

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ”

На правах рукопису

669.7(093)

УДК 621.307.13

ПОРЕВ ГЕННАДІЙ ВОЛОДИМИРОВИЧ

1159

ВДОСКОНАЛЕННЯ МЕТОДІВ І ЗАСОБІВ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ
ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ БЕЗТИГЕЛЬНОЇ ЗОННОЇ ПЛАВКИ

(05.11.13 — прилади і методи контролю та визначення складу речовин)

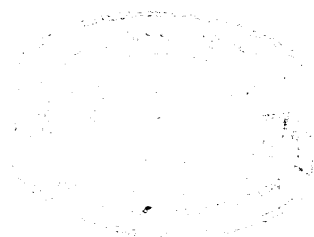
Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук

Науковий керівник

Якименко Юрій Іванович

чл.-кор. НАН України

доктор технічних наук, професор



Київ – 2004

238

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ	5
ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ ПРОБЛЕМИ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ БЕЗТИГЕЛЬНОЇ ЗОННОЇ ПЛАВКИ	17
1.1 Електронно-променева безтигельна зонна плавка та вимоги до точності вимірювання її параметрів	17
1.2 Використання телевізійних засобів для вимірювання параметрів зони розплаву	22
1.3 Дослідження факторів, які визначають точність вимірювання температури поверхні зони розплаву	29
1.4 Дослідження факторів, які визначають точність вимірювання висоти зони розплаву	38
1.5 Аналіз шляхів підвищення точності вимірювання параметрів зони розплаву та обґрунтування задач роботи	42
РОЗДІЛ 2 ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ПОВЕРХНІ ЗОНИ РОЗПЛАВУ	45
2.1 Методи вимірювання температури поверхні зони розплаву	45
2.2 Підвищення точності вимірювання температури зони розплаву шляхом покращення характеристик телевізійних засобів вимірювання	52
2.2.1 Компенсація нерівномірності чутливості світлоелектричного перетворювача шляхом формування тривимірної матриці вагових коефіцієнтів	52
2.2.2 Підвищення точності визначення ефективної довжини хвилі	56
2.3 Підвищення точності вимірювання температури при врахуванні перевідбиття випромінювання	59
2.3.1 Формування поля яскравості зони розплаву	60
2.3.2 Математична модель поля яскравості зони розплаву	63
2.3.3 Дослідження математичної моделі	66

2.4 Метод експериментального визначення складової сумарного сигналу, обумовленої перевідбиттям випромінювання	68
Висновки до розділу	74
РОЗДІЛ 3 ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ВИСОТИ ЗОНИ РОЗПЛАВУ	75
3.1 Аналіз похибок вимірювання висоти зони розплаву	75
3.2 Підвищення точності визначення координат меж зони розплаву	77
3.2.1 Аналіз роздільної здатності телевізійних засобів вимірювання	77
3.2.2 Методика визначення положення межі фаз	82
3.2.3 Контраст на межі фаз в зображенні зони розплаву	86
3.3 Підвищення точності вимірювання висоти зони розплаву шляхом вдосконалення процедури виділення контурів її меж	87
3.3.1 Визначення меж зони розплаву методом адаптивного пошуку	87
3.3.2 Метод радіальної розгортки	94
3.4 Алгоритм вимірювання висоти зони розплаву	97
Висновки до розділу	98
РОЗДІЛ 4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЛЕВІЗІЙНИХ ЗАСОБІВ ВИМІРЮВАННЯ ТА ПАРАМЕТРІВ ЗОНИ РОЗПЛАВУ	100
4.1 Обґрунтування задач та структури досліджень	100
4.2 Експериментальні дослідження характеристик телевізійних засобів вимірювання	102
4.2.1 Експериментальне визначення нижньої межі діапазону вимірюваних температур	102
4.2.2 Експериментальне визначення еквівалентної шуму різниці яскравісних температур	107
4.2.3 Експериментальне визначення ефективної довжини хвилі телевізійних засобів вимірювання на основі ПЗЗ-камери	108
4.3 Програмне забезпечення телевізійних засобів вимірювання параметрів ЕПБЗП	109

4.4 Дослідження параметрів зони розплаву	111
4.4.1 Вимірювання температури поверхні рідкої фази	111
4.4.2 Вимірювання висоти зони розплаву на різних режимах плавки	123
4.4.3 Дослідження процесу формування рідкої фази	126
Висновки до розділу	137
ВИСНОВКИ	139
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	141
ДОДАТКИ	149
ДОДАТОК А. Акти впровадження	149
ДОДАТОК Б. Лістинг програмного забезпечення	154

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

- АЦП — аналого-цифровий перетворювач
- АЧТ — абсолютно чорне тіло
- БЗП — безтигельна зонна плавка
- ВКП — відеоконтрольний пристрій
- ВПС — відносний перепад сигналу
- ЕДХ — ефективна довжина хвилі
- ЕПБЗП — електронно-променева безтигельна зонна плавка
- ЕШРТ — еквівалентна шуму різниця температур
- ЕШРЯТ — еквівалентна шуму різниця яскравісних температур
- ЗР — зона розплаву
- МРР — метод радіальної розгортки
- ПВВК — пристрій введення відеосигналу в комп'ютер
- ПЗ — програмне забезпечення
- ПЗЗ — прилад із зарядовим зв'язком
- ПК — персональний комп'ютер
- ПТТ — передавальна телевізійна трубка
- СЕР — світлоелектричний перетворювач
- ТЗВ — телевізійний засіб вимірювання
- ФПМ — функція передачі модуляції
- ЧМ — чутливий маркер

ВСТУП

Актуальність теми

Електронно-променева безтигельна зонна плавка (ЕПБЗП) по праву вважається однією із найбільш перспективних технологій отримання матеріалів із заданими властивостями (Пфанн В. [1], Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. [2], Червоний І.Ф. [3]), в тому числі надчистих напівпровідників, які є основою сучасної мікроелектроніки та інших важливих галузей науки і техніки.

Очевидно, що належна якість продукції може бути забезпечена тільки при дотриманні технологічних вимог щодо найважливіших параметрів плавки — температури та висоти зони розплаву (ЗР), що крім досконалої технології плавки вимагає адекватних методів і технічних засобів контролю. Такі методи і технічні засоби повинні забезпечити вимірювання параметрів ЕПБЗП на рівні сучасних вимог протягом всього циклу плавки, і в першу чергу, забезпечити необхідну точність вимірювання параметру в усьому діапазоні його зміни.

По-друге, такі методи і технічні засоби повинні створити умови для накопичення експериментального матеріалу щодо перебігу плавки, який буде використаний для розробки як методології контролю плавки, так і вдосконалення самої технології ЕПБЗП.

Проведений нами аналіз вітчизняної і зарубіжної науково-технічної літератури дозволив визначити наукові центри, які займають провідні позиції в даній галузі, та оцінити сучасний стан проблеми контролю технології ЕПБЗП.

Це, зокрема,

- Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона НАН України (розробка науково-технологічних основ одержання унікальних матеріалів в космості та створення спеціалізованої технологічної апаратури).
- Інститут хімічних проблем мікроелектроніки (Росія, РАН) (вирощування монокристалів з розплавів в умовах космічного польоту).
- National Aero-Space Agency (США) (зонне очищення матеріалів в умовах мікрогравітації).

- НДІ прикладної електроніки НТУУ „КПІ”(Україна) (методологія комплексного контролю параметрів ЕПБЗП).

Зусиллями фахівців вказаних установ розроблено ряд унікальних технологій зонної плавки для отримання матеріалів із заданими властивостями та створено різноманітне технологічне обладнання, в тому числі і для вимірювання параметрів ЕПБЗП.

При цьому на сьогодні отримано достатньо теоретичних та експериментальних матеріалів, з яких випливає висновок, що серед усіх технічних засобів, які можуть бути використані для вимірювання температури і висоти ЗР, повністю адекватними задачі є тільки телевізійні засоби (Ратников Д.Г. [4], Порєв В.А. [5], Бындин В.М. , Добровольская В.И., Ратников Д.Г. [6], Мільвідський М.Г. Картавих А.В., Раков В.В. [7]). Дійсно, сучасні телевізійні засоби вимірювання (ТЗВ) в змозі одночасно забезпечити найвищі серед усіх інших засобів показники щодо просторового розрізнення, формату та часу формування виборки, що надає їм суттєві переваги при вимірюванні параметрів ЗР, в тому числі в плані точності вимірювань.

Впровадження телевізійних засобів та спеціально розроблених методів в технологію зонної плавки дозволило в цілому вирішити проблему її контролю .

Але деякі питання, важливі з точки зору точності вимірювання параметрів ЗР, не вирішені і до цього часу. До таких питань, зокрема, належать наступні.

По-перше, це низька ефективність існуючих методик компенсації нерівномірності чутливості світлоелектричного перетворювача (СЕП) та пов'язана з цим недосконалість методів визначення ефективної довжини хвилі ТЗВ, що може бути джерелом похибок вимірювання температури.

По-друге, обумовлені прагненням коригувати поверхневий градієнт температури розробка нових режимів плавки та введення в конструкції сучасних вакуумних камер додаткових елементів (Патон Б.Є., Асніс Ю.А., Заболотин С.П. [8]) змінюють характер перевідбиття випромінювання, отже змінюють алгоритм формування поля яскравості ЗР, що, в свою чергу, вимагає

як розробки нових моделей поля яскравості ЗР, так і перегляду та вдосконалення існуючих методів (Порєв В.А. [9]) вимірювання температури.

По-третє, існуючі методи вимірювання висоти ЗР за допомогою ТЗВ (Бындин В.М., Добровольская В.И., Ратников Д.Г. [6], Порєв В.А. [9]) не враховують останніх результатів досліджень поля яскравості на межі твердої і рідкої фаз, що зменшує точність вимірювання.

Крім цього, на сьогодні відсутні достовірні оцінки перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення в ході ЕПБЗП.

Дискусійним є також питання щодо нижньої межі діапазону температур, які можуть бути виміряні за допомогою ТЗВ.

Невирішеність вказаних питань перешкоджає ефективному застосуванню телевізійних засобів для вимірювання параметрів ЗР, стримує розвиток технології ЕПБЗП і ускладнює розв'язання однієї з найактуальніших проблем технічного розвитку України — становлення на якісно новому рівні вітчизняної напівпровідникової електроніки.

Мета і задачі роботи

Мета роботи — підвищення точності вимірювання параметрів ЕПБЗП шляхом створення методів вимірювання, які базуються на експериментально встановлених закономірностях розподілу яскравості на поверхні ЗР.

Об'єкт дослідження — параметри електронно-променевої безтигельної зонної плавки, яка провадиться в вакуумній камері з метою отримання надчистих напівпровідникових матеріалів та матеріалів з заданими властивостями.

Предмет дослідження — технічні засоби та методи вимірювання висоти і температури зони розплаву.

Методи дослідження — математичне моделювання поля яскравості, методи теоретичної пірометрії, теорія похибок та обробки експериментальних результатів, методи об'єктно-орієнтованого програмування.

Задачі роботи:

1. Дослідження факторів, які визначають точність вимірювання висоти ЗР та температури її поверхні.
2. Розробка методик оцінки похибок вимірювання температури поверхні ЗР, обумовлених нерівномірністю чутливості СЕП, похибкою визначення ЕДХ та перевідбиттям випромінювання.
3. Розробка і дослідження математичної моделі поля яскравості ЗР при наявності перевідбиття випромінювання в вакуумній камері та створення на цій основі вдосконаленого методу вимірювання температури ЗР.
4. Розробка методики, пристрою та програмного забезпечення для проведення експериментального дослідження розподілу яскравості поверхні ЗР на різних режимах плавки.
5. Створення методу підвищення точності вимірювання температури ЗР, який базується на експериментальному визначенні складової яскравості, обумовленої перевідбиттям випромінювання.
6. Розробка методу підвищення точності вимірювання висоти ЗР шляхом вдосконалення алгоритму виділення контуру зображення межі ЗР.
7. Створення методик, пристрою та програмного забезпечення для експериментального дослідження характеристик ТЗВ, які обумовлюють точність вимірювання параметрів ЗР.
8. Розробка методики оцінки перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення кремнію.

Наукова новизна

- Створена математична модель поля яскравості ЗР при наявності перевідбиття випромінювання в вакуумній камері, на базі якої розроблено метод вимірювання температури та методику оцінки похибки, обумовленої неврахуванням перевідбиття випромінювання.
- Розроблено метод підвищення точності вимірювання температури ЗР, який передбачає експериментальне визначення складової яскравості, обумовленої перевідбиттям випромінювання.

- Вперше отримана залежність, яка пов'язує похибку вимірювання температури ЗР з нерівномірністю чутливості СЕП.
- Створено метод підвищення точності вимірювання висоти ЗР, який базується на вдосконаленому алгоритмі виділення контуру зображення межі ЗР.
- Вперше експериментально отримані функції розподілу яскравості на поверхні ЗР для різних режимів плавки. Встановлено, що функція розподілу температури по висоті ЗР несимметрична, а збільшення швидкості переміщення ЗР приводить до збільшення температурного градієнту на поверхні рідкої фази.

Практична цінність

1. Створено методику визначення ЕДХ, яка враховує особливості світлосигнальної характеристики ТЗВ.
2. Розроблено методики, пристрій та програмне забезпечення для експериментального дослідження характеристик ТЗВ.
3. Вперше експериментально визначена температура $T_H=555$ К, яка відповідає нижній межі температурного діапазону ТЗВ на основі ПЗЗ-камери OS25III.
4. Розроблена методика оцінки перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення кремнію.
5. Розроблені в дисертації методи вимірювання параметрів ЗР та результати дослідження характеристик ТЗВ впроваджені в дослідну експлуатацію технологічного пристрою для ЕПБЗП в Інституті електрозварювання ім.Є.О.Патона НАН України.
6. Розроблені в дисертації алгоритми і програмне забезпечення, які створені з використанням сучасних засобів розробки в об'єктно-орієнтованій моделі програмування, можуть бути використані в інших задачах, пов'язаних з дослідженням геометричних та амплітудних параметрів телевізійних зображень .

7. Матеріали дисертаційної роботи використані в навчальному процесі Національного авіаційного університету при формуванні робочої навчальної програми дисципліни „Основи телебачення” та в навчальному процесі Національного технічного університету України „Київський політехнічний інститут” при формуванні робочої навчальної програми дисципліни „Телевізійні наукові та технологічні прилади і системи”.

Дисертаційна робота виконувалась в Національному технічному університеті України “Київський політехнічний інститут” у відповідності з планами держбюджетних науково-дослідних робіт: «Теорія процесу формування поля яскравості зони плавки кремнію (електронно-променева безтигельна зонна плавка)» (№ держреєстрації 0100U000625); «Наукові основи та методологія комплексного контролю і комп’ютеризованого керування в електронно-променевої технології безтигельної плавки» (№ держреєстрації 0102U002215); та у відповідності з технічними завданнями госпдоговірних науково-дослідних робіт : “Розробка та експериментальна перевірка методики аналізу параметрів зони плавки в реальному масштабі часу” (№ держреєстрації 0199U000488); “Розробка та експериментальна перевірка методу дистанційного контролю температурного поля на поверхні монокристалу кремнію при зонній плавці” (№ держреєстрації 0199U000487), які виконувались в рамках Національної космічної програми України “Міжнародна орбітальна станція—2”, проект “Розробка науково-технологічних основ одержання унікальних матеріалів в космосі та створення спеціалізованої технологічної апаратури”, (шифр “Технологія”).

В першому розділі на основі аналізу літературних даних та з врахуванням результатів виконаних за участю автора експериментальних досліджень сформульовані вимоги до точності вимірювання параметрів ЗР. Показано, що засоби вимірювання повинні забезпечувати на поверхні ЗР лінійне розрізнення не менше 0.1 мм і температурне на рівні 3К. В той же час існуючі методи та найбільш досконалі телевізійні засоби забезпечують точність вимірювання на рівні 0.2 мм та 5К відповідно.

Виконано дослідження факторів, які визначають точність вимірювання температури поверхні ЗР. Зроблено висновок, що найбільший внесок в сумарну похибку вимірювання температури ЗР вносять методичні похибки та похибки, обумовлені похибкою визначення ЕДХ.

Виконано дослідження факторів, які визначають точність вимірювання висоти ЗР. Зроблено висновок про те, що найбільший внесок в сумарну похибку вимірювання висоти ЗР вносять похибки, обумовлені шумами СЕП та методичні похибки. При аналізі методик компенсації нерівномірності чутливості показано, що принциповим недоліком методик компенсації геометричного шуму є те, що двомірна компенсуюча матриця формується при одному значенні освітленості.

Виконано аналіз шляхів підвищення точності вимірювання параметрів ЗР. Встановлено, що підвищення точності вимірювання неможливе без дослідження характеру формування сигналів на межах ЗР та розробки на цій основі досконалих методів вимірювання. Показано, що точність вимірювання параметрів ЗР може бути підвищена також за рахунок покращення точносних характеристик технічних засобів та вдосконалення методик їх використання. До сукупності актуальних задач, спрямованих на вдосконалення ТЗВ віднесено визначення нижньої межі температурного діапазону.

В другому розділі обґрунтовано методику формування тривимірної компенсуючої матриці для сукупності значень освітленості E_1, E_2, \dots, E_k в робочому діапазоні ТЗВ. Зважаючи на ту обставину, що процес вимірювання температури поверхні ЗР характеризується порівняно вузьким діапазоном змін освітленості мішені СЕП ($E_{\min}=0.72E_{\max}$), формування компенсуючої матриці доцільно обмежити значеннями $E_1=E_{\min}, E_2=E_{\max}$.

Отримана залежність, яка пов'язує похибку вимірювання температури ЗР з нерівномірністю чутливості СЕП.

Розроблена методика визначення ЕДХ за пірометричними сигналами, утвореними одним і тим же пікселем при різних температурах з врахуванням реального характеру перетворення освітленості у вихідний сигнал, яка дозволяє

уникнути вказаної похибки.

Проведені експериментальні дослідження підтвердили, що значення ЕДХ можуть виявитися різними для різних зон СЕП, отже при контролі температури по зображенню значних розмірів кожний результат по ЕДХ повинен співвідноситись з координатами в площині СЕП.

Розроблена математична модель поля яскравості ЗР при наявності перевідбиття. На основі математичної моделі розроблено метод визначення яскравісної температури поверхні ЗР з врахуванням перевідбиття випромінювання.

Запропоновано метод підвищення точності вимірювання температури, який базується на уточнених закономірностях формування функції яскравості поверхні ЗР і передбачає експериментальне визначення складової сумарного сигналу, обумовленої перевідбиттям випромінювання. Реалізується метод шляхом одночасного аналізу основного сигналу, утвореного зображенням фрагменту зони та додаткового, утвореного зображенням фрагменту катоду.

В третьому розділі експериментально встановлено характер сигналу на межі твердої і рідкої фаз, з якого можна зробити висновок про лінійність перехідної області. Визначено, що похибка вимірювання висоти ЗР на поверхні кристалу становить 210 мкм. Така точність не може вважатися достатньою при вимірюванні висоти ЗР.

Розроблено метод вимірювання висоти ЗР, який враховує характер сигналу на межі фаз.

При цьому ПЗ приладу доповнюється процедурою деталізації, згідно з якою після знаходження висоти ЗР (в цілих значеннях піксел) сигнали, сформовані крайніми пікселами, співставляється з визначеними рівнями і відносяться до одного з них.

Показано, що точність вимірювання висоти, тобто різниці координат верхньої і нижньої меж ЗР, в першу чергу залежить від точного виділення контуру меж ЗР, які є лінією складної форми. Точне виділення контуру важливе як при визначенні висоти ЗР для будь-якої координати, так і при визначенні

середнього значення висоти ЗР для заданого контуру.

Для виділення контурів меж ЗР розроблено алгоритми адаптивного пошуку.

В четвертому розділі обгрунтовано, що суттєві зміни в напрямку покращення характеристик і, в першу чергу, підвищення точності ТЗВ можливі тільки на шляху вдосконалення метрологічного забезпечення. Зокрема, визначення тих характеристик ТЗВ, які не паспортизуються виробником телевізійних приладів, але є важливими з точки зору їх застосування як засобів вимірювання.

До таких характеристик віднесено: нерівномірність чутливості СЕП; ЕДХ; еквівалентну шуму різницю яскравісних температур; діапазон вимірюваних температур. Дані про нерівномірність чутливості іноді можуть бути внесені в паспорт телевізійних приладів, але, як правило, вони показують середнє значення для партії однотипних виробів. До того ж методика визначення цієї характеристики потребує вдосконалення.

Розроблена методика експериментального визначення нижньої межі діапазону температур, які можуть бути виміряні за допомогою ТЗВ. Методика враховує базові положення концепції використання телевізійних камер в інформаційно-вимірювальній техніці, передбачає корекцію чутливості ПЗЗ-матриці і роботу в діапазоні лінійності. Вперше експериментально визначена температура $T_H=555$ К, яка відповідає нижній межі температурного діапазону ТЗВ на основі ПЗЗ-камери OS25III.

Вперше експериментально встановлено, що еквівалентна шуму різниця яскравісних температур ТЗВ на основі ПЗЗ-камери OS25III становить 0.4К.

Експерименти, спрямовані на створення методології контролю ЕПБЗП, провадились шляхом формування, запису і аналізу зображень ЗР за допомогою телевізійної камери, яка має такі характеристики — формат матриці 582×542, розмір пікселя 10.4 мкм, діапазон спектральної чутливості — 0.4... 1.0 мкм.

При плануванні експериментів в даній роботі враховано, що у відповідності з вимогами технології плавки постійному контролю підлягає,

головним чином, температурне поле рідкої фази.

В ході експериментів отримані криві розподілу яскравості вздовж вертикальної осі кристалу в сукупності послідовних кадрів. Перехід від розподілу яскравості до розподілу температури здійснено на базі експериментального матеріалу, аналіз якого дозволив вдосконалити методику, зокрема, обґрунтовано вибирати інтервал між вимкненням високої напруги та напруги живлення катоду.

Визначення загальної похибки результату непрямих вимірювань температури проведено з врахуванням випадкової похибки та невиключених систематичних похибок, обумовлених, відповідно, перевідбиттям випромінювання, нерівномірністю чутливості, похибкою визначення ЕДХ. Отримано формули для визначення середнього квадратичного відхилення результату вимірювання температури та довірчих меж невиключених систематичних похибок. Для оцінки середнього квадратичного відхилення загальної похибки результату вимірювання температури поверхні ЗР отримано значення 1.5 К.

Встановлено, що функція розподілу температури по висоті ЗР несиметрична. Максимальна температура і максимальний температурний градієнт спостерігаються в нижній частині ЗР (біля фронту кристалізації).

Показано, що асиметрія температурного профілю відтворює розподіл щільності електронів в перерізі електронного пучка на поверхні кристалу, а збільшення швидкості переміщення ЗР приводить до збільшення температурного градієнту на поверхні рідкої фази.

Публікації

Основні наукові результати і положення роботи викладені в 6 статтях в фахових наукових журналах, 1 збірнику наукових праць, 1 патенті України, 4 тезах конференцій.

Структура та обсяг роботи

Робота складається із вступу, 4 розділів, загальних висновків, списку літератури та 2 додатків. Обсяг роботи : 110 сторінок основного тексту, 62 рисунки, 5 таблиць, список літератури — 77 найменувань. Загальний обсяг роботи — 183 сторінки.

РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ ПРОБЛЕМИ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ БЕЗТИГЕЛЬНОЇ ЗОННОЇ ПЛАВКИ

1.1. Електронно-променева безтигельна зонна плавка та вимоги до точності вимірювання її параметрів

Зонна плавка (zone melting) як один з методів перекристалізації речовини знаходить сьогодні широке застосування в наукових дослідженнях, в технології очищення кристалів, металів, напівпровідників, органічних речовин та при створенні матеріалів з заданим розподілом домішок [1].

Зонна плавка може проводитись як в тиглі (контейнері), так і безтигельним методом. Матеріали з температурою плавлення більшою 1500 К (наприклад, для кремнію — 1685 К) допускають тільки безтигельну зонну плавку (БЗП), оскільки в рідкій фазі вони хімічно активні.

Зонна плавка базується на різниці концентрацій домішок в твердій та рідкій фазах. Кількісне співвідношення між концентраціями — коефіцієнт сегрегації — є параметром речовини. Коефіцієнт сегрегації для різних речовин знаходиться в межах від 10^{-3} до 10 [1]. При переміщенні зони вздовж кристалу домішки перерозподіляються між твердою та рідкою фазами. Головна відмінність між зонною плавкою і більш давніми методами кристалічного очищення полягає в тому, що при зонній плавці одночасно переплавляється тільки малий об'єм кристалу.

Технологія зонної плавки полягає у створенні та переміщенні вздовж зразка вузької розплавленої зони, для чого можуть використовуватися резистивний, оптичний, індукційний, електронно-променевий методи [1,2].

Найбільші перспективи має електронно-променевий метод, який характеризується коефіцієнтом корисної дії біля 80% та малою споживаною потужністю, що забезпечує значні переваги при великих обсягах виробництва. Метод відзначається простотою реалізації та надзвичайно широким спектром застосування — від органічних речовин до тугоплавких металів [2,7].

Великого поширення серед методів БЗП набув метод електронно-

променевої безтигельної зонної плавки (ЕПБЗП), схема якого зображена на рис.1.1 [2].

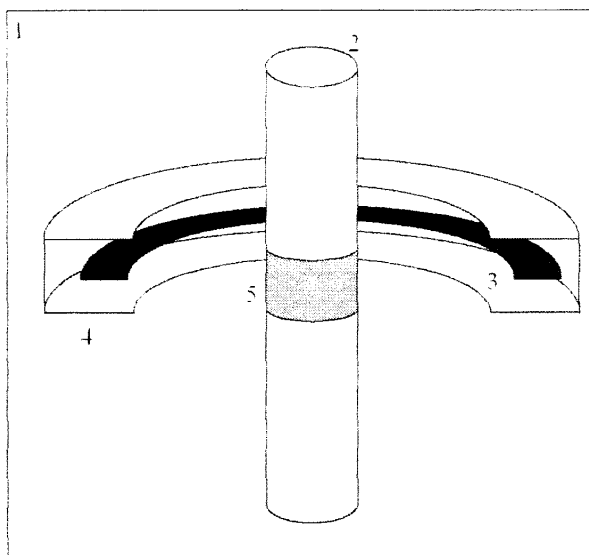


Рис.1.1. Схема методу плаваючої зони з кільцевим катодом.

1 — вакуумна камера, 2 — кристал, 3 — катод, 4 — фокусуюча система, 5 — зона розплаву.

В вакуумній камері 1 вертикально розміщується кристал кремнію 2 (анод) і концентрично — джерело електронів (катод 3) у формі тора з діаметром у перерізі 2 мм. Система фокусування 4 забезпечує взаємодію електронного пучка з кристалом, в результаті чого кінетична енергія електронів, які проникають в матеріал на глибину від часток мкм до десятків мкм, перетворюється в теплову, частина якої переходить в енергію випромінювання, а основна частина за рахунок теплопровідності поширюється в об'єм кристалу, що приводить до виникнення зони розплаву (ЗР) висотою 6...12 мм.

Певна частина пучка(10-20%) відбивається від поверхні, що зменшує к.к.д. плавки і обумовлює необхідність керування потужністю пучка в процесі плавки, оскільки ця частка залежить від кута падіння пучка.

До 1% енергії пучка витрачається на рентгенівське випромінювання та вторинні електрони[2].

В ході плавки ЗР переміщується вздовж кристалу за рахунок переміщення кристалу відносно катоду 3. В технології ЕПБЗП швидкість переміщення ЗР може бути як постійною, так і змінною, що визначається

технологічними задачами та конструкцією камери. Описані нижче експерименти проводились при швидкості від 0.1 см/год до 2 см/год.

Після проведення плавки концентрація домішок по довжині кристалу змінюється і визначається кривою розподілу, на якій виділяють три ділянки: ділянку зменшеної концентрації, ділянку нормальної та ділянку збільшеної концентрації. Співвідношення між довжинами ділянок — характер розподілу домішок після плавки (якість плавки) — залежить не тільки від коефіцієнту сегрегації, а й від градієнту температури в ЗР, від висоти h та форми ЗР, від форми ділянки кристалізації, від ступеня перемішування розплаву та деяких інших факторів [1,2]. Очевидно, що найбільш повно переваги зонної плавки проявляються при багатократному повторенні процесу.

В даній технології внаслідок специфічних особливостей формування поля яскравості ЗР та з огляду на зростаючі вимоги до чистоти кристалічних напівпровідникових матеріалів надзвичайної ваги набуває проблема вимірювання розподілу температури на поверхні зразка.

На сьогодні БЗП сформувалась в потужну галузь виробництва матеріалів з заданими властивостями. При цьому незважаючи на безперервний розвиток теоретичної бази і вдосконалення технології ЕПБЗП [3], розширення сфер застосування, актуальною і до цього часу залишається проблема контролю температурного поля. Головною причиною такого положення є, з одного боку, особливості технології зонної плавки, які виключають можливість використання найбільш точних і технологічно досконалих контактних технічних засобів вимірювання температури, з другого — впровадженню пірометрів випромінювання (зокрема, телевізійних) перешкоджає брак інформації про механізм формування поля яскравості.

В структурі ЗР крім власне рідкої фази можна виділити також дві тонкі ділянки розділу між твердою та рідкою фазами – ділянку плавлення та ділянку (фронт) кристалізації, розмір якої та форма також впливають на результат плавки (рис.1.2).

Таким чином, основними параметрами ЗР, що визначають якість ЕПБЗП і

потребують постійного контролю, є градієнти температур, висота ЗР, форма ділянки кристалізації. Ці ж параметри визначені як важливі і авторами робіт [4, 7, 9].

При цьому жоден із параметрів не може вважатися стабільним на протязі циклу плавки внаслідок цілого ряду причин [2].

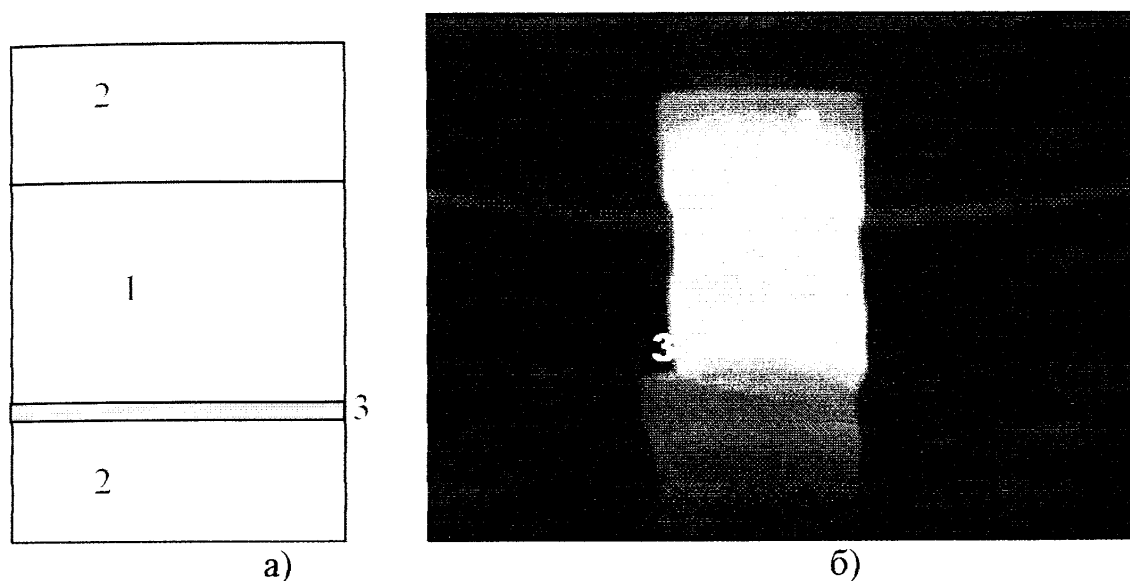


Рис.1.2. Структура ЗР кремнію та її цифрове зображення. а) — структура, б) — цифрове зображення. 1 — рідка фаза, 2 — тверда фаза, 3 — ділянка кристалізації.

По-перше, температурний градієнт може змінюватись внаслідок конвективних процесів, флуктуацій електронного пучка в часі та просторі, нерівномірності швидкості переміщення тощо.

По-друге, фактором впливу на якість плавки може стати навіть незначна вібрація або несиметричність розплавленої зони, яка виникає при неспівосностях кристалу та катоду і приводить до не прогнозованих градієнтів температури.

Надзвичайно важливою особливістю процесу зонної плавки кремнію з точки зору вимірювання параметрів ЗР є зміни яскравості поверхні кристалу при переході з твердої фази в рідку і навпаки. На рис.1.3 показано запозичене з роботи [5] цифрове зображення кристалу кремнію та відповідний розподіл яскравостей в твердій та рідкій фазах.

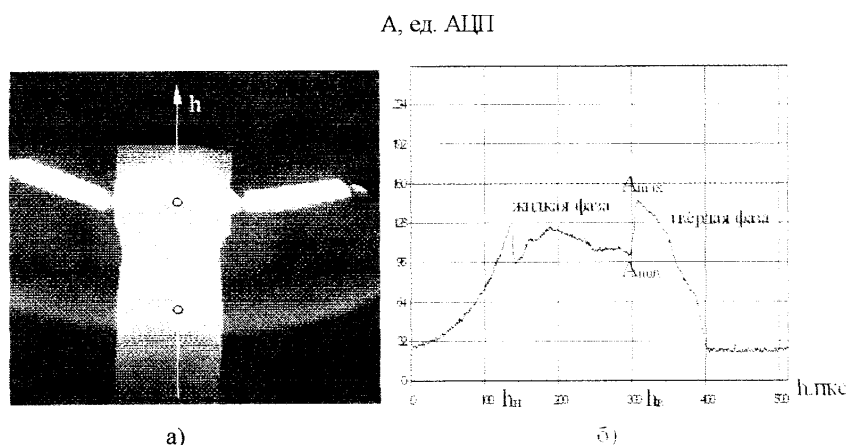


Рис.1.3. Утворення рідкої фази. а) — вигляд зони, б) — розподіл сигналу по висоті зони.

Видно, що при фазовому переході картина розподілу яскравості змінюється — ділянка рідкої фази стає візуально темнішою (рис.1.3а), зменшується і сигнал (рис.1.3б), який формується зображенням рідкої фази.

При аналізі стану проблеми контролю ЕПБЗП та при визначенні вимог до точності вимірювання параметрів ЗР орієнтуємось на літературні джерела та публікації в вітчизняних і зарубіжних періодичних виданнях протягом 1970—2003 років. В першу чергу орієнтуємось на публікації в науково-технічних журналах «Методи та прилади контролю якості», «Дефектоскопия», «Техническая диагностика и неразрушающий контроль», «Приборы и техника эксперимента», «Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования», «Applied Optics», «Applied Physics», «Crystal growth». Для отримання найновішої інформації використані можливості пошукових серверів Інтернет, таких як Google, Yahoo, Altavista, Rambler, Yandex, Meta-Ukraine та TopPing.

При формулюванні вимог до точності вимірювання висоти ЗР врахуємо висновки роботи [6], де експериментально встановлено, що зміна висоти ЗР в процесі плавки на величину, меншу за 0.3 мм не приводить до порушення технологічного режиму. Аналізуючи задачу визначення висоти ЗР, треба також врахувати результати, отримані в [9], де встановлено, що профіль ділянок розділу між рідкою та твердою фазами має складну форму. Тому мова може йти про визначення висоти для певної координати чи середнього значення по

частині периметра кристалу, що повинно затверджуватись на етапі розробки технологічного процесу. А вже базою для планування мають бути експериментальні дослідження процесу формування рідкої фази.

Таким чином, користуючись критерієм незначної похибки [10], будемо вважати, що сучасні вимоги до точності вимірювання висоти ЗР будуть задовольнятися при умові, що на поверхні ЗР буде забезпечене вимірювання відрізка з похибкою $0.3/3 \leq 0.1$ мм.

При формуванні вимог до точності вимірювання температури врахуємо результати [7], де експериментально показано, що кристалізацію необхідно провадити при малих перегрівках розплаву з можливістю вимірювання градієнтів температури ЗР з похибкою не більше $\pm 5\text{K}$. З іншого боку, аналіз широкомасштабних досліджень, спрямованих на вдосконалення технології ЕПБЗП кремнію, що виконувались в ІЕЗ ім.Є.О.Патона і результати яких були частково опубліковані в [5,8,9], приводить до висновку про необхідність зменшення похибки вимірювання температури принаймні до 3К.

Обґрунтовуючи вибір технічного засобу, скористаємось також результатами роботи [5], де зроблено висновок, що найбільш адекватними засобами вирішення проблеми вимірювання параметрів ЕПБЗП є телевізійні засоби.

1.2. Використання телевізійних засобів для вимірювання параметрів зони розплаву

Телевізійний засіб вимірювання визначимо як сукупність оптичних, електричних та обчислювальних засобів, за допомогою якої інформація про структуру, стан та властивості об'єкту, що міститься в його випромінюванні, перетворюється в вимірювальний сигнал.

При виборі терміну „телевізійний засіб вимірювання” орієнтуємось на наведену в [10] класифікацію, згідно з якою термін „засоби вимірювання” є одним із основних в інформаційно-вимірювальній техніці і поширюється як на вимірювальні прилади так і на системи контролю.

Врахуємо при цьому, що передбачені в роботі дослідження спрямовані в кінцевому підсумку на забезпечення контролю ЕПБЗП, що вимагає певних знань про параметри ЕПБЗП (розподіл яскравості на ділянках плавлення і кристалізації, діапазон значень температур поверхні ЗР, розподіл температури на поверхні та характер його змін в процесі плавки тощо). Відповіді на поставлені питання можуть бути отримані тільки експериментально за умови, що вимірювання будуть провадитись з точністю, яка відповідає сучасним вимогам..

Загальна методика використання телевізійних засобів для вимірювання геометричних, енергетичних та динамічних параметрів різних об'єктів полягає в формуванні телевізійного зображення об'єкту, перетворенні його в цифровий код та застосуванні алгоритмів обробки, які забезпечують необхідну точність визначення параметрів зображення.

При цьому зображення можуть бути утворені розподілом власного випромінювання, відбитого та такого, що пройшло через середовище.

Враховуючи, що характеристики спектральної чутливості сучасних ТЗВ перекривають ультрафіолетовий, видимий та ближній інфрачервоний діапазони, а електромагнітне випромінювання цих діапазонів відносять до оптичного, можна визначити телевізійне зображення, як розподіл параметрів оптичного поля (випромінювання) в просторі, часі та по спектру.

Телевізійне зображення можна визначити також як сукупність відліків сигналу з прив'язкою до координат мішені світлоелектричного перетворювача (СЕР). Значення відліків характеризують освітленість піксел, а їх координати визначають геометричні характеристики телевізійного зображення. До геометричних параметрів зображення крім координат точок відносять також відстань між точками, периметр та площу. В основі задачі визначення параметрів зображення є формування відліків з їх координатною прив'язкою.

Узагальнена структурна схема телевізійного засобу представлена на рис.1.4.

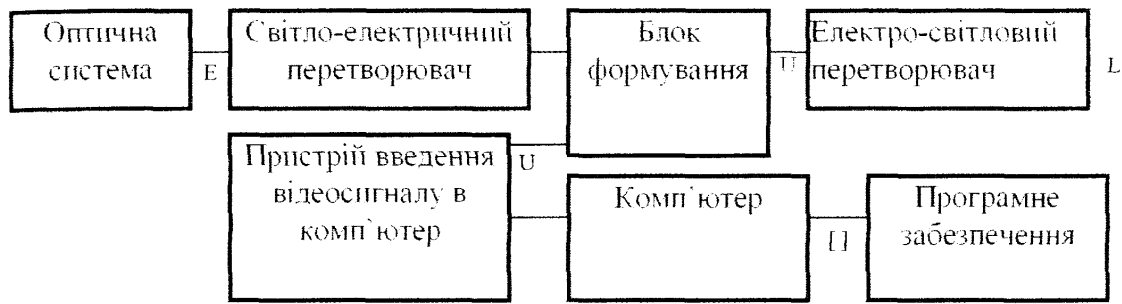


Рис.1.4. Узагальнена структура телевізійного засобу вимірювання. Оптична система формує зображення об'єкту в чутливій площині СЕП, де за допомогою розгортання (електронним променем в передавальній телевізійній трубці (ПТТ) або комбінацією електронних імпульсів в приладах із зарядовим зв'язком (ПЗЗ)) утворюється первинний відеосигнал.

