

СТРУКТУРНА ДОСКОНАЛІСТЬ БЕЗДИСЛОКАЦІЙНИХ НЕЛЕГОВАНИХ ОБ'ЄМНИХ МОНОКРИСТАЛІВ Si, ПРИЗНАЧЕНИХ ДЛЯ ПІДКЛАДИНОК ПРИ ЕПІТАКСІЙНОМУ ВИРОЩУВАННІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАНОСТРУКТУР

У статті зосереджується увага на аналізі реальних умов, які виникають на межі підкладки й епітаксійно вирощуваного шару. Аналіз проводиться з урахуванням того, що підкладки, приготувані навіть з найкраще освоєних матеріалів, до яких, безумовно, можна віднести об'єми, бездислокаційні й нелеговані зонновирощені (FZ) монокристали кремнію, неминуче мають у своєму об'ємі мікроефекти різної природи. Технологічні проблеми, що виникають при епітаксійному вирощуванні моно- чи гетерошару на підкладку, пов'язані з тим, що об'єми мікроефекти підкладки мають розміри в межах від одиниць до сотень нанометрів і їх слід (проекція) виходить, природно, на актуальну для епітаксії поверхню, яка розділяє підкладку з епітаксійно вирощуваним шаром.

Вступ

Між умовами вирощування об'ємних монокристалів (ОМ) шляхом найбільш поширених методів і умовами епітаксійного росту тонких і надтонких епітаксійних шарів (ЕШ), гетероструктур (ГС) чи нанооб'єктів типу квантових ям (КЯ) і квантових точок (КТ) існує багато суттєвих і добре відомих відмінностей. Однак поряд із цим усі вищезгадані методи не тільки зближують, а й певною мірою об'єднують між собою дві характерні особливості процесу росту як ОМ, так і монокристалів у вигляді ЕШ.

Першою з них є те, що зародження, ріст і формування ОМ і ЕШ відбувається за різних, але завжди відмінних від нуля температур ($T \neq 0$). Це означає, що жоден кристал ніколи не може бути отриманий повністю вільним від власних точкових дефектів. А останні – разом з атомами легуючих чи залишкових домішок у реальних кристалах як самі, так і їх скупчення (тобто кластери), створюють широку гаму об'ємних мікроефектів. Ці мікроефекти, крім усього іншого, можуть проявляти себе як зародки кристалізації у процесах, пов'язаних зі змінами агрегатних станів речовини, в т. ч. й при її переході з рідкого стану в кристалічний.

Другою спільною особливістю для різних методів вирощування ОМ і монокристалічних ЕШ є безумовна наявність фронту кристалізації у вигляді межі твердої і рідкої чи газоподібної фаз, або твердої підкладки, на яку адсорбуються складові молекулярного (атомного) пучка при молекулярно-пучковій епітаксії (МПЕ).

У своєму критичному огляді теорії різких гетеропереходів (ГП) Г. Кремер [1] звертає увагу на визначальну роль точної інформації про розрив зон на межах ГП для передбачення функціональних можливостей приладів, створюваних на їх основі, і неприпустимо низький рівень надійності наявної інформації про цей параметр.

Виникає необхідність проаналізувати можливості причин далеко не тривіальної ситуації, що склалася в технології створення ГП, і на прикладі найбільш глибоко дослідженої пари, а саме – кремнієвої ЕШ на підкладці, приготуваній із об'ємного високочистого і структурно досконалого (бездислокаційного – б/д) монокристала Si, – шукати можливі шляхи до покращення ситуації, що склалася. Розгляду саме цих проблем і присвячене дане повідомлення.

1. Стимульована термовідпалами зміна структурних властивостей бездислокаційних кристалів Si, отриманих методом безтигельної зонної плавки (БЗП)

Автори огляду [2] вважають, що ключовою проблемою для МПЕ Si є очистка поверхні кремнієвої підкладки за якомога нижчої температури. Однак процедура очистки поверхні Si від окису досить складна і за їхніми даними включає в себе:

- 5-хвилинне прогрівання підкладки за 870 K;
- 2-хвилинне прогрівання за 1170 K;
- помірне травлення іонами Ag (1 кеВ, 20 мкКл/см², кут між пучком іонів і перпендикуляром до поверхні 70°);

– 3-хвилинне відпалення підкладки за 1370–1520 K з наступним відносно плавним охолодженням (зі швидкістю ~ 10 град/хв). Звичайно, дуже бажано було б понизити значення T високотемпературних відпалень. Але навіть проведення таких заходів, як лазерне опромінення для отримання атомарно чистої і добре упорядкованої поверхні об'ємного кристала Si чи використання хімічної взаємодії молекулярного пучка кремнію для усунення поверхневого шару SiO_2 з кремнієвої підкладки (що вимагає T підкладки не нижче 1120 K), проблеми зниження T не вирішують [2].

