

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ФОРМУВАННЯ В КРЕМНІЄВИХ ПЛАСТИНАХ P-N ПЕРЕХОДІВ ТА ПРИХОВАНИХ ШАРІВ ПРИ ДІЇ УЗ КОЛИВАНЬ І МЕХАНІЧНИХ НАПРУЖЕНЬ

Розроблено математичну модель процесів введення динамічних УЗ коливань та контролю їх інтенсивності в іонно-імплантованих домішках пластинах кремнію шляхом статичного їх притискання до п'єзоелектричної пластини з подальшим збудженням високочастотних УЗ коливань в багатошаровій структурі напівпровідник-п'єзоелектрик електричною напругою, яка прикладається до пластини п'єзоелектрика.

Ключові слова: УЗ коливання, іонно-імплантовані структури, багатошарові структури, деформація

R. V. KRYNOCHKIN, O. M. ZHAGLOVSKA, L. A. ROGOZINA

Vinnitsia National Technical University, Ukraine

MATHEMATICAL MODEL OF SILICON WAFER FORMATION PN JUNCTIONS AND HIDDEN LAYERS ACTION AT ULTRASOUND VIBRATIONS AND MECHANICAL STRESS

Abstract – The aim of the research – to explore mechanisms improve the quality of p-n junctions obtained using ultrasonic treatment. The mathematical model of dynamic processes input ultrasonic vibrations and control their intensity in the ion-implanted impurity silicon wafers by static pinning them to the piezoelectric plate, followed by high-frequency ultrasonic vibrations excited in a multilayer structure of semiconductor-piezoelectric by electric voltage, which is applied to the piezoelectric plate, is developed.

Thus, the symmetric and asymmetric multi-layered piezoelectric-semiconductor structures is analyzed. It is shown that the asymmetric structure of the voltage conversion efficiency of excitation of piezoelectric plates in mechanical deformation of the semiconductor approximately 30% higher than the symmetrical structure.

Keywords: ultrasound vibrations, ion-implanted structures, multilayer structure, deformation.

Вступ

Іонно-променева імплантація домішок B , P , Sb , As в напівпровідникові матеріали викликає руйнацію кристалічної ґратки поверхневого прошарку, внаслідок чого виникають різного виду дефекти: міжвузлові атоми, відсутність атомів у вузлах (вакансії або дефекти Шотткі), дефекти Френкеля тощо [1]. В традиційних методах заліковування дефектів проводять теплову обробку напівпровідникових пластин (відпал) при температурах 650-700 °С. Під час відпалу завдяки тепловому розширенню збільшуються міжвузлові відстані, знижуються енергетичні бар'єри між врівноваженими станами атомів і дефектів та інтенсифікуються їх теплові коливання. Зазначені процеси активізують міграцію дефектів і збільшують ймовірність їх зближення на критичну відстань, при якій дефекти типу "вакансія" і "атом між вузлами" нейтралізуються [2]. В цілому кристалічна ґратка набуває врівноваженого стану з мінімальною кількістю дефектів.

Аналогічні наслідки, а саме розширення кристалічної ґратки та інтенсифікацію коливань атомів і дефектів, можна отримати збудженням акустичних коливань в напівпровідникових пластинах. Відповідні методи обробки іонно-імплантованих пластин напівпровідників отримали назву ультразвукової обробки (in situ UST) [3].

За літературними даними ультразвукова обробка іонно-імплантованих пластин напівпровідників сприяє утворенню p-n переходів підвищеної якості (з малими глибинами залягання, профілями розподілу близькими до прямокутних, зменшеними зворотніми струмами тощо) порівняно з p-n переходами, отриманими з використанням відпалу [4]. Наявні літературні джерела не дають відповіді на питання як про причини підвищення якості p-n переходів, отриманих з використанням ультразвукової обробки (УЗ p-n переходів), так і про механізми цього явища.