Повний відеосигнал, сформований в наступному блоці формування відеосигналу, подається на вхід електросвітлового перетворювача та до пристрою введення відеосигналу в комп'ютер (ПВБК). Зауважимо, що деякі моделі сучасних відеоадаптерів (наприклад ATI Radeon 7200 та ASUS V3400TNT) містять у своєму складі ПВБК, що дозволяє обійтися без окремих пристроїв.

У відповідності з структурою ТЗВ та викладеним вище телевізійне зображення може існувати як розподіл освітленості на чутливій поверхні СЕП, як розподіл зарядів по матриці СЕП, як сформована законом розгортки послідовність аналогових електричних сигналів, як цифровий масив (цифрове зображення), як розподіл яскравості екрану.

Важливим чинником, який дозволяє телевізійним вимірювальним засобам займати провідне місце серед аналогічних засобів, є наявність в його структурі ПК та використання потужного арсеналу програмного забезпечення. Програмні засоби забезпечують керування процесом формування телевізійного зображення, введення його в комп'ютер, обробку, визначення заданих характеристик, поточну корекцію роботи ТЗВ, формування банку даних, в тому числі і банку цифрових зображень.

Концепція використання телевізійних засобів для аналізу оптичних полів базується на уявленні про ПЗЗ-матрицю, як упорядковану сукупність елементів

розкладу зображення, які незалежно один від одного формують рівні сигнали при однаковій освітленості [11]. Такий підхід дозволяє застосовувати телевізійні засоби для вимірювання геометричних, амплітудних і динамічних параметрів зображення, але з врахуванням певних застережень.

В [11] показано, що справедливість концепції забезпечується тільки при роботі в діапазоні лінійності та за умови компенсації нерівномірності чутливості піксел, яка є наслідком цілої низки причин (незначні порушення технології при виробництві матриць, що приводять до розкиду значень розмірів піксел та коефіцієнтів пропускання системи електродів, неефективність переносу, розтікання заряду).

Нерівномірність чутливості, яка означає неідентичність властивостей елементів розкладу з точки зору перетворення освітленості в електричний сигнал, визначається в межах поля зображення чи певної його ділянки такою формулою

$$H = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}} = \frac{\Delta A}{2\bar{A}}, \quad (1.1)$$

де \bar{A} — середнє значення сигналу при постійній освітленості,

ΔA — різниця між мінімальним A_{\min} і максимальним A_{\max} значенням.

Нерівномірність чутливості сучасних порівняно досконалих ПЗЗ-матриць знаходиться на рівні $H=0.03\dots 0.05$, але може набувати і більших значень (табл. 1) [60].

Таблиця 1.1. — Нерівномірність чутливості сучасних ПЗЗ

ПЗЗ	ФПЗС-1М	ФПЗС-3М	ФПЗС-5М	К1200ЦМ15	К1200ЦМ8
H	0.2	0.1	0.05	0.12	0.03

Найчастіше для компенсації нерівномірності чутливості матричних СЕП використовується метод програмової корекції [12], який полягає в тому, що при еталонній освітленості формують двовимірну матрицю значень сигналів A_{ij}^0 , визначають максимальне значення сигналу A_{\max}^0 і утворюють матрицю вагових коефіцієнтів

$$C_{ij} = \frac{A_{\max}^0}{A_{ij}^0} \quad (1.2)$$

Надалі сигнал з елемента розкладу визначається за формулою

$$A_{ij}^+ = C_{ij} A_{ij}^0, \quad (1.3)$$

де A_{ij} — виміряне значення.

Корекція нерівномірності чутливості дозволяє знизити нерівномірність до значення $H' < H$. При цьому для більшості сучасних ПЗЗ шум, обумовлений нерівномірністю, зменшується до рівня фотонного при $H' \leq 0.2H$.

Вимога щодо лінійного характеру перетворення освітленості E' в вихідний сигнал $A(E')$ може бути забезпечена лише в деякому діапазоні освітленості мішені СЕП, в межах якого виконується нерівність [11]

$$\left| A_a(E'_i) - \bar{A}(E'_i) \right| < n\sigma, \quad (1.4)$$

де $\bar{A}(E'_i)$ — середнє значення сигналу,

$A_a(E'_i)$ — значення сигналу з апроксимуючої прямої,

σ — середнє квадратичне відхилення результату вимірювання сигналу при освітленості E'_i ,

$n\sigma$ — довірчий інтервал ($n=2,3$).

Телевізійні вимірювальні засоби на сьогодні є надзвичайно ефективним інструментом для дослідження оптичних мікро і макрополів, в т.ч. утворених випромінюванням поверхні ЗР [13—29].

Цей висновок ґрунтується на аналізі літературних джерел та матеріалів патентного пошуку, виконаного за період з 1970 по 2002 роки за класами H04N, G01B, G02B, G01J.

На рис.1.5 показана схема розвитку методології телевізійного контролю параметрів БЗП.

Перші спроби використання ТЗВ для вимірювання параметрів ЕПБЗП датовані початком 70-х років [18, 19]. В названих роботах описані телевізійні пристрої для вимірювання тільки діаметру ЗР шляхом виділення рядків

розгортання, які проходять через зображення ЗР з наступним вимірюванням тривалості імпульсу.

З розвитком уявлень про можливості ТЗВ вони починають використовуватись і для вимірювання температури. Наприклад, в [20] розглядається телевізійний пристрій для аналізу температурних полів на базі ПТТ та з використанням зовнішнього каліброваного джерела, зображення якого періодично фокусується на СЕП.

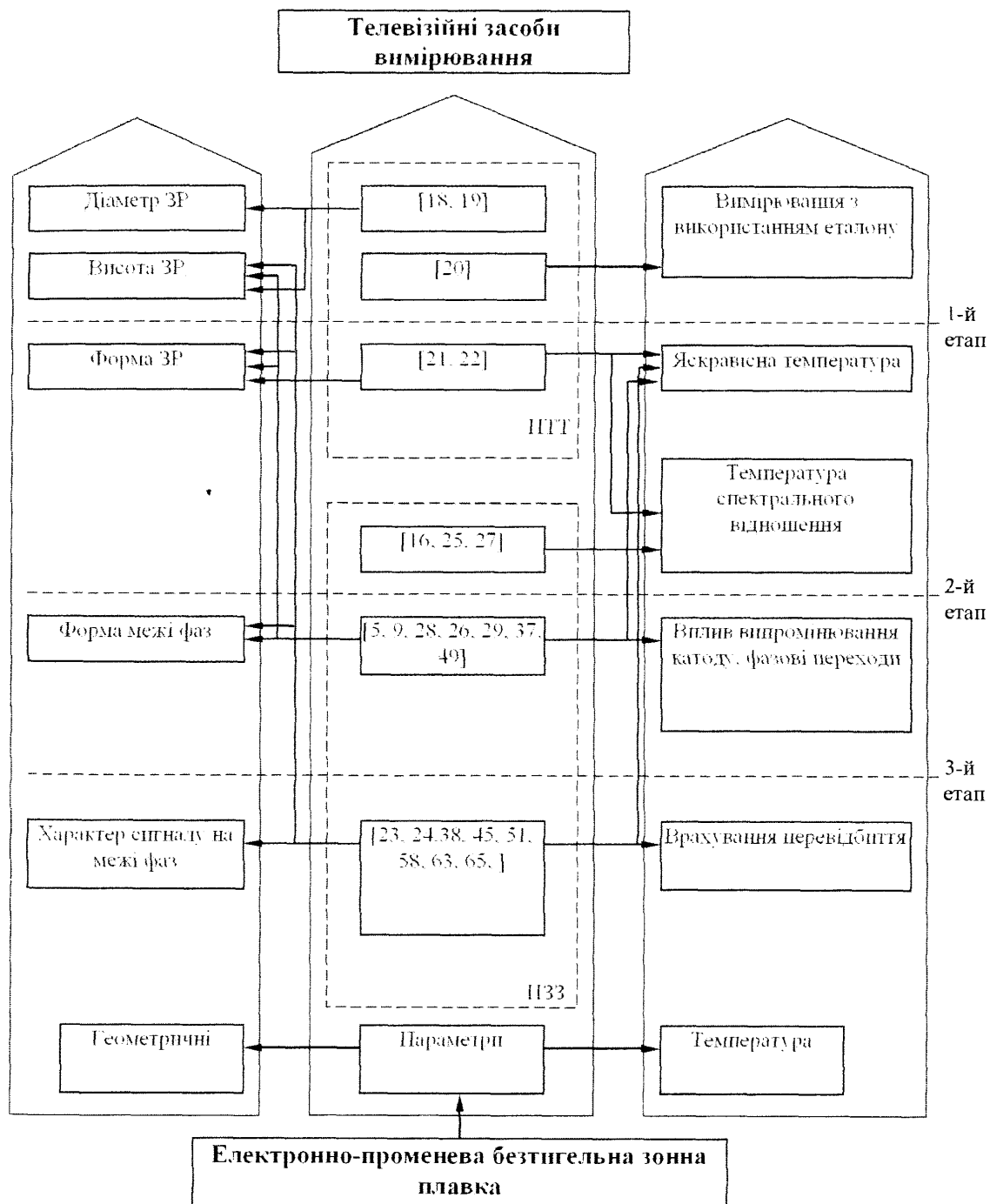


Рис.1.5. Схема розвитку методології телевізійного контролю параметрів БЗП.

В роботах [21, 22] розглядаються питання синтезу телевізійних систем контролю високотемпературних полів, утворених сфокусованим електронним чи лазерним променем на поверхні кремнію. Описана в [22] система ИИ42Т на свій час була суттєвим кроком на шляху створення методології контролю параметрів електронно-променевої обробки матеріалів. Дещо більш досконалою щодо апаратної реалізації та програмного забезпечення можна вважати створену автором [21] телевізійну вимірювальну систему ИИ53Т. Діапазон вимірюваних температур 500...2000°C розділений на піддіапазони, в кожному з яких характеристика лінеаризована

Але сьогодні прилади, побудовані на ПТТ, з точки зору потенційних можливостей не можуть конкурувати з ТЗВ на ПЗЗ. ПЗЗ переважають практично за всіма показниками, безперервно вдосконалюються і стрімко завойовують лідируючі позиції в телевізійній вимірювальній техніці [23, 24].

Найбільш показовою є ситуація в пірометрії випромінювання, де на перший план виходять телевізійні пірометри (ТП), які при контролі температурних полів забезпечують виборку тисяч точок в реальному масштабі часу з високим просторовим розрізненням [13-15, 25]. Така властивість ТП створює умови для підвищення ефективності контролю, а отже підвищення якості продукції в багатьох провідних технологіях, таких як лазерна обробка, електронно-променева технологія очистки та напилення в вакуумній камері [26] тощо.

Провідні позиції в розвитку телевізійної пірометрії сьогодні займають США, де цими питаннями займаються всесвітньовідомі компанії. Наприклад, “Stratronics, Inc.” (www.stratronics.com), якою розроблена серія телевізійних пірометричних приладів “ThermaViz”. Прилади цієї серії використовуються в різноманітних технологічних процесах та в наукових дослідженнях для вимірювання температури поверхонь і мають високі технічні характеристики: два діапазони вимірювання температур — 600°C...1500°C та 1200°C...2700°C. Похибка не перевищує 3°C та 10°C відповідно. Формат зображення 480×300. Прилади реалізуються за двоспектральною схемою.

Компанія “MIKRON Instruments, Inc.” (www.mikroninst.com) створила серію телевізійних пірометричних приладів M9100. Робочий діапазон приладів M9100-600°C...4000°C. Похибку вимірювання зменшено до 1°C, що досягається застосуванням односпектральної схеми та вузькополосного ІЧ-фільтра. При цьому аналізується зображення форматом 640×480 зі швидкістю 30 кадрів/сек.

Оригінальне конструктивне рішення має серія “ThermoImager” компанії “Optical Insights, LLC” (www.optical-insights.com). Більшість приладів цієї серії побудовані за чотирьохспектральною схемою, з використанням оптичного ділення світлового потоку на 4 компоненти, кожен з яких через 4 окремих нерухомих світлофільтра падає на окрему ділянку ПЗЗ-матриці. “ThermoImager” працює в спектральному діапазоні від 350 нм до 2.2 мкм [27].

І нарешті, в [28] зроблено висновок, що саме засобами телевізійної системотехніки вдалося розв’язати комплексну проблему аналізу температурного поля ЗР з врахуванням стрибкоподібних змін яскравості, забруднення ілюмінатора та впливу випромінювання електроду.

Більше того, в ході подальших досліджень з’ясувалося, що ТЗВ в задачі вимірювання параметрів ЗР не мають конкурентів серед технічних засобів, які реалізують оптичні методи контролю [29]. Навіть найдосконаліший на сьогодні прилад з оптико-механічним розгортанням Thermovision-1000 [30] не в змозі забезпечити просторове розрізнення на рівні сформованих вище вимог, оскільки лінійний розмір елемента розкладу в чутливій площині становить 0.07 мм. Лінійний розмір пікселя серійних ПЗЗ-камер на сьогодні становить 0.005...0.01 мм, а в перспективі – зменшення до 0.003 мм.

1.3. Дослідження факторів, які визначають точність вимірювання температури поверхні зони розплаву

Переважаюча кількість сучасних методів безконтактного вимірювання температурних полів базується на законі Планка, який встановлює зв’язок між спектральною щільністю енергетичної світимості випромінювання і

температурою T абсолютно чорного тіла (АЧТ)

$$L_{\lambda}^{\text{ф}}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \left[\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right]^{-1}, \quad (1.5)$$

де $C_1 = 3.74 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^4 \cdot \text{м}^{-2}$;

$C_2 = 1.44 \cdot 10^4 \text{ мкм} \cdot \text{К}$.

λ — довжина хвилі випромінювання.

Якщо спектральний коефіцієнт випромінювальної здатності поверхні $\varepsilon_{\lambda}(T) < 1$, то

$$L'_{\lambda}(T) = \varepsilon_{\lambda}(T) \frac{C_1}{\lambda^5} \left[\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1 \right]^{-1}. \quad (1.6)$$

При умові, що $\exp \frac{C_2}{\lambda T} \gg 1$, наприклад $\lambda T < 3000 \text{ мкм} \cdot \text{К}$, а це виконується для широкого діапазону змін λ і T , в тому числі для БЗП кремнію, можлива більш компактна форма виразу (1.6)

$$L_{\lambda}(T) = \varepsilon_{\lambda}(T) \frac{C_1}{\lambda^5} \exp \left(- \frac{C_2}{\lambda T} \right). \quad (1.7)$$

Використання формули (1.7) замість (1.6) пов'язане з похибкою, яку можна визначити так

$$\delta L_{\lambda}(T) = \frac{L'_{\lambda}(T) - L_{\lambda}(T)}{L'_{\lambda}(T)} = \exp \left(- \frac{C_2}{\lambda T} \right). \quad (1.8)$$

Вигляд функції $\delta L_{\lambda}(T)$ в діапазоні температур плавки кремнію 1635...1735 К показано на рис. 1.6.

Видно, що в діапазоні температур, характерному для зонної плавки кремнію, похибка, пов'язана з використанням формули (1.7), не перевищує 0.025% (0.45К). Отже, з врахуванням визначених в п.1.1 вимог, нею можна знехтувати.

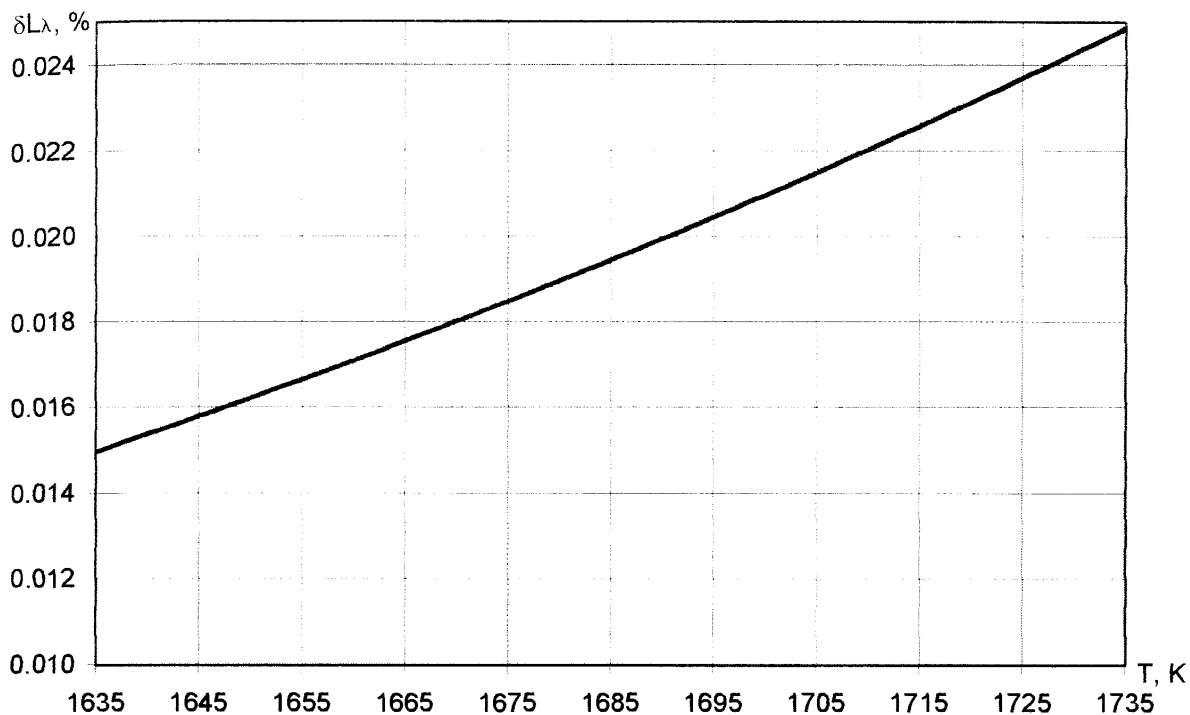


Рис.1.6. Залежність відносної похибки від температури

Використання формул (1.6), (1.7) дозволяє вимірювати дійсні температури за так званими умовними температурами: яскравісною та спектрального відношення.

Яскравісною температурою $T_{\text{я}}$ тіла називають таку температуру АЧТ, при якій спектральні яскравості тіла $L_{\lambda}(T)$ і АЧТ $L_{\lambda}^0(T_{\text{я}})$ однакові, тобто $L_{\lambda}^0(T_{\text{я}}) = L_{\lambda}(T)\epsilon_{\lambda}(T)$ [34].

При $\lambda T < 3000$ мкм·К зв'язок між T і $T_{\text{я}}$ визначається так

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\text{я}}} + \frac{\lambda}{C_2} \ln [\epsilon_{\lambda}(T)]. \quad (1.9)$$

Якщо пірометр градуйовано по АЧТ, то, у відповідності з (1.9) $T > T_{\text{я}}$ тому що $\ln \epsilon(\lambda, T_{\text{я}}) < 0$.

З (1.9) випливає формула для визначення відносної похибки, яка виникає при застосуванні градуйованого по АЧТ пірометра для вимірювання температури реального тіла

$$\delta_{\text{я}} = \frac{\lambda}{C_2} \ln [\epsilon_{\lambda}(T)]_{T_{\text{я}}}. \quad (1.10)$$

Пірометрія ЕПБЗП має особливість, пов'язану з тим, що функція

яскравості ЗР немонотонно залежить від температури. Причиною цього є зміна коефіцієнту випромінювальної здатності кремнію при фазовому переході від 0.64 в твердій фазі до 0.46 в рідкій [71].

Отже, функція, визначена формулою (1.10) при переході поверхні кристалу кремнію з твердої в рідку фази має розрив першого роду (рис.1.7).

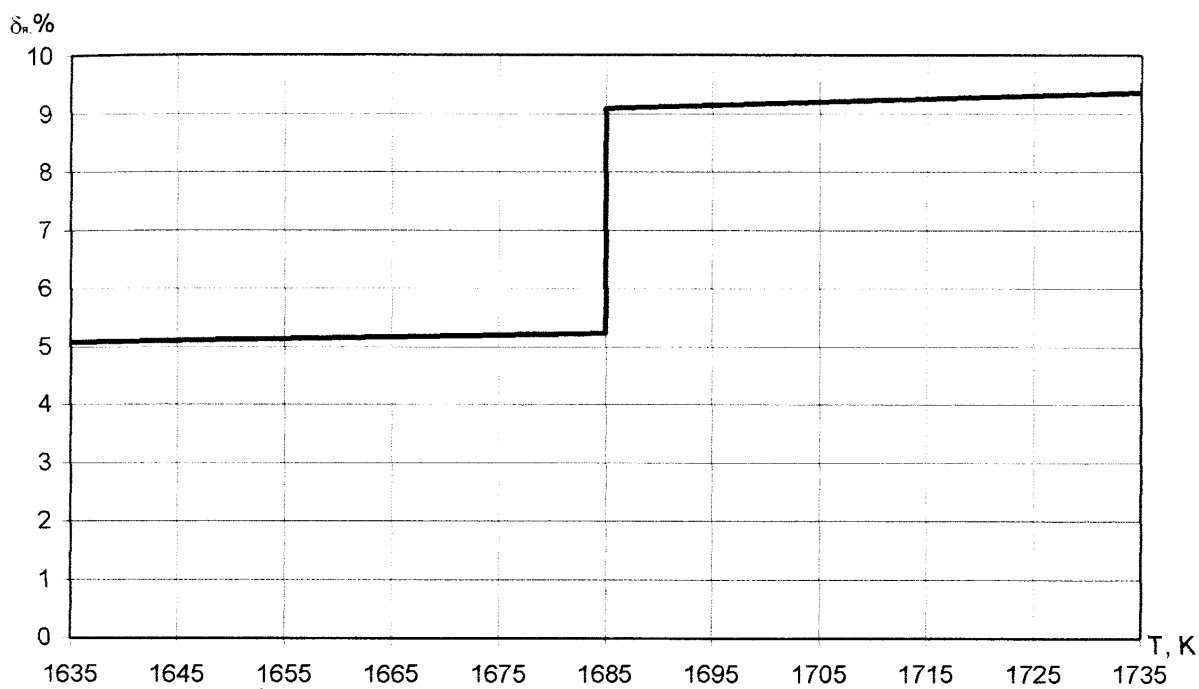


Рис.1.7. Характер функції δ_y при фазовому переході

В твердій фазі $\delta_{yt}=0.052$, а практично при тій же температурі в рідкій фазі $\delta_{yp}=0.09$. Цю обставину необхідно враховувати при розробці методів вимірювання температури ЗР.

Температурою спектрального відношення T_K тіла називають температуру АЧТ, при якій відношення спектральних яскравостей тіла і АЧТ для двох довжин хвиль однакові. Температуру спектрального відношення інколи називають колірною і визначають як температуру АЧТ, при якій тіло і АЧТ мають однаковий колір. Але таке поняття температури може бути застосоване тільки для видимої області спектра, оскільки поняття кольору пов'язане з суб'єктивним відчуттям оператора.

Якщо $L(\lambda_1, T)$ і $L(\lambda_2, T)$ — спектральні яскравості тіла для довжин хвиль λ_1 і λ_2 , а $L^0(\lambda_1, T)$ і $L^0(\lambda_2, T)$ — спектральні яскравості АЧТ, то визначення температури тіла забезпечується наступним співвідношенням

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)L(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)L(\lambda_2, T)} = \frac{L^0(\lambda_1, T)}{L^0(\lambda_2, T)}. \quad (1.11)$$

Використавши формулу (1.7), отримаємо

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_K} = \frac{\ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}. \quad (1.12)$$

Аналіз формули (1.12) показує, що при $\varepsilon(\lambda_1, T) = \varepsilon(\lambda_2, T)$ маємо $T = T_K$, а в інших випадках істинна температура тіла може бути як більшою, так і меншою від температури спектрального відношення. Дійсно, нехай $\lambda_2 > \lambda_1$, тоді знак різниці $T - T_K$ визначиться співвідношенням між $\varepsilon(\lambda_1, T)$ і $\varepsilon(\lambda_2, T)$. При $\varepsilon(\lambda_1, T) > \varepsilon(\lambda_2, T)$ матимемо $T < T_K$, а при $\varepsilon(\lambda_1, T) < \varepsilon(\lambda_2, T)$ $T > T_K$.

Відносна похибка визначиться формулою

$$\delta_K = T_K \frac{\ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}. \quad (1.13)$$

Формули (1.9), (1.12) дозволяють реалізувати телевізійну пірометрію зонної плавки одним із двох розглянутих методів.

Взагалі, поділ умовних температур на яскравісні, радіаційні і спектрального відношення на сьогодні вже не розглядається як єдино можливий. Так, за [31] доцільно розглядати тільки два види умовних температур: енергетичну і відносну. Зв'язок між енергетичною і дійсною в загальному вигляді визначається так:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda, T)L(\lambda, T)d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_0(\lambda, T_e)d\lambda, \quad (1.14)$$

де $L_0(\lambda, T_e)$ — яскравість АЧТ (еталона) при температурі T_e .

Отже, енергетична температура може визначатися в будь-якому спектральному діапазоні. Граничними випадками енергетичної температури є радіаційна та яскравісна. Щодо відносної температури, то за [31] температура

спектрального відношення є однією із можливих умовних температур, які визначаються по спектральному розподілу енергії випромінювання об'єкту в діапазоні спектральної чутливості СЕП.

Визначаючи інструментальну похибку ТЗВ врахуємо, що в теоретичних дослідженнях з проблем пірометрії поняття інструментальної похибки ототожнюється з поняттям еквівалентної шуму різниці температур (ЕШРТ) $\Delta T_{\text{ш}}$, яке характеризує здатність технічного засобу розрізняти сигнали, утворені випромінюванням різних об'єктів (чи ділянок одного і того ж об'єкту) з різними температурами [32]. Кількісно $\Delta T_{\text{ш}}$ визначається як різниця температур двох об'єктів, при якій відношення різниці утворених ними сигналів до середнього квадратичного значення шуму дорівнює одиниці. Істотним є те, що $\Delta T_{\text{ш}}$ визначається для об'єктів, які випромінюють як АЧТ.

Значення $\Delta T_{\text{ш}}$ залежить від питомої виявлювальної здатності та площі чутливого елемента, відносного отвору та спектрального коефіцієнту пропускання об'єктива, смуги пропускання електричного фільтра. Аналітично ЕШРТ може бути визначена за формулою, наведеною, наприклад в [33].

Експериментально ЕШРТ визначають, використовуючи слідуюче співвідношення

$$\Delta T_{\text{ш}} = \left(\frac{T_2 - T_1}{A_{\text{ш}}} \right) \sigma_A, \quad (1.14)$$

де T_1, T_2 — температури ділянок,

$A_{\text{ш}}$ — різниця сигналів, утворених цими ділянками,

σ_A — середнє квадратичне відхилення вимірної амплітуди сигналу від середнього значення.

Аналогічний підхід можна поширити на об'єкти, коефіцієнти випромінювальної здатності яких відрізняються від одиниці, але мають постійні значення в деякому інтервалі температур.

Врахуємо, що в загальному випадку різниця сигналів обумовлюється і різницею температур, і різницею коефіцієнтів випромінювальної здатності. При

цьому в деяких задачах, зокрема, пов'язаних з використанням еталонних ламп, важливою може виявитися здатність системи розрізняти сигнали, утворені випромінюванням двох об'єктів чи сусідніх ділянок об'єкту з постійними і нерівними одиниці коефіцієнтами випромінювальної здатності при різних температурах. Зрозуміло, що в таких випадках мова йде про яскравісні температури, отже, можна ввести поняття еквівалентної шуму різниці яскравісних температур (ЕШРЯТ), визначивши її, як різницю яскравісних температур об'єктів з однаковим коефіцієнтом випромінювальної здатності, при якій відношення різниці утворених ними сигналів до середнього квадратичного значення шуму дорівнює одиниці.

Очевидно, що сказане поширюється і на випадок, коли різниця сигналів утворюється випромінюванням однієї і тієї ж ділянки об'єкту в різні моменти часу при різних температурах, оскільки поняття ЕШРЯТ оперує хоча і різними, але досить близькими значеннями температур, в межах яких коефіцієнт випромінювальної здатності можна вважати постійним.

Такий підхід дозволяє визначити інструментальну похибку ТЗВ в температурному діапазоні плавки, використовуючи зразкову лампу, наприклад СИ10-300, за формулою, аналогічною формулі (1.14).

$$\Delta T_{\text{шя}} = \frac{T_{\text{я2}} - T_{\text{я1}}}{A_{\text{ш}}} \sigma_A, \quad (1.15)$$

де $T_{\text{я1}}, T_{\text{я2}}$ — яскравісні температури.

Підставивши значення температур $T_{\text{я1}}$ і $T_{\text{я2}}$ двох ділянок поверхні одного і того ж об'єкту, визначені формулою (1.9) в формулу (1.15), після нескладних перетворень отримаємо аналітичний вираз для визначення $\Delta T_{\text{шя}}$

$$\Delta T_{\text{шя}} = \frac{T_{\text{я2}} - T_{\text{я1}}}{\frac{\Delta A}{\sigma_A} \left[1 + (T_{\text{я2}} + T_{\text{я1}}) \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon + T_{\text{я2}} T_{\text{я1}} \left(\frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon \right)^2 \right]}. \quad (1.16)$$

Аналізуючи проблему точності вимірювання температури ЗР, необхідно враховувати, що принциповою особливістю пірометрії випромінювання є домінування методичної похибки над інструментальною. Зокрема, в [34]

зазначається, що методична похибка може значно перевищувати інструментальну.

Головними джерелами методичних похибок в пірометрії випромінювання крім визначених вище похибок, пов'язаних з використанням умовних температур, є такі.

По-перше, похибки визначення коефіцієнту випромінювальної здатності, вплив випромінювання сторонніх джерел, вплив змін коефіцієнту пропускання середовища.

По-друге, похибка визначення ЕДХ, під якою розуміють умовне значення довжини хвилі монохроматичного випромінювання, дія якого на СЕП з точки зору формування сигналу еквівалентна дії реального випромінювання.

Проблема визначення коефіцієнту випромінювальної здатності має загальний характер для всіх пірометричних задач і для їх вирішення застосовуються універсальні методи [35].

Коректне вирішення питань зменшення або компенсації похибок, обумовлених випромінюванням електроду або зміною коефіцієнту пропускання ілюмінатора можливе тільки при врахуванні всіх особливостей задачі.

Вплив випромінювання сторонніх джерел на результати дослідження температурних полів та відповідні аналітичні методи його врахування розглянуті в [36]. Складність практичного використання цих методів в задачах пірометрії ЗР полягає в тому, що вони розроблені для простих конфігурацій системи "об'єкт — стороннє джерело" у припущенні дифузного відбиття і не враховують особливостей вакуумної камери для зонної плавки. Отже, ними можна користуватися тільки для наближених оцінок.

Для компенсації впливу коефіцієнту пропускання в пірометрії широкого застосування набув метод поправок [35], але його застосування виправдане тільки в тих випадках, коли коефіцієнт пропускання має постійне значення або прогнозовано змінюється. Це припущення не відповідає задачі контролю параметрів ЗР, коли зміни коефіцієнту пропускання ілюмінатора на протязі циклу плавки визначаються типом та розподілом концентрації домішок,

параметрами електронного пучка та магнітного поля, тощо.

Відзначимо, що найбільш коректно це питання вирішене в роботі [37], де були проведені експериментальні дослідження та обґрунтована методика використання випромінювання катоду для формування компенсуючого сигналу. Для виключення впливу локальних змін яскравості електроду дану методику необхідно доповнити вимогою формування компенсуючого сигналу по середньому значенню сигналів кількох піксел в межах зображення електроду.

Похибку вимірювання температури ΔT , обумовлену похибкою визначення ефективної довжини хвилі $\Delta \lambda_e$, можна визначити за формулою (90), яка наведена в [35] на с.76

$$\Delta T = \frac{T^2}{C_2} \Delta \lambda_e \ln \varepsilon(\lambda_e, T). \quad (1.17)$$

Очевидно, що в діапазоні температур, які характерні для зонної плавки внесок похибки визначення λ_e в сумарну похибку вимірювання температури може виявитися досить значним (рис.1.8).

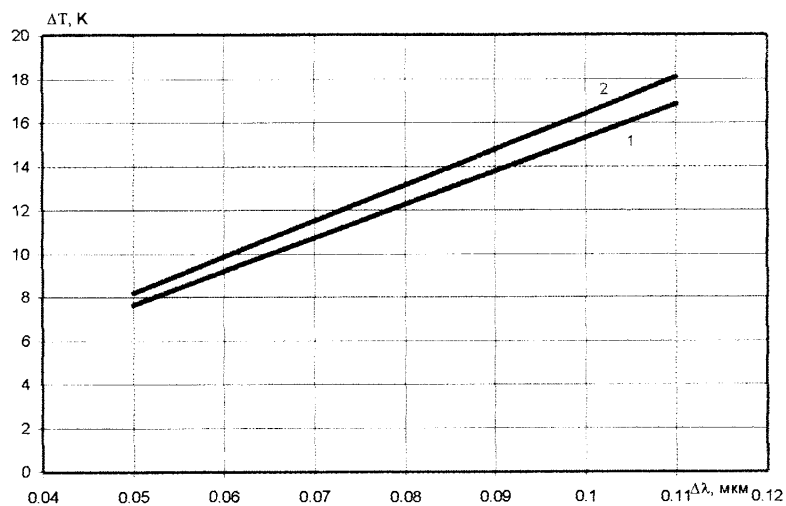


Рис.1.8. Залежність похибки вимірювання температури від похибки визначення ефективної довжини хвилі ($\varepsilon=0.46$).

1 — $T=1685$ К, 2 — $T=1745$ К.

На сьогодні вважається, що похибка визначення ЕДХ не повинна перевищувати 0.01 мкм [35]. У відповідності з (1.17) при $T=1745$ К отримаємо $\Delta T=1.6$ К. Звідси випливає висновок про необхідність зменшення $\Delta \lambda_e$.

При цьому треба також враховувати особливості ТЗВ, пов'язані з тим, що значення λ_e може виявитися різним для різних ділянок СЕП або навіть для окремих піксел. А це, в свою чергу, може привести до додаткових похибок вимірювання температур, особливо якщо зображення об'єкту займає значну частину мішені СЕП. Очевидно, що питання, пов'язані з визначенням ЕДХ ТЗВ, потребують ґрунтового дослідження.

Накопичення експериментального матеріалу про перебіг зонної плавки стимулювало роботи по вдосконаленню як обладнання, так і технологічного процесу. Зокрема, для забезпечення більш рівномірного розподілу температури по ЗР технологіями було запропоновано використовувати перевідбите випромінювання. Але таке рішення вимагає перегляду розробленої в [5, 9, 28, 37] методології контролю ЗР, в тому числі створення нових методів, алгоритмів і програмного забезпечення для вимірювання температури ЗР.

1.4. Дослідження факторів, які визначають точність вимірювання висоти зони розплаву

Сукупність факторів, які впливають на точність вимірювання геометричних параметрів ЗР, можна розділити на дві групи. До першої групи віднесемо фактори, обумовлені характеристиками технічних засобів, до другої — особливостями формування зображення об'єкту, параметри якого визначаються.

Встановленню характеристик технічних засобів, які обумовлюють точність вимірювання геометричних параметрів різних об'єктів, в тому числі і ЗР, створенню і дослідженню методів, спрямованих на підвищення точності їх визначення, присвячена значна кількість робіт. До найбільш ґрунтовних можна віднести роботи [38—42]. Детальний аналіз матеріалів роботи [38] подано в п.3.2.2. Більша частина представлених в [39] матеріалів орієнтована на використання телевізійних засобів на ПТТ та аналогових засобів дослідження їх характеристик, що не відповідає сучасним вимогам.

В монографії [40] розглядаються принципи побудови ТЗВ, а також їх

потенційні можливості щодо визначення геометричних характеристик телевізійних зображень. Наведені матеріали з врахуванням сучасної елементної бази можуть бути використані при розробці методик визначення геометричних параметрів ЗР.

Зрозуміло, що кожний компонент ТЗВ впливає певним чином на точність визначення геометричних параметрів зображення. У відповідності з визначеними задачами роботи обмежимося розглядом тих компонентів, які входять в склад структурної схеми ТЗВ (п.1.2) і можуть бути головними джерелами похибок визначення геометричних параметрів ЗР.

Аналіз літературних джерел [40—42] дає всі підстави зробити висновок про те, що найбільший внесок в сумарну похибку вимірювання координати вносять похибки, обумовлені шумами СЕП (власним та геометричним), методичні похибки визначення координат та похибки аналого-цифрового перетворення, що дозволяє віднести їх до головних факторів, які впливають на точність визначення геометричних параметрів зображення.

Отже, сумарна похибка вимірювання координати межі ЗР може бути визначена за формулою

$$\Delta_k = \sqrt{\Delta_{ш}^2 + \Delta_{г}^2 + \Delta_{ацп}^2 + \Delta_{м}^2}, \quad (1.18)$$

де $\Delta_{ш}$, $\Delta_{г}$, $\Delta_{ацп}$, $\Delta_{м}$ — складові, обумовлені власними шумами, геометричним шумом СЕП, шумом АЦП та методикою визначення координати, відповідно.

Похибка АЦП складаються з інструментальної (нестабільність частоти та нелінійність характеристики), похибок дискретизації та квантування. Питання, пов'язані з похибками АЦП та їх впливом на сьогодні є достатньо вивченими, тому в рамках сформульованих задач досить скористатися відомими результатами, наприклад [59].

На етапі існування телевізійного зображення у вигляді цифрових масивів можливі методичні похибки, які обумовлюються алгоритмом визначення заданої характеристики, що потребує введення дробових типів даних замість цілочисельних, які переважно використовуються в подібних алгоритмах

(детально це питання розглядається в розділі 3).

Серед факторів, що впливають на точність визначення геометричних параметрів, нерівномірність чутливості (іноді вживають термін “геометричний шум СЕП”) заслуговує особливої уваги.

По-перше, вона суперечить одній з основних складових концепції використання ТЗВ для аналізу оптичних полів. Дійсно, вести мову про кількісний аналіз оптичного поля можна тільки тоді, коли при однаковій освітленості СЕП сигнали будь-яких піксел рівні, тобто $A_{ij}=A_{pk}$ при $E_{ij}=E_{pk}$. Але, практично для всіх СЕП фіксуються випадки, коли $A_{ij}\neq A_{pk}$ при $E_{ij}=E_{pk}$. Можлива також ситуація, що $A_{ij}=A_{pk}$ при $E_{ij}\neq E_{pk}$.

По-друге, існуючі методики компенсації нерівномірності чутливості базуються на експериментальному визначенні локальних значень чутливості з подальшим їх використанням при обробці сигналу. При цьому вважається, що обумовлена нерівномірністю чутливості похибка може бути повністю скомпенсована [12,42,44]. Такий підхід дійсно дозволяє скомпенсувати геометричний шум, особливо при застосуванні досконалих експериментальних пристроїв для формування еталонної освітленості. В цьому випадку сумарна похибка вимірювання координати межі ЗР визначається за формулою

$$\Delta k = \sqrt{\Delta_{ш}^2 + \Delta_{ашп}^2 + \Delta_{м}^2}. \quad (1.19)$$

Кількісна оцінка сумарної похибки повинна виконуватись шляхом аналізу її складових у відповідності з формулою (1.19). Очевидно, що такий аналіз повинен базуватися на врахуванні особливостей формування параметрів ЗР (складова $\Delta_{м}$) та характеристик ТЗВ (складові $\Delta_{ш}$ і $\Delta_{ашп}$).