Оскільки при очищенні поверхні підкладки уникнути її високотемпературного прогрівання практично не вдається, необхідно детальніше розглянути, до яких передбачуваних (а можливо, і непередбачуваних) наслідків це може приводити.

Сучасні засоби контролю, такі, як оже-електронна спектроскопія (ОЕС) та дифракція повільних електронів (ДПЕ), можуть гарантувати наявність на поверхні Si залишкових атомів вуглецю (C) і кисню (O) не менше 0,02 моношару (ML), що перебуває на межі чутливості названих методів. І такий результат був би вже зовсім непоганим, якби об'єм кристала (призначеного для підкладки) був повністю вільним від легуючих і залишкових домішок. Але ця умова, як відомо, повною мірою ніколи не виконується. До яких наслідків це може приводити, стане зрозумілим із такого.

Для цього необхідно було в першу чергу з'ясувати, до яких змін у структурному відношенні можуть приводити високотемпературні відпалення (ВТВ) об'ємних, структурно досконалих (тобто б/д) кристалів Si з гранично низькою концентрацією легуючих і залишкових домішок, таких, як міжвузловий кисень O_i та атоми вуглецю C_i у вузлах кристалічної ґратки. Саме до такої групи можна віднести кристали, які отримують за допомогою методу БЗП у вакуумі чи в інертній атмосфері Ar. Уже з результатів ранньої роботи авторів [3] стало ві-

домо, що ВТВ (за $T \sim 1050$ °C протягом $10 \div 100$ годин) бездислокаційних об'ємних кристалів Si з $\rho \approx 200$ Ом · см і залишковою домішкою кисню N_{O_i} від $5 \cdot 10^{15}$ до $(1 \div 3) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, отриманих методом БЗП, відповідно, у вакуумі чи атмосфері Ar, за даними як рентгенівської топографії, так і електронної мікроскопії, призводить до появи в об'ємі відпалених кристалів мікроефектів. Автори згаданої праці назвали ці мікроефекти деформаційними центрами.

При вивченні електрофізичних властивостей і структурної досконалості таких кристалів (відпалених за $T_{\text{відп.}} \approx 1200$ °C) у нашій роботі того часу було виявлено, що контрольований методом рентгенівської топографії і хімічного травлення ступінь дефектності відпалених кристалів залежить не тільки від часу ВТВ, а й від швидкості охолодження зразків від $T_{\text{відп.}}$ до кімнатної температури [4].

Дослідникам фізико-технологічного профілю знадобилося більше чверті століття для того, щоб дослідити фізичну природу A-, B-, C- і D-мікроефектів, що виникають як при вирощуванні методом БЗП (б/д) монокристалів Si, так і при їх високотемпературних відпаленнях [3–10]. Рівень обґрунтованості існуючих уявлень про природу названих вище мікроефектів і механізми їх взаємоперетворень у процесі ВТВ послідовно в часі зростав у міру того, як для відповідних досліджень залучалися досконаліші б/д кристали, вирощені методом БЗП, що характеризувалися перманентним зниженням концентрації легуючих і залишкових домішок у їх об'ємі. Відомі з багатьох літературних джерел і отримані авторами дані про природу A-, B-, C- і D-мікроефектів, температурні межі їх появи (чи розпаду), а також умови їх взаємоперетворень узагальнені й критично обґрунтовані (в структурному аспекті) у працях [9, 10], до яких ми і відсилаємо зацікавленого читача. Зауважимо лише, що незалежно від вакансійного чи міжвузлового механізму їх утворення, будівельним матеріалом для їх появи незмінно служать власні точкові дефекти (вакансії V і міжвузлові атоми кремнію I_{Si}), а також атоми легуючих і залишко-

Таблиця 1. Класифікація мікроефектів у FZ Si [9]