В зв'язку з цим виникла потреба в теоретичному обґрунтуванні експерименту, який би дозволив контролювано здійснити УЗ обробку іонно-імплантованих пластин напівпровідників (наприклад кремнію) і отримати надійні кількісні дані як для з'ясування механізму впливу УЗ обробки на якість p-n переходів, так і закласти підвалини для розробки відповідної технології виготовлення УЗ p-n переходів. Основні труднощі, які виникають при УЗ обробці напівпровідникових пластин пов'язані з контролем їх інтенсивності [5].

Еквівалентні схеми багатошарових структур Еквівалентна схема широкої і тонкої пластини

Опис товщинних коливань в багатошарових структурах можна провести як з використанням диференціальних рівнянь так і за еквівалентними схемами окремих прошарків. Останній варіант є більш поширеним в інженерній практиці, тому зупинимось на ньому.

На рис. 1 наведена еквівалентна схема "широкої і тонкої" п'єзоелектричної пластини при збудженні товщинних коливань [6].

На рис. 1 введено такі позначення: F_1 і F_2 – механічні сили прикладені до широких поверхонь, U і I – напруга між електродами і струм через п'єзоелектричну пластину, n – коефіцієнт трансформації ідеального трансформатора.

Еквівалентні напівпровідникових прошарків отримуються зі схеми рис. 1, якщо прийняти $n=0$.

Параметри еквівалентних схем будуть визначені нижче для кожної структури, після їх перетворення, в розрахунку на одиничну площу широкої поверхні.

Полюси 2-2' і 3-3' відповідають широким поверхням і якщо поверхня вільна, то відповідні полюси мають бути закорочені. Якщо широка поверхня контактує з поверхнею іншої пластини, то відповідні полюси обох пластин з'єднуються.

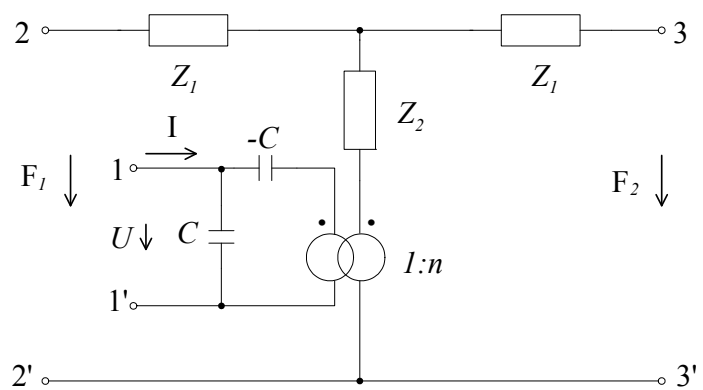


Рис. 1. Еквівалентна схема "широкої і тонкої" п'єзоелектричної пластини

Симетрична структура

Симетрична структура, незалежно від кількості пластин кремнію, складається з трьох однорідних прошарків і її еквівалентна схема отримується з'єднанням трьох еквівалентних схем виду рис. 3, причому зовнішні полюси, що відповідають вільним поверхням мають бути закорочені. Відповідна еквівалентна схема трьохпрошаркової структури з врахуванням симетрії перетворюється до вигляду рис. 2.

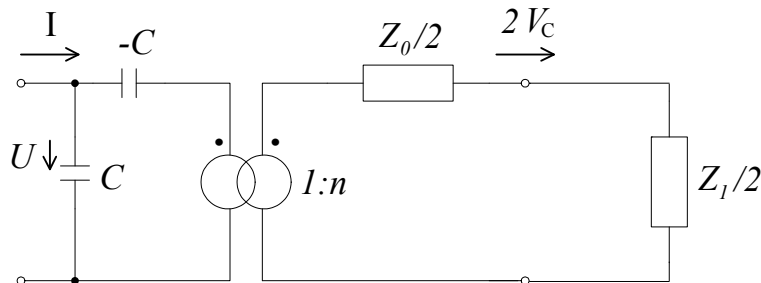


Рис. 2. Перетворена еквівалентна схема симетричної багатопршаркової структури

На рис. 2 введено такі позначення: $C = \frac{\epsilon^S}{l_0}$ – питома електрична вхідна ємність п'єзоелектричної пластини (ϵ^S – електрична проникливість зажатої пластини);