Якщо розглядати координати верхньої і нижньої межі як випадкові величини з нормальним законом розподілу, то сумарну похибку вимірювання висоти ЗР можна оцінити за формулою $\Delta h = \sqrt{2}\Delta k$

Принциповим недоліком існуючих методик компенсації нерівномірності чутливості є те, що двомірна компенсуюча матриця формується при одному значенні освітленості, яке до того ж визначається без достатнього

обґрунтування.

Очевидно також, що при визначенні висоти ЗР необхідно врахувати специфіку формування рідкої фази та перебігу плавки.

На рис.1.9 подані умовне зображення ЗР та відповідні значення сигналів, утворених пікселями, які розташовані з обох боків близько її верхньої межі.

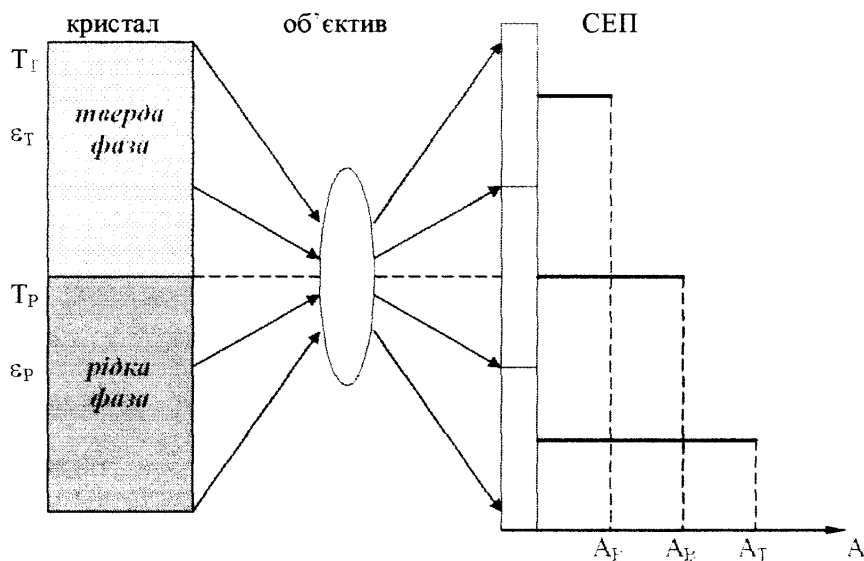


Рис.1.9. Відносні значення сигналів, які утворюються на межі зони.

Оскільки безпосередньо на межі температури твердої T_T та рідкої T_P фаз приблизно однакові, то відмінності в відповідних яскравостях (а отже, в сигналах) обумовлені головним чином, відмінностями в величинах коефіцієнтів випромінювальної здатності ϵ_T і ϵ_P .

Сигнал A_B , утворений пікселем, який розташований на зображенні верхньої межі ЗР, є випадковим і в ході плавки безперервно змінюється. В кожний момент часу його значення знаходиться в інтервалі $A_P < A_B < A_T$, де A_P і A_T — середні значення сигналів піксел, розташованих повністю в межах зображення рідкої і твердої фаз відповідно. Аналогічно формується сигнал A_H нижньої межі. Така невизначеність координат меж приводить до похибки вимірювання висоти ЗР. При цьому підвищення точності вимірювання неможливе без дослідження характеру формування сигналів на межах ЗР та розробки відповідних методик і алгоритмів.

В [9] було експериментально показано, що межі фаз є лініями складної форми, тобто поняття висоти може бути застосоване тільки для певної

фіксованої координати. Такий підхід є правомірним, але він практично не може бути застосований для контролю висоти ЗР як технологічного параметру, що потребує розробки та обґрунтування нових підходів.

На нашу думку, без дослідження відзначених питань неможливо створити передумови для вдосконалення існуючих та розробки більш ефективних методик визначення геометричних параметрів телевізійних зображень, тобто неможливо вирішити сформульовані в роботі задачі.

1.5. Аналіз шляхів підвищення точності вимірювання параметрів зони розплаву та обґрунтування задач роботи

Відповідно до вищенаведених матеріалів в сукупності теоретичних та практичних питань, пов'язаних з вимірюванням параметрів ЗР, умовно виділимо два блоки.

Перший — пов'язаний із специфікою об'єкта дослідження. Як встановлено в п.1.1 ЗР являє собою надзвичайно динамічний об'єкт, що випромінює в широкому спектральному діапазоні і параметри якого формуються під впливом багатьох факторів. Очевидно, що результати дослідження та уточнення закономірностей формування поля яскравості ЗР повинні бути враховані при розробці методів вимірювання, при виборі спектрального діапазону та для погодження робочого діапазону ТЗВ з діапазоном змін яскравості ЗР.

Проблема визначення дійсної температури поверхні ускладнюється тим, що до власного випромінювання ЗР додається перевідбите в тому ж спектральному діапазоні, що не дозволяє застосувати відомі і ефективні методи спектральної фільтрації.

Розроблені в [5, 9, 37] методи компенсації побудовані на математичних моделях, які не враховують перевідбиття випромінювання та характер формування лінії розділу фаз і не забезпечують необхідну сьогодні точність вимірювання параметрів ЗР. Отже, задача підвищення точності вимірювання температури поверхні ЗР може бути розв'язана тільки за умови, що метод

вимірювання буде базуватись на врахуванні перевідбиття випромінювання.

Труднощі з підвищенням точності вимірювання висоти ЗР пов'язані з відсутністю експериментальних даних про ширину перехідних ділянок та характер зміни сигналу в її межах.

Таким чином, на вирішення питань першого блоку спрямовані наступні задачі:

- Розробка та дослідження математичної моделі поля яскравості ЗР при врахуванні перевідбиття випромінювання.
- Розробка методу вимірювання температури поверхні ЗР при врахуванні перевідбиття випромінювання.
- Розробка способу компенсації впливу перевідбитого випромінювання, який базується на закономірностях формування поля яскравості ЗР.
- Дослідження можливості підвищення точності визначення висоти ЗР шляхом врахування характеру лінії розділу твердої та рідкої фаз.

Отримані результати можуть забезпечити підвищення точності вимірювання параметрів ЗР.

Другий блок питань включає задачі, спрямовані на підвищення точності вимірювання параметрів ЗР за рахунок покращення точносних характеристик технічних засобів та вдосконалення методик їх використання. При цьому, в першу чергу, необхідно уточнити характеристики, які можуть впливати на результати вимірювання, і які на сьогодні вже використовуються для оцінок точності ТЗВ. Це, насамперед, нерівномірність чутливості та роздільна здатність.

Крім цього, необхідно обґрунтувати методики дослідження та визначення тих характеристик ТЗВ, стосовно яких на сьогодні не існує методик оцінки їх впливу на точність вимірювання параметрів ЗР, наприклад, ЕДХ. На вирішення цих питань спрямовані наступні задачі:

- Дослідження впливу похибки визначення ЕДХ на точність вимірювання параметрів ЗР.
- Розробка та реалізація методу підвищення точності визначення ЕДХ.

- Обґрунтування нових підходів до формування матриці корекції.

До сукупності актуальних задач, спрямованих на вдосконалення ТЗВ, віднесемо експериментальне дослідження нижньої межі температурного діапазону ТЗВ, оскільки це питання є найменш вивченим на сьогодні. Виробники передавальних телевізійних камер, як правило, такої інформації не надають, а значення нижньої границі температури T_n , що приводяться в наукових публікаціях, присвячених розробкам та застосуванню ТЗВ, відносяться до ТЗВ на основі передавальних телевізійних трубок [21, 22], які поступаються приладам із зарядовим зв'язком (ПЗЗ) за всіма характеристиками і сьогодні практично не застосовуються. Відсутність достовірної інформації з цього питання перешкоджає впровадженню ТЗВ у контроль важливих технологічних процесів, зокрема таких, як напилення у вакуумній камері та очищення органічних сполук методом зонної плавки [2], що проводяться при температурах нижче 700 К.

Зрозуміло, що вирішення вказаних задач потребує обґрунтування методик дослідження та розробки експериментального обладнання.

Очевидно також, що ефективність розроблених методів, алгоритмів та ПЗ може бути доведена тільки шляхом апробації, тобто експериментальним дослідженням температурного поля на поверхні ЗР в процесі ЕПБЗП кремнію.

РОЗДІЛ 2. ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ПОВЕРХНІ ЗОНИ РОЗПЛАВУ

2.1. Методи вимірювання температури поверхні зони розплаву

Свого часу автор методу зонної плавки Пфанн В., аналізуючи ситуацію, яка склалася наприкінці 60-х років минулого століття, відзначив, що “головною перешкодою на шляху досягнення досконалої кристалічної будови при зонній плавці треба вважати незадовільний контроль температури” [1]. Але, як відзначалося в розділі 1, проблема виявлення закономірностей формування температурного поля і проблема його контролю залишаються актуальними і до цього часу.

Таке положення, по-перше, є наслідком особливостей технології зонної плавки, які виключають можливість використання найбільш точних контактних технічних засобів вимірювання температури.

По-друге, точність результатів, отриманих за допомогою пірометрів випромінювання обумовлюється адекватністю моделі поля яскравості для конкретної задачі, але на сьогодні теорія формування поля яскравості (температурного поля поверхні ЗР) ще не набула закінченого вигляду. Не виключено, що природне прагнення до створення закінченої теорії формування поля яскравості так і не буде реалізоване, оскільки йде неперервний процес вдосконалення технології плавки шляхом пошуку і впровадження нових режимів і конструктивних рішень [44,45]. 3,8, 4,1

Теоретичне моделювання температурних полів базується на розв’язанні диференційного рівняння теплопровідності, яке розв’язують разом з рівняннями граничних умов (початкових та крайових). Очевидно, що коректність розв’язку залежить від достовірності крайових умов, тобто значень температурного поля при заданих аргументах. Відомі методики задання крайових умов при моделюванні температурного поля ЗР базуються на певних припущеннях або на емпіричних залежностях, встановлених для подібних задач [46]. Останні, в свою чергу, отримані для інтегральних характеристик

температурного поля, без врахування його розподілу в зоні впливу електронного пучка, оскільки існуючі методи технологічного контролю температури ЗР також передбачають вимірювання тільки середніх значень температури. Отже, отримані таким чином результати є джерелом похибок, які складно оцінити.

Відомо також, що безконтактними методами можна вимірювати тільки умовні температури поверхні. В р.1 відзначалось, що спектральні можливості ТЗВ дозволяють реалізувати вимірювання яскравісної температури чи температури спектрального відношення.

Вибір методу (яскравісного чи спектрального відношення) обумовлюється слідуючими міркуваннями.

По-перше, аналізом очікуваних методичних похибок: методу спектрального відношення — δ_k та яскравісного методу — $\delta_{\text{я}}$. Відомо, що пірометри спектрального відношення характеризуються потенційно більшою точністю в широкому діапазоні температур і випромінювальної здатності, але методична похибка яскравісних пірометрів, які використовуються для вимірювання температури одного і того ж об'єкту в порівняно вузькому діапазоні, може бути меншою [34].

По-друге, необхідно враховувати результати роботи [47], де показано, що при наявності випромінювання сторонніх джерел з температурою, вищою за температуру об'єкту, доцільно реалізувати саме яскравісний метод, оскільки методична похибка в такому разі може бути значно меншою. І нарешті, оптична схема яскравісного методу є більш простою порівняно з оптичною схемою методу спектрального відношення.

Для дослідження співвідношення між δ_k та $\delta_{\text{я}}$, скористаємось методикою [34] та формулами (1.10) і (1.13). Прийmemo також, що обидві умовні температури визначаються шляхом аналізу випромінювання об'єкту в одному і тому ж вузькому спектральному діапазоні.

Поділивши (1.13) на (1.10) отримаємо

$$\frac{\delta_{\kappa}}{\delta_{\lambda}} = \frac{\ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}}{\ln \varepsilon(\lambda_e, T) \lambda_e \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 \lambda_1} \right)} \quad (2.1)$$

В розділі 4 для ТЗВ на базі ТАУАМА встановлено, що $\lambda_e=0.68$ мкм. Прийmemo, що таке ж значення має одна із довжин хвиль пірометра спектрального відношення, наприклад $\lambda_1=\lambda_e$. Тоді

$$\frac{\delta_{\kappa}}{\delta_{\lambda}} = \frac{\ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T) \lambda_1 \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 \lambda_1} \right)} = \frac{\ln \varepsilon(\lambda_1, T) - \ln \varepsilon(\lambda_2, T)}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T) \lambda_1 \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 \lambda_1} \right)}$$

Поділивши цей вираз на $\ln \varepsilon(\lambda_1, T)$, отримаємо

$$\frac{\delta_{\kappa}}{\delta_{\lambda}} = \frac{1 - \frac{\ln \varepsilon(\lambda_2, T)}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T)}}{1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} \quad (2.2)$$

Відношення $\frac{\ln \varepsilon(\lambda_2, T)}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T)}$ визначається характером залежності

випромінювальної здатності кремнію в діапазоні, який розглядається. Для

оцінки значення $\frac{\ln \varepsilon(\lambda_2, T)}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T)}$ в діапазоні 0.65...0.75 мкм, тобто в робочому

діапазоні ТЗВ, скористаємось результатами роботи [48], де експериментально досліджувалась залежність коефіцієнту відбиття $\rho(\lambda, T)$ кремнію. Оскільки $\varepsilon(\lambda, T)=1-\rho(\lambda, T)$, а $\lambda_1=0.68$ мкм, то вибравши $\lambda_2=0.72$, отримаємо такі значення:

$$\varepsilon(\lambda_1, T)=0.61, \varepsilon(\lambda_2, T)=0.64, \text{ отже } \frac{\ln \varepsilon(\lambda_2, T)}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T)} = 0.90; \text{ а } \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 0.94.$$

Оскільки $\frac{\ln \varepsilon(\lambda_2, T)}{\ln \varepsilon(\lambda_1, T)} < \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, то, у відповідності з (2.2) справедливою

буде також нерівність $\delta_{\kappa} > \delta_{\lambda}$, тобто похибка визначення дійсної температури ЗР кремнію яскравісним методом буде меншою за похибку методу спектрального відношення.

Сучасні пірометричні прилади складають широкий і різноманітний за набором характеристик та методик застосування клас технічних засобів. Більшість із них можуть забезпечувати вимоги технології ЕПБЗП щодо температурного діапазону, точності вимірювання температури (наприклад “Промінь”, “Смотрич”, “Thermopoint”, “Thermovision”). Але жоден із подібних приладів не взмозі задовольнити всій сукупності вимог, сформульованих в р.1. В першу чергу це стосується роздільної здатності та обсягу виборки.

Зокрема, перешкодою на шляху впровадження в технологію ЕПБЗП найбільш досконалих і технологічно відпрацьованих приладів з оптико-механічним розгортанням типу “Thermovision” є їх менша порівняно з ТЗВ роздільна здатність.

Важливий внесок в вирішення проблеми вимірювання параметрів ЕПБЗП зроблений в [5], де обгрунтовано висновок, що серед усіх технічних засобів, які можуть бути використані для вимірювання температури та висоти ЗР, повністю адекватними задачі є телевізійні, які можуть одночасно забезпечити найвищі серед усіх інших засобів показники щодо просторового розрізнення, формату та часу формування виборки. Створена в [9, 28] методологія використання телевізійних засобів для дослідження оптичних полів та розробка спеціалізованого апаратно-програмного комплексу дозволили зробити суттєвий крок в напрямку вирішення проблеми вимірювання параметрів ЕПБЗП.

Спеціально для технології ЕПБЗП в [9,37,49] розроблений метод вимірювання температури, обгрунтовані методи компенсації впливу випромінювання електрода та зміни коефіцієнта пропускання ілюмінатора вакуумної камери.

Якщо коефіцієнт випромінювальної здатності об’єкту під час дослідження приймає фіксовані і відомі значення, наприклад, ϵ_T в твердій фазі, ϵ_P в рідкій фазі, то формули для визначення температури матимуть такий вигляд[9]

$$T_T = \frac{C_2}{\lambda_e} \left[\ln B_T - \ln A + \ln \epsilon_T \right]^{-1}, \quad (2.3)$$

$$T_{\varepsilon} = \frac{C_2}{\lambda_e} \left[\ln B_p - \ln A + \ln \varepsilon_p \right]^{-1}, \quad (2.4)$$

де A — поточне значення сигналу,

B_T , B_p — параметри ТЗВ, які враховують параметри оптичної схеми, СЕП, АЦП, і визначаються для відомого значення температури поверхні за формулами

$$B_T = A_0 / \varepsilon_T \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_e T_0}\right),$$

$$B_p = A_0 / \varepsilon_p \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_e T_0}\right),$$

де A_0 — сигнал, сформований при відомій температурі поверхні T_0 .

За відому температуру T_0 рекомендовано вибрати температуру кристалізації кремнію — 1685 К.

Якщо передбачається вимірювати температуру тільки рідкої фази, то можна використовувати формулу, яка випливає з (2.4)

$$T = \frac{C_2}{\lambda_e} \left[\ln B - \ln A \right]^{-1}, \quad (2.5)$$

де B — параметр, що враховує значення коефіцієнту випромінювальної здатності, параметри оптичної схеми, СЕП, АЦП, і визначається для відомого значення температури поверхні T_0 наступним чином

$$B = A_0 \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_e T_0}\right),$$

В [49] зроблено також висновок про надзвичайну складність аналітичного методу врахування змін коефіцієнту пропускання ілюмінатора внаслідок того, що інтенсивність випаровування залежить не тільки від типу кристалу, типу та концентрації домішок, їх розподілу по об'єму кристалу, але й від тиску в камері, величини струму, фокусуючих напруг тощо.

Аналогічний висновок зроблено в [9, 37] стосовно аналітичних методів оцінки впливу випромінювання катоду на результати вимірювання температури

поверхні ЗР.

На базі цих висновків для практичного використання запропоновано апаратний метод компенсації впливу випромінювання електроду та змін коефіцієнту пропускання ілюмінатора вакуумної камери, схема реалізації якого зображена на рис.2.1 [37].

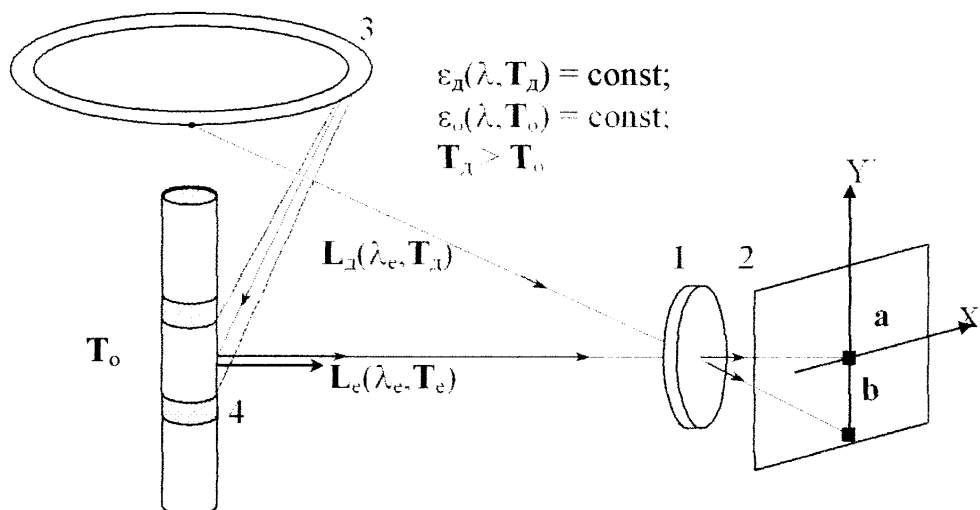


Рис.2.1. Реалізація методу компенсації впливу випромінювання електроду та змін коефіцієнту пропускання вакуумної камери: 1– об’єктив, 2– мішень СЕП, 3– катод, 4– кристал.

Оптична система 1 формує одночасно на мішені СЕП 2 зображення частини катода 3 та фрагмента 4 ЗР. Яскравість катода $L_d(\lambda_e, T_d)$, а відповідний сигнал, утворений пікселем b — $A_d(T_d)$, фрагмент ЗР характеризується ефективною яскравістю $L_e(\lambda_e, T_e)$, піксел a формує сигнал $A_e(T_e)$.

Метод базується на тому, що зміни яскравості певної ділянки поверхні ЗР можуть бути обумовлені як зміною температури цієї ділянки так і зміною величини $L_d(\lambda_e, T_d)$. Перша складова несе інформацію про стан температурного поля ЗР, друга — є низькочастотним шумом.

Компенсація впливу випромінювання електроду на результат аналізу поля яскравості (температурного поля) ЗР досягається введенням в алгоритм формування сигналу додаткової компоненти, яка змінюється відповідно до випадкових змін $L_d(\lambda_e, T_d)$ та утворенням алгебраїчної суми сигналу і вказаної додаткової компоненти з відповідним ослабленням.

Сигнал, який несе інформацію тільки про яскравість фрагмента ЗР

утворюється за формулою [37]

$$A_{\phi}(T_{\phi}) = A_e(T_e) - k_{\Gamma} A_d(T_d), \quad (2.6)$$

де k_{Γ} – коефіцієнт ослаблення сигналу $A_d(T_d)$, який визначається під час градування.

Визначення коефіцієнту ослаблення сигналу провадиться після стабілізації рідкої фази шляхом відключення катоду і аналізу сигналів, утворених ділянкою рідкої фази в момент кристалізації.

В [9] відзначається, що принципово важливою перевагою розглянутого методу при значній тривалості одного циклу або при проведенні кількох послідовних циклів є його нечутливість до змін коефіцієнту пропускання ілюмінатора, оскільки зміни сигналів, утворених пікселами a і b , які обумовлені зміною коефіцієнту $k(t)$, не впливають на результат визначення сигналів $A_d(T_d)$ і $A_e(T_e)$.

В [49] показано, що для компенсації методичної похибки можливе використання випромінювання катоду, але тільки при врахуванні характеру зміни анодного струму на протязі циклу плавки. В цілому, апаратний метод дозволяє зменшити методичну похибку визначення яскравісної температури, пов'язану з впливом випромінювання катоду та коефіцієнтом пропускання ілюмінатора, до рівня інструментальної.

Але деякі важливі питання застосування телевізійних засобів не знайшли відображення в [5, 9, 37, 49] і не вирішені до цього часу, що негативно позначається на точності вимірювання температури ЗР, а в підсумку стримує розвиток технології ЕПБЗП. Це, зокрема, низька ефективність методу компенсації нерівномірності чутливості та пов'язані з цим похибки визначення ЕДХ, що у відповідності з формулою (1.17) є джерелом похибок вимірювання температури.

По-друге, в цих роботах не врахована стимульована прагненням зменшити поверхневий градієнт температури тенденція до введення в конструкції сучасних вакуумних камер додаткових елементів, які змінюють характер перевідбиття випромінювання. При цьому змінюється алгоритм

формування поля яскравості ЗР, що також вимагає перегляду та вдосконалення існуючих методів вимірювання температури ЗР.

2.2. Підвищення точності вимірювання температури зони розплаву шляхом покращення характеристик телевізійних засобів вимірювання

2.2.1. Компенсація нерівномірності чутливості світлоелектричного перетворювача шляхом формування тривимірної матриці вагових коефіцієнтів

Якщо залежність вихідного сигналу окремого пікселя (групи піксел) від освітленості інтерпретувати як світлосигнальну характеристику, то в такому випадку нерівномірність чутливості означатиме відмінності в світлосигнальних характеристиках окремих піксел (групи піксел). При цьому світлосигнальні характеристики піксел $(i;j)$ та $(p;k)$ можуть мати неоднакові ділянки лінійності або різні кути нахилу дотичних для одного і того ж значення освітленості внаслідок чого вказаний метод корекції буде малоефективним. Дійсно, якщо кути нахилу різні, а компенсуюча матриця сформована при освітленості $E_1 < E_2$, то при $E_{ij} = E_{pk} \approx E_2$, отримаємо для сигналів $A_{pk}(E_2) > A_{ij}(E_2)$. Навпаки, якщо компенсуюча матриця сформована при освітленості E_2 , то при $E_{ij} = E_{pk} \approx E_1$ отримаємо $A_{ij}(E_1) > A_{pk}(E_1)$.

З цього випливає, що формування компенсуючої матриці необхідно провадити не для одного значення освітленості, а для сукупності значень E_1, E_2, \dots, E_k в діапазоні, який відповідає умовам роботи ТЗВ. Тобто в загальному випадку треба формувати тривимірну матрицю вагових коефіцієнтів в робочому діапазоні ТЗВ шляхом знаходження середніх значень сигналів всіх піксел при кожному значенні E_k .

Використання такого методу дозволяє, по-перше, визначити в межах всього растра групи піксел з однаковим діапазоном лінійності. При цьому тангенси кутів нахилу прямих можуть бути різними. По-друге, можна визначити освітленість, починаючи з якої порушується лінійність перетворення хоча б для одної ділянки СЕП.

Враховуючи сучасні можливості обчислювальної техніки нескладно

виконати таку процедуру для кожного пікселя в межах робочого діапазону освітленості.

Зважаючи на ту обставину, що процес вимірювання температури поверхні ЗР характеризується порівняно вузьким діапазоном змін освітленості мішені СЕП ($E_{\min}=0.72E_{\max}$), формування компенсуючої матриці можна обмежити значеннями $E_1=E_{\min}$, $E_2=E_{\max}$.

Похибку визначення температури ΔT , яка обумовлюється нерівномірністю чутливості матриці, можна знайти, диференціюючи формулу (2.3) та переходячи до скінчених різниць

$$\Delta T_H = \frac{C_2 \Delta A}{\lambda A [\ln B - \ln A]^2} = \frac{T \Delta A}{A [\ln B - \ln A]}. \quad (2.7)$$

У відповідності з (1.1) $\Delta A=2 \cdot A \cdot H$. Отже,

$$\Delta T_H = \frac{2TH}{[\ln B - \ln A]}. \quad (2.8)$$

Нехай ΔT_H — перевищення температури поверхні ЗР над температурою кристалізації T_0 , а A_H , A_0 — відповідні значення сигналів. Тоді формулу (2.8) можна переписати так:

$$\Delta T_H = \frac{2H(T_0 + \Delta T_H)}{\ln B - \ln[A_0 + \Delta T_H \operatorname{tg} \gamma]}, \quad (2.9)$$

де γ — кут нахилу світлосигнальної характеристики.

Значення допустимої нерівномірності чутливості H' , при якій похибка вимірювання температури не перевищує ΔT_H , знайдемо за слідуючою формулою

$$H' = \frac{\Delta T_H [\ln B - \ln A]}{2T}.$$

Наприклад, умова $\Delta T_H < 5\text{K}$ виконується при $H' \leq 0.01$.

Представлений на рис.2.2 графік дозволяє визначити нерівномірність чутливості, при якій забезпечується необхідна точність вимірювання температури.

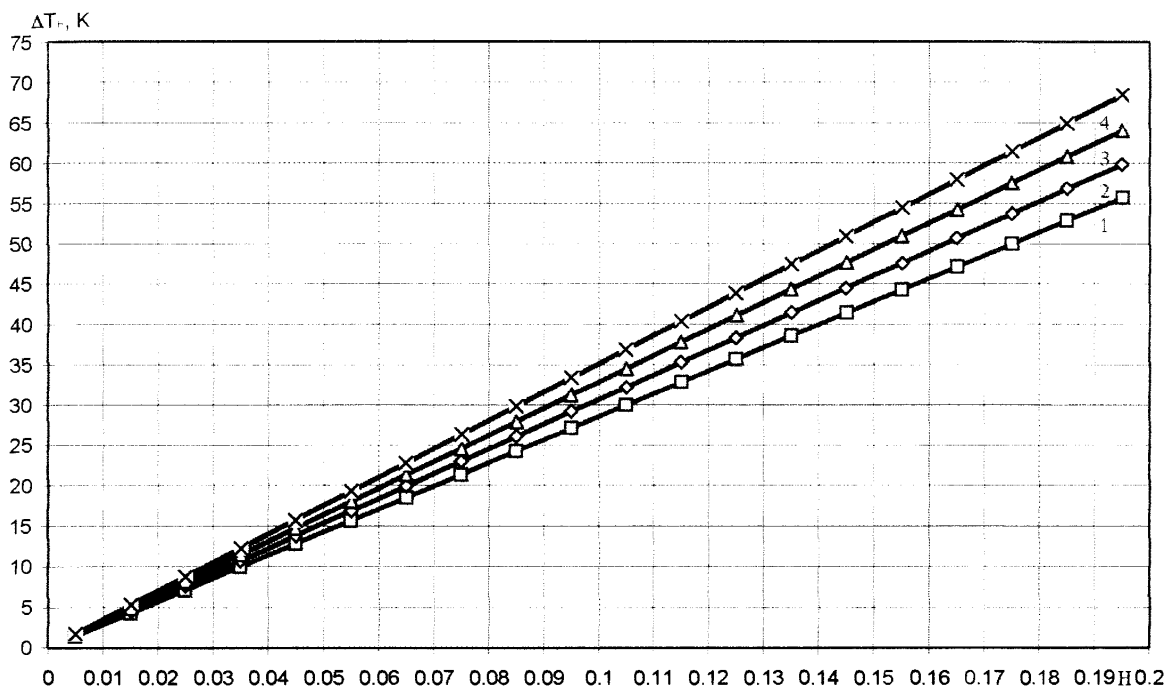


Рис.2.2. Зв'язок між похибкою вимірювання температури і нерівномірністю чутливості. 1 — $\Delta T_\pi = 10$ K; 2 — $\Delta T_\pi = 30$ K; 3 — $\Delta T_\pi = 60$ K; 4 — $\Delta T_\pi = 100$ K.

Досвід вирішення задач компенсації нерівномірності дозволяє зробити висновок, що при $H' < 0.01$ на перший план виходить проблема однорідності еталонного світлового поля в межах всього растру.

Як джерела випромінювання в пірометричній практиці [50] широко застосовуються температурні лампи, які забезпечують більшу точність задання характеристик випромінювання порівняно з іншими джерелами такого типу.

Відомо, що яскравість поверхні нитки розжарення нерівномірна, тому рекомендовано використовувати тільки центральну ділянку нитки для зменшення похибки зумовленої законом розподілу яскравості [50]. Під центральною ділянкою нитки, ширина якої l_n , розуміють ділянку її поверхні площею l_n^2 , розташовану посередині нитки.

Але виконані нами дослідження цього питання дозволили встановити значні відмінності яскравості навіть в межах центральної ділянки нитки.

Очевидно, що при стабільному струмі через лампу середнє квадратичне відхилення сигналу σ_A окремого пікселя від середнього значення сигналу A_c визначається тільки власним шумом СЕП, тому відношення $3\sigma_A/A_c$ є допустимим відносним відхиленням яскравості. Нами експериментально

встановлено, що для ТЗВ на базі ТAYAMA ($3\sigma/A_c$) <0.01 при $A_c=100$. Таким чином, якщо при дослідженні розподілу яскравості (наприклад по ширині стрічки), встановити максимальне значення сигналу на рівні 100 одиниць, то зменшення сигналу більш ніж на одиницю будуть обумовлені падінням яскравості поверхні нитки. В експерименті для всіх 30 піксел, крім 5-и центральних формувались значення сигналів в діапазоні від 96 до 99 одиниць.

З врахуванням цього нами запропоновано встановлювати перед вікном лампи СИ10-300 діафрагму діаметром 0.5 мм. В цьому випадку при стабільному струмі через лампу відхилення значень яскравості в межах вибраної ділянки не перевищувало 0.01. Отже зміни сигналу в межах зображення діафрагми будуть обумовлені тільки нерівномірністю чутливості мішені СЕП. Структура вдосконаленого джерела випромінювання показана на рис.2.3.

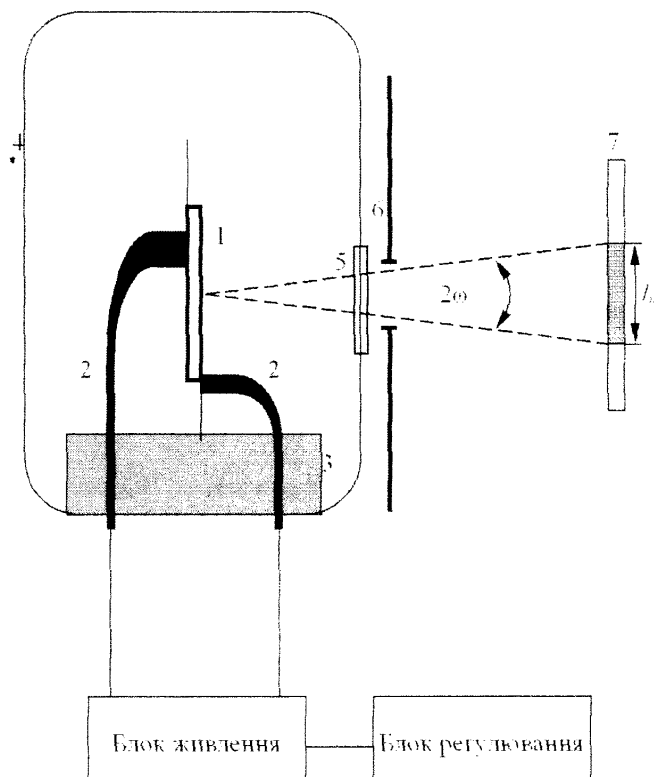


Рис.2.3. Структура джерела випромінювання. 1 — стрічка температурної лампи, 2 — електроди, 3 — ізолятор, 4 — балон, 5 — вікно, 6 — діафрагма, 7 — СЕП.

При визначенні відстані між лампою СИ10-300 і СЕП необхідно враховувати, що яскравість поверхні вольфраму має постійне значення в межах кута $2\omega < 10^\circ$, де ω — кут між напрямком випромінювання і нормаллю [34].

Отже, мінімальна допустима відстань між СЕП і діафрагмою b визначиться так:

$$R = 2 \left(\frac{1}{4} l_m \operatorname{ctg} \frac{\omega}{2} - r_n \right),$$

де l_m — лінійний розмір ділянки мішені,

r_n — радіус скляного балона.

2.2.2. Підвищення точності визначення ефективної довжини хвилі

Поняття ефективної довжини хвилі широко використовується в теорії і практиці пірометрії, де визначається як умовне значення довжини хвилі λ_e монохроматичного випромінювання, дія якого на СЕП з точки зору формування сигналу еквівалентна дії реального випромінювання [34, 35, 50].

Практично ЕДХ обчислюють по значенню сигналів $A(\lambda_e, T)$, сформованих в спектральному діапазоні $\lambda_1 \dots \lambda_2$ при температурі T_1 і T_2 [34]

$$\lambda_e = \frac{C_2 [T_1^{-1} - T_2^{-1}]}{\ln A(\lambda_e, T_2) - \ln A(\lambda_e, T_1)}, \quad (2.10)$$

де $C_2 = 14400$ мкм·К.

В загальному випадку пірометричний сигнал, сформований пікселом ij , визначиться так

$$A_{ij}(\lambda_e, T) = k_n E(\lambda_e, T), \quad (2.11)$$

де k_n — тангенс кута нахилу світлосигнальної характеристики, $E(\lambda_e, T)$ — освітленість пікселя.

Отже, формулу (2.10) можна переписати так

$$\lambda_e = \frac{C_2 [T_1^{-1} - T_2^{-1}]}{\ln \frac{E(\lambda_e, T_2)}{E(\lambda_e, T_1)}}. \quad (2.12)$$

Якщо світлосигнальна характеристика одного і того ж пікселя може бути представлена сукупністю сусідніх ділянок, кожна з яких можна вважати лінійною, то для двох близьких значень освітленості, які не належать одній і тій же ділянці, можна записати

$$A_{ij1}(\lambda_e, T_1) = k_{n1} E(\lambda_e, T_1), \quad (2.13)$$

$$A_{ij2}(\lambda_e, T_2) = k_{n2} E(\lambda_e, T_2), \quad (2.14)$$

де k_{n1}, k_{n2} — тангенси кутів нахилу сусідніх ділянок світлосигнальної характеристики.

Подальший аналіз провадимо за матеріалами наших досліджень, які опубліковані в роботі [51]. Використавши (2.13) і (2.14) в (2.10), отримаємо

$$\lambda'_e = \frac{C_2 [T_1^{-1} - T_2^{-1}]}{\ln \frac{k_{n2}}{k_{n1}} + \ln \frac{E(\lambda_e, T_2)}{E(\lambda_e, T_1)}}. \quad (2.15)$$

В робочому діапазоні світлосигнальної характеристики $k_{n1} > k_{n2} > k_{n3} > \dots$, тому очевидно, що використання формули (2.10) приводить до похибки, яку можна визначити, утворивши різницю виразів (2.12) і (2.15)

$$\lambda_e - \lambda'_e = \Delta\lambda = \frac{\lambda_e}{\left[1 + \frac{\ln \frac{E(\lambda_e, T_2)}{E(\lambda_e, T_1)}}{\ln \frac{k_{n2}}{k_{n1}}} \right]}. \quad (2.16)$$

Скористаємось формулою Планка (1.7) та відомим співвідношенням, що пов'язує освітленість в площині зображення з яскравістю спряженої поверхні в предметній площині [52]

$$E(T) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f'} \right)^2 \tau(\lambda) L(\lambda, T),$$

де D/f' — відносний отвір,

$\tau(\lambda)$ — коефіцієнт пропускання оптичної системи.

Тоді (2.16) можна переписати у вигляді більш придатному для аналізу

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_e}{\left[1 + \frac{\ln \frac{L(\lambda_e, T_2)}{L(\lambda_e, T_1)}}{\ln \frac{k_{n2}}{k_{n1}}} \right]} = \frac{\lambda_e}{\left[1 + \frac{\ln \left(\exp \left(\frac{C_2}{\lambda_e} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right) \right)}{\ln \frac{k_{n2}}{k_{n1}}} \right]}.$$

Остаточно

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_e}{1 + \frac{C_2 \cdot \Delta T}{\lambda_e \cdot T_1^2} \ln \frac{k_{n2}}{k_{n1}}}, \quad (2.17)$$

де $\Delta T = T_2 - T_1$

Розглядаємо ЕДХ в діапазоні 0.65...1.05 мкм, який відповідає діапазону характеристик сучасних ТЗВ на ПЗЗ, а при розрахунках використаємо $T = 1685$ К і $\Delta T = 15$ К, що узгоджується із загальною методикою, яка передбачає визначення ЕДХ в тому ж діапазоні температур, в якому провадиться вимірювання. Світлосигнальну характеристику задамо в точках, які визначені відношенням тангенсів кутів нахилу світлосигнальної характеристики до осі абсцис в діапазоні від 50° до $52^\circ 30'$.

З рис.2.4, побудованого у відповідності з (2.17) та з врахуванням зроблених застережень, видно, що при використанні формули (2.10) похибка визначення ЕДХ може мати значення в діапазоні 0.1...0.6 мкм. Нагадаємо, що при визначенні ЕДХ допускається похибка не більше 0.01 мкм [50].

