу життя і рухливості носіїв заряду від тиску. Іноді вагомий внесок може давати зміщення домішкових рівнів під дією тиску, якщо рекомбінація і генерація носіїв заряду на цих рівнях або тунелювання через них суттєво впливають на струм.

Література:

1. Датчики фирмы MOTOROLA. Обзор продукции фирмы MOTOROLA. –М.: ОДЭКА, 2008. – 75 с.
2. Ваганов В.И. Интегральные тензопреобразователи. –М.: Энергоатомиздат, 1983. –136с.
3. Викулин И.М., Стафеев В.И. Полупроводниковые датчики. –М.: Сов. радио, 1975. –104 с.
4. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. –264 с.
5. Полякова А.Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. –М.: Энергия, 1979. –168 с.
6. Багдасарян А.В., Шермсгор Г.Д., Захаров Н.П., Сергеев В.С. Оценка влияния напряженно деформированного состояния кремниевых пластины на смещение экстремумов энергетических зон // Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы. Вып.5 (184), 1986. С.21-30.
7. Poppinger M. Silicon diaphragm pressure sensors // Solid State Devices, 1985. –P.53-70.
8. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975. –583 с.

К.т.н., доцент Луш В.І. Мельник П.І.

Львівський державний університет безпеки життєдіяльності

ПРИНЦИП ДІЇ РОЗПИЛЕННЯ ВОДИ НА ДРІБНОДИСПЕРСНІ ЧАСТИНКИ

Однією з основних проблем технічного забезпечення підрозділів МНС є розробка нової та модернізація застарілої техніки для використання у повсякденній роботі. Ця техніка повинна відповідати новим задачам, які поставлені перед оперативно-рятувальною службою МНС України [1].

В процесі виникнення пожежі діють небезпечні чинники, які впливають на людей та матеріальні цінності. До таких чинників, згідно з ГОСТ 12.1.004 -91,