$$n = g_{33} C_{33} \epsilon^S \frac{1}{l_0}, \quad (1)$$

- коефіцієнт трансформації ідеального трансформатора, який перетворює електричні напругу і струм в механічну силу і швидкість (g_{33} – п'єзомодуль, C_{33} – модуль Юнга [5]);

$$Z_0 = -jV_0 \rho_0 c \operatorname{tg} \frac{\omega l_0}{2V_0}, \quad (2)$$

- питомий еквівалентний опір п'єзоелектричної пластини при товщинних коливаннях ($V_0 = \sqrt{\frac{C_{33}}{\rho_0}}$ – швидкість акустичних хвиль, ρ_0 – густина п'єзоматеріалу, ω – кутова частота збудження, j – уявна одиниця);

$$Z_1 = jV_1 \rho_1 \operatorname{tg} \frac{\omega l_1}{V_1}, \quad (3)$$

- питомий еквівалентний опір кремнієвих пластин ($V_1 = \sqrt{\frac{C'_{33}}{\rho_1}}$ – швидкість акустичних хвиль в кремнії; C'_{33} – модуль Юнга, ρ_1 – густина); V_c – швидкість переміщення границі розділу напівпровідник-п'єзоелектрик симетричної структури.

Несиметрична структура

Еквівалентна схема несиметричної структури утворюється з'єднанням двох еквівалентних схем виду рис. 1 з закороченими зовнішніми полюсами, яка після перетворень набуває вигляду рис. 3.

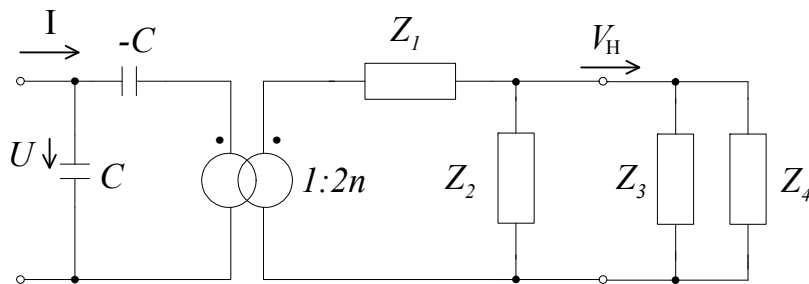


Рис. 3. Перетворена еквівалентна схема несиметричної багатопрошаркової структури

У схемі на рис. 3 параметри C і n збігаються з параметрами симетричної структури, а інші параметри визначаються формулами

$$Z_1 = -j2\rho_0 V_0 \operatorname{ctg} \frac{\omega l_0}{2V_0}, \quad (4)$$

$$Z_2 = j2\rho_0 V_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l_0}{2V_0}, \quad (5)$$

$$Z_3 = j2\rho_1 V_1 \operatorname{tg} \frac{\omega l_1}{2V_1}, \quad (6)$$

$$Z_4 = -j2\rho_1 V_1 \operatorname{ctg} \frac{\omega l_1}{V_1}, \quad (7)$$

де ρ_0 , V_0 , ρ_1 , V_1 – також збігаються з відповідними параметрами симетричної структури; V_H – швидкість переміщення границі розділу напівпровідник-п'єзоелектрик несиметричної структури.

Аналіз симетричної багатопрошаркової структури

Визначення розподілу деформацій по товщині напівпровідника

Інтенсивність акустичних коливань в кремнієвих пластинах визначається швидкістю переміщення їх поверхні, яка контактує з поверхнею п'єзоелектрика. За схемою рис. 2 знаходимо швидкість границі розділу для симетричної структури

$$V_c = \frac{nU}{j \left[V_1 \rho_1 \operatorname{tg} \beta_1 l_1 + V_0 \rho_0 \left(\frac{2k_t^2}{\beta_0 l_0} - \operatorname{ctg} \frac{\beta_0 l_0}{2} \right) \right]} \quad (8)$$

де k_t – товщинний коефіцієнт електромеханічного зв'язку;

$$\beta_1 = \frac{\omega}{V_1} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \quad \text{і} \quad \beta_0 = \frac{\omega}{V_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{– постійні розповсюдження акустичних хвиль в напівпровіднику і}$$

п'єзоелектрику, а λ_1 і λ_0 – відповідні довжини хвиль [5].