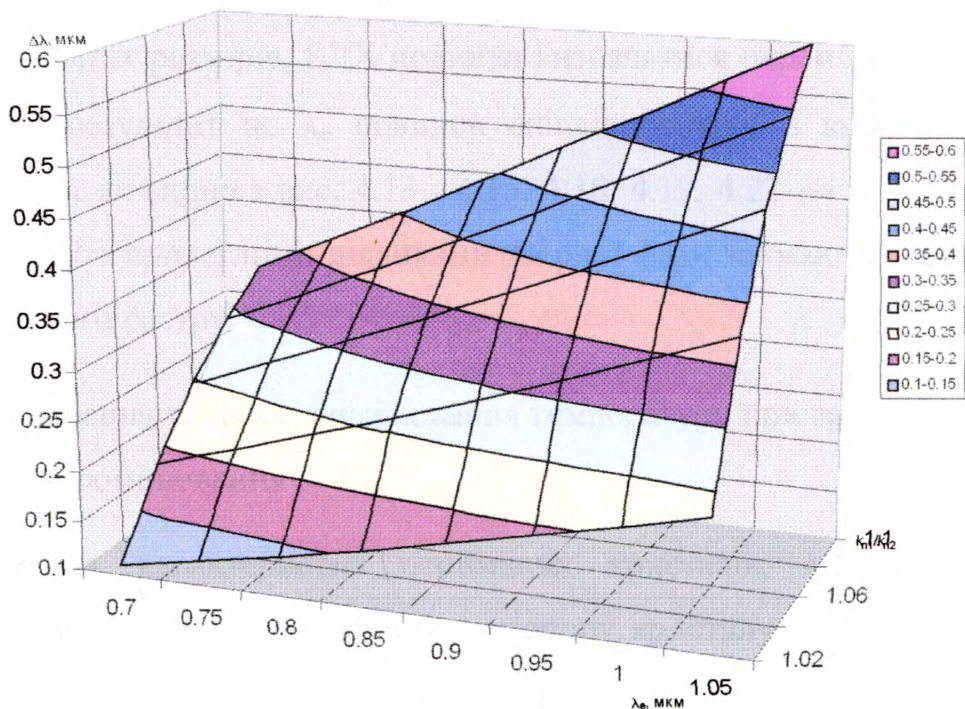


Рис.2.4. Похибка визначення ЕДХ.

Вказаної похибки можна уникнути, врахувавши реальний характер світлосигнальної характеристики. Використавши (2.13) і (2.14) в (2.12), отримаємо

$$\lambda_e = \frac{C_2 [T_1^{-1} - T_2^{-1}]}{\ln A(\lambda_e, T_2) - \ln A(\lambda_e, T_1) + \ln \frac{k_{n1}}{k_{n2}}} \quad (2.18)$$

Формула (2.18), яка отримана нами в [51], дозволяє визначити ЕДХ за пірометричними сигналами, утвореними одним і тим же пікселом при різних температурах з врахуванням реального характеру перетворення освітленості у вихідний сигнал)

Проведені нами експериментальні дослідження [53] показали, що значення λ_e можуть виявитися різними для різних зон СЕП (табл. 2.1).

Таблиця 2.1.—Експериментальні результати визначення λ_e

Експериментальні результати					$\lambda_{сер}$
Піксел	25;175	275;175	25;25	275;25	
λ_e , мкм.	0.90	0.87	0.95	0.92	0.91
$\Delta\lambda$, мкм.	0.01	0.04	0.04	0.01	-

Отже, стосовно задач, при яких провадиться контроль температури по зображенню значних розмірів, ЕДХ повинна визначатися окремо для таких зон (тобто кожний результат по λ_e повинен співвідноситись з координатами в площині СЕП). А як видно з рис. 4.13—4.15, 4.18, 4.19, 4.22—4.27 (див. розділ 4) зображення ЗР з прилеглими ділянками твердої фази займають від третини до половини всього растру.

2.3. Підвищення точності вимірювання температури при врахуванні перевідбиття випромінювання

Дослідження характеристик отриманих кристалів, які провадились різними методами, зокрема, вимірюванням опору кристалу до і після плавки, виявили певні розходження з очікуваними оцінками. Було висловлено припущення, що причиною цього є неконтрольовані поверхневі градієнти

температури розплаву на поверхні, для зменшення яких технологіями було запропоновано ввести в схему елементи, які б змінювали характер теплових потоків за рахунок перевідбиття випромінювання. В якості таких елементів можуть бути використані або внутрішні елементи конструкції вакуумної камери або додатково введені елементи із значним коефіцієнтом відбиття.

Схема формування електронного, світлового та теплового потоків в такому випадку має вигляд, зображений на рис.2.5.

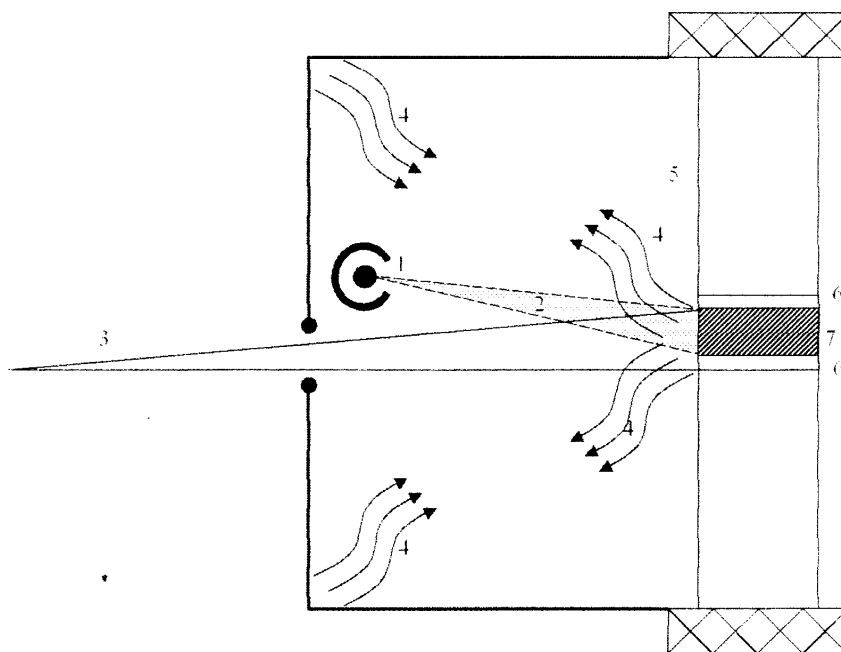


Рис.2.5. Схема формування електронного, світлового і теплового потоків.

1 — катод, 2 — потік електронів, 3 — частина світлового потіку, яка попадає у вхідну апертуру, 4 — теплові потоки, 5 — кристал, 6 — перехідні ділянки, 7 — ЗР.

Але такий підхід порушує постулати, на яких базувався розроблений в [9, 37, 49] метод контролю температури ЗР, що фактично приводить до неможливості його використання в схемі за рис.2.5. Тобто, в даному випадку очевидна необхідність створення методу, який би враховував специфічні особливості формування поля яскравості ЗР, обумовлені перевідбиттям випромінювання.

2.3.1. Формування поля яскравості зони розплаву

З точки зору формування вхідного сигналу на поверхні ЗР задано 4 просторові функції: освітленість — $E(x,y)$, коефіцієнт відбиття — $\rho(x,y)$,

температура — $T(x,y)$, коефіцієнт випромінювальної здатності — $\varepsilon(x,y)$ (рис.2.6).

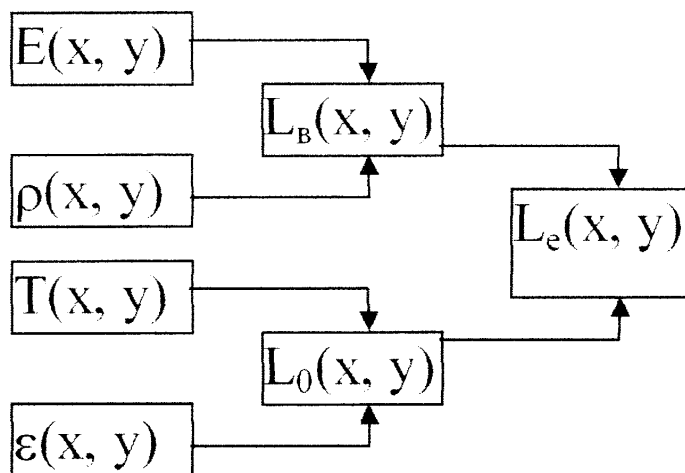


Рис.2.6. Схема утворення ефективної яскравості ЗР

Просторові функції $E(x,y)$, $\rho(x,y)$ визначають компоненту вхідного сигналу, утворену відбитим випромінюванням, а просторові функції $T(x,y)$, $\varepsilon(x,y)$ визначають компоненту вхідного сигналу, утворену власним випромінюванням. Потік у вхідну апертуру характеризується ефективною яскравістю $L_e(x, y)$:

Схему формування складових ефективної яскравості випромінювання можна представити рис.2.7[45].

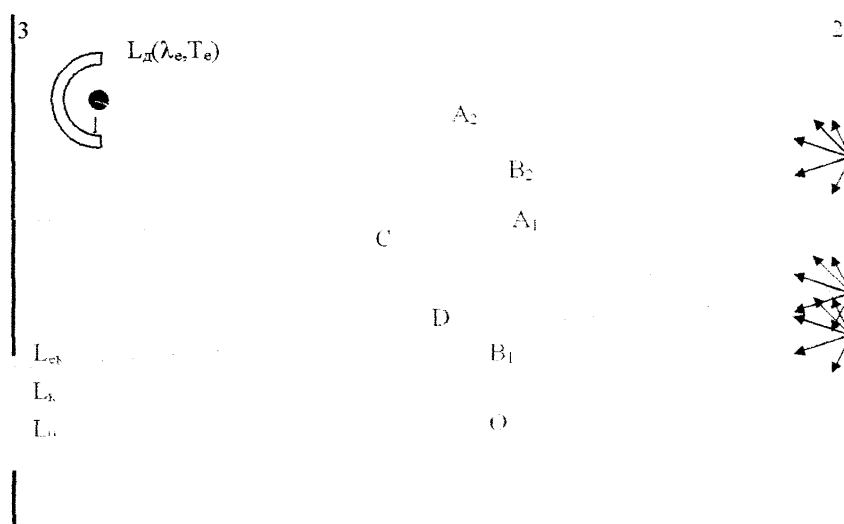


Рис.2.7. Схема формування складових ефективної яскравості випромінювання ЗР

В даній задачі маємо систему, утворену трьома об'єктами — катод 1, ЗР 2

і фрагмент відбиваючої поверхні 3. Випромінювання кожного з цих об'єктів попадає на вхід ТЗВ безпосередньо або після відбиття від інших об'єктів, утворюючи вхідний сигнал.

По-перше, це компонента, утворена власним випромінюванням поверхні ЗР з яскравістю L_0 (траєкторія О). По-друге — компонента, утворена випромінюванням електроду, відбитим від поверхні ЗР з яскравістю L_k (траєкторія A_1B_1). Випромінювання цих складових, яке падає також і на поверхню 3, дифузно розсіюється і разом з яскравістю власного випромінювання поверхні 3 після відбиття від поверхні утворює третю компоненту з яскравістю $L_{ек}$ (траєкторія A_2B_2CD).

Ефективна яскравість випромінювання $L_{еф}$ визначається згідно з принципом суперпозиції незалежних потоків $L_{еф}=L_0+L_{ек}+L_k$. Врахуємо, що температура поверхні ЗР знаходиться в діапазоні від 1685 К до 1750 К, температура електроду близько 2000 К, а температура поверхні 3, виміряна за допомогою вмонтованої термопари, не перевищує 400 К.

Таким чином, яскравості власного випромінювання ЗР і електроду — одного порядку, а власна яскравість поверхні 3 становить незначну частину їх сумарної яскравості. До того ж, власне випромінювання фрагменту 3 може потрапити на вхід ТЗВ тільки після відбиття від поверхні ЗР, тому його можна не враховувати.

Характер відбиття визначається станом відповідної поверхні. Поверхня електроду після експлуатації окислюється і може вважатися Ламбертівською (яскравість не залежить від напрямку). Як видно з рис.2.7, пряме випромінювання електроду може попадати тільки на поверхню ЗР, випромінювання якої, має, в основному дифузний характер, але в ньому присутня дзеркальна компонента. Внутрішня поверхня фрагменту камери забезпечує дифузне відбиття. Це випромінювання може потрапити тільки на поверхню ЗР.

Проблема визначення дійсної температури методом аналізу ефективної яскравості випромінювання ЗР розглядалась в [37, 54], де крім власного

випромінювання поверхні ЗР, враховувалось лише випромінювання електроду, відбите від поверхні ЗР. Головна відмінність даного дослідження, яке висвітлено нами в роботі [45], полягає в тому, що результуюче поле яскравості розглядається як сума багатократного відбиття (перевідбиття) випромінювання двох джерел — дискового електроду і поверхні ЗР. Тобто в даному випадку, крім названих двох компонентів, будемо також враховувати випромінювання, яке, відбившись від внутрішньої поверхні камери, попадає у вхідну апертуру приладу після повторного відбиття від поверхні ЗР.

2.3.2. Математична модель поля яскравості зони розплаву

Розглянемо елемент поверхні з площею dS_d (рис.2.8).

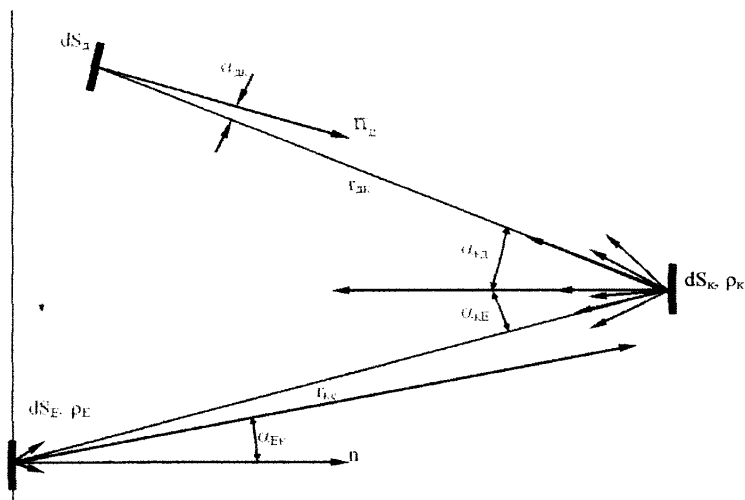


Рис.2.8. До розрахунку складових ефективної яскравості
Якщо його яскравість L_d , то потік, що падає з нього на елемент кристалу dS_k , буде таким:

$$d\Phi = L_d dS_d d\Omega \cos \alpha_{dk}, \quad (2.19)$$

де α_{dk} , α_{kd} — кути між нормаллями до площадок dS_d , dS_k і лінією r_{dk} , що з'єднує їх центри;

$d\Omega$ — тілесний кут, який спирається на площадку кристалу

$$dS'_k = dS_k \cos \alpha_{kd};$$

Отже, освітленість елемента dS_k , яка створюється цим потоком

$$dE_K = \frac{L_D dS_D \cos \alpha_{DK} \cos \alpha_{KD}}{r_{DK}^2}. \quad (2.20)$$

Сумарна освітленість елемента dS_K за рахунок випромінювання електроду

$$E_K = L_D \int_{S_D} \frac{\cos \alpha_{DK} \cos \alpha_{KD}}{r_{DK}^2} dS_D. \quad (2.21)$$

Якщо поверхня елемента dS_K дифузна і характеризується коефіцієнтом відбиття ρ_K , то його світимість, обумовлена потоком $d\Phi$, визначиться так

$$M_K = \rho_K E_K.$$

Відповідно, складова яскравості поверхні елемента dS_K , обумовлена потоком $d\Phi$

$$L_K = \frac{M_K}{\pi} = \rho_K L_D \int_{S_D} \frac{\cos \alpha_{DK} \cos \alpha_{KD}}{\pi r_{DK}^2} dS_D. \quad (2.22)$$

Елемент dS_K випромінює потік з яскравістю L_S , пропорційною сумі яскравостей L_K та власної L_0

$$L_S = L_0 + \rho_K L_D \int_{S_D} \frac{\cos \alpha_{DK} \cos \alpha_{KD}}{\pi r_{DK}^2} dS_D. \quad (2.23)$$

При відсутності перешкод потік з яскравістю L_S попадає у вхідну апертуру.

Відповідно до схеми рис.2.8 потік з яскравістю L_S , падає також на елемент dS_E , створюючи на ньому освітленість dE_E

$$dE_E = (L_K + L_0) \int_{S_K} \frac{\cos \alpha_{EK} \cos \alpha_{KE}}{\pi r_{KE}^2} dS_K. \quad (2.24)$$

Яскравість елемента поверхні dS_E визначиться формулою

$$L_E = \rho_E (L_K + L_0) \int_{S_K} \frac{\cos \alpha_{EK} \cos \alpha_{KE}}{\pi r_{KE}^2} dS_K. \quad (2.25)$$

Потік випромінювання з яскравістю L_E попадає на елемент dS_K , відбивається і утворює третю компоненту випромінювання (компонента D на рис.2.7) з ефективною яскравістю

$$L_{\text{эф}} = \rho_{\text{к}} L_{\text{Е}} \int_{S_{\text{В}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ЕК}} \cos \alpha_{\text{КЕ}}}{\pi r_{\text{КЕ}}^2} dS_{\text{Е}}. \quad (2.26)$$

Ефективна яскравість випромінювання, яке попадає у вхідну апертуру

$$\begin{aligned} L_{\text{эф}} = & L_0 + \rho_{\text{к}} L_{\text{Д}} \int_{S_{\text{Д}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ДК}} \cos \alpha_{\text{КД}}}{\pi r_{\text{ДК}}^2} dS_{\text{Д}} + \\ & + \rho_{\text{к}} \rho_{\text{Е}} L_0 \int_{S_{\text{К}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ЕК}} \cos \alpha_{\text{КЕ}}}{\pi r_{\text{КЕ}}^2} dS_{\text{К}} \int_{S_{\text{В}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ЕК}} \cos \alpha_{\text{КЕ}}}{\pi r_{\text{КЕ}}^2} dS_{\text{Е}} + \\ & + \rho_{\text{к}}^2 \rho_{\text{Е}} L_{\text{Д}} \int_{S_{\text{Д}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ДК}} \cos \alpha_{\text{КД}}}{\pi r_{\text{ДК}}^2} dS_{\text{Д}} \times \\ & \times \int_{S_{\text{К}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ЕК}} \cos \alpha_{\text{КЕ}}}{\pi r_{\text{КЕ}}^2} dS_{\text{К}} \int_{S_{\text{В}}} \frac{\cos \alpha_{\text{ЕК}} \cos \alpha_{\text{КЕ}}}{\pi r_{\text{КЕ}}^2} dS_{\text{Е}} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Інтеграли в (2.21—2.27) визначають локальні кутові коефіцієнти випромінювання. Кількісно цей коефіцієнт визначається відношенням потоку випромінювання одного елемента, який падає на другий елемент до всього потоку, що випромінюється першим елементом в напівсферу.

На практиці оперують середніми кутовими коефіцієнтами випромінювання, визначаючи їх відношенням потоку випромінювання першого об'єкта, що попадає на поверхню другого, до всього потоку, який випромінюється першим об'єктом в напівсферу.

Введемо позначення $\varphi_{\text{ДК}}$, $\varphi_{\text{КЕ}}$, $\varphi_{\text{ЕК}}$ — середні кутові коефіцієнти випромінювання катоду на кристал, кристалу на фрагмент поверхні і фрагменту поверхні на кристал. Тоді, рівняння (2.27) можна переписати слідуєчим чином

$$L_{\text{эф}} = L_0 + \rho_{\text{к}} \varphi_{\text{ДК}} L_{\text{Д}} + \varphi_{\text{КЕ}} \varphi_{\text{ЕК}} \rho_{\text{к}} \rho_{\text{Е}} L_0 + \varphi_{\text{КЕ}} \varphi_{\text{ЕК}} \varphi_{\text{ДК}} \rho_{\text{к}}^2 \rho_{\text{Е}} L_{\text{Д}}. \quad (2.28)$$

Очевидно, що випромінювання з яскравістю $L_{\text{ЕК}}$, яка визначається формулою (2.26), також може зазнати перевідбиття внаслідок чого у вхідну апертуру ТЗВ попаде і випромінювання з іншою ефективною яскравістю. Тобто, при розгляді задачі про формування поля яскравості шляхом багатократного відбиття випромінювання в системі двох і більше об'єктів необхідно мати критерій, який дозволив би обмежувати кількість компонент.

При обґрунтуванні критерію будемо орієнтуватися на вимоги до точності

вимірювання температури, оцінюючи на кожному етапі формування ефективної яскравості похибку вимірювання температури ΔT_M .

Згідно з таким критерієм, компоненту можна не враховувати при виконанні нерівності

$$\Delta T_M \leq \Delta T_q,$$

де ΔT_q — допустима в даній задачі похибка вимірювання температури.

2.3.3. Дослідження математичної моделі

Користуючись середніми кутовими коефіцієнтами випромінювання вираз (2.23) перепишемо так

$$L_s = L_0 + \rho_k L_d \varphi_{dk}. \quad (2.29)$$

Різниця виразів (2.28) і (2.23) визначає ту частку ефективної яскравості, яка додається внаслідок перевідбиття випромінювання і не врахована в моделі [37, 54]

$$\Delta L = L_{e\phi} - L_s = \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_E L_0 + \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \varphi_{dk} \rho_k^2 \rho_E L_d = L_s \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_E \quad (2.30).$$

При використанні формули (2.23) замість формули (2.28) виникає похибка визначення яскравості

$$\frac{\Delta L}{L_s} = \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_E. \quad (2.31)$$

Перепишемо (2.31) у вигляді

$$\frac{L_{e\phi}}{L_s} = 1 + \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_E. \quad (2.32)$$

Скориставшись формулою (1.7), отримаємо співвідношення, яке пов'язує між собою яскравісну температуру T_s , отриману за методом [54] і яскравісну температуру T_e , визначену відповідно до п.2.3.1 та п.2.3.2

$$\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_e} = \frac{\lambda}{C_2} \ln[1 + \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_E]. \quad (2.33)$$

Формулу (2.33) можна переписати в такому вигляді

$$T_e = \frac{T_s}{1 - T_s \frac{\lambda}{C_2} \ln[1 + \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_e]} \quad (2.34)$$

Очевидно, що $T_e > T_s$ так як $\varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_e > 0$ завжди.

Відносна похибка визначення температури при ігноруванні перевідбиття

$$\delta_i = \frac{T_e - T_s}{T_e} = T_s \frac{\lambda}{C_2} \ln[1 + \varphi_{кЕ} \varphi_{Ек} \rho_k \rho_e]. \quad (2.35)$$

Для кількісної оцінки похибки скористаємось слідуючим. По-перше, для кожної з пар середніх кутових коефіцієнтів складної системи поверхонь виконується властивість взаємності [36,56], яка полягає в тому, що добуток середнього кутового коефіцієнту випромінювання на площу компонента системи має постійне значення

$$\varphi_{xy} S_x = \varphi_{yx} S_y,$$

де S_x, S_y — площі поверхонь.

Застосувавши властивість взаємності середніх кутових коефіцієнтів до пари «кристал-фрагмент поверхні», отримаємо

$$\varphi_{кЕ} = \varphi_{Ек} \frac{S_E}{S_K}. \quad (2.36)$$

Отже, з врахуванням (2.36) формулу (2.35) можна переписати так

$$\delta_i = T_s \frac{\lambda}{C_2} \ln \left[1 + \varphi_{Ек}^2 \frac{S_E}{S_K} \rho_k \rho_e \right]. \quad (2.37)$$

По-друге, з технічних міркувань приймемо, що $\rho_e \approx 1$.

Врахуємо далі, що кожний піксел ПЗЗ-матриці формує сигнал, пропорційний яскравості ділянки на поверхні кристалу з площею $S_k = (k\Delta)^2$, де k — коефіцієнт трансформації зображення. Для пристрою за схемою рис.4.6 $k=10$. Отже, при $\Delta_{pix}=0.01$ мм, лінійний розмір ділянки на поверхні кристалу $a_1 = k\Delta_{pix} = 0.1$ мм, а площа $S_k = 0.01$ мм². При радіусі кристалу 4...5 мм таку ділянку можна вважати плоскою.

Нехай перевідбиваюча поверхня плоска і розташована на відстані R від

поверхні кристалу. Якщо на цій поверхні вибрати прямокутну ділянку із стороною $a_2 \gg a_1$ так, щоб центри обох ділянки мали спільну нормаль, то для розрахунку кутового коефіцієнту можна скористатися формулою, наведеною в [56] (табл XII-6, поз.4).

$$\varphi_{\text{ЕК}} = \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{a_2}{a_1} + 1 \right)^2 + \left(\frac{R}{a_1} \right)^2} - \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{a_2}{a_1} - 1 \right)^2 + \left(\frac{R}{a_1} \right)^2}.$$

Підставивши в цю формулу значення $a_1=0.1$ мм, $a_2=0.7$ мм, $R=20$ мм, отримаємо $\varphi_{\text{ЕК}} \approx 0.018$; $\varphi_{\text{ЕК}}^2 \approx 0.000324$. Для $S_E/S_K=50$, отримаємо $\delta_i=0.0025$. А це означає, що при $T=1700$ К систематична складова похибки, обумовлена перевідбиттям, становить 4,25 К, що вже не відповідає сучасним вимогам.

Якщо в аналогічній задачі при вимірюванні температури використовується ТЗВ на ПТТ, то для розрахунку кутових коефіцієнтів можна скористатися формулою [56] (табл XII-6, поз.7)

$$\varphi_{\text{ЕК}} = \left[\sqrt{\left(\frac{D_2}{2D_1} + \frac{1}{2} \right)^2 + \left(\frac{R}{D_1} \right)^2} - \sqrt{\left(\frac{D_2}{2D_1} - \frac{1}{2} \right)^2 + \left(\frac{R}{D_1} \right)^2} \right]^2,$$

де D_1 — діаметр елемента розкладу на поверхні кристалу,

D_2 — діаметр спряженої ділянки на перевідбиваючій поверхні.

Якщо перевідбиття відсутнє, тобто $\varphi_{\text{ЕК}}=0$, то $T_e=T_s$ і температура поверхні ЗР визначається за формулою

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_s} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \left[1 + (1 - \varepsilon_K) \varphi_{\text{дк}} \frac{C_1}{\lambda^5} \exp \left(- \frac{C_2}{\lambda T_p} \right) \right]. \quad (2.38)$$

2.4. Метод експериментального визначення складової сумарного сигналу, обумовленої перевідбиттям випромінювання

На думку багатьох дослідників [34, 36, 37, 47] менш універсальними, але більш ефективними порівняно з розрахунковими можуть бути апаратні методи, які базуються на експериментальному визначенні необхідних параметрів для конкретної задачі. Оскільки перевідбиття випромінювання є причиною систематичної похибки вимірювання температури, то доцільним може

виявитися застосування методу компенсації похибки шляхом введення поправки. Так, спеціально для вимірювання параметрів ЕПБЗП в [37] було розроблено апаратний метод, який передбачав попереднє встановлення діапазону лінійності ТЗВ[57].

Компенсація впливу випромінювання електроду на результат вимірювання температури поверхні ЗР досягалася введенням в алгоритм формування сигналу додаткової компоненти, яка змінюється відповідно до випадкових змін $L_d(\lambda_e, T_d)$ та утворенням алгебраїчної суми сигналу і вказаної додаткової компоненти з відповідним ослабленням.

Реалізація цього методу дозволила встановити основні закономірності формування поля яскравості та отримати дані про розподіл температур на поверхні рідкої фази кремнію.

Виконані нами подальші дослідження процесу формування поля яскравості ЗР дозволили зробити висновок про те, що власне випромінювання ЗР з яскравістю $L_0(\lambda_e, T_0)$ можна розглядати як умовно-рівновагове і визначати за умови, що в робочій стадії плавки кількість тепла, отриманого за рахунок перетворення частини кінетичної енергії електронів в теплову, і переданого з поверхні кристалу в його об'єм, дорівнює кількості тепла, що втрачається поверхнею з випромінюванням. Експериментально встановлено, що після формування рідкої фази як правило, температура її поверхні перевищує температуру фазового переходу. Отже, умовно, у власному випромінюванні ЗР можна виділити складову $L_\Phi(\lambda_e, T_\Phi)$, обумовлену випромінюванням при температурі фазового переходу T_Φ , і складову $L_n(\lambda_e, T_n)$, обумовлену перевищенням дійсної температури поверхні над температурою фазового переходу (так званий тепловий перегрів поверхні).

Очевидно, що значення теплового перегріву ділянки поверхні ЗР визначається щільністю електронного потоку, який падає на цю ділянку. Тобто температурні градієнти на поверхні ЗР в рідкій фазі визначаються, головним чином, законом розподілу щільності електронного потоку в перерізі пучка, який падає на поверхню ЗР.

При такому підході стає очевидним, що метод [37] не враховує тієї обставини, що ефективні яскравості в момент переходу з твердої фази в рідку і навпаки відрізняються на величину $L_{\Pi}(\lambda_e, T_{\Pi})$. Ця обставина є наслідком того, що в методі [37] зміна стану поверхні досягається виключенням катоду, після чого падають до нуля його яскравість і емісійна здатність.

Нами запропоновано метод підвищення точності вимірювання температури, який базується на уточнених закономірностях формування функції яскравості поверхні ЗР і передбачає експериментальне визначення складової сумарного сигналу, обумовленої перевідбиттям випромінювання. Приймається, що ефективна яскравість обумовлюється сумою яскравості власного випромінювання поверхні ЗР та яскравостей перевідбитих компонент випромінювання. Реалізується метод шляхом одночасного аналізу основного сигналу, утвореного зображенням фрагменту ЗР та додаткового, утвореного зображенням електроду [58].

Для формування додаткового сигналу можуть використовуватись будь-які ділянки поверхні електроду в межах поля зору об'єктиву.

Для експериментального визначення компонент ефективної яскравості скористаємось тією обставиною, що яскравість ЗР можна змінювати в широких межах, маніпулюючи напругами, які задають режим плавки. Змінивши анодну напругу, або напругу живлення електроду, змінимо щільність електронного потоку, отже змінимо складові випромінювання, яке попадає у вхідну апертуру. Вимкнувши анодну напругу, через деякий час повністю позбавимось теплового перегріву, отже, яскравість поверхні буде визначатись сумою $L_{\Phi}(\lambda_e, T_{\Phi})$ та компоненти, утвореної відбитим випромінюванням $L_{\text{в}}(\lambda_e, T_{\text{д}})$. Вимкнувши розжарення електроду, через деякий час позбавимось компоненти $L_{\text{в}}(\lambda_e, T_{\text{д}})$.

Розглянемо зміни яскравостей ділянки $dS_{\text{д}}$ поверхні катоду (лінія 1) та ділянки dS_{Π} поверхні ЗР (лінія 2) (рис.2.9).

Нехай в інтервалі $t_1 \dots t_2$ температура поверхні ЗР в межах ділянки dS_{Π} стабілізувалася, а її яскравість $L_{\text{ер}}(\lambda_e, T_e)$. При цьому піксел a , який знаходиться в межах зображення ділянки dS_{Π} формує сигнал $A_{\text{р1}}$.

Якщо в момент t_3 вимкнути анодну напругу, то протягом часу t_4-t_3 за рахунок падіння $L_{\Pi}(\lambda_e, T_{\Pi})$ до нуля яскравість поверхні зменшиться до значення, яке є сумою яскравості власного $L_{\Phi}(\lambda_e, T_{\Phi})$ та відбитого $L_{\text{в}}(\lambda_e, T_{\text{д}})$ випромінювання.

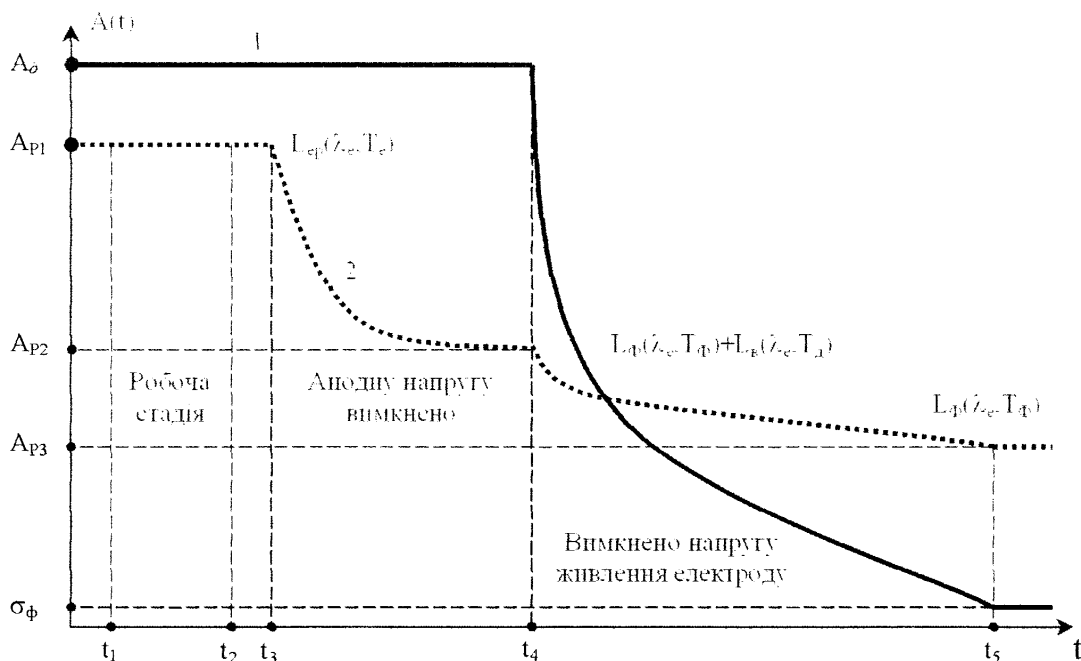


Рис.2.9. Зміни яскравостей катоду (1) і ЗР (2) та сигналів, утворених зображеннями ділянок dS_{Π} та $dS_{\text{д}}$.

На виході ТЗВ піксел a формує сигнал A_{P2} . Якщо далі в момент часу t_4 вимкнути напругу живлення катоду, то за час t_5-t_4 яскравість ділянки ЗР зменшиться до значення, яке визначається виключно власною температурою поверхні в рідкому стані (за умови, що при $t > t_5$ рідка фаза існує). Починаючи з моменту t_5 формується сигнал A_{P3} . Справедливість припущення про те, що сигнал, утворений зображенням ділянки катоду $dS_{\text{д}}$ зменшується до рівня шуму раніше, ніж ЗР кристалізується, підтверджена експериментально.

На рис.2.10 показано характер зміни яскравості електроду (лінія 2) після вимкнення напруги розжарення. Збільшення яскравості з 5-го по 12-й кадри обумовлене неконтрольованим зростанням струму в контурі живлення внаслідок перехідних процесів. Крива 1 визначає яскравість рідкої фази. Видно, що через 15 кадрів після вимкнення внеском випромінювання електроду в сумарну яскравість ЗР можна знехтувати.

Очевидно, що різниця сигналів $A_{P2}-A_{P3}$ обумовлена перевідбитим

випромінюванням.

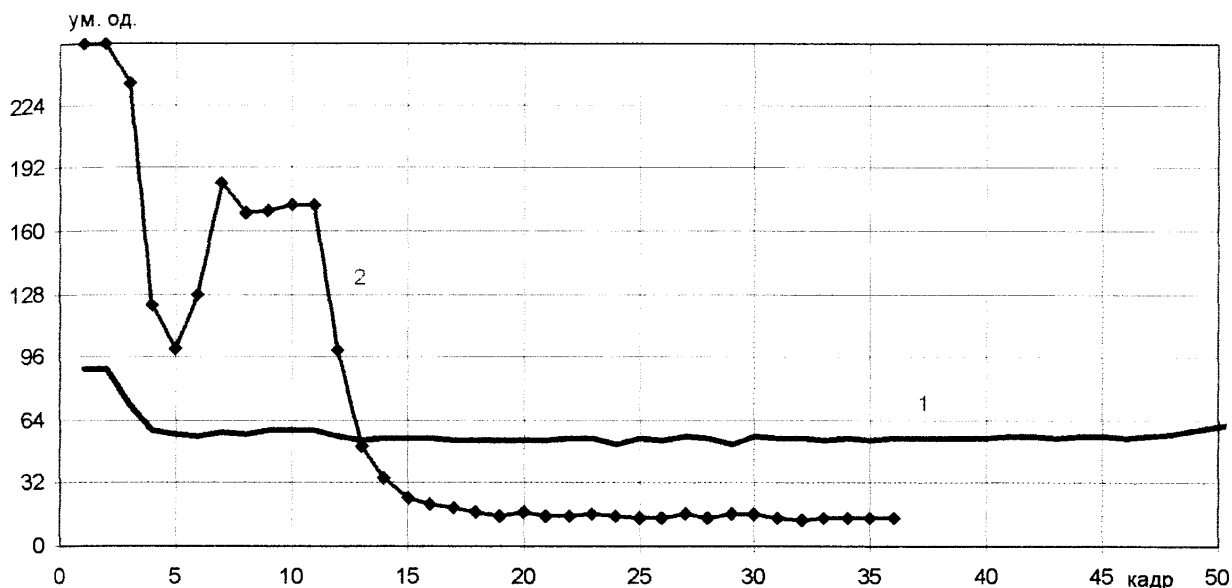


Рис.2.10. Характер зміни яркості електроду та ЗР після вимкнення розжарення

Метод реалізується слідуючим чином. В полі зору приладу виділяємо 2 піксела — перший в межах зображення рідкої фази та з врахуванням обґрунтованих в [5] кутових співвідношень, другий — в межах зображення електроду. В інтервалі $t_1 \dots t_2$ по виборці n кадрів визначаємо середнє значення сформованого першим пікселем сигналу A_{p1} , яке пропорційне ефективній яркості, та середнє квадратичне відхилення сигналу σ_e . Починаючи з $(n+1)$ кадру обчислювальний алгоритм передбачає перевірку виконання нерівності $|A_{n+1} - A_n| < 3\sigma_e$ (якщо $|A_{n+1} - A_n| > 3\sigma_e$ — це означає порушення технологічного режиму і робить недоцільним подальші дослідження). В момент t_3 вимикаємо високу напругу і яркість ЗР починає зменшуватись, відповідно зменшується і сигнал, який формується першим пікселем.

При цьому обчислювальний алгоритм передбачає перехід в режим перевірки виконання нерівності

$$|A_{n+1} - A_n| < 3\sigma_c, \quad (2.39)$$

де σ_c — середнє квадратичне відхилення сигналу першого піксела від середнього значення при відсутності електронного бомбардування поверхні, яке обумовлене випадковим характером яркостей поверхонь ЗР і електроду

при вимкненій анодній напрузі (визначається на підготовчій стадії). Очевидно, що $\sigma_c < \sigma_e$.

Виконання (2.39) означає, що яскравість ЗР визначається сумою $L_\Phi(\lambda_e, T_\Phi) + L_B(\lambda_e, T_d)$. При цьому перший піксел формує сигнал A_{P2} . В момент t_4 напруга живлення електроду вимикається і яскравість електроду, а, відповідно, і сигнал A_∂ , сформований другим пікселом, починає швидко зменшуватись. В момент t_5 сигнал A_∂ падає до значення σ_Φ , яке відповідає СКВ сигналу A_{P3} від його середнього значення для рідкої фази при відсутності сторонніх джерел випромінювання.

Виключивши компоненту $(A_{P2} - A_{P3})$, визначимо сигнал A , що несе інформацію тільки про температуру поверхні ділянки dS_Π

$$A = A_{P1} - (A_{P2} - A_{P3}). \quad (2.40)$$

Оскільки $A_{P2} - A_{P3} = \text{const}$ при незмінній яскравості електроду, співвідношення (2.40) може використовуватись для визначення сигналу $A_x(t)$, який несе інформацію про температуру будь-якої ділянки поверхні в робочій стадії плавки

$$A_x(t) = A_{Px}(t) - (A_{P2} - A_{P3}), \quad (2.41)$$

де $A_{Px}(t)$ — поточне значення сигналу, яке формується пікселом x .

Якщо в ході експерименту передбачаються зміни струму живлення електроду (зміни яскравості $L_B(\lambda_e, T_d)$ і сигналу A_{P2}), константа $A_{P2} - A_{P3}$ повинна визначатись для всього діапазону вказаних змін.

Зрозуміло, що в запропонованому методі ефективність використання поправки обмежується середнім квадратичним відхиленням результату вимірювання температури, яке визначається згідно з формулою (4.14). Отже, маємо невиключену систематичну похибку, довірча межа якої при $P=0.95$ становить $2\sigma_T$.