Type	Physical nature	Size nm	V mm·min $^{-1}$	Distribution in a plane (112)	N sm $^{-3}$
A	Interstitial dislocation loops	up to 50 000	1–3,5	Stratified	$\sim 10^6$
B	Interstitial agglomerates of point defects	20–50	$\leq 4,5$	Stratified	$\sim 10^7$
C	Interstitial agglomerates of point defects	4–10	$> 4,5$	Uniform	$\sim 10^{13}$
D	Interstitial agglomerates of point defects	4–10	$> 4,5$	Uniform	$\sim 10^{13}$
I + V	Interstitial + vacancy	4–12	> 6	Uniform	$\sim 10^{13}$

вих домішок (типу міжвузлових атомів кисню O_i і атомів заміщення вуглецю C_s в кристалічній ґратці). Зведену інформацію щодо характерних розмірів обговорюваних мікродфектів подаємо у вигляді табл. 1, запозиченої з огляду [9]. Міжвузловий характер обговорюваних мікродфектів має створювати в їх околиці локальні напруження стискання в кристалічній матриці, що їх оточує. Зв'язані з локальними напруженнями і статистично розкидані по об'єму кристала відхилення кристалічної ґратки від ідеальності можуть бути виявлені як мінімум двома відносно простими способами, що подаються нижче.

2. Електрофізичні властивості кристалів n-Si (вирощених і легованих різними методами) після ВТВ при 1200 °С, що супроводжувався різними швидкостями охолодження

У праці [11] досліджено вплив ВТВ (при $T_{\text{вітв}} = 1200\text{ °C}$ і $t = 2$ чи 72 год) на магнітоопір ρ_H/ρ_0 і ефект Холла кристалів n-Si різного питомого опору, вирощених як за методом БЗП, так і за методом Чохральського. Преципітати, які утворюються за такого ВТВ в кристалах Si (залежно від конкретних умов їх вирощування, а також концентрації легуючих і залишкових домішок у їх об'ємі), характеризуються розкидом середніх їх розмірів у межах від кількох десятків до сотень нм. Враховуючи їх електронейтральність, ці преципітати з їх локальним оточенням (у вигляді механічно напруженої кристалічної ґратки) автори [11] мали підстави розглядати як статистично розкидані по об'єму кристала неоднорідності Херрінгівського типу [12]. А останні, помітно не змінюючи ні кон-

центрації носіїв, ні їх рухливості, могли суттєво збільшувати магнітоопір (в області проміжних і класично сильних магнітних полів), що й отримало експериментальне підтвердження у праці [11], навіть незалежно від незначного зниження рухливості носіїв заряду μ (в 1,06 разу) порівняно з μ у вихідному (що не зазнав ВТВ) кристалі (рис. 1).

Не менш рельєфно проявляють себе й дво-мірні механічні напруження, що виникають на межах ГП в деяких надґратках (НГ). За даними огляду [13], верхньою кривою рис. 2 зображені результати вимірів оптичного поглинання в НГ GaSb-AlSb, де чітко проявляються піки залежності $\alpha = \alpha(E)$, пов'язані з переходами 1, 2 у квантовій ямі. Порівняння зі спектрами поглинання в НГ GaAs-GaAlAs (нижня крива рис. 2) показує, що в цьому разі піки поглинання 1 і 2 наче помінялися місцями. У рамках теорії ефективної маси цей факт (на думку автора [13]) можна пояснити «оберненням» порядку в розміщенні зон легких і важких дірок на шкалі E (рис. 3) за рахунок деформаційних ефектів, пов'язаних із незначною неузгодженістю ($\Delta a \sim 0,65\%$) постійних кристалічних ґраток. Хоча величина Δa в таких НГ відносно помірною, але і при такому значенні Δa очікуваний тиск у шарах GaSb гранично малої товщини може досягати 7,8 кбар [13].

3. Вплив реальної структури підкладнок на епітаксійний ріст наноструктур із тонкими й ультратонкими шарами

Передусім слід відмітити, що незалежно від того, моно- чи гетероматеріал буде епітаксійно наноситися на підкладку, її поверхня після