За відомою швидкістю однієї поверхні пластини і умови, що протилежна поверхня вільна, знаходимо швидкість переміщення матеріальних часток в напівпровіднику з довільною координатою Z (координата Z відраховується від границі розділу напівпровідника і п'єзоелектрика) [6].

$$\xi = \frac{V_c}{\cos \frac{\omega}{V_1} l_1} \cos \frac{\omega}{V_1} (Z - l_1). \quad (9)$$

Далі знаходимо розподіл деформації в кремнієвій пластині

$$S = \frac{d\xi}{dZ} = g_{33}^s \epsilon_{33}^s \frac{V_0}{V_1} \frac{U}{l_0} f_c(\omega) (\sin \beta_1 Z - \operatorname{tg} \beta_1 l_1 \cos \beta_1 Z), \quad (10)$$

де $f_c(\omega)$ – частотна функція симетричної структури, яка визначається виразом

$$f_c(\omega) = \frac{1}{\frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0} \operatorname{tg} \beta_1 l_1 - \operatorname{ctg} \frac{\beta_0 l_0}{2} + 2 \frac{k_t^2}{\beta_0 l_0}}. \quad (11)$$

Розкладаючи частотну функцію в простий дріб і враховуючи втрати енергії, отримаємо розподіл амплітуди деформації по товщині напівпровідникових пластин при збудженні резонансних мод товщинних коливань [5]

$$S_n = g_{33} \varepsilon_{33}^S \frac{V_0}{V_1} \frac{U_m}{l_0} B_n Q_n (\sin \beta_1 Z - \operatorname{tg} \beta_1 l_1 \cos \beta_1 Z), \quad (12)$$

де Q_n – результуюча добротність багатошаркової структури на n -ій резонансній моді (n – ціле число, яке кратне кількості півхвиль, що вкладаються на товщині п'єзоелектрика і приймає значення 1, 3, 5, ...).

Коефіцієнт B_n в n -ому полюсі частотної функції визначається виразом:

$$B_n = \frac{2x_n^{-1}}{m \frac{\pi}{x_n} \frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0} \cos^{-2} kx_n + \sin^{-2} x_n - k_t^2 x_n^{-2}}, \quad (13)$$

де x_n – n -ий корінь частотного рівняння

$$\frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0} \operatorname{tg} kx_n - \operatorname{ctg} x_n + \frac{k_t^2}{x_n} = 0, \quad (14)$$

ліва частина якого збігається зі знаменником частотної функції при замінах $x = \frac{\omega l_0}{2V_0}$, $k = \frac{2V_0 l_1}{V_1 l_0}$, а m – кількість півхвиль в кремнієвій пластині ($m = \frac{2l_1}{\lambda_1}$).

Якщо сукупна товщина кремнієвих пластин на частотах резонансних коливань кратна довжині півхвиль, тобто $l_1 = \frac{m\lambda_1}{2}$, то $kx_n = m\pi$, а $\operatorname{tg} kx_n = 0$. В цьому випадку спрощується частотне рівняння, яке набуває вигляду

$$x \operatorname{ctg} x - k_t^2 = 0, \quad (15)$$

та вирази для коефіцієнта B_n

$$B_n = \frac{2x_n}{m\pi x_n \frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0} + x_n^2 - k_t^2 (1 - k_t^2)}, \quad (16)$$

і розподілу амплітуди деформації по товщині напівпровідника на n -ій резонансній моді

$$S_n \approx d_{33} (1 - k_t^2) \frac{V_0}{V_1} \frac{U_m}{l_0} B_n Q_n \sin n\pi \frac{Z}{l_1}, \quad (17)$$

де $d_{33} = \frac{g_{33} \varepsilon_{33}^S}{(1 - k_t^2)}$ – п'єзомодуль [5].