Відзначимо далі, що введення поправки має сенс, якщо вона більша ніж $2\sigma_T$. За умов задачі поправка має становити 4 К, а $2\sigma_T$, як це показано в п.4.4.3 становить 1.6 К. Отже, введення поправки доцільне.

Висновки до розділу

1. Розроблено метод підвищення точності вимірювання температури ЗР шляхом компенсації впливу випромінювання катоду, який базується на експериментальному визначенні складової яскравості, обумовленої перевідбиттям.
2. Розроблена математична модель поля яскравості ЗР при наявності перевідбиття, на основі якої розроблено метод визначення яскравісної температури поверхні ЗР.
3. Розроблена методика дослідження похибки визначення ЕДХ, обумовленої нелінійністю світлосигнальної характеристики ТЗВ. Показано, що в діапазоні температур, який відповідає діапазону температур плавки, ця похибка може на порядок перевищувати допустиму.
4. Показано, що формування компенсуючої матриці необхідно провадити не для одного значення освітленості, а для сукупності значень в діапазоні, який відповідає умовам конкретної задачі. При застосуванні температурної лампи СИ10-300 як джерела випромінювання запропоновано встановлювати перед її вікном діафрагму діаметром 0.5 мм. В цьому випадку при стабільному струмі через лампу відхилення значень яскравості в межах центральної ділянки нитки розжарення не перевищують 0.01.
5. Отримана формула, яка пов'язує похибку визначення температури ЗР з нерівномірністю чутливості СЕП.

РОЗДІЛ 3. ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ВИСОТИ ЗР

3.1. Аналіз похибок вимірювання висоти зони розплаву

Аналіз похибок вимірювання висоти ЗР провадимо, враховуючи результати досліджень сигналу на межі фаз та матеріали розділу 2 стосовно компенсації нерівномірності чутливості. Вважаємо нерівномірність чутливості СЕП скомпенсованою і для визначення середнього квадратичного відхилення результату вимірювання координат нижньої σ_n та верхньої σ_v меж ЗР користуємось формулою, наведеною в роботі [59]

$$\sigma_v = \sigma_n = \sqrt{\sigma_{ш}^2 + \sigma_{ацп}^2 + \sigma_m^2}, \quad (3.1)$$

де $\sigma_{ш}$, $\sigma_{ацп}$, σ_m — складові, обумовлені флуктуаціями яскравості ЗР, шумом АЦП та методикою визначення координати, відповідно.

Наведена в [59] методика оцінки внеску вказаних складових в похибку вимірювання координати межі контрастних ділянок базується на умові, що координата належить до перехідної області.

Для оцінки внеску складових $\sigma_{ацп}$ і σ_m в похибку вимірювання висоти ЗР скористаємось результатами роботи [59], в якій наведено такі значення: $\sigma_{ацп} = 0.29\Delta_{ріх}$, $\sigma_m = 0.29\Delta_{ріх}$, де $\Delta_{ріх}$ — лінійний розмір пікселя вздовж відповідної координати.

Ці результати отримані за слідуючих припущень. По-перше, формування сигналу ПЗЗ-матриці характеризується малими втратами переносу зарядів.

По-друге, методична похибка вимірювання координати обумовлюється характером зміни яскравості перехідної області. При цьому перехідна область, тобто область, на якій задані координати відрізка, є лінійною функцією яскравості.

Всі припущення відповідають умовам задачі вимірювання висоти ЗР. Дійсно, втрати при переносі зарядів в сучасних ПЗЗ практично відсутні [60, 62].

А з рис.3.1, де показано зміни сигналу на межі твердої і рідкої фаз, можна зробити висновок про лінійний характер змін яскравості в перехідній області.

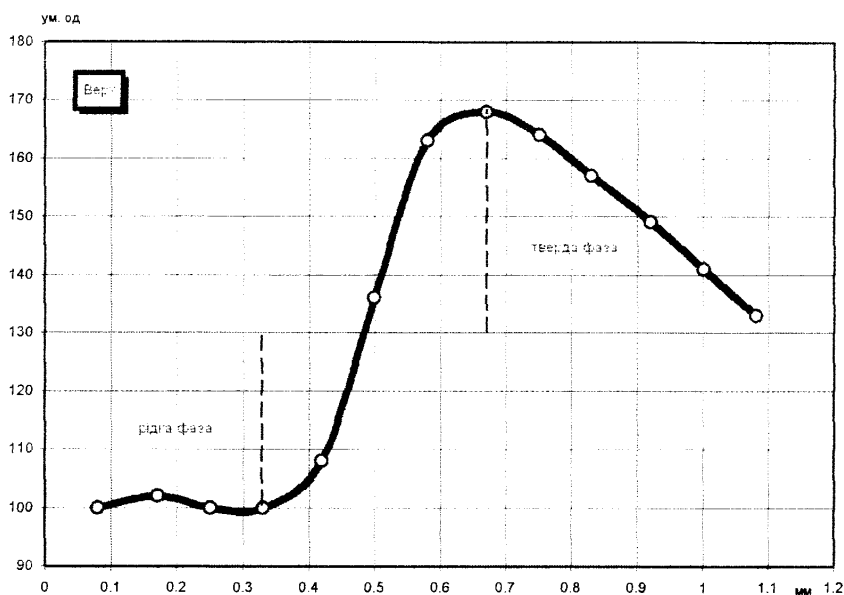


Рис.3.1. Зміни сигналу на межі твердої і рідкої фаз.

Середнє квадратичне відхилення при вимірюванні координати, яке обумовлене флуктуаціями яскравості, в роботі [59] оцінюється наступною формулою

$$\sigma_{\text{ш}} = \frac{2\tau_{\text{tran}}}{q}, \quad (3.2)$$

де q — відношення сигналу до шуму в зображенні,

τ_{tran} — тривалість відеосигналу перехідної області.

Врахуємо деякі особливості задачі вимірювання висоти ЗР. По-перше, сигнал, який може бути сформований пікселом на межі фаз, змінюється від значення A_T (тверда фаза), до значення A_P (рідка фаза) (рис.1.8 та рис.3.1).

По-друге, значення q будемо визначати, запровадивши обмеження сигналу на рівні A_P , тобто $q = A_T - A_P / \sigma_p$, де σ_p — середньоквадратичне значення шуму в зображенні фрагменту рідкої фази.

Значення τ_{tran} , A_P , A_T , q , σ_p визначались нами експериментально. Наприклад, згідно з рис.3.1 $\tau_{\text{tran}} = 3\Delta_{\text{pix}}$, $A_c = 68$ ум.од. (сигнал A_c визначається різницею сигналів в зображенні твердої і рідкої фаз на межі), $\sigma_p = 3$, $q = 23$. Отже, згідно з формулою (3.2) $\sigma_{\text{ш}} = 0.26\Delta_{\text{pix}}$.

Після підстановки значень $\sigma_{\text{ш}}$, $\sigma_{\text{ант}}$, σ_M в формулу (3.1), отримаємо $\sigma_H = 0.5\Delta_{\text{pix}}$.

Далі скористаємось результатами роботи [41], де показано, що при вимірюванні геометричних параметрів телевізійних зображень відхилення координат відрізків, а отже і їх розмірів від середніх значень, розподілені за нормальним законом. Тому середньоквадратичне відхилення при вимірюванні висоти ЗР $\sigma_h = \sqrt{\sigma_h^2 + \sigma_b^2} = \sqrt{2}\sigma_h$

Прийнявши імовірність правильного рішення рівною 0.99, отримаємо, що похибка визначення висоти зображення ЗР становитиме $\Delta h = 3\sigma_h$.

Якщо лінійний розмір пікселя ТЗВ $\Delta_{\text{pix}} = 10$ мкм, то $\sigma_h = 5$ мкм, $\sigma_b = 7$ мкм, а похибка вимірювання висоти ЗР в площині СЕП $\Delta h = 21$ мкм. Відповідно, при коефіцієнті трансформації зображення $m = 10$ похибка вимірювання висоти ЗР на поверхні кристалу становитиме 210 мкм. Згідно з п.1.1 така точність не може вважатися достатньою при вимірюванні висоти ЗР, і вже зовсім не відповідає сучасним вимогам до точності визначення геометричних параметрів ділянки кристалізації. Відомо, що порушення технології плавки проявляються не тільки в зміні висоти ЗР, але і в нестабільності ширини ділянки кристалізації, зміні її форми. А це підвищує вимоги до точності вимірювання координат як висоти ЗР, так і інших геометричних параметрів.

3.2. Підвищення точності визначення координат меж зони розплаву

3.2.1. Аналіз роздільної здатності телевізійних засобів вимірювання

СЕП ТЗВ відноситься до приймачів, що виконують інтегрування у часі освітленості, яка визначається функцією $E'(x', y', t)$

$$E'(x', y') = \int_t E'(x', y', t) dt. \quad (3.3)$$

При цьому відбувається дискретизація зображення — наближене задання функції $E'(x', y')$ сукупністю її значень з утворенням еквівалентної матриці відеосигналу, кожний член якої визначається співвідношенням

$$A_d[E'(x', y')] = k \sum_i^N \sum_j^M E'(i\Delta_{\text{pix}}x', j\Delta_{\text{pix}}y') \varphi(x', y'), \quad (3.4)$$

$$\text{де } \varphi(x', y') = \begin{cases} 1, & x' = i\Delta_{\text{pix}}x', y' = j\Delta_{\text{pix}}y' \\ 0, & x' \neq i\Delta_{\text{pix}}x', y' \neq j\Delta_{\text{pix}}y' \end{cases}$$

k — коефіцієнт перетворення (погодження розмірностей),

$\Delta_{\text{pix}}x', \Delta_{\text{pix}}y'$ — лінійні розміри пікселя в чутливій площині СЕП,

$i=1,2,\dots,N; j=1,2,\dots,M$.

Отже, можна вважати, що СЕП протягом часу t виконує інтегрування освітленості в межах пікселя, тобто роздільна здатність ТЗВ обумовлюється, головним чином, розміром пікселя по відповідній координаті. Дійсно, в деяких дослідженнях без застережень приймається, що роздільна здатність ТЗВ визначається лінійним розміром пікселя (для ТЗВ на ПТТ приймають, як правило, що розмір елемента розкладу зображення рівний діаметру електронного пучка, в межах якого щільність електронів не менша 0.606 від максимального значення).

На наш погляд, більш обгрунтованим вважається визначення роздільної здатності через функцію передачі модуляції (ФПМ) та пороговий контраст $K_{\text{п}}$, який є параметром, похідним від характеристик СЕП (показник ступеня світлосигнальної характеристики, остаточна нерівномірність чутливості) і умов формування та реєстрації сигналу [61, 62].

При цьому роздільна здатність визначається по ширині сумарної ФПМ як значення просторової частоти, на якій нормований коефіцієнт передачі контрасту дорівнює пороговому. В свою чергу, пороговий контраст $K_{\text{п}}$ визначається за формулою, отриманою в [61]

$$K_{\text{п}} = \frac{q_{\text{п}}(P)}{K_{\text{вх}}q(E)\gamma(E)}, \quad (3.5)$$

де $q(E)$, $q_{\text{п}}(P)$ — відношення сигнал/шум при освітленості E та порогове при імовірності реєстрації P ,

$K_{\text{вх}}$ — вхідний контраст,

$\gamma(E)$ — показник ступеню світлосигнальної характеристики.

Оскільки ФПМ телевізійної системи, як правило, монотонно спадають в бік високих частот, то роздільна здатність буде тим більшою, чим більшим буде

K_{BX} на даній просторовій частоті і чим кращою буде ФПМ. При цьому кращою вважається ФПМ, для якої коефіцієнт передачі контрасту приймає одне і те ж значення на більшій просторовій частоті.

В експериментальних дослідженнях ФПМ, як правило, використовуються міри з $K_{BX}=1$. Отримане при цьому за формулою (3.5) значення K_{Π} може виявитися заниженим, а роздільна здатність, відповідно, завищеною. Отже, використання моделі з $K_{BX}=1$ є цілком прийнятним тільки для оцінки потенційної роздільної здатності.

Якщо ФПМ задана аналітично, то роздільну здатність можна визначити розрахунковим шляхом.

Наприклад, в межах лінійної одномірної моделі ФПМ передавальної камери на відіконі [32]

$$H(f_x) = \exp[-2\pi^2 f_x^2 (r_p^2 + r_0^2)], \quad (3.6)$$

де r_p , r_0 — радіуси плям розсіяння електронного пучка та оптики на рівні 0.606 від максимальних значень,

f_x — просторова частота.

Коефіцієнт передачі контрасту на просторовій частоті $f_{K\Pi}$, для якої досягається значення порогового контрасту

$$K(f_{K\Pi}) = \exp[-2\pi^2 f_{K\Pi}^2 (r_p^2 + r_0^2)]. \quad (3.7)$$

Прирівнявши (3.5) і (3.7) та за умови, що $\gamma(E)=1$, отримуємо

$$\frac{q_{\Pi}(P)}{K_{BX} q(E)} = \exp\left[-2\pi^2 f_{K\Pi}^2 (r_0^2 + r_p^2)\right]. \quad (3.8)$$

Прологарифмувавши (3.8) та виконавши нескладні перетворення отримаємо такий вираз для роздільної здатності ТЗВ на базі відікону

$$f_{K\Pi} = \left[\frac{\ln(K_{BX} \cdot q(E)) - \ln q(P)}{2\pi^2 (r_0^2 + r_p^2)} \right]^{1/2}. \quad (3.9)$$

З формули (3.9) випливає, що роздільна здатність ТЗВ обумовлюється параметрами приладу (r_0 , r_p , $q(P)$), контрастом на об'єкті (K_{BX}), умовами роботи — $q(E)$.

Розмір елемента розкладу зображення визначиться як величина, обернена до подвійного значення просторової частоти

$$l_{\text{з}} = \frac{1}{2f_{\text{зп}}} = \frac{1}{2} \left[\frac{\ln(K_{\text{вк}} \cdot q(E)) - \ln q(p)}{2\pi^2(r_{\text{о}}^2 + r_{\text{р}}^2)} \right]^{-1/2}. \quad (3.10)$$

В загальному випадку аналіз точності ТЗВ на ПТТ виходить за рамки сформульованих в роботі задач і є складною проблемою, оскільки вимагає введення числових значень багатьох параметрів, які характеризують конкретну задачу і конкретний прилад [63].

В [64, 65] нами було показано, що використовуючи залежність сигналу пікселя ПЗЗ-матриці від співвідношення між більш освітленою і менш освітленою його ділянками, можна збільшити точність визначення координати зображення при застосуванні ТЗВ на ПЗЗ.

Вказаний підхід базується на введеному в розділі 2 понятті світлосигнальної характеристики пікселя, яка визначає залежність сигналу пікселя від його освітленості.

Нехай сигнал, який формується пікселем в межах лінійної ділянки світлосигнальної характеристики ПЗЗ-матриці знаходиться в діапазоні від середньоквадратичного значення шуму σ до деякого максимального A_0 при освітленості E'_0 .

Очевидно, що зміну сигналу в цих межах можна отримати, збільшуючи освітленість від $E'_{\text{п}}$ до E'_0 , або навпаки, зменшуючи її від E'_0 до $E'_{\text{п}}$ (рис.3.2а). Таку ж залежність можна побудувати, якщо при постійній освітленості E'_0 повністю перекрити піксел, а потім поступово його відкривати (рис.3.2б). Зауваживши, що технічне втілення такої ідеї є надзвичайно складною задачею, використаємо цю обставину для обґрунтування можливості збільшення точності вимірювання координати межі ЗР.

Введемо параметр $S_{\text{п}}^*$, який визначає освітлену площу пікселя. Очевидно, що при роботі в межах діапазону лінійності залежність сформованого пікселем сигналу від параметру $S_{\text{п}}^*$ матиме вигляд, зображений на рис.3.2б. При цьому

$0 \leq S_{\Pi}^* \leq S$, а $\sigma \leq A(S_{\Pi}^*) \leq A_0$. Взагалі, в діапазоні лінійності для сукупності значень $E_0' > E_1', E_2'$ і т.п. отримуємо набір прямих.

Зазначимо, що рисунок 3.2 запозичений з роботи [66] і має апріорне походження. Хоча постановка відповідного експерименту не становитиме складнощів.

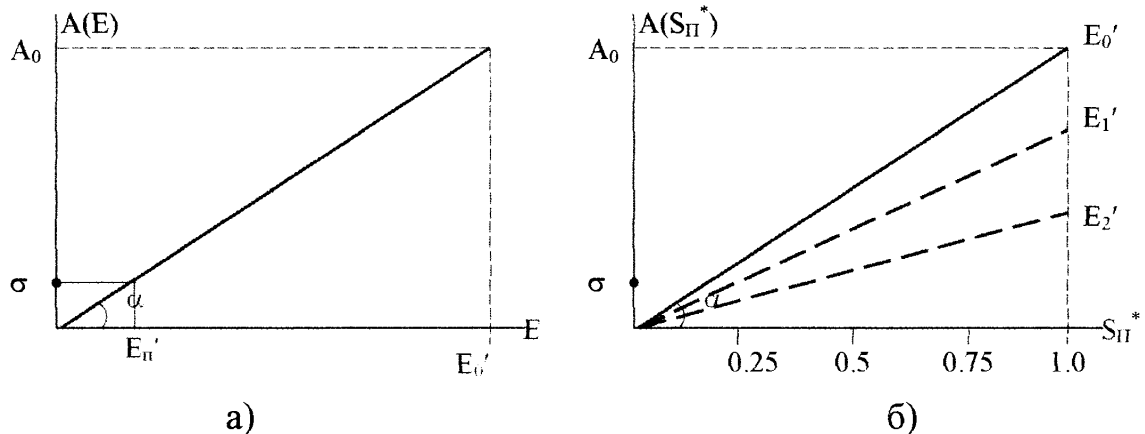


Рис.3.2. Зміни сигналу пікселя. а) — при зміні освітленості, б) — при зміні параметру S_{Π}^* .

Нехай в момент часу t сигнал пікселя $A(t)$, а реалізація шуму — $A_{\text{III}}(t)$. Визначимо поріг реєстрації A_{Π} , і встановимо, що сигнал $A(t)$ може бути зареєстрований за умови $A(t) > A_{\Pi} + A_{\text{III}}(t)$, або $A_{\text{III}}(t) < A(t) - A_{\Pi}$.

Введемо приведені значення, використовуючи середньоквадратичне значення шумового сигналу σ_p в межах зображення фрагменту рідкої фази

$$a_1 = \frac{A(t)}{\sigma_p}, a_2 = \frac{A_{\Pi}}{\sigma_p}, a_3 = \frac{A_{\text{III}}(t)}{\sigma_p}. \text{ Тоді умова реєстрації сигналу } a_3 < a_1 - a_2.$$

Реалізація шуму $A_{\text{III}}(t)$ а також приведені значення a_3 є випадковими величинами. Повною характеристикою випадкової величини є функція розподілу (інтегральний закон розподілу $F(z)$), яка визначає імовірність $P(z)$ того, що випадкова величина приймає значення $z < z_0$, отже $P(z < z_0) = F(z)$.

Відомо [43], що шум СЕП підкоряється нормальному закону розподілу, оскільки шумовий сигнал утворюється внаслідок одночасної дії багатьох незалежних факторів, жоден з яких не домінує. Тоді імовірність реєстрації сигналу, тобто імовірність того, що $P(a_3 < a_1 - a_2)$, визначиться так

$$P(a_3 < a_1 - a_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{a_1 - a_2} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz. \quad (3.11)$$

Якщо сигнал $A(S_{\Pi}^*)$ при $S_{\Pi}^* < S$ відповідає умові реєстрації, це означає, що піксел можна умовно розділити на S/S_{Π}^* ділянок, площа кожної з яких в діапазоні лінійності визначається співвідношенням

$$S_{\Pi}^* = \frac{S \cdot A(S_{\Pi}^*)}{A_0}. \quad (3.12)$$

Скористаємось табличними значеннями нормованої функції Лапласа.

Очевидно, що при $a_2=1$, тобто при $A_{\Pi}=\sigma_p$ значення імовірності $P(a_3 < a_1 - a_2) = 0.99$ буде забезпечуватись при $A(t) = 3.2\sigma_p$. Якщо такий сигнал буде сформований ділянкою піксела, то у відповідності з (3.12) площа цієї ділянки визначиться формулою

$$S_{\Pi}^* = \frac{S \cdot 3.2\sigma_p}{A_0}. \quad (3.13)$$

Отже, кількість ділянок, які можуть бути розрізнені в межах піксела як окремі

$$N_1 = \frac{S}{S_{\Pi}^*} = \frac{A_0}{3.2\sigma_p}. \quad (3.14)$$

Якщо ввести обмеження сигналу на рівні A_p , то $A_0 = A_T - A_p$, і формула (3.14) матиме вигляд

$$N = \frac{A_T - A_p}{3.2\sigma_p}. \quad (3.15)$$

Таким чином, виходячи з оцінки сигналів, які формуються при переході з твердої фази в рідку і навпаки, можна стверджувати, що в межах піксела із заданою імовірністю, в даному випадку 0.99, можна розрізнити N ділянок. З цього випливає, що при лінійному розмірі піксела Δ_{pix} можлива ідентифікація положення межі ЗР з точністю до ділянки розміром Δ_{pix}/N .

3.2.2. Методика визначення положення межі фаз

Безумовною перевагою розглянутого вище підходу є те, що ефект може

бути досягнений в межах існуючої структури приладу за рахунок вдосконалення методики визначення положення лінії розділу фаз.

При цьому розроблене нами ПЗ приладу доповнюється процедурою деталізації. Згідно з цією процедурою після знаходження висоти ЗР (в цілих значеннях піксел) сигнал, сформований крайніми пікселами, співставляється з визначеними рівнями квантування і відноситься до одного з них.

Зрозуміло, що це приводить до підвищення точності вимірювання висоти ЗР (а при необхідності і інших геометричних параметрів).

Наприклад, згідно з базовою методикою встановлено, що зображення нижньої межі ЗР проходить через піксел $(i; j)$, а верхньої — через піксел $(i; k)$ (рис.3.3).

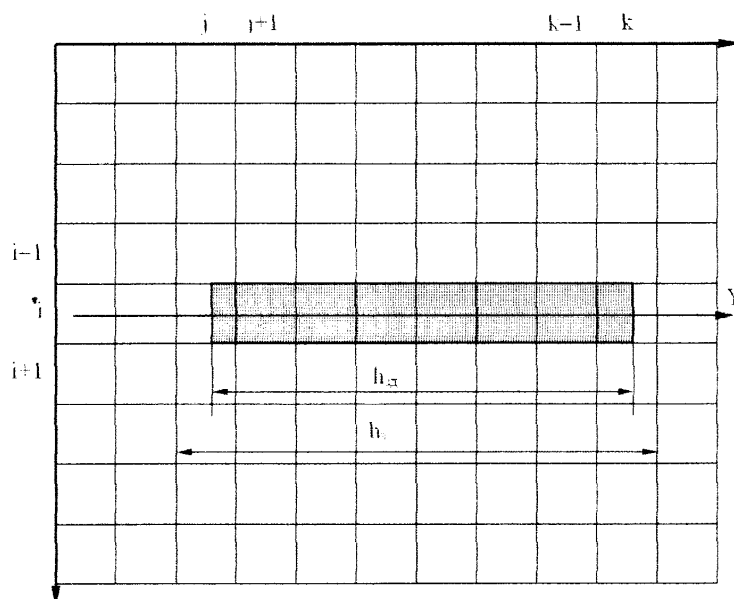


Рис.3.3. Визначення висоти ЗР.

Тоді висота зображення ЗР обчислюється за формулою

$$h = (Y_{i,k} - Y_{i,j}), \quad (3.16)$$

де Y_{ik} , Y_{ij} — координати піксел $(i; j)$, $(i; k)$.

Оскільки лінія межі ЗР може довільно перетинати піксел, то максимальна абсолютна похибка визначення координати ΔY дорівнює розміру піксела $\Delta_{\text{pix}Y}$ вздовж цієї координати. У відповідності з (3.16) максимальна абсолютна похибка вимірювання висоти зображення ЗР

$$\Delta h = 2\Delta Y = 2\Delta_{\text{pix}Y}. \quad (3.17)$$

При $\Delta_{\text{pix}Y}=10\text{мкм}$ отримаємо $\Delta h=20\text{мкм}$ в площині зображення та 200мкм на поверхні ЗР, що практично співпадає із значеннями $\Delta h=21\text{мкм}$ та 210 мкм , які наведені в п.3.1.

У відповідності з процедурою деталізації висота зображення ЗР визначається за формулою, яка отримана нами в роботі [38]

$$h_{\text{д}} = (Y_{i,k-1} - Y_{i,j+1}) + \frac{\Delta_{\text{pix}Y}}{N} (l_k + l_j), \quad (3.18)$$

де l_k, l_j — кількість ділянок розміром $\frac{\Delta_{\text{pix}Y}}{N}$, зайнятих зображенням ЗР в межах піксела $(i; k)$ та піксела $(i; j)$, відповідно.

Застосування процедури деталізації дозволяє зменшити похибку визначення координати, оскільки в формулі (3.17) та в формулах для визначення $\sigma_{\text{ш}}$, $\sigma_{\text{ашп}}$, $\sigma_{\text{м}}$ використовується не $\Delta_{\text{pix}Y}$, а $\Delta'_{\text{pix}Y} = \frac{\Delta_{\text{pix}Y}}{N}$.

Відповідно, похибка вимірювання висоти зображення ЗР зменшується в N разів, де N визначається формулою (3.15). Отже, за умов розглянутої вище задачі (рис.3.1) та при коефіцієнті трансформації $m=10$ потенційна точність визначення висоти ЗР (на поверхні кристалу !) становитиме 30 мкм .

Наведені міркування не повинні розглядатися як такі, що суперечать теоремі Котельнікова, яка є теоретичною базою дискретизації зображень. Неперервна функція $E'(x',y')$ задана в площині СЕП, її дискретизація здійснюється у відповідності з теоремою Котельнікова шляхом виборок в «точках», віддалених одна від одної на $\Delta_{\text{pix}Y}$. Розмір піксела $\Delta_{\text{pix}Y}$ визначає граничну просторову частоту

$$f_{\text{yг}} = \frac{1}{2\Delta_{\text{pix}Y}}. \quad (3.19)$$

Отже, роздільна здатність ТЗВ дійсно обмежується значенням $f_{\text{yг}}$. В даному випадку показана можливість умовної дискретизації функції $E'(x',y')$ в межах крайніх піксел, яка впливає з наявності розриву 1-го роду функції $E'(x',y')$ саме в межах вказаних піксел. Така дискретизація здійснюється

шляхом встановлення відповідності між значенням сигналу пікселя і кількістю (номером) умовних (фізично не заданих) елементів дискретизації.

Розглянемо випадок, коли $N=3$. На рис.3.4а,б,в показано можливі варіанти перетину пікселя зображенням однієї з меж ЗР, а на рис.3.4г,д,е відповідні сигнали. Аналогічна ситуація може скластися на іншій межі.

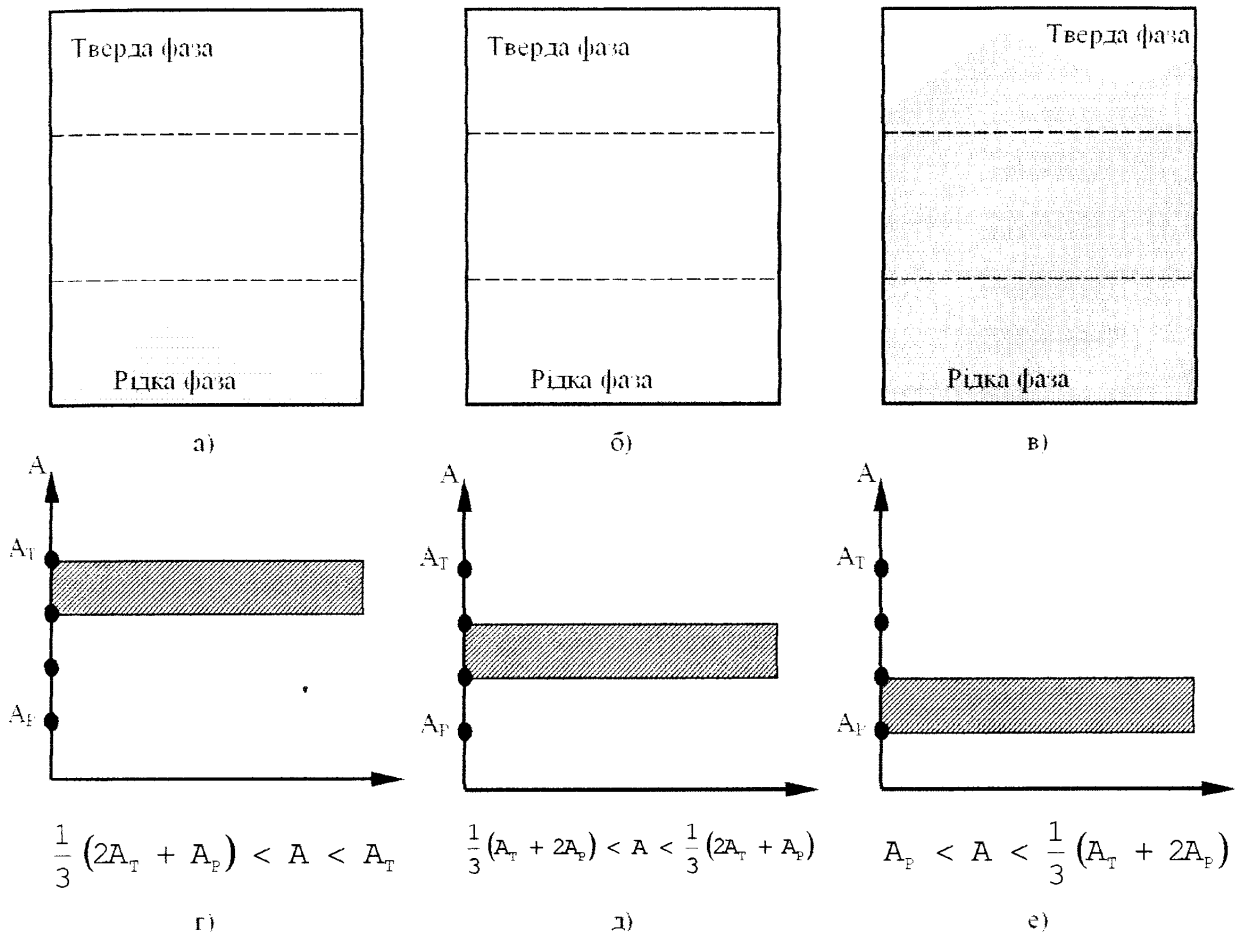


рис.3.4. Варіанти перетину пікселя $(i; j)$ зображенням межі (а, б, в) та відповідні їм сигнали (г, д, е).

В даному випадку максимальна похибка визначення координати — $\frac{\Delta_{\text{pix}Y}}{3}$,

отже $\Delta h = \frac{2}{3} \Delta_{\text{pix}Y}$, що втричі менше від значення, обчисленого за формулою (3.17).

Таким чином, використовуючи залежність вихідного сигналу пікселя від співвідношення між більш освітленою і менш освітленою ділянками пікселя можна збільшити точність визначення координати межі ЗР.

При побудові методики підвищення точності визначення координат за

допомогою телевізійних засобів необхідно врахувати особливості поля яскравості ЗР. Оскільки мова йде про підвищення точності визначення координат меж ЗР, то світлосигнальну характеристику розглядаємо в діапазоні від мінімального значення A_p , яке відповідає яскравості рідкої фази на межі фаз, до максимального A_T , яке відповідає яскравості твердої фази на межі.

Розроблена методика може застосовуватись до розв'язання задач, пов'язаних з використанням ТЗВ для аналізу оптичних полів іншого походження. Зокрема, в такий спосіб вдалося значно збільшити точність визначення коефіцієнту міжфазного натягу [64, 65].

В той же час практична реалізація такого підходу може бути пов'язана із значними труднощами внаслідок цілого ряду причин, серед яких основну роль відіграють власні шуми, флуктуації вхідного сигналу, якість оптики та специфікації телевізійного стандарту.

Дійсно, лінійне розрізнення в одиниці мкм є одного порядку з тим, яке визначається для об'єктиву за критерієм Релея. А це вже вимагає окремих досліджень і оптики з високим ступенем корекції аберацій.

По-друге, знадобляться значні зусилля для захисту від низькочастотних мікровібрацій, пов'язаних з роботою електродвигунів вакуумної камери та інших джерел випадкових коливань.

Зауважимо, що в даній роботі не ставилась задача експериментального дослідження потенційної точності визначення координат меж ЗР, але для оцінки достовірності сформульованого положення можна скористатися експериментальними результатами, отриманими в [42], де вказується, що гранична похибка вимірювання координати для сучасних ПЗЗ може бути зменшена до величини 1 мкм.

3.2.3. Контраст на межі фаз в зображенні зони розплаву

Очевидно, що перевідбиття випромінювання в першу чергу позначається на амплітудних параметрах зображення ЗР, тобто на точності вимірювання температури. Але наявність перевідбиття позначиться також і на результатах

вимірювання висоти ЗР, оскільки перевідбите випромінювання, яке попадає на поверхню, змінює контраст зображення ЗР.

Без врахування перевідбиття випромінювання контраст на межі фаз визначається формулою

$$K = \frac{L_T(\lambda, T_T) - L_P(\lambda, T_P)}{L_T(\lambda, T_T) + L_P(\lambda, T_P) + 2L'(\lambda, T)}, \quad (3.20)$$

де $L_T(\lambda, T_T)$, $L_P(\lambda, T_P)$ — яскравості власного випромінювання сусідніх ділянок твердої та рідкої фаз,

L' — компонента яскравості цих ділянок, утворена за рахунок відбитого випромінювання електроду.

При врахуванні перевідбиття випромінювання контраст тих же ділянок

$$K_e = \frac{L_T(\lambda, T_T) - L_P(\lambda, T_P)}{L_T(\lambda, T_T) + L_P(\lambda, T_P) + 2L'(\lambda, T) + 2L''(\lambda, T_E)}, \quad (3.21)$$

де L'' — компонента яскравості, утворена перевідбитим випромінюванням.

Поділивши (3.20) на (3.21), отримаємо

$$K = K_e \left(1 + \frac{2L''(\lambda, T_E)}{L_T(\lambda, T_T) + L_P(\lambda, T_P) + 2L'(\lambda, T) + 2L''(\lambda, T_E)} \right). \quad (3.22)$$

Видно, що $K_e < K$, отже, наявність перевідбитого випромінювання приводить до зменшення контрасту на межі фаз, що у відповідності з формулою (3.5) означає збільшення порогового контрасту, тобто зменшення роздільної здатності.

3.3. Підвищення точності вимірювання висоти зони розплаву шляхом вдосконалення процедури виділення контурів її меж

3.3.1. Визначення меж зони розплаву методом адаптивного пошуку

Будь-який підхід до поняття висоти ЗР базується на визначенні різниці координат верхньої і нижньої меж ЗР. Очевидно, що точність вимірювання висоти в першу чергу залежить від точного виділення контуру межі ЗР, яка є

лінією складної форми (рис.3.5).

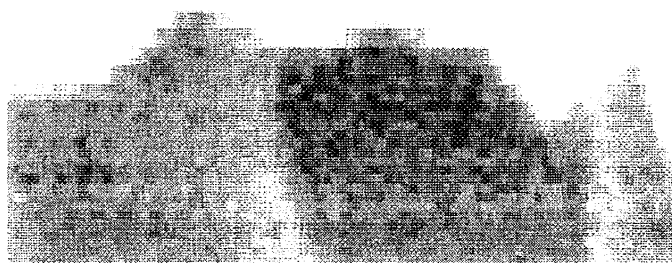


Рис.3.5. Фрагмент зображення межі ЗР.

Точне виділення контуру важливе як при визначенні висоти ЗР для будь-якої координати, так і при визначенні середнього значення висоти ЗР.

Виділення контурів меж ЗР реалізується алгоритмами адаптивного пошуку, блок схема яких зображена на рис.3.6.

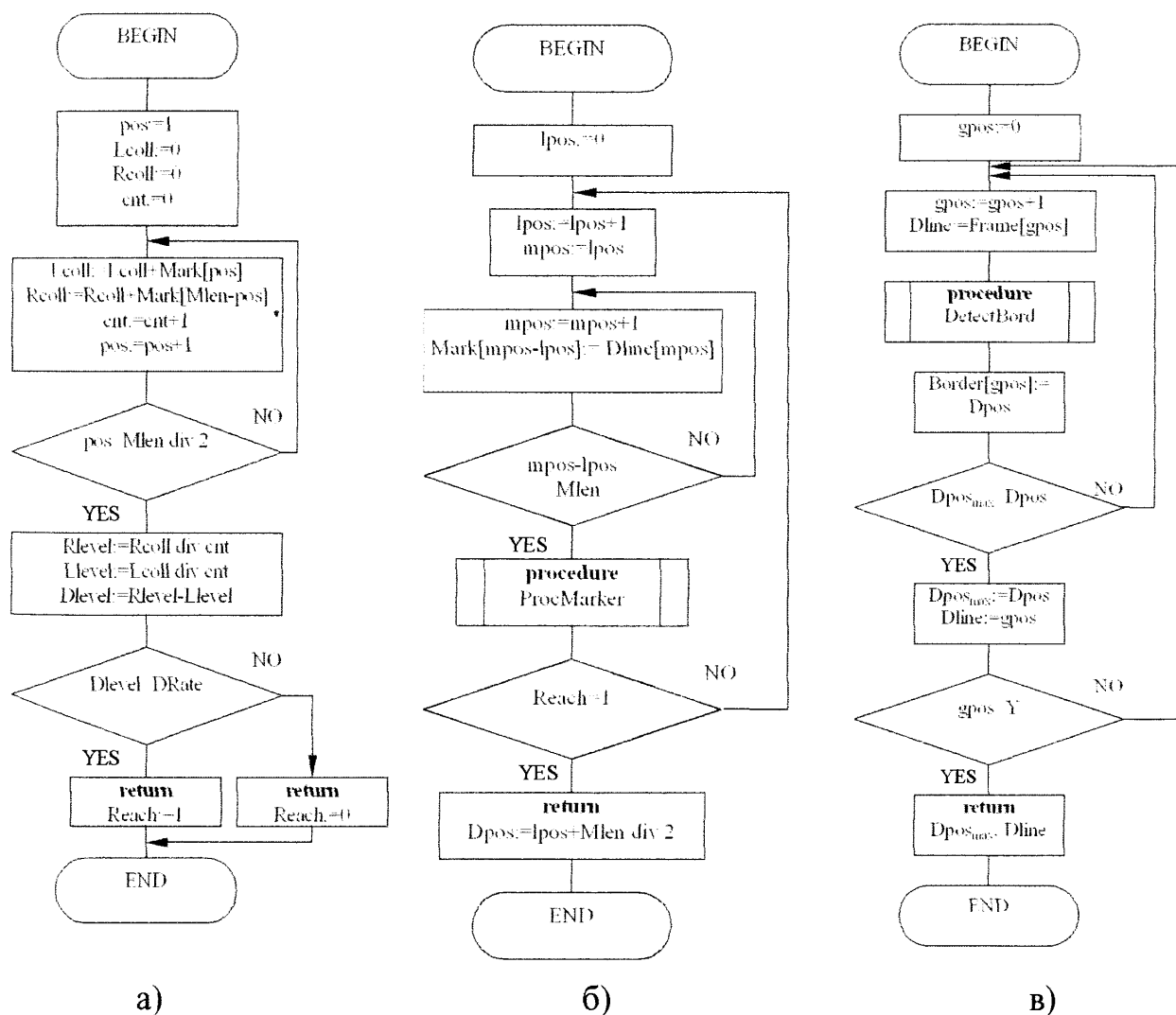


Рис.3.6. Алгоритми процедури адаптивного пошуку меж. а) — алгоритм прийняття рішення окремим маркером **ProcMarker**, б) — алгоритм проходження лінії растра **DetectBord**, в) — алгоритм проходження растра та формування масиву відстаней.