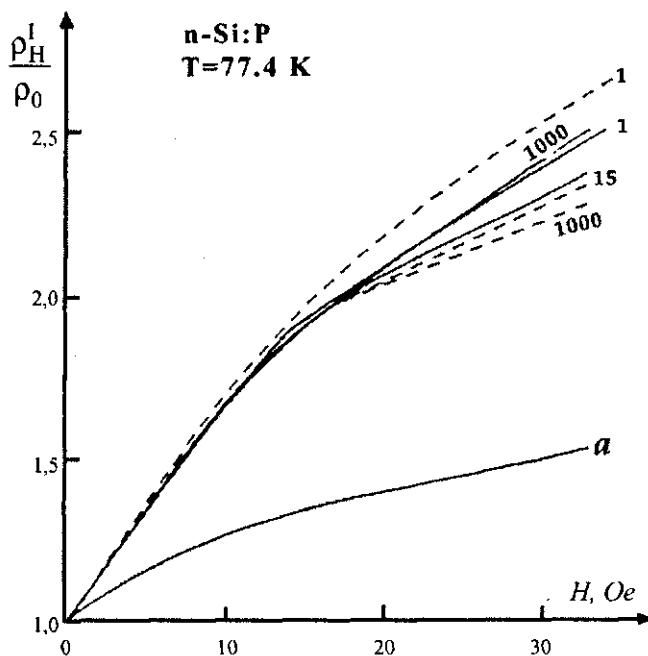


Рис. 1. Залежності $\rho_H^I / \rho_0 = f(H)$:

a – виміри проведені на зразку до ВТВ (тобто у вихідному стані). Інші криві отримані після ВТВ за $T = 1200\text{ °C}$: протягом $t = 2$ год (штрихові криві); протягом $t = 72$ год (суцільні криві). Після відповідних ВТВ зразки охолоджувалися зі швидкостями $v_{\text{охл}} = 1,15$ чи 1000 °C/хв . Цими самими числами позначені відповідні криві [11]

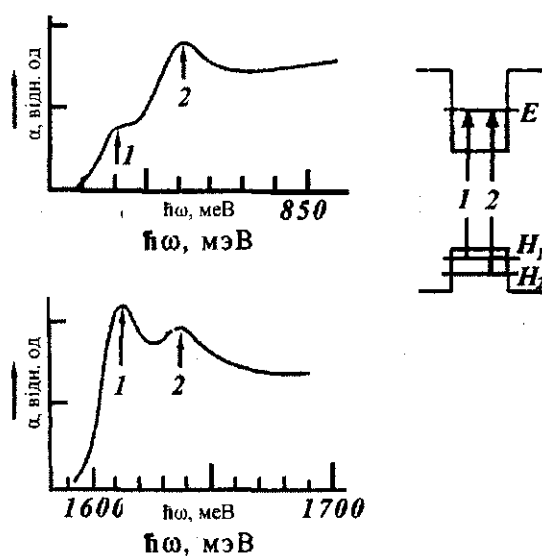


Рис. 2. Залежності коефіцієнта оптичного поглинання α від енергії $h\omega$ фотона для структур GaSb-AlSb (зверху) та GaAs-GaAlAs (знизу). Праворуч зображені відповідні переходи в квантовій ямі (шар GaSb чи GaAs) [13]

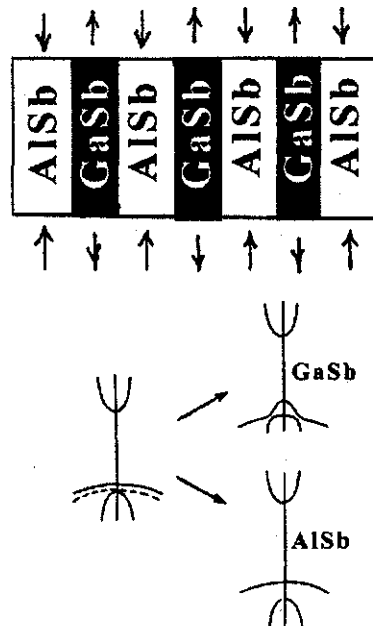


Рис. 3. Зміна зонної структури GaSb та AlSb за рахунок вбудованих напружень – двоосового розтягу в GaSb і двоосового стиску в AlSb. Пунктир на лівому рисунку віддзеркалює вплив розмірного квантування [13]

2-хвилинного прогрівання до 1280 °C (з метою передепітаксійного очищення) при значеннях температури $T < 830$ °C (близьких до робочих) характеризується, за даними [14], наявністю надструктури Si(III) – (7 × 7). Ця обставина, а також вихід на робочу поверхню (у вигляді деякої проекції) перерізу об'ємних мікроефектів (ілюстрованих табл. 1) цією поверхнею будуть порушувати структуру епітаксійного шару, незалежно від того, який із механізмів, умовно зображених на рис. 4 [15], відповідальний за його формування. Враховуючи результати роботи [16], немає повної впевненості також і в тому, що навіть помірне травлення підкладки іонами Ag не погіршує певною мірою її структуру.