За коренями частотного рівняння товщина п'єзоелектрика, необхідна для виникнення резонансного режиму на частоті ω_n , розраховується за виразом $l_0 = 2 \frac{x_n V_0}{\omega_n}$. Причому, при $n=1$ на товщині п'єзоелектрика вкладається півхвиля, $n=3$ – півтори хвилі, $n=5$ – 2,5 хвилі і т.д. Частоти, на яких на товщині п'єзоелектрика вкладається парне число півхвиль, не збуджуються. Загальну товщину напівпровідникових прошарків треба вибирати так, щоб на ній вкладалося ціле число півхвиль. Відповідна товщина розраховується за виразом

$$l_1 = m \frac{\pi V_1}{\omega_n} = m \frac{\pi V_1 l_0}{2x_n V_0}, \quad (18)$$

де ω_n – n -на резонансна частота збудження.

Максимальна амплітуда деформації має місце при збудженні основної резонансної моди ($n=m=1$) і спостерігається посередині напівпровідникової пластини ($Z = \frac{l_1}{2}$), а на краях спадає до нуля.

Оцінка максимальної деформації напівпровідника

Для оцінки максимальної деформації треба знайти корені частотного рівняння.

Розв'язок спрощеного частотного рівняння (15) для $k_t^2=0,25$ дає такі три корені: $x_1=1,3932$;

$x_3=4,6588$; $x_5=7,8220$. Подальші значення коренів асимптотично наближаються до значень $x_n = \frac{n\pi}{2}$, $n=7, 9$,

11, ..., лишаючись менше них.

На яких модах частотних коливань акустична стимуляція іонно-імплантованих напівпровідникових p - n переходів буде найбільш ефективною має визначити експеримент. Ймовірно, що такою модою виявиться

найнижча ($n=1, m=1$). Для цього випадку в табл. 1 наведені дані залежності найнижчого кореня частотного рівняння (3.8) x_l і коефіцієнта B_{IC} (симетричної структури), для матеріалів напівпровідник (кремній): $\rho_1=2328 \text{ кг/м}^3$, $V_l=9850 \text{ м/с}$; п'єзоелектрик (LiNbO_3): $\rho_0=4630 \text{ кг/м}^3$, $V_0=7200 \text{ м/с}$ (товщини напівпровідника і п'єзоелектрика є півхвилями: $n=m=1$) [7].

Таблиця 1

Залежність коренів частотного рівняння та коефіцієнтів B_{IC} симетричної і B_{IH} несиметричної структур від коефіцієнта електромеханічного зв'язку

k_t^2	0,25	0,2	0,15	0,1	0,05
x_l	1,3932	1,4320	1,4690	1,5044	1,5383
B_{IC}	0,5848	0,5745	0,5644	0,5547	0,5452
B_{IH}	0,8622	0,8330	0,8121	0,7920	0,7728

Зі зменшенням коефіцієнту електромеханічного зв'язку найменший корінь частотного рівняння наближається до значення $x_l = \frac{\pi}{2} \approx 1,5708$.

Чисельну оцінку максимальної деформації проведемо для трьохпрошаркової структури напівпровідник (Si) – п'єзоелектрик (LiNbO_3), коли кожний прошарок є півхвилевим. Додаткові параметри LiNbO_3 : п'єзомодуль $d_{33}=19 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/Н}$; $k_t^2=0,1936 \approx 0,2$ [7].

За формулою (17), відомими параметрами матеріалів та даними табл. 1 (для $n=1$ і $Z=l_l/2$), знаходимо

$$S_1 \approx 6,0 Q_l \frac{U_m}{l_0}, \quad (18)$$

де амплітуда напруги U_m береться в вольтах, а товщина п'єзоелектрика l_0 в метрах. Відношення $\frac{U_m}{l_0} = E_{m0}$

визначає амплітудне значення напруженості електричного поля в п'єзоелектрику, яке не повинне перевищувати пробивне, а коефіцієнт $6,0 Q_l$ – показує як в симетричній структурі напруженість електричного поля в п'єзоелектрику трансформується в деформації напівпровідника.