В основі процедури покладено принцип визначення відносної зміни рівня сигналу. В зображенні виділяється окрема строчка, на якій послідовно від початку з кроком 1 піксел умовно формується маркер `Mark[]` певної довжини (procedure `DetectBord`, рис.3.6б). Маркер поділяється на дві рівні за довжиною частини та обчислюються середні рівні сигналів `Rlevel` та `Llevel` на кожній з цих частин (procedure `ProcMarker`, рис.3.6а). Якщо різниця цих середніх рівнів `Dlevel` перевищує певну задану величину, вважаємо, що середина маркера знаходиться на межі. Якщо потрібно визначити не одну межу, вводять додатковий самостійний маркер, який просувається з кінця строчки. Таке саме визначення провадиться для кожної строчки зображення.

Алгоритм, що зображено на рис.3.6в, формує масив відстаней до меж `Border[]` та знаходить максимальну відстань $D_{pos_{max}}$ та номер строчки `Dline`, що їй відповідає. Масив відстаней може бути переданий до інших частин програми для додаткових обчислень.

Вхідними параметрами для цієї процедури є:

- Зображення, що аналізується у вигляді двовимірного масиву `Frame[]`;
- Довжина маркера у пікселях `Mlen`;
- Рівень відносної зміни сигналу `DRate`;

В загальному випадку задача виділення контурів зображень зводиться до визначення відносних перепадів сигналу (ВПС) по вибраній групі послідовних піксел [65].

Базовою одиницею алгоритму, що автоматично здійснює пошук ВПС, є чутливий маркер (ЧМ) — об'єкт, який складається з одномірного масиву даних `M`, показника довжини масиву, процедур визначення перепадів `GetDiff` та знаходження центру мас `GetCenter`.

Алгоритм формує масив сигналів `L`, в якому, імовірно, присутній відносний перепад величин. Для запуску алгоритму викликаюча програма повинна задати такі параметри : показник довжини масиву L_L , напрямок руху ЧМ (прямий чи зворотній), потрібна довжина ЧМ L_M , крок ЧМ S_M , величина

відносного перепаду D .

Функціонування алгоритму протікає в тілі умовного циклу, умовою виходу з якого є або знаходження ВПС, або помилка, пов'язана з виходом ЧМ за межу масиву сигналів L . На початку циклу у властивість M екземпляру об'єкту ЧМ завантажується частина масиву L з позиції $P=0$ (для прямого напрямку руху) або з позиції $P=L_L-L_M$ (для зворотнього), вказується довжина цієї частини та викликається процедура `GetDiff`. Якщо величина, що повернута цим методом, перевищує або дорівнює заданому перепаду D , то вважається, що ЧМ знайшов ВПС. При цьому алгоритм припиняє своє виконання і повертає значення позиції, враховуючи результат, повернений процедурою ЧМ `GetCenter`. Якщо величина, що повернута процедурою `GetDiff` менша від D , то в кожній наступній n -ій ітерації у властивість M завантажується частина масиву L , починаючи з позиції $P=S_M \cdot n$ (для прямого напрямку руху) або $P=L_L-L_M-S_M \cdot n$ (для зворотнього). Якщо $P > L_L-L_M$ (для прямого напрямку руху) або $P < 0$ (для зворотнього), то алгоритм також припиняє своє виконання та повертає повідомлення про неможливість знаходження ВПС. Робота цього алгоритму наведена на рис.3.7.

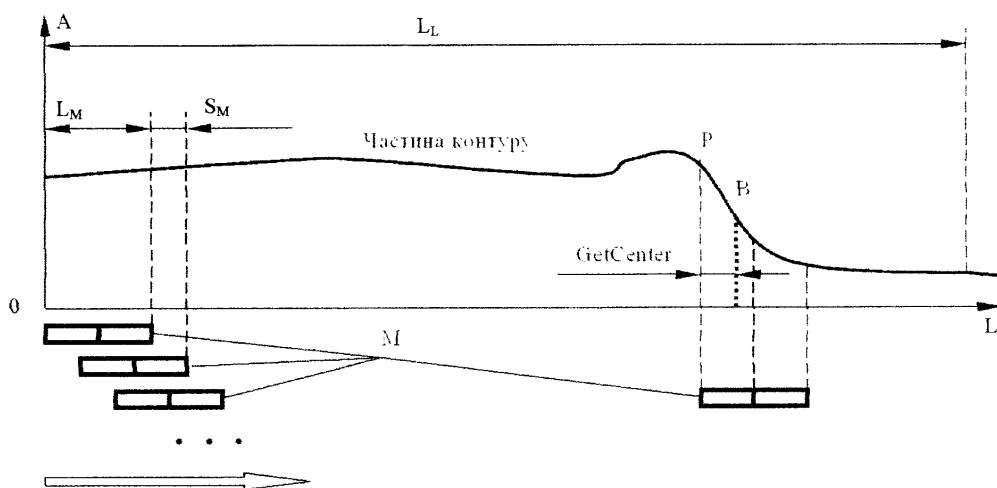


Рис.3.7. Робота алгоритму при проході у прямому напрямку.

Процедура об'єкту ЧМ `GetDiff` умовно розділяє масив M на дві рівні частини та обчислює середнє значення в кожній з них. Різниця між цими значеннями повертається як результат виконання методу.

Процедура об'єкту ЧМ `GetCenter` призначена для знаходження межі ВПС.

Оскільки різкі бінарні перепади в задачах аналізу телевізійних зображень зустрічаються порівняно рідко, то постає питання про встановлення позиції, яку можна з певною точністю вважати межею ВПС. В даному алгоритмі застосовується принцип центру мас, тобто межею призначається така позиція B в масиві M (рис.3.7), при якій функція $\Delta(B)$ приймає найменше значення, де

$$\Delta(B) = \left| \sum_{i=0}^B M[i] - \sum_{i=B}^{L_M} M[i] \right|. \quad (3.23)$$

Незважаючи на видиму простоту функціонування алгоритму, необхідно зробити певні застереження щодо ефективності його застосування. Наприклад, в алгоритмі передбачається два можливі напрямки руху — з початку масиву $L[]$ та з його кінця. Можна довести, що при деякому значенні параметрів L_M та D ми можемо отримати різні значення позиції зупинки ЧМ для різних напрямків. Зокрема, при вирішенні задачі визначення геометричних розмірів обертової краплі за допомогою ТЗВ [64] нами було проаналізовано вплив значень параметрів на позицію зупинки ЧМ. Типовий розподіл сигналу A для цього випадку зображено на рис.3.8.

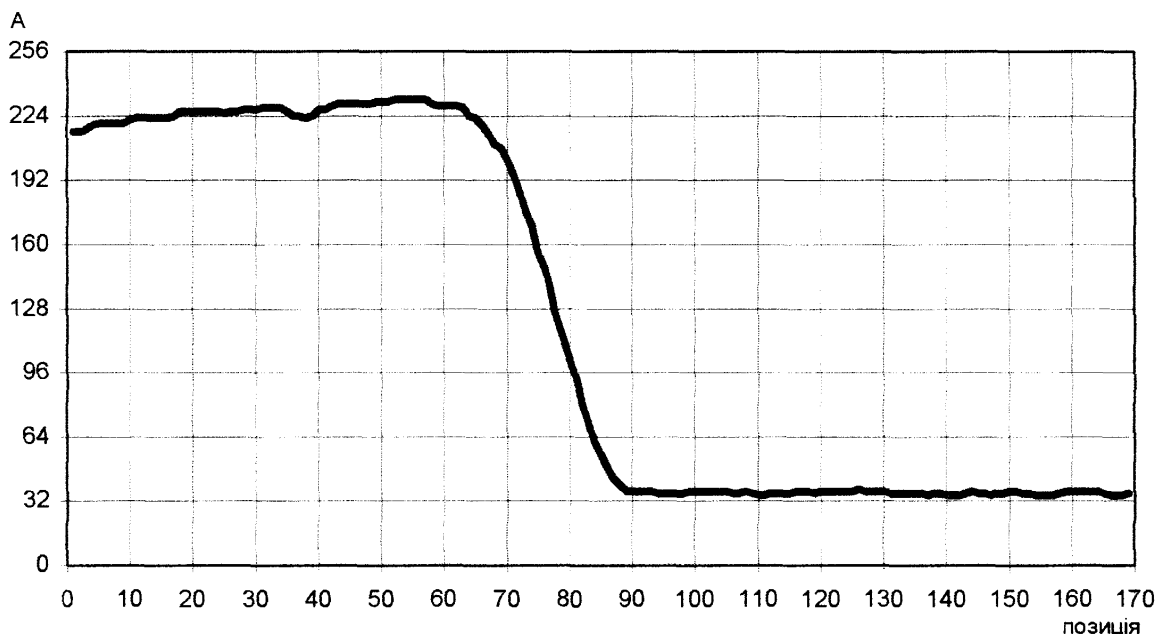


Рис.3.8. Типовий розподіл сигналу вздовж лінії, що містить ВПС.

Залежність відстані між зупинками ЧМ у різних напрямках руху від параметрів L_M та D для вказаної задачі наведена на рис.3.9.

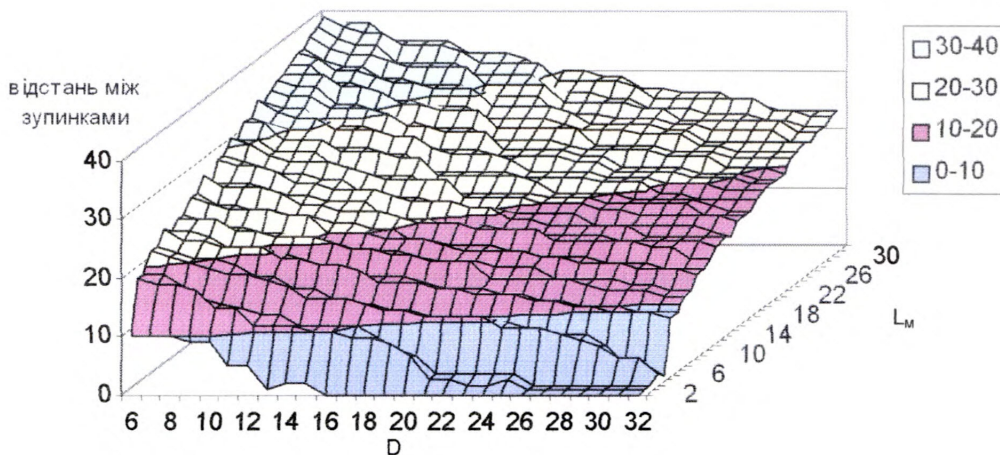


Рис.3.9. Залежність відстані між зупинками ЧМ у різних напрямках руху від параметрів L_M та D .

Як видно з рис.3.9 найменша різниця, а отже, і найбільша точність визначення ВПС досягається при $26 < D < 32$ та $2 < L_M < 4$. В той же час, відстань між зупинками маркерів зростає як при збільшенні L_M , так і при зменшенні D .

Певні похибки визначення можуть бути пов'язані також з параметрами S_M та L_M . Очевидно, що ЧМ може зупинитися тільки в $(L_L \text{ div } S_M)$ позиціях масиву L . Найбільша точність визначення досягається при $S_M=1$, проте значно зростає навантаження на обчислювальні ресурси комплексу. Параметр L_M також суттєво впливає на точність визначення, оскільки ЧМ може видати сигнал про зупинку до того моменту, як середина ЧМ співпадає з позицією ВПС, і чим більше параметр L_M , тим імовірніша така ситуація. З іншого боку, збільшення величини цього параметру підвищує фільтраційні властивості ЧМ, тобто зменшує імовірність помилкової реакції ЧМ на завади в зображенні.

Якщо зображення являє собою двомірний масив даних, то і виявлення точок ВПС проводять найчастіше за напрямком рядкової розгортки, послідовно заповнюючи масив L відповідними лініями розгортки та ініціюючи два незалежних ЧМ на початку та на кінці лінії. Таке рішення забезпечує досить швидке визначення контуру фігури, до того ж, враховуючи спорідненість послідовності формування масиву L з послідовністю формування рядків розгортки в зображенні, можливо деяку частину математичного навантаження перенести на пристрій введення відеосигналу.

Проте під час сканування може виникнути така ситуація, коли ширина

ділянки ВПС перевищить довжину маркера. Це, очевидно, буде тоді, коли кут між дотичною до контуру геометричної фігури та лінією виборки суттєво відхилиться від прямого, наприклад, в задачі ідентифікації контуру замкненої геометричної фігури типу “сегмент” (рис.3.10).

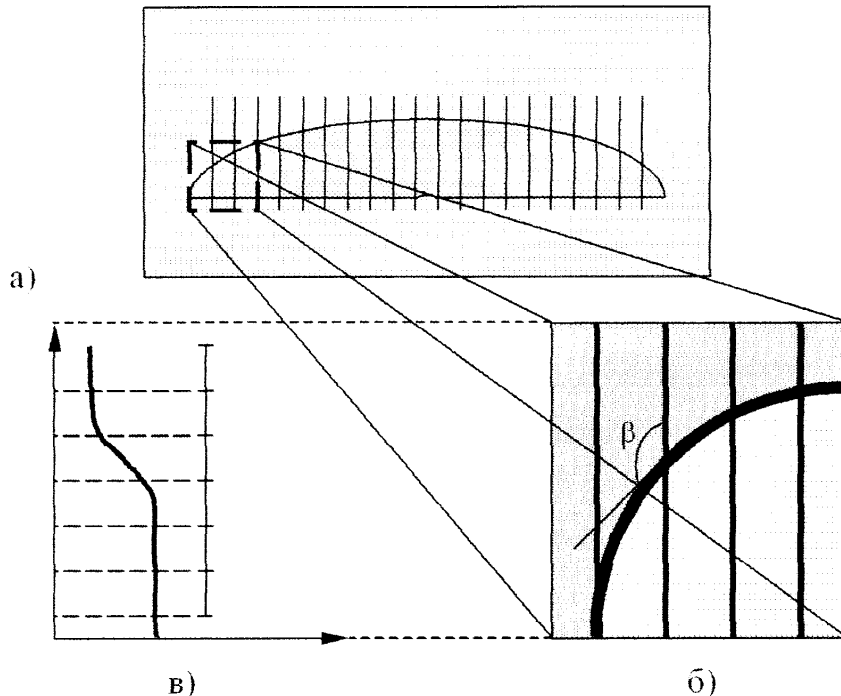


Рис.3.10. Причина помилкової ситуації.

а) — схема сканування за рядковою розгорткою; б) — фрагмент контуру; в) — розподіл сигналу по одній з ліній сканування.

Можливим наслідком такої ситуації стає те, що ЧМ не знаходить ВПС, а отже, частина контуру втрачається.

Наш досвід практичного вирішення таких задач показує, що цими наслідками можна знехтувати, якщо припустити, що дотична до контуру фігури не має різких змін, відповідно, втрачені ділянки можна апроксимувати. Але надійна апроксимація контуру можлива лише тоді, коли по обидва боки від втраченої частини присутні визначені правильно частини контуру. А в ситуації, яка виникає, коли лінії розгортки вперше досягають контуру фігури або тоді, коли лінія розгортки проходить останню частину зображення, зайняту фігурою, дотична до її контуру та напрям лінії розгортки практично збігаються. Поведінку алгоритму в такому разі важко передбачити, особливо з урахуванням того, що невідомо, де відносно середини скануючої лінії знаходиться група

сигналів з контуру фігури.

Для вирішення цієї проблеми можна застосувати аналіз по додатковій розгортці (наприклад вздовж осі Y зображення, Y -сканування) зображення, за напрямом, перпендикулярним напрямку основної розгортки (X -сканування). Очевидно, що саме там, де результати одного сканування будуть непевні та нечіткі, результати іншого будуть практично безпомилкові.

Такий спосіб дещо збільшує потрібний час на аналіз фігури за рахунок двох проходів сканування, проте він дозволяє повністю виділити контур геометричної фігури. Але практична реалізація цього способу потребує значних зусиль від розробників програмного забезпечення, оскільки гостро постає питання про встановлення зв'язку між незалежними масивами координат ВПС. Це питання пов'язане насамперед з тим, що дані про координати X і Y в зображенні для однієї і тієї самої точки контуру виявляються рознесеними по різним незалежним масивам даних. Оскільки променева симетрія та позиціонування фігури в центрі зображення з точністю до розмірів пікселя зображення в загальному випадку неможливе, то встановлення відповідності координат суттєво ускладнюється.

3.3.2. Метод радіальної розгортки

Більш ефективним методом аналізу геометричних фігур типу "сегмент" за допомогою алгоритмів визначення ВПС може бути розроблений нами метод радіальної розгортки (МРР). Цьому методу не властиві помилки, спричинені відхиленням дотичної, а отже, на його базі можливо побудувати однопрохідний алгоритм з однозначним визначенням координат точок за ВПС.

МРР базується на заміні в адресації піксел зображення декартових координат (X, Y) на полярні (ρ, ν) . Початок координат вибирається приблизно в центрі фігури. Навколо фігури умовно проводиться контрольне коло, яке обмежує зону сканування. Зображення сканується радіус-вектором ρ , що формує масив L (рис.3.11).

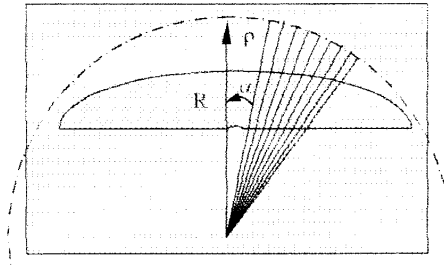


Рис.3.11. Ілюстрація роботи алгоритму радіальної розгортки.

Кутовий крок вибирається, виходячи з того, що кожен піксел контуру має бути врахований. Якщо радіус контрольного кола R пікселів, то кутовий крок сканування буде $\Delta\nu=1/R$ радіан, а кількість виміряних радіусів $N = \frac{\nu}{\Delta\nu}$

Для подальших обчислень, в разі необхідності, можна застосувати перехід до декартової системи координат.

Як видно з рисунку, саме завдяки застосуванню радіальної розгортки відхилення кута між дотичною до контуру та радіусом від прямого несуттєве по всьому периметру фігури незалежно від величини ν .

Даний метод дозволяє також ввести критерій правильності виділення контуру γ , яким можна користуватися для виявлення різноманітних дефектів. Визначимо сукупність виміряних меж фігури як деяку функцію $\rho(\nu)$, сформувавши числовий ряд різниць суміжних довжин

$$d(i) = |\rho(i \cdot \Delta\nu) - \rho((i+1) \cdot \Delta\nu)|. \quad (3.24)$$

Критерій γ визначимо, як середнє квадратичне відхилення числового ряду

$$\gamma = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N \left(d(j) - \frac{\sum_{i=1}^N d(i)}{N} \right)^2}{N}}. \quad (3.25)$$

Зокрема, на великому статистичному масиві було встановлено, що при $0 < \gamma < 0.03$ усі точки контуру визначені вірно.

Очевидно, що досягнення потенційної точності можливе, якщо при даних умовах максимальне значення контрасту буде для сигналів, зформованих двома

сусідніми пікселами. В інших випадках (наприклад на рис.3.12а) можливі значні похибки визначення координат точок контуру. А застосування МРР виключає неоднозначність в визначенні координат (рис.3.12б).

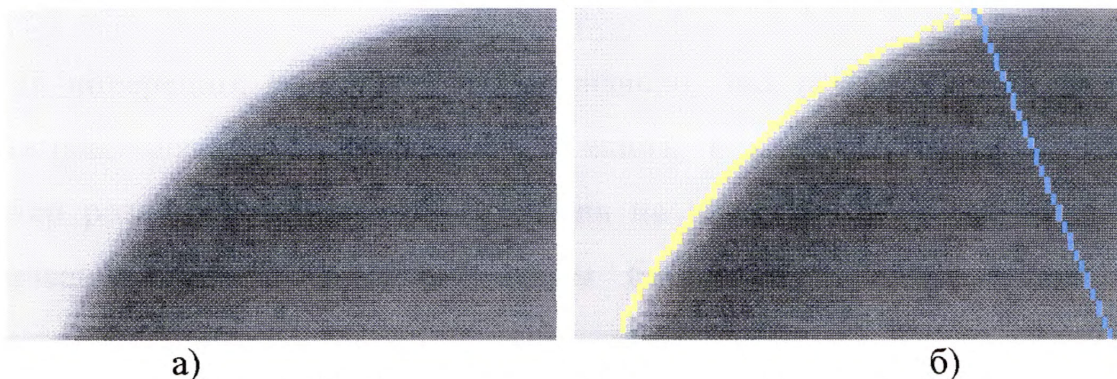


Рис.3.12. Фрагменти цифрового зображення.

а) — фрагмент вихідного зображення, б) — фрагмент зображення з виділеним контуром.

Таким чином, ефективне застосування телевізійних засобів контролю для визначення геометричних розмірів телевізійних зображень складної форми і з малими значеннями контрасту можливе тільки при використанні адаптивного алгоритму.

Близькою з точки зору перспектив застосування отриманих результатів є проблема визначення міжфазного натягу на межі рідин методом обертової краплі [64]. В нафтовидобувній промисловості для інтенсифікації нафтовилучення широко використовуються поверхнево-активні речовини, ефективність застосування яких залежить від точності визначення міжфазного натягу на межі розділу двох рідин. Одним із найбільш точних на сьогодні методів визначення міжфазного натягу є метод обертової краплі, який передбачає вимірювання певних геометричних характеристик краплі. Саме для вирішення такої задачі можна вдало використати ТЗВ, за допомогою яких можна сформувати цифрове зображення краплі, а потім, користуючись програмним забезпеченням, визначити усі необхідні розміри. Використання ТЗВ дає унікальну можливість суттєво підвищити точність визначення коефіцієнту міжфазного натягу, що має велике значення для розвитку ефективних методів оцінки продуктивності нафтових родовищ. Вказана прикладна проблема є актуальною, а її головні складові, які пов'язані з

визначенням геометричних розмірів вдало проектується на можливості телевізійної системотехніки.

3.4. Алгоритм вимірювання висоти зони розплаву

В попередніх розділах було визначено, що основним технологічним параметром плавки, який визначає її якість, є температура. Але складний характер розподілу температурного поля на поверхні ЗР та значні похибки вимірювання роблять проблематичним безпосереднє використання цього параметру для контролю та керування плавкою.

Аналіз експериментальних результатів та особливостей роботи наявного в складі експериментального комплексу обладнання дозволив зробити висновок про те, що для будь-якої температури існує значення висоти, підтримання якого в процесі плавки означатиме відповідність розрахункового і реального режимів плавки. Отже, задача створення алгоритму та ПЗ для комп'ютерного керування зводиться до задачі створення алгоритму визначення висоти ЗР з врахуванням реального характеру формування меж.

Нами були виконані дослідження тонкої структури межі фаз і встановлено, що як верхня, так і нижня межі є лініями складної форми (рис. 3.5).

Оскільки межі фаз є лініями складної форми, то визначене вище поняття висоти може бути застосоване тільки для певної фіксованої координати. Такий підхід є правомірним, але він практично не може бути застосований для контролю висоти ЗР як технологічного параметру, за яким провадиться оцінка відповідності розрахункового та реального режимів плавки. Отже, такий підхід не може бути покладений в основу алгоритму керування плавкою.

Аналіз значного обсягу цифрових зображень ЗР на стадії формування рідкої фази дозволив зробити припущення про можливість визначення координат верхньої та нижньої меж ЗР як середніх значень по відповідним виборкам вздовж ліній меж з подальшим обчисленням висоти.

Практично в такому випадку визначення висоти здійснюється за

формулою

$$h = \frac{N_B}{\theta}, \quad (3.26)$$

де θ — виборка вздовж лінії межі, значення якої постійне для даного режиму і встановлюється експериментально перед вимірюванням,

N_B — повна виборка.

Наведені міркування дозволили визначити висоту ЗР як технологічний параметр, емпірично пов'язати її з потужністю електронного пучка і розробити алгоритм та відповідне програмне забезпечення керування плавкою за параметром „висота”.

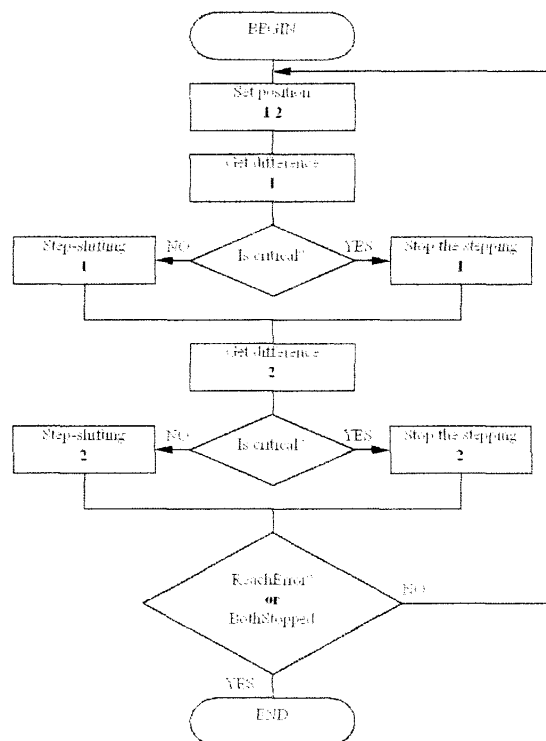


Рис.3.13 Структурна схема адаптивного алгоритму

Висновки до розділу

1. Обґрунтовано, що точність вимірювання висоти ЗР може бути збільшена шляхом застосування спеціального алгоритму обробки, згідно з яким сигнали, сформовані на межах ЗР, співставляються з умовними рівнями, кількість яких визначається відношенням сигнал/шум при заданій імовірності реєстрації. Визначені умови, за яких можлива реалізація даного алгоритму.

2. Встановлено, що наявність перевідбиття випромінювання приводить до зміни контрасту на межі фаз, що зменшує точність вимірювання висоти ЗР.
3. Для підвищення точності вимірювання висоти ЗР створено новий метод виділення контуру зображення, який базується на послідовному визначенні відносних перепадів сигналу по вертикальним розгортаючим лініям. Методу не властиві помилки, спричинені відхиленням дотичної, а отже, на його базі можливо побудувати однопрохідний алгоритм з однозначним визначенням координат.
4. Отримано співвідношення, яке пов'язує роздільну здатність ТЗВ на ПТТ з радіусами плям розсіяння зчитуючого електронного пучка та оптики, контрастом на поверхні об'єкту, відношенням сигналу до шуму.

РОЗДІЛ 4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЗВ ТА ПАРАМЕТРІВ ЗОНИ РОЗПЛАВУ

4.1 Обґрунтування задач та структури досліджень

Розширення спектру наукових і технологічних задач, при вирішенні яких використовуються ТЗВ, розширює перелік характеристик ТЗВ, які підлягають визначенню, та підвищує вимоги до точності їх визначення.

В попередніх розділах було показано, що підвищення точності вимірювання параметрів ЗР може бути досягнене як за рахунок покращення характеристик ТЗВ, так і за рахунок вдосконалення методик застосування ТЗВ.

Технологія виробництва телевізійних приладів на сьогодні досягла досить високого рівня і намітилась тенденція до стабілізації. Отже, суттєві зміни в напрямку покращення характеристик і, в першу чергу, підвищення точності ТЗВ можливі тільки на шляху вдосконалення метрологічного забезпечення. Зокрема, визначення тих характеристик ТЗВ, які не паспортизуються виробником телевізійних приладів, але є важливими з точки зору їх застосування як засобів вимірювання.

Вище до таких характеристик віднесено: нерівномірність чутливості СЕП; ЕДХ; ЕШРЯТ; діапазон вимірюваних температур.

Дані про нерівномірність чутливості іноді можуть бути внесені в паспорт телевізійних приладів, але, як правило, вони показують середнє значення для партії однотипних виробів. До того ж вище (п.2.2.1) було показано, що методика визначення цієї характеристики потребує вдосконалення. Щодо інших характеристик, то нам не вдалося знайти відповідних матеріалів в сучасній науково-технічній літературі, що підкреслює важливість проведення таких досліджень.

Методичні засади визначення основних характеристик ТЗВ розроблені в попередніх розділах, тому в задачі даного розділу входить тільки створення лабораторного устаткування та виконання і узагальнення експериментальних досліджень.

Зрозуміло, що постановка та виконання вказаних експериментальних досліджень вимагають дотримання основних положень метрології пірометрії випромінювання, яка базується на реалізації Міжнародної практичної температурної шкали і передбачає 2 первинні та 9 вторинних реперних точок, визначених в стані рівноваги між двома фазами певної речовини [50]. В момент відтворення реперної точки яскравість випромінювання фіксується. Первинними реперними точками є точки тверднення срібла (980.8°C) та золота (1064.43°C). До вторинних реперних точок належать точки тверднення алюмінія (660.1°C), міді (1083°C), нікелю (1453°C), кобальта (1492°C), палладія (1552°C), платини (1769°C), родія (1960°C), ірідію (2443°C), вольфраму (3380°C). Інтерполяція вище точки 1064.43°C провадиться за формулою Планка.

Передача значень температурної шкали відбувається в такій послідовності: модель АЧТ, первинний еталон, робочий еталон, зразковий прилад першого розряду, зразковий прилад другого розряду, робочий прилад. Похибка відтворення температурної шкали в інтервалі $1064.43^{\circ}\text{C} \dots 2000^{\circ}\text{C}$ не перевищує 3° . В усіх ланках застосовується переважно зразкова температурна лампа СИ10-300 [69].

Зразкові прилади другого розряду використовуються для перевірки робочих приладів.

Очевидно також, що розробка та вдосконалення методик застосування ТЗВ для вимірювання параметрів ЗР потребує певного обсягу експериментальних досліджень параметрів ЕПБЗП та закономірностей формування поля яскравості ЗР. До першочергових, у відповідності з висновками р.1, повинні бути віднесені задачі дослідження поля яскравості та температурного поля на поверхні ЗР, процесу формування рідкої фази, що пов'язане з вимірюванням висоти ЗР, динаміки межі рідкої та твердої фаз.

Вирішення цих задач, по-перше, стане апробацією розроблених методів вимірювання параметрів ЗР і дозволить виконати порівняльні оцінки точносних характеристик.

По-друге, документування і аналіз експериментального матеріалу щодо перебігу плавки на різних стадіях доповнить сучасні уявлення про зонну плавку та сприятиме вдосконаленню технології ЕПБЗП.

Принциповою особливістю пірометрії випромінювання є те, що методична похибка може значно перевищувати інструментальну. Особливого значення ця обставина набуває в натурних експериментах по дослідженню параметрів ЗР, де головним джерелом методичних похибок є вплив перевідбитого випромінювання. Тому врахуванню та компенсації впливу перевідбитого випромінювання необхідно приділяти постійну увагу.

4.2 Експериментальні дослідження характеристик телевізійних засобів вимірювання

4.2.1 Експериментальне визначення нижньої межі діапазону вимірюваних температур

Метою даного підрозділу є експериментальне визначення температури T_H , яка відповідає нижній межі температурного діапазону ТЗВ на основі матриці ПЗЗ.

При розробці методики експериментального визначення нижньої межі діапазону вимірюваних температур враховані базові положення концепції використання телевізійних камер в інформаційно-вимірювальній техніці, що передбачають корекцію чутливості ПЗЗ-матриці і роботу в діапазоні лінійності [11]. Корекція чутливості провадиться перед початком експерименту згідно з методикою, яка розглядалась нами в [12], а при виборі діапазону змін освітленості ПЗЗ-матриці враховані результати роботи [66].

Структурна схема експериментального пристрою для визначення діапазону вимірюваних температур зображена на рис.4.1.

Досліджувався ТЗВ на основі передавальної камери OS25III, ПЗЗ-матриця якої має такі параметри: формат — 582×542 , розмір пікселя 10.4 мкм, діапазон спектральної чутливості — 0.4...1.0 мкм.

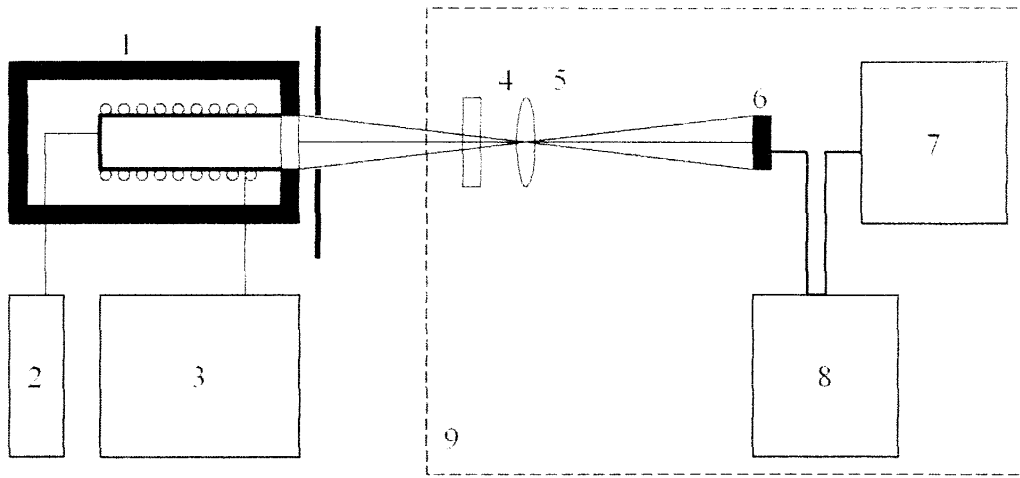


Рис.4.1. Структурна схема експериментального пристрою. 1 — модель чорного тіла, 2 — термопарний вимірювач температури, 3 — стабілізоване регульоване джерело живлення, 4 — фільтр, 5 — об'єктив, 6 — ПЗЗ-матриця, 7 — монітор, 8 — персональний комп'ютер, 9 — ТЗВ.

Вибір камери OS25III обумовлений тим, що вона має порівняно високі і стабільні характеристики, обладнана електронним затвором та вимикачем схеми автоматичного регулювання підсилення, що, власне і дозволяє використовувати її для аналізу температурних полів [14].

В експерименті використана модель ЧТ із коефіцієнтом випромінювальної здатності $\varepsilon=0.98$. ПЗЗ-камера встановлювалась на відстані 740 мм від діафрагми ЧТ, що забезпечує формування зображення діафрагми в параксіальній області. Оптичний блок камери складається зі світлофільтра ИКС-3 товщиною 1 мм і об'єктива «МИР-1В» з фокусною відстанню $f=37$ мм, коефіцієнтом пропускання $\tau_0=0.75$ і відносним отвором 1:2.8.

Методика визначення T_n полягає в формуванні ПЗЗ-камерою зображення діафрагми моделі ЧТ з наступним вимірюванням амплітуди сигналу в вибраній точці при різних значеннях температури ЧТ і передбачає такий порядок виконання експерименту. При температурі порожнини ЧТ біля 700 К проводиться підготовча стадія, що полягає в отриманні на екрані монітора 7 зображення діафрагми ЧТ. Вимірювальний маркер розміщується в центрі зображення діафрагми. Далі встановлюється діапазон вимірювання вихідного сигналу — від максимального значення при 700 К до середнього квадратичного значення шумового сигналу $A_{ш}$ в обраній точці на зображенні діафрагми. Температура ЧТ, контрольована термопарою 2, плавно зменшується з

одночасним вимірюванням значень сигналу в обраній точці. При досягненні сигналу, рівного значенню $A_{\text{ш}}$, фіксується температура ЧТ, що відповідає нижній границі температурного діапазону даного ТЗВ. Очевидно, що в такий спосіб можна встановити значення $T_{\text{н}}$ для будь-якого ТЗВ на основі ПЗЗ.

Експеримент проведено для 10 незалежних циклів, в кожному з яких температура ЧТ змінювалась від 700 К до значення, при якому реєструється сигнал, рівний шумовому. Середнє по 10 виміряним значенням температури склало 555 К, середнє квадратичне відхилення $\sigma_{\text{н}} = \pm 1$ К.

При довірчій імовірності $P_{\text{н}} = 0.95$ істинне значення знаходиться в межах від 553 К до 557 К. У відповідності з правилами представлення результатів вимірювань (ГОСТ 8.011-72) $T_{\text{н}} = 555$ К, $\Delta T_{\text{н}} = \pm 2$ К; $P(\Delta T_{\text{н}}) = 0.95$.

Отримане значення являє собою нижню межу температурного діапазону ТЗВ, при якому можлива реєстрація зображення. При цьому мале відношення сигналу до шуму обумовлює невисоку імовірність реєстрації сигналу. Дійсно, нехай у k -ому кадрі значення сигналу $A_{\text{ск}}$, а реалізація шуму $A_{\text{шк}}$. Якщо поріг реєстрації $A_{\text{р}}$, то умовою реєстрації сигналу в цьому кадрі буде виконання нерівності

$$\frac{A_{\text{шк}}}{A_{\text{ш}}} < \frac{A_{\text{ск}}}{A_{\text{ш}}} - \frac{A_{\text{р}}}{A_{\text{ш}}}. \quad (4.1)$$

Оскільки $\alpha = \frac{A_{\text{шк}}}{A_{\text{ш}}}$ є випадковою величиною, то імовірність виконання

нерівності визначиться інтегралом Лапласа

$$P(\alpha < \beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\beta} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz, \quad (4.2)$$

$$\text{де } \beta = \frac{A_{\text{ск}}}{A_{\text{ш}}} - \frac{A_{\text{р}}}{A_{\text{ш}}}.$$

Для ілюстрації на рис.4.2.б показане зображення діафрагми ЧТ, утворене її власним випромінюванням при $T = 600$ К (зображення діафрагми при зовнішньому освітленні подане на рис.4.2.а).

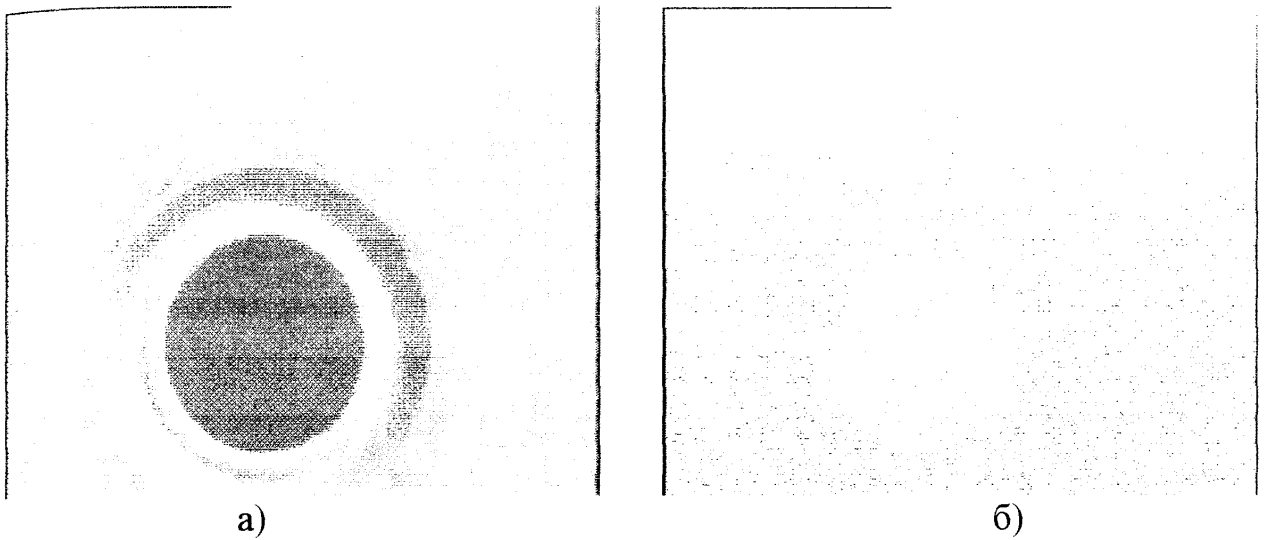


Рис.4.2. Зображення діафрагми ЧТ: а) — зовнішнє освітлення, б) — власне випромінювання.