Перерахованими вище обставинами не можна звичайно нехтувати, особливо у пошуку шляхів до спонтанного упорядкування напівпровідникових наноструктур за рахунок фундаментального ефекту самоорганізації в конденсованому середовищі.

У цьому разі періодичні структури з'являються ніби самі собою, без використання спеціалізованих засобів мікроелектроніки, зокрема без використання літографії.

Пружна енергія релаксації має від'ємний знак і, зменшуючи повну вільну енергію поверхні, сприяє утворенню періодичної фасетованої структури на поверхні з деяким оптимальним періодом D (рис. 5) [15]. Фасетовані поверхні виникають на площинах з великими індексами Міллера: в Si (211), в GaAs {(311) та (775)}.

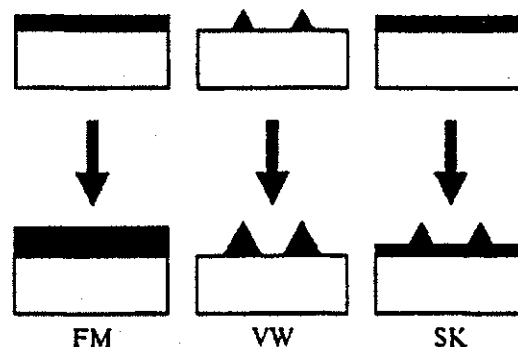


Рис. 4. Схематичне зображення трьох режимів росту для гетероепітаксійних систем: Франка-ван дер Мерве (FM), Фолмера-Вебера (VW) та Странського-Крастанов (SK)

Окремим важливим випадком є фасетування віцинальних поверхонь, тобто поверхонь під невеликим кутом до поверхні з малими індексами Міллера (рис. 6) [15].

Враховуючи надзвичайно високі вимоги до структурної досконалості основних елементів наноелектроніки (таких, як НГ, КД, КТ і КЯ) [17–20] (з неминучою наявністю в них гомо- чи гетеропереходів), а також практичну неможливість епітаксійно виростити тонкий або надтонкий структурно досконалий шар на структурно недосконалій підкладці, вважаємо за необхідне:

а) передепітаксійну підготовку поверхні підкладки проводити в якомога гранично м'яких умовах (знижувати, як тільки можна, темпера-

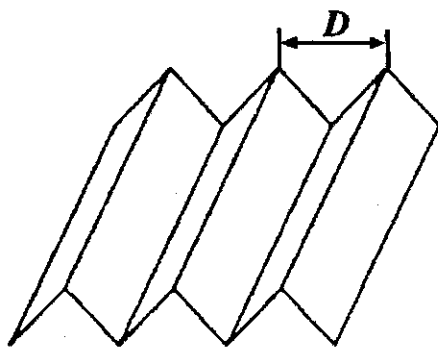


Рис. 5. Періодично фасетована поверхня

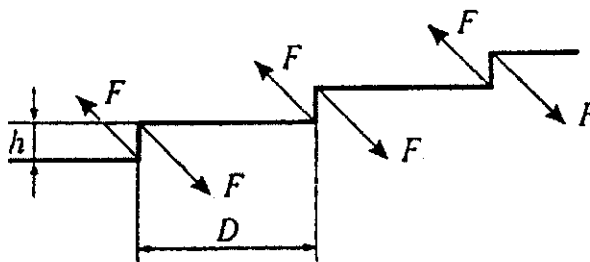


Рис. 6. Фасетування на віщинальній поверхні

тури відпалень, використовувати неруйнівне іонне травлення поверхні підкладки тощо); виконанню цієї умови (далеко не повному), як правило, приділяють належну увагу;

б) максимально повно звільнитися не тільки від легуючих, а також і від залишкових домішок у підкладці, з метою виключення можливості утворення самих мікроефектів та областей механічних напружень в їх околиці. Адже мік-

роефекти в кристалах з домішками неминуче утворюються в об'ємі підкладки при високо-температурному її відпаленні в процесі перед-епітаксійної підготовки і, виходячи на поверхню підкладки, є джерелом дефектів у епітаксій-ному шарі. Однак ця вимога повною мірою поки що ніколи не виконується, і наразі ще не зовсім визначені прості шляхи до забезпечення її вико-нання в недалекому майбутньому.