Співвідношення (18) фактично дозволяє здійснювати контроль інтенсивності акустичних коливань в напівпровідникових пластинах, якщо відома добротність багатопрошаркової структури.

Аналіз несиметричної багатопрошаркової структури

За схемою рис. 5 знаходимо швидкість V_H переміщення границі розділу напівпровідника і п'єзоелектрика несиметричної структури при збудженні товщинних коливань гармонічною напругою

$$V_H = \frac{n U t g \frac{\beta_0 l_0}{2} t g \beta_0 l_0}{j \left[\rho_1 V_l t g \beta_1 l_1 \left(\frac{k_t^2}{\beta_0 l_0} t g \beta_0 l_0 - 1 \right) + \rho_0 V_0 t g \beta_0 l_0 \left(\frac{2 k_t^2}{\beta_0 l_0} t g \frac{\beta_0 l_0}{2} - 1 \right) \right]}, \quad (19)$$

де $\beta_1 = \frac{\omega}{V_l}$, $\beta_0 = \frac{\omega}{V_0}$ постійні розповсюдження хвилі в напівпровіднику і п'єзоелектрику. Далі, як і для

симетричної структури, спочатку знаходимо розподіл швидкостей матеріальних часток по товщині напівпровідникової пластини за формулою (3.2), а потім і розподіл амплітуди деформації

$$S = d_{33} \left(1 - k_t^2 \right) \frac{V_0}{V_l} \frac{U_m}{l_0} f_H(\omega) (\sin \beta_1 Z - t g \beta_1 l_1 \cos \beta_1 Z), \quad (20)$$

де координата Z також відраховується від границі розділу напівпровідника і п'єзоелектрика.

Частотна функція несиметричної структури $f_H(\omega)$ визначається виразом

$$f_H(\omega) = \frac{t g \frac{\beta_0 l_0}{2} t g \beta_0 l_0}{\frac{\rho_1 V_l}{\rho_0 V_0} t g \beta_1 l_1 \left(\frac{k_t^2}{\beta_0 l_0} t g \beta_0 l_0 - 1 \right) + t g \beta_0 l_0 \left(\frac{2 k_t^2}{\beta_0 l_0} t g \frac{\beta_0 l_0}{2} - 1 \right)}, \quad (21)$$

в якому величини $\rho_1 V_l$, $\rho_0 V_0$ мають той же зміст, що і для симетричної структури.

Аналогічно симетричній структурі, розклавши частотну функцію в простий дріб та наклавши умову, що товщина напівпровідникової пластини кратна довжині півхвилі ($l_l = m \lambda_l / 2$, $m=1, 2, 3$) і враховуючи втрати енергії, отримаємо розподіл амплітуди деформації по товщині напівпровідника на n -ій

резонансной моды, который определяется выражением (17), где

$$B_n = \frac{2x_n}{\frac{m\pi x_n}{2} \cdot \frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0} + x_n^2 - k_t^2 (1 - k_t^2)} \quad (22)$$

Величина x_n – корнем частотного уравнения (15), в котором, как и для симметричной структуры, принято $x = \frac{\omega l_0}{2V_0}$. В четвертом ряду табл. 1 приведены результаты расчета коэффициента B_{IH} ($n=1$, $m=1$) для

несимметричной структуры, для тех же значений коэффициента электромеханического зв'язку.

3. Сравнение коэффициентов B_{IC} и B_{IH} (див. табл. 1) показывает, что эффективность преобразования электрической энергии возбуждения пьезопластины в механическую деформацию полупроводника у несимметричной структуры выросла примерно на 30%. Однако добротность несимметричной структуры, за условий, что она определяется добротностью материала полупроводника, также может быть больше.

Численные оценки амплитуды деформации, полученные для симметричной структуры, сохраняются и для несимметричной с соответствующей коррекцией, связанной с увеличением коэффициента B_{IH} .