У цьому випадку були отримані такі значення: $A_{III}=13$, $A_{ck}=26$. Якщо вибрати $A_p=A_{III}$, то імовірність реєстрації, розрахована за формулою (4.2) дорівнює 0.84.

В даному експерименті розміри діафрагми моделі ЧТ значно більші за елементарне поле зору, яке визначається розміром пікселя, тому енергетичну освітленість ПЗЗ-матриці, обумовлену випромінюванням моделі ЧТ при температурі $T=555$ К, обчислимо за слідуючою формулою [52]

$$E(T) = \frac{\pi}{4} \tau_0 \left(\frac{D}{f'} \right)^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau(\lambda) L(\lambda, T) d\lambda, \quad (4.3)$$

де $\tau(\lambda)$ — спектральний коефіцієнт пропускання ИКС-3, $L(\lambda, T)$ — функція Планка, $\frac{D}{f'}$ — відносний отвір. Межі інтегрування в (4.3) можна визначити за спектральною характеристикою ТЗВ, яка є добутком спектральних характеристик ПЗЗ-матриці $\phi(\lambda)$ [67] і світлофільтра ИКС-3 [68] (рис.4.3).

В даному випадку використана відома формула [52] для знаходження спектральної характеристики системи, яка складається з кількох послідовно розташованих компонентів.

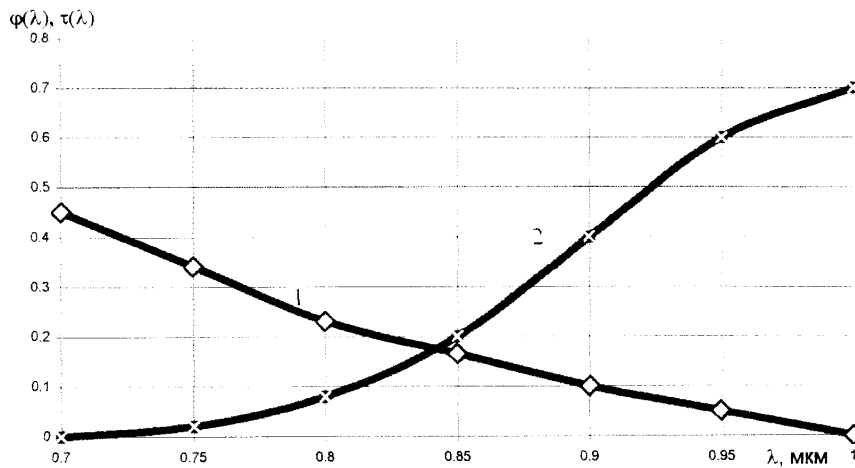


Рис.4.3 Нормовані спектральні характеристики: 1 — ПЗЗ-матриці, 2 — світлофільтра ИКС-3.

Функції $\tau(\lambda)$ і $\varphi(\lambda)$ нормовані, отже їх добуток є нормованою спектральною характеристикою ТЗВ, граничні довжини хвиль λ_1 і λ_2 якої визначають за умови, що $\tau(\lambda_1)\varphi(\lambda_1)=\tau(\lambda_2)\varphi(\lambda_2)=A>0$, де A — порогове значення спектральної чутливості ТЗВ. При виборі конкретних значень A можна користуватись різними підходами, наприклад, $A=0.36$; $A=0.1$, $A=0.02$ та ін. В даному експерименті $\tau(\lambda_1)\varphi(\lambda_1)=0.02$, що є пороговою оцінкою, оскільки згідно з [70] при $\tau(\lambda_1)\varphi(\lambda_1)<0.02$, реєстрація вихідного зображення неможлива навіть при абсолютному контрасті вхідного зображення. Відповідно до значень $\varphi(\lambda)$ і $\tau(\lambda)$, поданих у вигляді графіків на рис.4.3, рівняння $\tau(\lambda_1)\varphi(\lambda_1)=0.02$ має розв'язок при $\lambda_1=0.83$ мкм і $\lambda_2=0.96$ мкм. Фактично даний ТЗВ є квазімонохроматичним пірометром.

Оскільки $\tau(\lambda)$ задана таблично, то замінивши в (4.3) інтеграл сумою членів ряду з кроком 0.01 мкм, отримаємо $E(T)=5.9 \cdot 10^{-6}$ Вт/м². У відповідності з методикою це значення освітленості є пороговим для даного приладу.

В науково-технічній літературі відсутні результати аналогічних досліджень для ПЗЗ-матриці камери OS25III, тому для оцінки достовірності отриманого результату скористаємось даними [60], де для вітчизняного аналога K1200ЦМ1 наведено значення порогової освітленості близькі до отриманих нами.

Таким чином, експериментальним шляхом вперше визначена нижня межа

діапазону робочих температур — одна із важливих характеристик ТЗВ. Отриманий результат дозволить провадити обґрунтовану оцінку перспектив застосування ТЗВ не тільки для вимірювання температури зонної плавки, а й для контролю інших технологічних процесів в широкому діапазоні температур.

4.2.2. Експериментальне визначення еквівалентної шуму різниці яскравісних температур

Визначення ЕШРЯТ провадилось за методикою, описаною в розділі 1 на лабораторному пристрої, структурна схема якого зображена на рис.4.4.

При визначенні ЕШРЯТ в якості джерела використана зразкова температурна лампа СИ10-300, перед якою розташована металева діафрагма діаметром 0.5 мм. Для погодження діапазону яскравості лампи з робочим діапазоном ПЗЗ-камери в схему додатково введено нейтральний світлофільтр 3 марки НС-13.

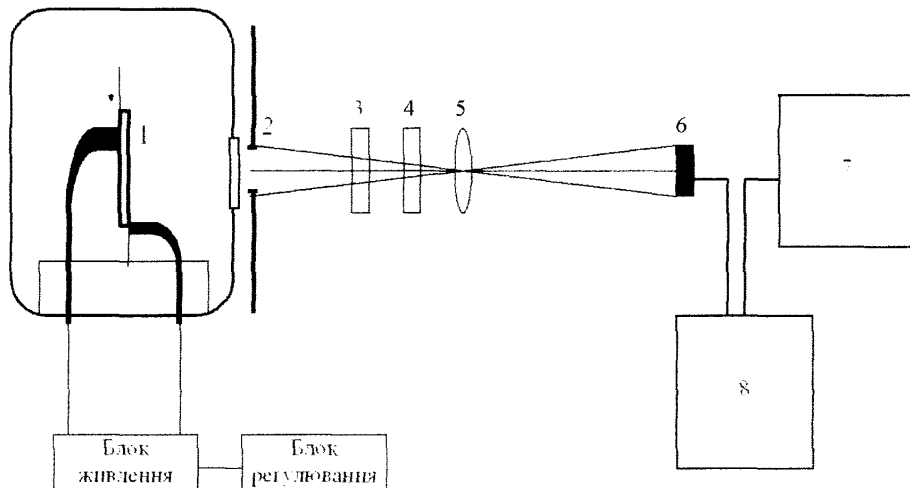


Рис.4.4. Структурна схема пристрою для визначення ЕШРЯТ. 1 – стрічка, 2 – діафрагма, 3 – нейтральний світлофільтр, 4 – світлофільтр ЗС-1, 5 – об’єктив, 6 – ПЗЗ-камера, 7 – монітор, 8 – комп’ютер.

Світлофільтр 4 марки ЗС-1, об’єктив МИР-1В та ПЗЗ-камера ТАУАМА формують спектральну характеристику приладу в діапазоні 0.44...0.68 мкм.

Порядок виконання експерименту слідує наступний. В діапазоні яскравісних температур лампи СИ10-300, який відповідає діапазону температур ЗР, встановлюємо перше значення температури $T_{я1}=1703$ К (струм через лампу 15.44 А). Через 15 хвилин вимірюємо 10 значень сигналу A_1 і обчислюємо

середнє значення сигналу $A_{1cp}=70$ ум.од. Встановлюємо друге значення температури $T_{я2}=1713$ К (струм через лампу 15.60 А) і після стабілізації режиму лампи протягом 15 хвилин визначаємо $A_{2cp}=76$ ум.од. Отже, $\Delta A=6$ од. Середньоквадратичне відхилення сигналу в діапазоні 70...76 ум.од. постійне і складає $\sigma_A=\pm 0.25$ ум. од. Згідно з формулою (1.15) $T_{еш}=0.4$ К. Оскільки вимірювання $T_{еш}$ непрямі, то СКВ результату вимірювання визначиться після диференціювання формули (1.15)

$$\sigma_T = \frac{\partial T_{еш}}{\partial A_e} \sigma_A = \frac{\Delta T \sigma_A^2}{A_e^2}.$$

Для $\Delta T=10$ К і $A_e=6$ ум. од. отримаємо $\sigma_T=\pm 0.017$ К. При $P=0.95$, $2\sigma_T=0.03$ К. Остаточо, $T_{еш}=0.4\pm 0.03$ К.

4.2.3. Експериментальне визначення ефективної довжини хвилі телевізійних засобів вимірювання на основі ПЗЗ-камери

Однією з перших робіт, присвячених експериментальному визначенню ЕДХ ТЗВ, була робота [53], в якій досліджувався ТЗВ на базі МТУ-1 з відіконами ЛИ437-1 та ЛИ459. Експерименти провадились на автоматизованому стенді, основними елементами якого є еталонна лампа СИ10-300, ПВВК на базі мікросхеми 1107ПВ2 та ПК на базі процесора AMD K5-PR166. Отримані в [53] результати дозволили встановити відмінності в значеннях ЕДХ навіть для партії однотипних приладів і зробити висновок про необхідність визначення ЕДХ для конкретного ТЗВ.

В даній роботі ЕДХ визначалась для ТЗВ на базі ПЗЗ-камери ТАУАМА на лабораторному пристрої за схемою, зображеною на рис.4.4. Дослідження провадились за методикою, яка викладена в р.2. Оскільки при проведенні експериментів по п.4.2.2 температурні точки вибирались в діапазоні температур зонної плавки кремнію, то отримані значення сигналів можна використати і для обчислення ЕДХ в межах центральної ділянки СЕП.

Оскільки значення λ_e отримані шляхом непрямих вимірювань з використанням формули (2.10), яка встановлює функціональний зв'язок у

вигляді $\lambda_e=f(A_1, A_2)$, то середнє квадратичне відхилення результату вимірювання ЕДХ можна визначати згідно із загальною методикою [10].

Для спрощення обчислень, скористаємось тією обставиною, що $A_2=A_1+\Delta A$, а $(\Delta A/A_1)<1$. В цьому випадку функцію

$\ln\left(\frac{A_1 + \Delta A}{A_1}\right) = \ln\left(1 + \frac{\Delta A}{A_1}\right)$ можна розкласти в ряд Маклорена

$$\ln(1 + x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} \dots, \text{ де } x=\Delta A/A_1.$$

Тоді, обмежившись першим членом ряду та за умови, що $T_1 \approx T_2$ формулу (2.10) можна записати так

$$\lambda_e = \frac{C_2 \Delta T}{T^2} \cdot \frac{A}{\Delta A}.$$

Отже, середнє квадратичне відхилення результату вимірювання λ_e

$$\sigma_{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda_e}{\partial A}\right)^2} \sigma_A^2 = C_2 \frac{\Delta T \sigma_A}{T^2 \Delta A}. \quad (4.4)$$

В результаті експерименту ($\Delta A=6$ ум.од., $\sigma_A=0.25$ ум.од., $\Delta T=15$ К, $T=1685$ К) для ТЗВ на базі ПЗЗ-камери ТАУАМА було отримано $\lambda_e=0.68$ мкм; $\sigma_{\lambda}=0.003$ мкм, $\Delta \lambda_e=\pm 2\sigma_{\lambda}=0.006$ мкм при $P=0.95$.

Підставивши в формулу (1.17) $\Delta \lambda_e=\pm 2\sigma_{\lambda}=0.006$ мкм, визначимо, що максимальне значення систематичної похибки вимірювання температури, яка обумовлена похибкою вимірювання ЕДХ за даною методикою, становить 1К, що в півтора раза менше від значення 1.6К при $\Delta \lambda_e=0.01$ мкм (див.п.1.3, с.38). Таким чином, збільшення точності визначення ЕДХ привело до суттєвого зменшення однієї із складових систематичної похибки вимірювання температури.

4.3. Програмне забезпечення телевізійних засобів вимірювання параметрів ЕПБЗП

Перенесення акцентів від апаратних рішень до програмного забезпечення

є на сьогодні визначальним принципом розвитку технологій використання телевізійних приладів в наукових дослідженнях. При цьому спостерігається зростання уваги до спеціалізованих методів і технічних засобів, що обумовлює значні особливості програмного забезпечення. Найбільш критичними є питання про вибір режимів роботи процесора, рівня мов програмування та підходів до проектування програмного забезпечення. Особливого значення це набуває в задачі контролю параметрів ЕПБЗП[55].

Коли при розробці ПЗ ТЗВ потрібно оперувати з нестандартними зовнішніми пристроями (маніпулятори, АЦП, програмовані освітлювачі) за допомогою портів вводу-виводу або коли вирішувана задача ставить вимоги до швидкості виконання операцій, тобто потрібна якнайбільша монополізація обчислювальних ресурсів процесора, то слід використовувати реальний режим роботи процесора, як це зроблено, наприклад, в операційній системі DOS, або застосовувати спеціалізовану міні-операційну систему (embedded OS) власної розробки.

При розробці ПЗ ТЗВ для використання в багатозадачних операційних системах, таких як Windows або Linux, або коли специфікація протоколу обміну даними з зовнішнім пристроєм закрита (тобто в системі встановлюється драйвер пристрою, що супроводжується вендором обладнання), або коли структура програмного забезпечення ТЗВ потребує використання багатозадачності, то доцільно буде використати захищений режим роботи.

Алгоритмічні мови програмування при розробці ПЗ ТЗВ слід застосовувати тоді, коли в умовах задачі немає обмежень на об'єм коду (наприклад, для ТЗВ на сучасних комп'ютерів на платформі Wintel) та швидкість його виконання (наприклад, коли не потрібно обробляти потоки відеоданих в реальному масштабі часу). В іншому випадку потрібно або покращувати показники апаратного забезпечення ТЗВ, або застосовувати мови програмування низького рівня та вузькоспеціалізовану оптимізацію.

Сценарні мови програмування (scripting languages) є вузько-спеціалізованими, проте, при розробці ПЗ ТЗВ їх можна застосувати,

наприклад, для керування зовнішніми пристроями або для автоматизації виконання заданих послідовностей операцій.

При виборі підходу до розробки програмного забезпечення ТЗВ ЕПБЗП було враховано такі основні моменти. Програмне забезпечення, що містить критичні до часу виконання ділянки коду, потрібно проектувати за допомогою якнайнижчого рівня абстракції від архітектури процесора, тобто на асемблері, використовуючи при цьому правила оптимізації (спарювання та паралелізація інструкцій). Також при розробці програмного забезпечення ТЗВ, що планується до використання на неспеціалізованих комп'ютерах, слід врахувати широку уживаність операційних систем Microsoft Windows або сімейства Linux, які у своєму складі містять досить розвинуті і потужні, а головне — стандартизовані бібліотеки інтерфейсу Windows GUI та KDE/Gnome відповідно. Для операційних систем Windows та Linux існують багато засобів проектування, такі як Borland Delphi, Borland C/C++ Builder, Microsoft Visual C/C++ для Windows, та Borland Kylix для Linux.

4.4. Дослідження параметрів зони розплаву

4.4.1. Вимірювання температури поверхні рідкої фази

Апробація методів і засобів контролю технології отримання надчистих напівпровідникових матеріалів методом ЕПБЗП здійснювалась при виконанні госпдоговірних НДР, які провадились в рамках проекту “Технологія”, спрямованого на отримання надчистих об’ємних напівпровідникових матеріалів в космічних умовах[44].

Та частина експериментальних досліджень, яка відповідає сформульованим вище задачам роботи, мала на меті відпрацювати метод вимірювання температурного поля на поверхні ЗР, встановити параметри розробленого в розділі 2 алгоритму визначення дійсної температури та отримати достовірні значення розподілу температурного поля на поверхні рідкої фази.

Дослідження виконувались шляхом формування, запису і аналізу

зображень ЗР за допомогою телевізійної камери TAYAMA, яка має такі характеристики — формат матриці 582×542 , розмір пікселя 10.4 мкм, діапазон спектральної чутливості — 0.4...1.0 мкм. (Спектральна характеристика представлена на рис.4.5 [67]).

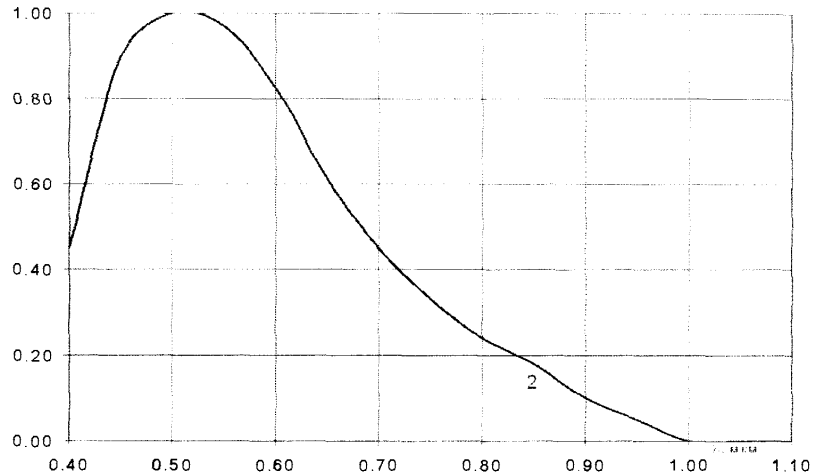


Рис.4.5. Спектральна характеристика ПЗЗ-матриці.

Кількість зображень, що формуються протягом 1 с, визначається необхідною детальністю і встановлюється в межах від 1 кадр/с до 15 кадр/с.

Структурна схема та загальний вигляд експериментального пристрою для дослідження температурного поля на поверхні рідкої фази, представлені на рис.4.6, та рис.4.7 відповідно.

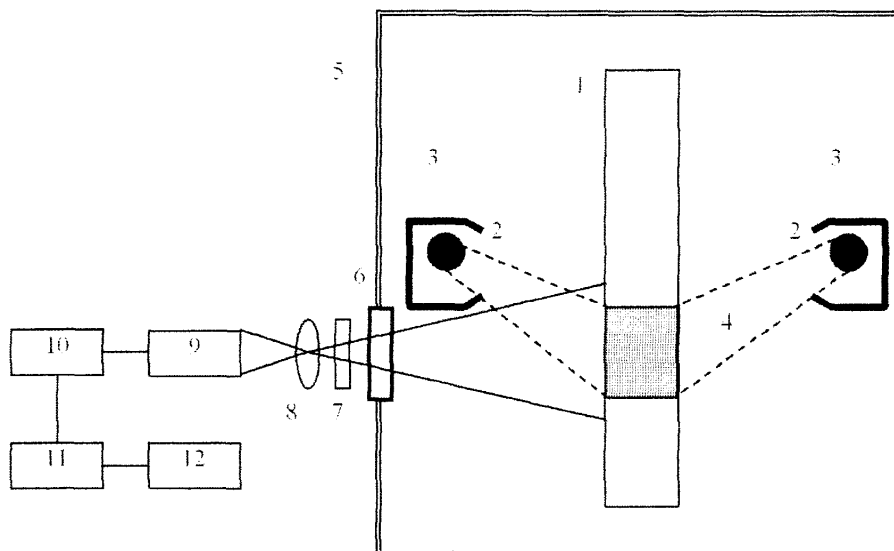


Рис.4.6. Структурна схема експериментального пристрою для дослідження температурного поля на поверхні рідкої фази. 1 — кристал кремнію, 2 — катод, 3 — фокусуюча система, 4 — пучок, 5 — вакуумна камера, 6 — ілюмінатор, 7 — фільтр, 8 — об'єктив, 9 — передавальна камера, 10 — ПВВК, 11 — комп'ютер, 12 — монітор.

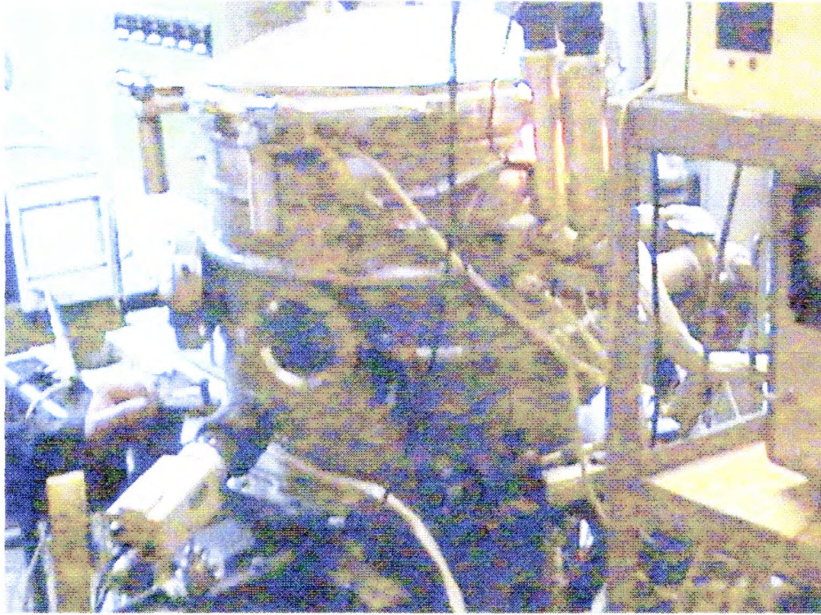


Рис.4.7. Експериментальний пристрій для дослідження температурного поля на поверхні рідкої фази.

При плануванні та проведенні експериментів врахуємо, що принциповою особливістю зонної плавки кремнію з точки зору формування поля яскравості є наявність двох рознесених у часі діапазонів зміни яскравості (рис.4.8).

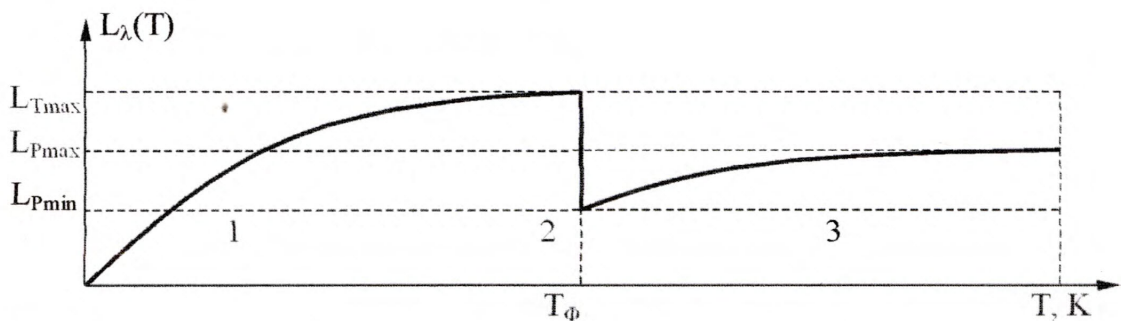


Рис.4.8. Зміни яскравості поверхні ЗР. 1 — тверда фаза, 2 — фазовий перехід, 3 — рідка фаза.

Перший — визначає поле яскравості в твердій фазі в межах дії електронного пучка і при збільшенні температури характеризується зміною яскравості власного випромінювання від 0 до значення $L_{T_{\max}}$, яке визначається за формулою

$$L(\lambda)_{T_{\max}} = \frac{C_1}{\lambda^5} \varepsilon_T(\lambda) \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_\phi}\right). \quad (4.5)$$

Прийнявши $\varepsilon_T(\lambda)=0.64$, а $\lambda=0.68$ мкм [71], отримаємо $L_{T_{\max}}=1.22 \cdot 10^7$ Вт/мкм \cdot м 2 .

При температурі поверхні T_ϕ відбувається перехід з твердої в рідку фазу,

і яскравість миттєво зменшується до значення, яке визначається за формулою

$$L(\lambda)_{P_{\min}} = \frac{C_1}{\lambda^5} \varepsilon_p(\lambda) \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T'_\phi}\right). \quad (4.6)$$

Прийнявши $\varepsilon_p(\lambda)=0.46$, та з врахуванням того, що $T_\phi \approx T'_\phi$, отримаємо $L_{P_{\min}}=0.88 \cdot 10^7$ Вт/мкм \cdot м 2 .

При подальшому нагріві температура рідкої фази підвищується, а її яскравість в кожний момент часу визначається за формулою

$$L(\lambda)_P = \frac{C_1}{\lambda^5} \varepsilon_p(\lambda) \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_P}\right). \quad (4.7)$$

де T_P — поточне значення температури рідкої фази.

Отже, другий діапазон визначає поле яскравості на поверхні рідкої фази і характеризується зміною яскравості від $L_{P_{\min}}$ до $L_{P_{\max}}$ (рис 4.8). Максимальне значення яскравості поверхні $L_{P_{\max}}$ в рідкій фазі обмежене потужністю електронного пучка.

Поділивши (4.6) на (4.5), отримаємо

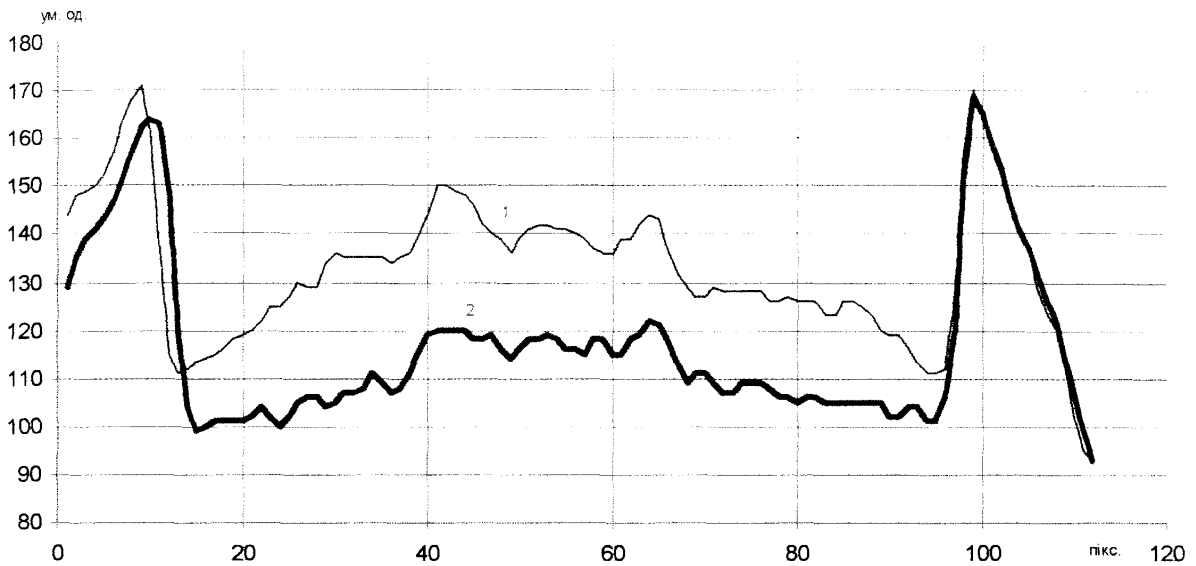
$$L(\lambda)_{P_{\min}} = L(\lambda)_{T_{\max}} \frac{\varepsilon_p(\lambda)}{\varepsilon_T(\lambda)} = 0.72 L(\lambda)_{T_{\max}}.$$

Зрозуміло, що при дослідженні параметрів ЕПБЗП вирішується задача, обернена по відношенню до тих, які визначаються формулами (4.5), (4.6), (4.7), тобто вимірюється сигнал, пропорційний яскравості і визначається температура.

У відповідності з вимогами технології плавки постійному контролю підлягає, головним чином, температурне поле рідкої фази, тобто сформульована в р.1 вимога щодо лінійності ТЗВ важлива насамперед для вузького діапазону змін яскравості від $L_{P_{\min}}$ до $L_{P_{\max}}$. Але зменшення діапазону зміни сигналів дозволяє збільшити точність вимірювання їх амплітуди, отже збільшити точність вимірювання температури.

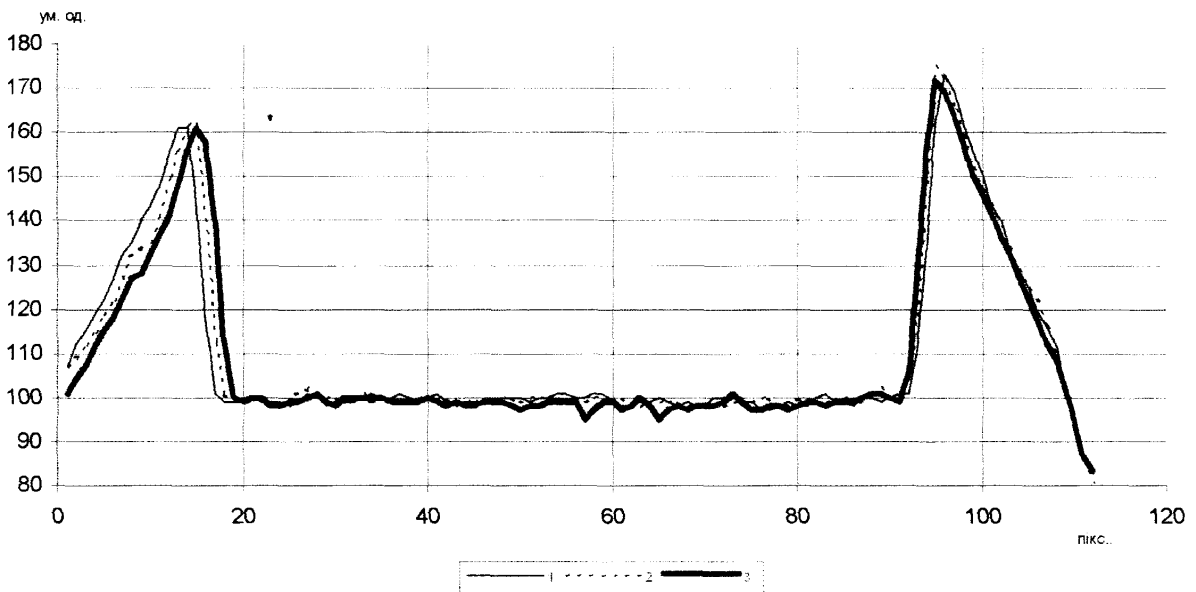
На рис.4.9 і рис.4.10 представлені отримані нами в ході експериментів криві розподілу яскравості вздовж вертикальної осі кристалу в сукупності

послідовних кадрів. Ці криві дають уявлення про поле яскравості на поверхні кристалу кремнію та про те, як змінюється яскравість ЗР після вимкнення напруги живлення катоду і при незмінній анодній напрузі.



Р

ис.4.9. Розподіл яскравості на кристалі ЗР. 1 – робоча стадія, $t=t_0$; 2 – вимкнено напругу живлення катоду, $t=t_0+0.4$ с.



Р

ис.4.10. Розподіл яскравості на поверхні кристалу. 1 – $t=t_0+0.8$ с; 2 – $t=t_0+1.2$ с, 3 – $t=t_0+1.6$ с.

Аналізуючи розподіл яскравості згідно кривих 1 і 2 на рис.4.9, відзначимо, що різницю сигналів A_1-A_3 та A_2-A_4 можна інтерпретувати як таку, що обумовлена перевідбиттям випромінювання.

Справедливість такого твердження впливає із слідуючого.

По-перше, незважаючи на досить значну зміну яскравості рідкої фази,

положення меж практично не змінюється. Якби зміна яскравості обумовлювалась різницею температур, то координати нижньої межі за кривими 1-2 на рис.4.9 та 1-3 на рис.4.10 значно відрізнялись би.

По-друге, звернемо увагу на те, що при вимкненні катоду зміни яскравостей для твердої і рідкої фаз неоднакові. Для твердої $\Delta A_T = A_2 - A_4 = 7$ од., для рідкої $\Delta A_P = A_1 - A_3 = 11$ од., тобто $\Delta A_T / \Delta A_P = 0.64$. З іншого боку, якщо A_3 і A_4 — сигнали, обумовлені власним випромінюванням, то при наявності перевідбиття сигнали, сформовані тими ж пікселями, будуть такими:

$$A_2 = A_4 + E\rho_T, \quad (4.8)$$

$$A_1 = A_3 + E\rho_P, \quad (4.9)$$

де E — освітленість суміжних ділянок твердої і рідкої фаз,

ρ_T, ρ_P — коефіцієнти відбиття в твердій і рідкій фазах.

З (4.8) і (4.9) випливає, що $\frac{\Delta A_T}{\Delta A_P} = \frac{\rho_T}{\rho_P}$. Оскільки $\rho_T = 0.36$, $\rho_P = 0.54$, то очікуване значення $\frac{\Delta A_T}{\Delta A_P} = 0.66$, що практично співпадає з отриманим експериментально 0.64 .

Коректний перехід від розподілу яскравості до розподілу температури потребує значного експериментального матеріалу, статистичний аналіз якого дозволить вдосконалити методіку, зокрема, обґрунтовано вибирати інші важливі параметри розробленого в розділі 2 алгоритму, в першу чергу інтервал між вимкненням високої напруги та розжарення електроду.

На рис.4.11-4.12 представлені криві розподілу температури на поверхні рідкої фази, побудовані відповідно до кривих рис.4.9-4.10. З наведених рисунків можна зробити також висновки щодо значень так званого перегріву та щільності електронного пучка в вертикальному перерізі.

Терміном “перегрів” визначається перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення кремнію. Відомо, що перегрів, особливо локальний, негативно впливає на якість плавки, оскільки порушується оптимальний температурний градієнт. Тому значні технологічні зусилля

спрямовуються на боротьбу з перегрівом.

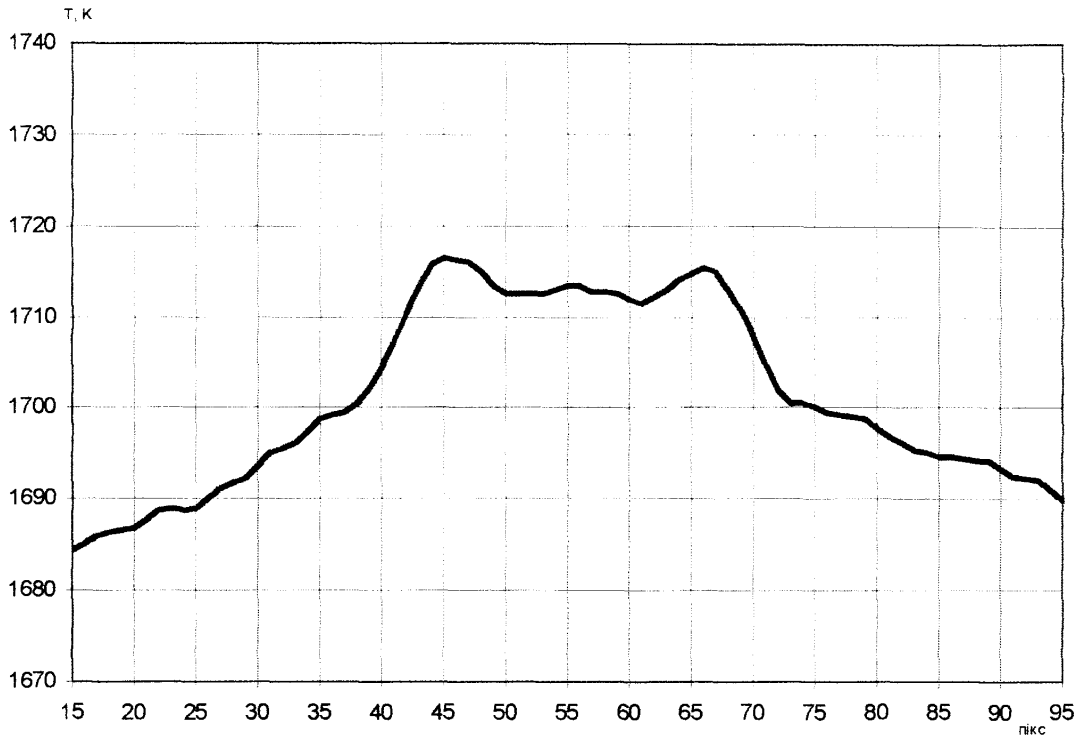


Рис.4.11. Розподіл температури на поверхні ЗР відповідно до рис.4.9.

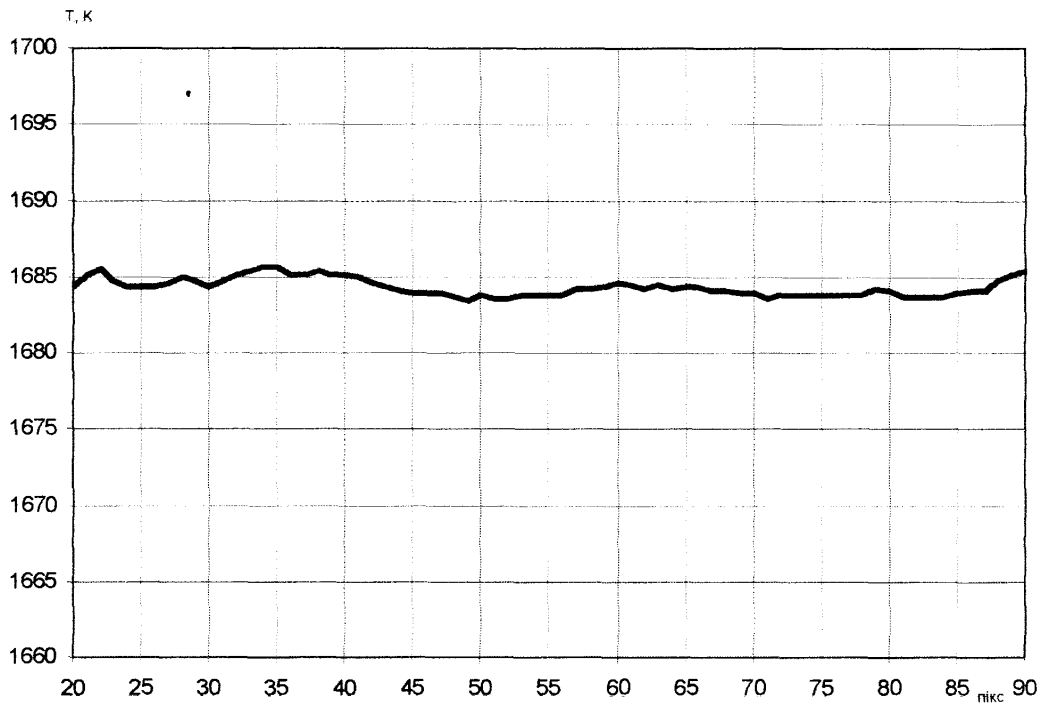


Рис.4.12. Розподіл температури на поверхні ЗР відповідно до рис.4.10.

Однак ефективність кожного з методів можна перевірити тільки вимірюючи поточні значення перегріву, але навіть оціночні значення перегріву є одним з дискусійних питань в технології ЕПБЗП. Так, в [7] вказується

значення 55° . Автори [46] вважають, що перегрів досягає 200° .

На нашу думку, отримані експериментальні результати дають однозначну відповідь на це питання. З рис.4.11 видно, що в даному експерименті в межах ЗР температура поверхні не перевищує температури плавлення більше, ніж на 30°C .

Отримані результати можна використати також для оцінки максимально можливого перегріву. Скористаємось формулами (4.4) і (4.6). Уявимо, що в момент t яскравості твердої і рідкої фаз зрівнялися, тобто справедливе наступне співвідношення

$$\varepsilon_T(\lambda_e) \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_e T_T}\right) = \varepsilon_P(\lambda_e) \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_e (T_\Phi + \Delta T_{II})}\right), \quad (4.10)$$

де ΔT_{II} — різниця температури, обумовлена перегрівом.