1. Кремер Г. Критический обзор теории гетеропереходов // Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктура / Под ред. Л. Ченга и К. Плога: Пер. с англ. под ред. акад. Ж. И. Алферова и проф. Ю. В. Шмарцева. – М.: Мир, 1989. – Гл. 10. – 582 с.
2. Сарис Ф. У., Т. де Йонг. Молекулярно-лучевая эпитаксия кремния // Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктура / Под ред. Л. Ченга и К. Плога: Пер. с англ. под ред. акад. Ж. И. Алферова и проф. Ю. В. Шмарцева. – М.: Мир, 1989. – Гл. 8. – 582 с.
3. Гусева Н. Б., Ситникова А. А., Сорокин Л. М. и др. Образование и растворение колоний преципитатов в бес-тигельном кремнии // ДАН СССР. – Техн. физика. – 1983. – Т. 268. – № 6. – С. 1385–1388.
4. Баранский П. И., Бабич В. М., Доценко Ю. П. и др. Влияние термообработки на электрофизические свойства и структур-ное совершенство кристаллов кремния // Изв. АН СССР. – Сер. «Неорг. матер.». – 1983. – Т. 19. – № 1. – С. 5–8.
5. Шейхет Э. Г., Трайнин А. Л., Неймарк К. Н., Фалькевич Э. С. О природе микродефектов в бездислокационных монокри-сталлах кремния // ФТТ. – 1977. – Т. 19. – № 18. – С. 1515–1518.
6. Неймарк К. Н., Шейхет Э. Г., Литвинова Н. Ю. и др. Влияние условий выращивания на характер распределения микродефек-тов в бездислокационных монокристаллах Si // Изв. АН СССР. – Сер. «Неорг. матер.». – 1979. – Т. 15. – № 2. – С. 184–187.
7. Шейхет Э. Г., Фалькевич Э. С., Неймарк К. Н. и др. Образование микродефектов при росте монокристаллов кремния // ФТТ. – 1984. – Т. 26. – № 1. – С. 207–213.
8. Ситникова А. А., Сорокин Л. М., Таланин И. Е. и др. Исследование природы микродефектов в бездислокаци-онных монокристаллах кремния // ФТТ. – 1986. – Т. 28. – № 6. – С. 1829–1833.
9. Talanin V. I., Talanin I. E., Levinson D. I. Physics of the forma-tion of microdefects in dislocation-free monocrystals of float-zone silicon // Semicond. Sci. Technol. – 2002. – V. 17. – P. 104–113.
10. Talanin V. I., Talanin I. E., Levinson D. I. Physical Model of Paths of Microdefects Nucleation in Dislocation – Free Single Crystals Float-Zone Silicon // Cryst. Res. Technol. – 2002. – V. 37. – № 9. – P. 983–1010.
11. Baranskii P. I., Gaydar G. P., Litovchenko P. G. Influence of the annealing of silicon crystals at 1200 °C on the Hall effect and magnetoresistance // Semicond. Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. – 2002. – V. 5. – № 3. – P. 231–234.
12. Herring C. Effect of random inhomogeneities on electrical and galvanomagnetic measurements // J. Appl. Phys. – 1960. – V. 31. – № 11. – P. 1939–1953.
13. Эсаки Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и развитие тех-нологии полупроводниковых сверхрешеток и структур с квантовыми ямами // Молекулярно-лучевая эпитаксия и ге-тероструктуры / Под ред. Л. Ченга и К. Плога: Пер. с англ. под ред. акад. Ж. И. Алферова и проф. Ю. В. Шмарцева. – М.: Мир, 1989. – 582 с.
14. Ламин М. А., Неизвестный И. Г., Палкин А. И. и др. Эпитаксия из молекулярных пучков и свойства гетеропе-реходов Ge/GaAs и Ge/Si // Микроэлектроника. – 1989. – Т. 18. – № 1. – С. 3–8.
15. Шик А. Я., Бакулева Л. Г., Мусихин С. Ф., Рыков С. А. Физика низкоразмерных систем. – СПб.: Наука, 2001. – 160 с.
16. Герасименко Н. Н., Троицкий В. Ю., Валеев А. А. и др. Формирование наноразмерных структур в кремнии путем внедрения ионов германия // Перспективные материалы. – 2002. – № 5. – С. 26–30.
17. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А., Контев И. С., Алферов Ж. И., Бимберг Д. Гетероструктуры с квантовы-ми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. – 1998. – Т. 32. – № 4. – С. 385–410.
18. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых ге-тероструктур // ФТП. – 1998. – Т. 32. – № 1. – С. 3–18.
19. Thibado P. M., Bennett B. R., Twigg M. E. et. al. Origins of interfacial disorder in GaSb/InAs Superlattices // Appl. Phys. Lett. – 1995. – V. 67. – № 24. – P. 3578–3580.
20. Кравченко А. Ф., Овсяк В. Н. Электронные процессы в твердотельных системах пониженной размерности. – Новосибирск: Изд. Новосибирск. ун-та, 2000. – 448 с.