Выбор симметричной или несимметричной структуры для акустической стимуляции ионно-имплантированных полупроводников зависит, в первую очередь, от их технологичности, а также условиями крепления и герметизации.

Выводы

1. Проведено анализ симметричной и несимметричной многослойных структур полупроводник-пьезоэлектрик на основе модели “тонкой и широкой” пластины и получены приближенные выражения для максимальной деформации в кремниевой пластине, как функции свойств материала полупроводника и пьезоэлектрика и их конструктивных размеров.

2. Показано, что в несимметричной структуре эффективность преобразования электрической энергии возбуждения пьезоэлектрической пластины в механическую деформацию полупроводника примерно на 30% выше, чем в симметричной структуре.

Литература

1. Красников Г.Я. Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов / Красников Г.Я. – Ч. 1., М.: Техносфера, 2002, – с. 264
2. Влияние ультразвукового воздействия на генерационные характеристики границы раздела кремний-диоксид кремния / П. Б. Парчинский, С. И. Власов., Л. Г. Лигай, О. Ю. Щукина. – Письма в ЖТФ, 2003, том 29, вып. 9, – С. 83 – 88.
3. Kruger D. Influence of in-situ ultrasound treatment during ion implantation on amorphization and junction formation in silicon / Kruger D., Romanyuk B., Olikh Ya // J. Vacuum Sci. & Technology. – 2002. – В 20, No 4. – P. 1448 – 1451.
4. Characteristics of silicon p-n junction formed by ion implantation with in situ ultrasound treatment / [Melnik V. P.; Olikh Y. M.; Popov V. G. at all]. – Materials science & engineering. B, Solid-state materials for advanced technology 2005, vol. 124 – 25, pp. 327 – 330 [4 page(s) (article)] ISSN 0921-5107.
5. Магнитные и диэлектрические приборы. Ч.1/ [под ред. Катца Г.В.]. – М.: Энергия, 1964 – с. 399.
6. Физическая акустика. Т.1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Ч.А./ [под ред. Мэзона У.]. – М.: Мир, 1966 – с. 592.
7. Акустические кристаллы. Справочник / [Блистанов А.А., Бондаренко В.С. и др.]; под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука, 1982 – с. 632.

References

1. Krasnikov G. Y. Konstruktivno-tehnologicheskie osobennosti submikronnyh MOP-tranzistorov / Krasnikov G. Y. – Ch. 1., M.: Technosfera, 2002, – p. 264.
2. Vliyanie ultrazvukovogo vozdejstvia na generacionnye harakteristiki granicy razdela kremnij-dioksid kremnija / P. B. Parchynsky, S. I. Vlasov., L. G. Ligay, O. Y. Shchukina. – Pisma v GTF, 2003, tom 29, vyp. 9, - P. 83 – 88.
3. Kruger D. Influence of in-situ ultrasound treatment during ion implantation on amorphization and junction formation in silicon / Kruger D., Romanyuk B., Olikh Ya // J. Vacuum Sci. & Technology. – 2002. – В 20, No 4. – P. 1448 – 1451.
4. Characteristics of silicon p-n junction formed by ion implantation with in situ ultrasound treatment / [Melnik V. P.; Olikh Y. M.; Popov V. G. at all]. – Materials science & engineering. B, Solid-state materials for advanced technology 2005, vol. 124 – 25, pp. 327 – 330 [4 page(s) (article)] ISSN 0921-5107.
5. Magnitnye i dielektricheskie pribory. Ch. 1 / Katz G. V. – M.: Energia, 1964 – P. 399.
6. Fizicheskaya akustika. T.1. Metodu i priboru ultrazvukovuh issledovanij. Ch.A./ Mezon W. – M.: Mir, 1966 – P. 592.
7. Akusticheskie kristaly. Spravochnik / [Blistanov A.A., Bondarenko V. S. i dr.]; M.P. Shaskolska. – M.: Nauka, 1982 – P. 632.

Рецензия/Peer review : 13.9.2015 p.

Надрукowana/Printed : 18.10.2015 p.