P. Baranskii, G. Gaidar, P. Litovchenko

STRUCTURE PERFECTION OF DISLOCATIONLESS UNDOPED BULK Si SINGLE CRYSTALS USED AS SUBSTRATES FOR EPITAXIAL GROWTH OF SEMICONDUCTOR NANOSTRUCTURES

This report is devoted to the analysis of real conditions which exist at the boundary of a substrate and epitaxial grown films. The analysis is made taking into account the fact that substrates prepared from the best quality material, namely FZSi single crystals, have various microdefects of different nature inside their volume. Technological problems arising at the epitaxial growth of homo- or heterolayers on a substrate are caused by the existence of microdefects inside the bulk of the substrate with their dimensions lying in the range from few units to several hundreds of nm and their projections emerging from the bulk onto the surface which is actual for the epitaxy and which departs the substrate and epitaxial grown layer.

УДК 621.315.592

Шаховцова С. І., Шпінар Л. І., Яскевець І. І.

РУХЛИВІСТЬ НОСІЇВ СТРУМУ В ГЕРМАНІЇ, ЛЕГОВАНУМУ ОЛОВОМ

Досліджувалась температурна залежність холівської рухливості електронів у германії, легованому оловом, в концентрації $1019\text{--}1020\text{ см}^{-3}$. Головною причиною зменшення рухливості є розсіювання носіїв на флуктуаціях розподілу олова. В рамках дифузійного наближення пояснені особливості температурної залежності рухливості, наведено оцінку масштабу флуктуацій у розподілі олова по об'єму зразка.

Вступ

Легування германію ізовалентними домішками (ІВД) IV групи Si, Sn, Pb є найпростішим варіантом ізоелектронної домішкової ситуації у кристалі. Таке легування є одноатомним і не змінює координаційного числа вузлів заміщення. Згідно з існуючою класифікацією домішки IV групи відносно Ge є ІВД другого роду. Це означає, що, незважаючи на те що ІВД-заміщення не вносять ні донорних, ні акцепторних рівнів у заборонену зону, вони, за відносно невеликих концентрацій, здатні утворювати квазілокальні рівні в дозволених зонах. Це т. зв. резонансні рівні, які проявляють, з одного боку, індивідуальні властивості атомів, а з другого – належать неперервному зонному спектру [1].

Отримання гомогенних монокристалів системи Ge–Sn методом Чохральського становить велику технологічну проблему. У відповідності з особливостями фазової діаграми вміст Sn у твердому германії не перевищує $5 \cdot 10^{20}\text{ см}^{-3}$

[2, 3]. Велика сегрегація при кристалізації затруднює як отримання крупних монокристалів, так і рівномірний розподіл олова по об'єму, оскільки рівноважний коефіцієнт розподілу Sn в германії у точці плавлення Ge $k = 0,019$. Різниця в ковалентних радіусах атомів Sn і Ge зумовлює появу деформаційної напруги в кристалах германію. З цих причин у системі слід очікувати утворення областей неоднорідностей (ОН), які включають не тільки атоми Sn, а й інші дефекти. В літературі відомі експериментальні результати, які свідчать про неоднорідний розподіл атомів Sn у германії [3].

У цій праці подаються експериментальні результати дослідження рухливості електронів у Ge, легованому оловом. В рамках дифузійного наближення пояснені особливості температурної залежності рухливості, наведено оцінку масштабу флуктуацій у розподілі Sn по об'єму зразка.

Експеримент

Монокристали германію, легованого Sn в концентрації $1,5 \cdot 10^{19}\text{--}1,2 \cdot 10^{20}\text{ см}^{-3}$, вирощува-