Після нескладних перетворень та врахування, що $T_\Phi \approx T_T$, отримаємо формулу для визначення можливого перегріву

$$\Delta T_{II} = \frac{\lambda_e}{C_2} T_0^2 \ln \frac{\varepsilon_T(\lambda_e)}{\varepsilon_P(\lambda_e)}. \quad (4.11)$$

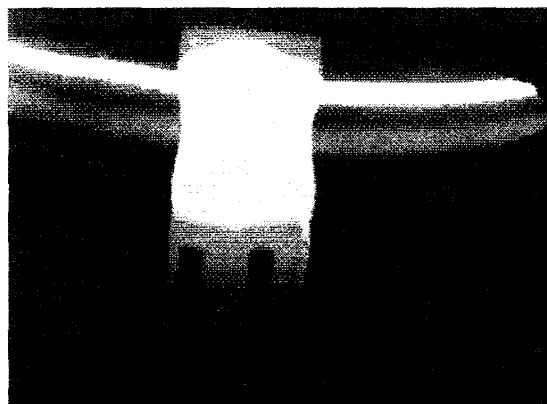
Оскільки $\frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_P} = 1.39$ [71], $T_0 = 1685$ К, $\lambda_e = 0.68$ мкм, то при однакових яскравостях ділянок твердої і рідкої фаз $\Delta T = 60$ К.

В жодному з численних експериментів з зонної плавки кремнію не було зафіксовано рівність яскравостей ділянок твердої та рідкої фаз, отже отримане значення можна використати як верхню оцінку температури перегріву.

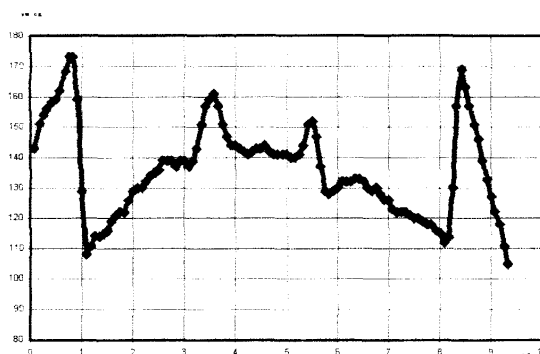
Прийнявши що, $T_P = 1745$ К, а $T_P = T_\Phi + \Delta T$, за формулою (4.7) можна розрахувати L_{Pmax} .

Наступний етап технологічних досліджень передбачав проведення плавки одночасно з пропусканням постійного струму через кристал кремнію, що, на думку технологів, повинно оптимізувати температурні градієнти. Експериментальні дослідження температурного поля на поверхні ЗР провадились у відповідності з методикою, викладеною в розділі 2.

На рис.4.13а, 4.14а, 4.15а подано цифрові зображення ЗР в моменти часу t_3 , t_4 , t_5 відповідно до рис.2.9, а на рис.4.13б, 4.14б, 4.15б сигнали A_{P1} , A_{P2} , A_{P3} , сформовані по лінії ОУ, які дають уявлення про закономірності формування поля яскравості на поверхні кристалу кремнію, а також дозволяють встановити основні параметри програмного алгоритму переходу до дійсної температури.

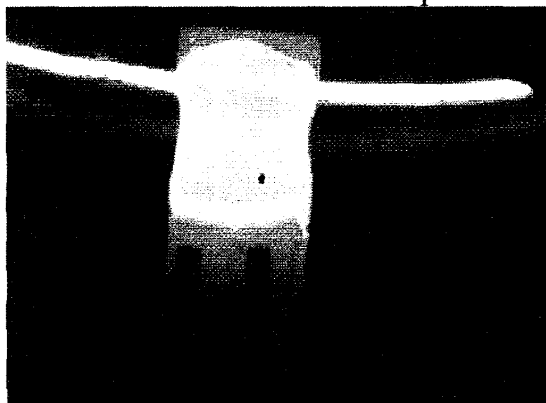


а)

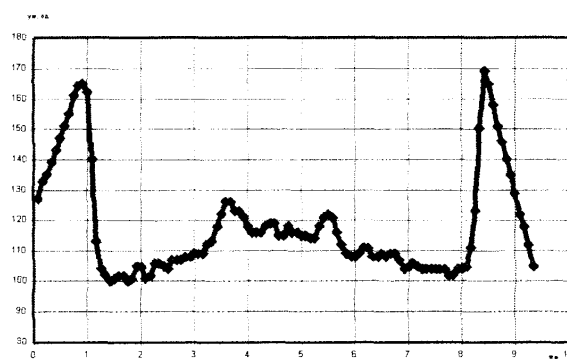


б)

Рис.4.13. Цифрове зображення ЗР (а) та розподіл сигналу вздовж осі ОУ (б) в робочій стадії плавки

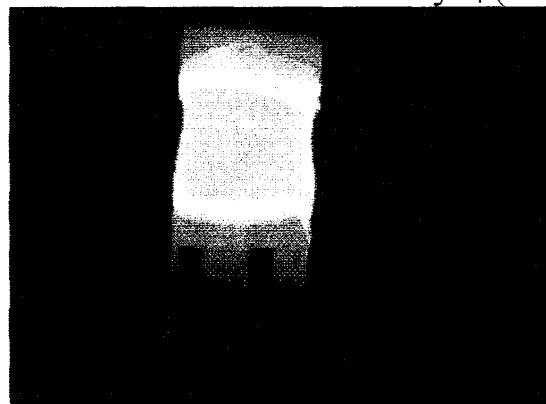


а)

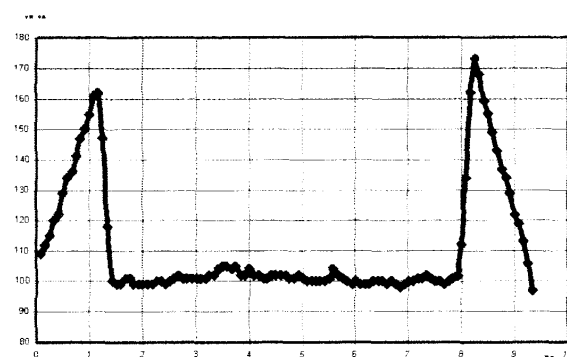


б)

Рис.4.14. Цифрове зображення ЗР (а) та розподіл сигналу вздовж осі ОУ (б) в момент часу t_4 (вимкнено анодну напругу)



а)



б)

Рис.4.15. Цифрове зображення ЗР (а) та розподіл сигналу вздовж осі ОУ (б) в момент часу t_5 (вимкнено напругу живлення електроду)

Температура поверхні ЗР обчислювалась за формулою, яка випливає з формули (2.5)

$$T = \alpha[\ln B - \ln A]^{-1}, \quad (4.12)$$

де $\alpha=21176\text{K}$ — апаратна константа,

B — константа, яка враховує умови експерименту,

A — сигнал, який визначається з врахуванням співвідношення (2.40).

Визначений у такий спосіб розподіл температури вздовж лінії ОУ (для рис.4.13) показано на рис.4.16. Оцінка похибки вимірювання температури наведена в п.4.4.3.

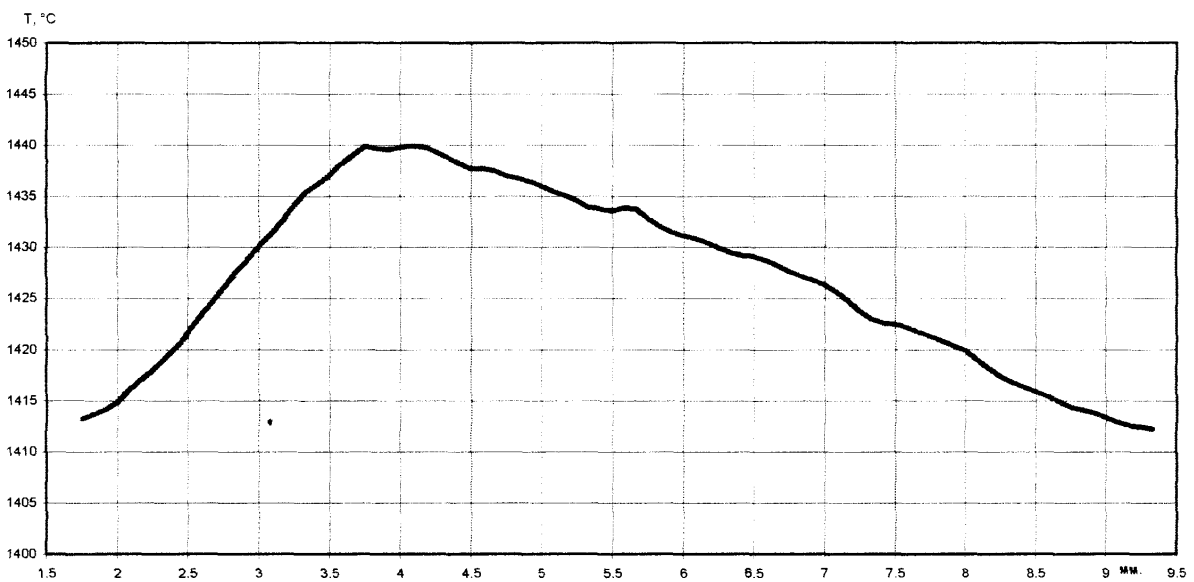


Рис.4.16. Розподіл температури на поверхні рідкої фази (лінія ОУ, рис.4.13а)

Видно, що функція розподілу температури по висоті ЗР несиметрична. Максимальна температура і максимальний температурний градієнт спостерігаються в нижній частині ЗР (біля фронту кристалізації).

Тепловий перегрів в межах рідкої фази в даному експерименті не перевищує 30°C .

Асиметрія температурного профілю відтворює розподіл щільності електронів в перерізі електронного пучка на поверхні кристалу. При цьому нами експериментально встановлено, що параметром асиметрії є відношення відрізків, які визначаються різницею координат максимуму щільності електронного пучка X_{\max} і нижньої $X_{\text{н}}$ і верхньої $X_{\text{в}}$ меж ЗР (рис.4.17).

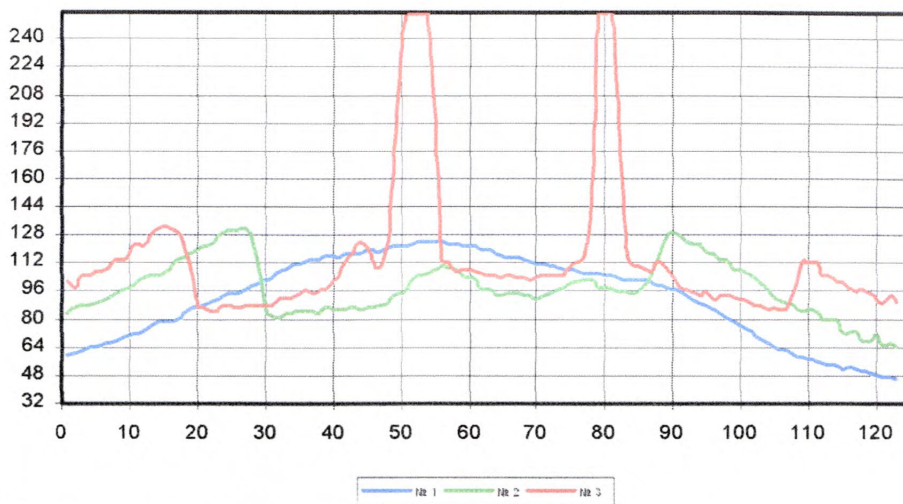


Рис.4.17. Розподіл яскравості на поверхні кристалу.

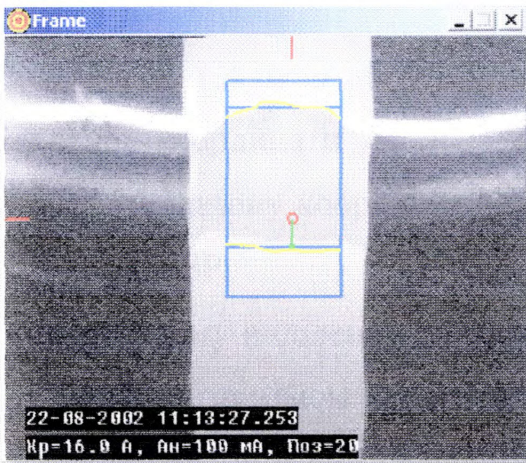
Крива 1 показує розподіл яскравості на поверхні кристалу перед утворенням ділянки рідкої фази ($X_{\max}=55$). Крива 2 показує розподіл яскравості після утворення ЗР в усьому об'ємі кристалу ($X_{\text{Н}}=32$, $X_{\text{В}}=85$). Відповідно, параметр асиметрії в даному випадку 23:30. В подальших експериментах (крива 3) спостерігалися незначні флуктуації параметру (36:55), пов'язані із змінами режиму плавки.

В [72] було показано, що при індукційному методі БЗП значення градієнту температури залежать від швидкості переміщення ЗР. При цьому для кожної швидкості існує певне значення градієнту, при якому забезпечуються умови бездефектного росту кристалів. З врахуванням цього в ході даного експерименту також досліджувався вплив швидкості переміщення ЗР на поверхневий градієнт температури. Визначення температури провадилось в двох точках рідкої фази, розташованих на відстані 1 мм і 2 мм від фронту кристалізації. При такому виборі точок виключається вплив залежності яскравості від кута між напрямком випромінювання і нормаллю до поверхні [73]. В заданих точках температура визначалась як середнє значення чотирьох послідовних відліків, взятих через 0.5 с. Тривалість циклу 12 с. Градієнт визначався як різниця температур у вказаних точках.

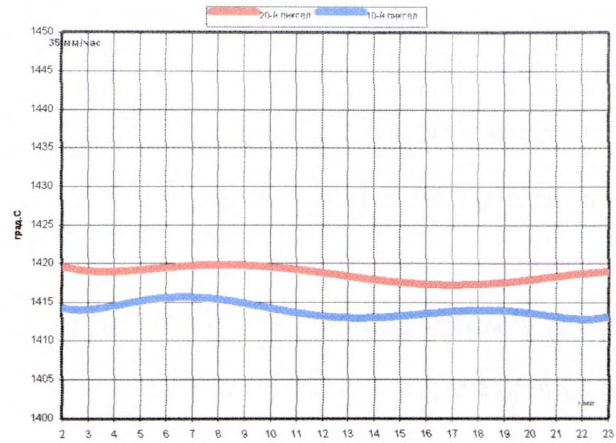
На рис.4.18 (а, в, д). представлені зображення ЗР в робочих стадіях плавки при швидкості переміщення 35 мм/год, 50 мм/год, 100 мм/год.

На рис.4.18 (б, г, е) показано як змінювалась температура на протязі

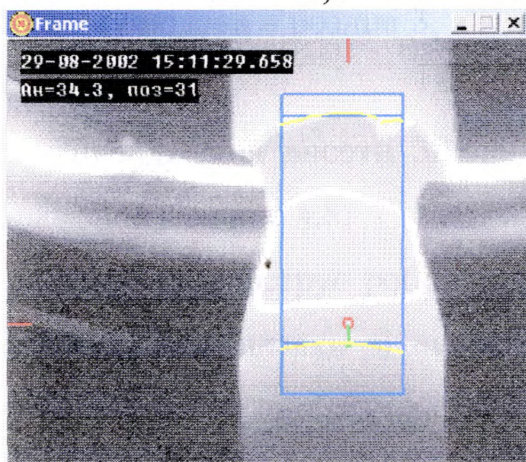
циклу при різних значеннях швидкості. При цьому були зафіксовані такі максимальні значення градієнту: 3...6 град/мм (швидкість переміщення 35 мм/год), 8...14 град/мм (швидкість переміщення 50 мм/год) і 10...20 град/мм (швидкість переміщення 100 мм/год).



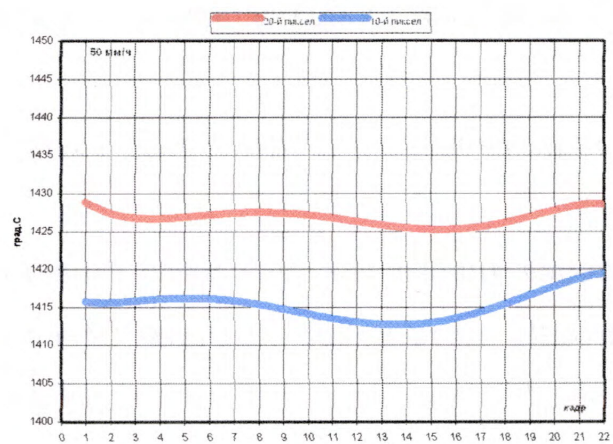
а)



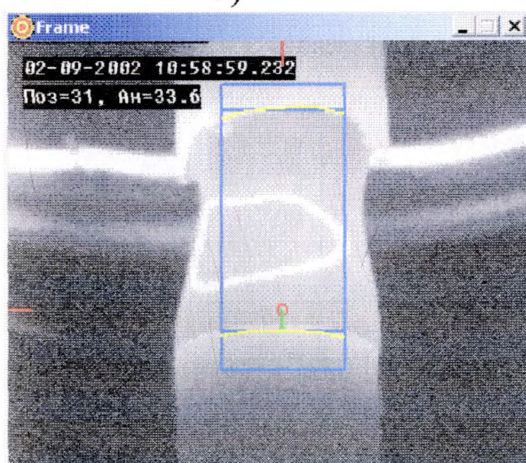
б)



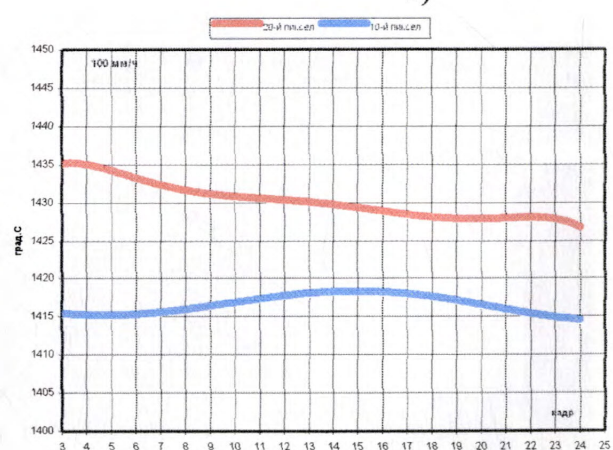
в)



г)



д)



е)

Рис.4.18. Вплив швидкості переміщення ЗР на градієнти температур. а),б) — 35 мм/год, в),г) — 50 мм/год, д),е) — 100 мм/год.

З отриманих результатів можна зробити висновок, що в технології

ЕПБЗП кремнію збільшення швидкості переміщення ЗР приводить до збільшення температурного градієнту на поверхні рідкої фази біля ділянки кристалізації.

4.4.2. Вимірювання висоти зони розплаву на різних режимах плавки

В розділі 3 було обгрунтовано, що висоту ЗР можна визначати або для фіксованої координати X , або як середнє значення всіх координат Y для вказаного діапазону координат X , що передбачає виділення контурів нижньої і верхньої меж ЗР.

При цьому виділення контурів межі реалізується розробленим в розділі 3 адаптивним алгоритмом і зводиться до визначення відносних перепадів сигналу по виборці, сформованій групою послідовно розташованих піксел. Блок-схема алгоритму подана в розділі 3, а в додатках наведено вихідний текст відповідної програми.

Дослідження висоти ЗР провадилось на експериментальному пристрої, зображеному на рис.4.8.

Рис.4.19 ілюструє роботу адаптивного алгоритму визначення висоти ЗР при проведенні плавки зі швидкостями 50 мм/год і 100 мм/год. Висота ЗР обчислювалась в пікселях як різниця середніх значень координат Y_H та Y_B в межах прямокутного фрагменту.

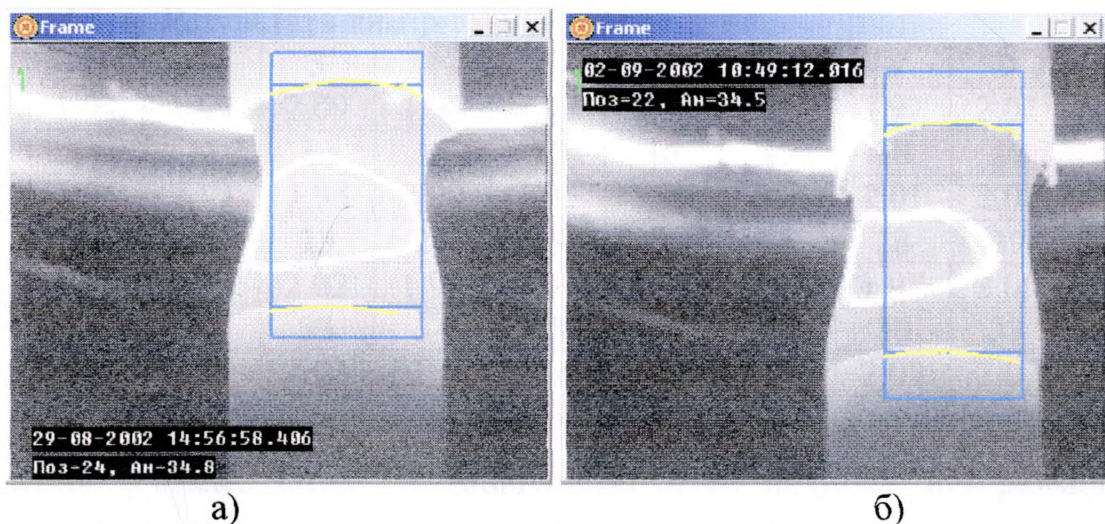


Рис.4.19. Скріншоти робочого вікна програми, що реалізує адаптивний алгоритм. а) — $h_3=146$ пік, $h=12.17$ mm, $V=50$ мм/год, б) — $h_3=150$ пік, $h=12.5$ mm, $V=100$ мм/год.

Для переходу до лінійних одиниць необхідно визначити масштабний коефіцієнт k_M . Якщо Y_0 — відомий лінійний розмір об'єкту, розташованого в площині кристалу, наприклад, деталь фіксатора, Y_0' — розмір його зображення на СЕП в пікселях, то $k_M = \frac{Y_0'}{Y_0}$, пкс/мм.

Тоді лінійний розмір Y в площині кристалу, визначається слідуючою формулою $Y = \frac{Y'}{k_M}$, де Y' — лінійний розмір в пікселях в площині СЕП. В даному експерименті для пристрою за схемою рис.4.8 визначено, що $k_M=12$ пкс/мм.

Виходячи з конструктивних особливостей вакуумної камери для ЕПБЗП в якості об'єкта, лінійний розмір якого відомий, можна вибрати, наприклад, елемент фіксатора. Лінійний розмір цього елемента вимірювався за допомогою мікрометра з точністю ± 5 мкм. Було отримано $Y_0=2.05$ мм. Ту обставину, що в площині кристалу є об'єкт з відомим розміром, використаємо для оцінки точності, яку забезпечує запропонована в розділі 3 методика вимірювання висоти.

В таблиці 4.1 представлені результати вимірювання Y_0 за допомогою ТЗВ.

Таблиця 4.1 — Результати вимірювання Y_0 .

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Y_0	1.94	1.95	2.09	1.98	1.99	2.06	2	1.97	2.01	2.02
n	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Y_0	1.96	2.03	1.95	2.09	1.95	1.99	2.1	2.01	2.08	2
n	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
Y_0	1.97	2	2.02	1.99	2.09	1.99	2.03	1.97	2.09	1.99
n	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
Y_0	2.08	2.11	2.03	2.1	2.09	1.95	2.06	2.09	2.07	2

Середнє значення результату вимірювання 2.02 мм, середньоквадратичне відхилення 0.05мм. Отже, з імовірністю 0.95 похибка вимірювання не перевищує ± 0.1 мм.

Як видно з рис.4.19, контури меж (жовта лінія) виділяються навіть при

наявності завад у вигляді кілець на поверхні ЗР. До речі, яскравість кілець значно вища за яскравість твердої фази на межі ЗР.

Відзначимо, що збільшення швидкості переміщення вдвічі приводить до незначного збільшення висоти ЗР (від 12.17 мм до 12.5 мм).

Оскільки безпосередньо на межі ЗР температури ділянок твердої T_T та рідкої T_R фаз приблизно однакові, то відмінності в їх яскравостях обумовлені головним чином, відмінностями в величинах коефіцієнтів випромінювальної здатності поверхонь в твердій ϵ_T та в рідкій ϵ_R фазах.

Значення сигналів A_i , утворених пікселями, які “розташовані” на зображенні межі ЗР, знаходяться в інтервалі $A_p < A_i < A_T$, де A_p , A_T — сигнали, які формуються пікселями, “розташованими” на зображеннях ділянок рідкої і твердої фаз.

Отже між твердою і рідкою фазами, які з точки зору формування світлового потоку характеризуються постійними параметрами, розташована ділянка, яскравість якої змінюється від максимального значення до мінімального при переході з твердої фази в рідку і навпаки. Ширина ділянки обумовлена фізичними механізмами формування рідкої фази та кристалізації з розплаву.

На рис.4.20 та рис.4.21 подано розподіл яскравості (сигналу) в нижній та верхній частинах ЗР, з якого видно, що ділянка на межі фаз має ширину близько 0.3 мм. (В монографіях [1, 2] вказується, що ширина ділянки кристалізації знаходиться в межах 0.15...0.35 мм).

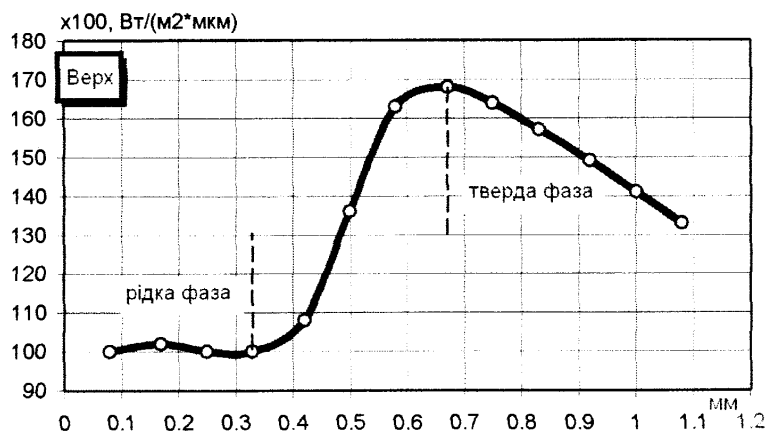


Рис.4.20. Розподіл яскравості поверхні ЗР (верхня межа).

Відзначені особливості формування сигналу були враховані при вдосконаленні алгоритму адаптивного пошуку межі ЗР.

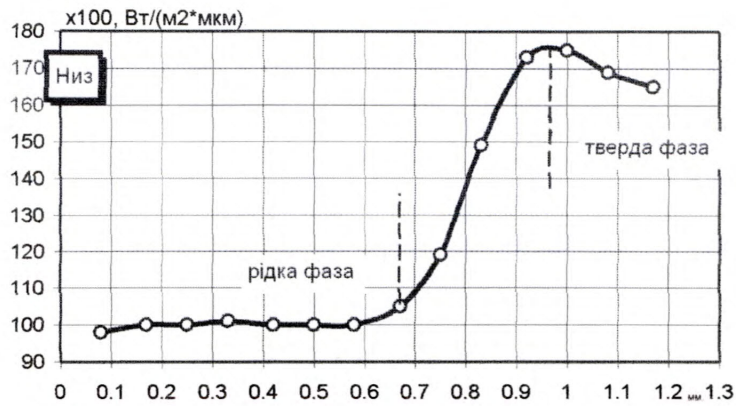


Рис.4.21. Розподіл яскравості поверхні ЗР (нижня межа).

Отримані в п.4.4.2 результати можна також розглядати як важливий крок в розвитку знань про технологію ЕПБЗП.

4.4.3. Дослідження процесу формування рідкої фази

Процес плавки кремнію триває, як правило, 2...2.5 години і включає стадії розігріву, утворення рідкої фази на поверхні і в об'ємі кристалу, переміщення ЗР та кристалізації.

При виконанні експериментальних досліджень у відповідності з розробленою нами методикою провадилось формування і накопичення цифрових зображень кристалу кремнію на різних стадіях плавки.

На рис.4.22 показано фрагменти цифрових зображень кристалу перед появою першої ділянки рідкої фази. Підвищення температури поверхні супроводжується збільшенням її яскравості (рис.4.22б).

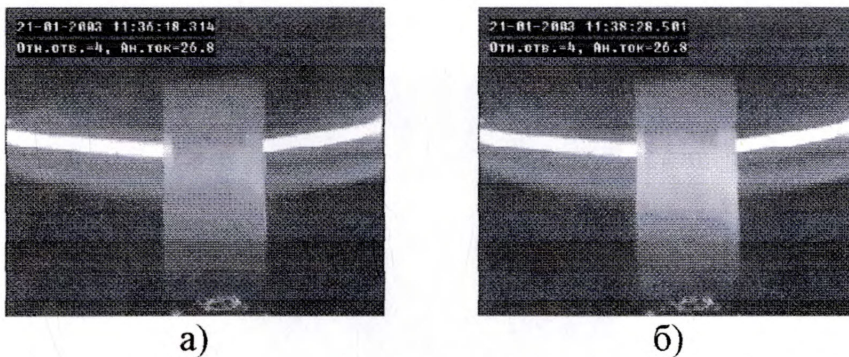


Рис.4.22. Цифрові зображення кристалу перед появою першої ділянки рідкої фази.

Формування рідкої фази на поверхні рідкої фази починається з утворення

мікроділянки розплаву (рис.4.23), яскравість якої зменшується практично вдвічі (відповідно до відношення значень коефіцієнтів випромінювальної здатності кремнію в твердій та рідкій фазах).

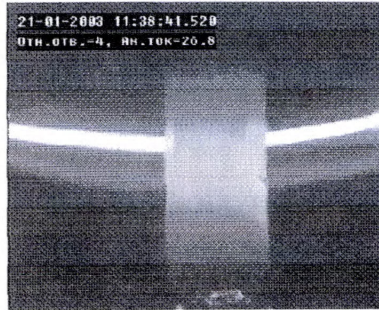
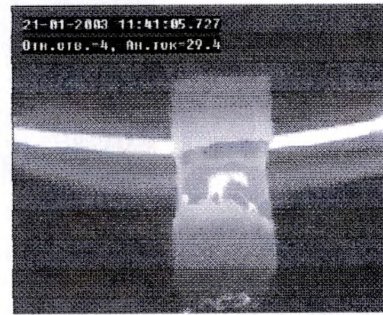


Рис.4.23. Поява першої ділянки рідкої фази

Процес утворення рідкої фази, як правило, полягає в збільшенні площі першої ділянки розплаву та утворення нових ділянок по периметру кристалу в зоні дії пучка (рис.4.24а). З часом всі ділянки зливаються і на поверхні кристалу утворюється суцільна рідка фаза (рис.4.24б).



а)



б)

Рис.4.24. Утворення рідкої фази на поверхні кристалу

Передача температури в об'єм кристалу приводить до утворення об'ємної ЗР — повного проплавлення (рис.4.25). При цьому через незначні відхилення в конструкціях верхнього і нижнього фіксаторів кристалу можливе незначне радіальне зміщення верхньої (над ЗР) частини кристалу по відношенню до нижньої. Саме це має місце на рис.4.25.



Рис.4.25. Повне проплавлення

Після повного проплавлення починається робоча стадія плавки — ЗР

переміщується вздовж кристалу (рис.4.26).



Рис.4.26. Робоча стадія

При досягненні ЗР верхнього положення, обумовленого конструкцією камери, плавка закінчується і напруга вимикається. На рис.4.27 показано цифрове зображення ЗР після вимкнення катоду. В даному випадку яскравість поверхні ЗР обумовлена виключно власним випромінюванням.



Рис.4.27 Катод виключено

При охолодженні ЗР відбувається її кристалізація, висота ЗР поступово зменшується. Іноді процес кристалізації супроводжується зміною початкової форми кристалу (рис.4.28).



Рис.4.28. Зміни початкової форми кристалу

В процесі формування рідкої фази проводились вимірювання сигналів, які утворюються під дією випромінювання різних ділянок ЗР в діапазоні яскравостей від L_{Pmin} до L_{Pmax} з подальшим дослідженням розподілу температури на поверхні ЗР.

Методика дослідження наступна. На поверхні ЗР по висоті вибираємо 5 точок (рис.4.29), які є характерними для розподілу температури при даному

режимі плавки.

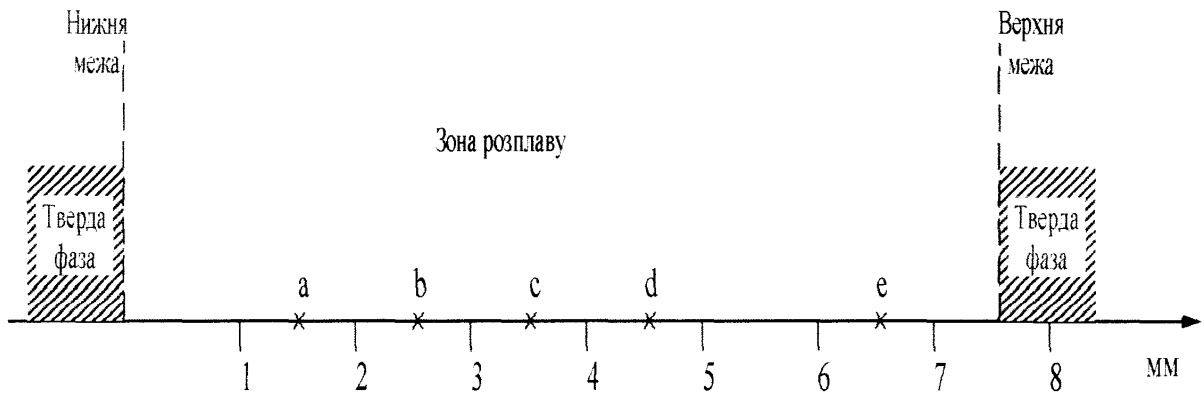


Рис.4.29. До вибору точок на поверхні ЗР

Вимірювання проводяться при незмінному режимі плавки, тобто анодний струм і швидкість переміщення ЗР постійні. В цьому випадку висота ЗР після стабілізації не змінюється, принаймні, на протязі кількох хвилин.

Починаючи з моменту стабілізації рідкої фази в кожній із вибраних точок через один і той же проміжок часу (0.5 с) вимірюємо сигнал.

Вимірювання припиняється при досягненні максимального для даної точки сигналу, тобто при повному проплавленні. В даному експерименті $A_{\max}(a)=39.87$, $A_{\max}(b)=48.43$, $A_{\max}(c)=46.85$, $A_{\max}(d)=39.46$, $A_{\max}(e)=36.28$ а час від стабілізації ЗР на поверхні (висота ЗР перестає збільшуватись) до моменту утворення ЗР в об'ємі (повне проплавлення) становить 10.2 с. Результати вимірювань представлені в таблиці 4.2.

Всі вимірювання провадяться в аналогічних умовах, тому вони рівноточні, а результатом є середнє арифметичне виборки $\bar{A} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_i$, де n — обсяг виборки.

Мінімально необхідний обсяг виборки n_{\min} в загальному випадку визначається у відповідності з прийнятим значенням довірчої імовірності P за методикою, наведеною, наприклад, в [10] (формула V.110) $n_{\min} = \frac{2}{1 - P}$.

Довірча імовірність, як правило, вибирається рівною 0.95. Враховуючи динамічний характер плавки таку кількість вимірювань забезпечити практично неможливо.

Таблиця 4.2.— Сигнали в діапазоні яскравості від L_{Pmin} до L_{Pmax}

Середні значення сигналів, ум.од.					
точка номер	a	b	c	d	e
1.	34.89	34.89	34.89	34.89	34.89
2.	35.63	36.39	35.19	35.23	35.33
3.	35.02	36.39	35.62	34.85	35.42
4.	35.33	36.59	36.62	36.33	35.22
5.	35.33	37.33	36.35	36.10	35.40
6.	36.63	36.41	36.45	36.85	35.18
7.	36.69	37.95	36.79	35.88	35.10
8.	37.12	37.94	38.21	35.96	35.04
9.	36.56	38.25	37.67	37.73	35.20
10.	36.80	39.45	38.95	36.76	35.68
11.	38.44	38.76	39.10	38.25	35.63
12.	37.89	38.76	38.91	37.33	36.02
13.	37.12	40.18	39.98	38.08	35.73
14.	37.53	41.10	40.28	38.73	35.50
15.	38.35	43.09	41.69	38.19	36.06
16.	37.89	44.57	42.00	39.85	35.99
17.	39.83	46.40	44.47	39.90	35.56
18.	39.33	47.38	45.87	38.90	35.87
19.	38.83	47.91	46.46	38.96	35.80
20.	39.87	48.43	46.85	39.46	36.28

Для визначення можливих відхилень від нормального закону була проведена оцінка аномальності згідно з ГОСТ 11.002-73. Оцінка проводилась для кожного результату вимірювання шляхом визначення відношень

$$V_i = \frac{\bar{A} - A_i}{\sigma_A}$$

і подальшим їх порівнянням з табличними значеннями V_T (табл. V.I [10]) для даної довірчої імовірності. При $V_i > V_T$ результат вважається аномальним і відкидається. Для всіх значень виборки за табл. 4.2 $V_i < V_T$ при $P=0.95$, що підтверджує припущення про нормальний закон розподілу амплітуди сигналу.

Як видно з таблиці 4.2, значення сигналів в діапазоні яскравостей від L_{Pmin} до L_{Pmax} різні для різних зон на поверхні ЗР, що погоджується з графіком, наведеним, наприклад, на рис.4.16.

Використовуючи дані таблиці 4.2 та формулу (4.12) перейдемо до значень температур в вибраних точках (табл. 4.3) за умови, що в даному експерименті $\alpha=21176\text{K}$, а константа B визначається при $A_0=34.89$ і $T_0=1685\text{K}$.

Таблиця 4.3. — Температура поверхні ЗР

Температура, К					
точка номер	a	b	c	d	e
1.	1685	1685	1685	1685	1685
2.	1687.78	1690.62	1686.11	1686.25	1686.662
3.	1685.47	1690.64	1687.76	1684.79	1687
4.	1686.66	1691.36	1691.49	1690.4	1686.21
5.	1686.64	1694.06	1690.46	1689.53	1686.9
6.	1691.5	1690.69	1690.85	1692.31	1686.08
7.	1691.74	1696.3	1692.11	1688.74	1685.76
8.	1693.32	1696.28	1697.25	1689.01	1685.53
9.	1691.26	1697.38	1695.31	1695.51	1686.14
10.	1692.13	1701.61	1699.86	1691.98	1687.98
11.	1698.04	1699.2	1700.38	1697.37	1687.78
12.	1696.09	1699.17	1699.72	1694.07	1689.26
13.	1693.32	1704.11	1703.42	1696.79	1688.16

14.	1694.79	1703.83	1704.45	1699.09	1687.3
15.	1697.73	1703.81	1701.82	1697.15	1689.38
16.	1696.11	1704.77	1702.49	1702.97	1689.15
17.	1702.92	1705.52	1703.1	1703.15	1687.53
18.	1701.17	1704.15	1703.78	1699.68	1688.68
19.	1699.42	1704.92	1704.4	1699.89	1688.43
20.	1703.05	1705.6	1704.7	1701.62	1690.23

Наявність флуктуацій яскравості ЗР та інструментальної похибки ТЗВ обумовлює випадкову похибку вимірювання температури.

Оцінюючи випадкову похибку вимірювання температури ЗР врахуємо, що в даному випадку маємо справу з непрямими вимірюваннями температури як функції одного аргументу — амплітуди сигналу — при стабільності всіх інших аргументів. Якщо зміни результату визначаються тільки похибкою вимірювання амплітуди сигналу, то середнє квадратичне відхилення результату вимірювання температури визначиться формулою $\sigma_T = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial A}\right)^2 (\sigma_A)^2}$.

Продиференціювавши формулу (4.12) отримаємо

$$\frac{\partial T}{\partial A} = \frac{T^2}{\alpha A} \quad (4.13)$$

Остаточно,

$$\sigma_T = \frac{T^2}{\alpha A} \sigma_A \quad (4.14)$$

Середнє квадратичне відхилення результату вимірювання температури в діапазоні плавки за умов експерименту ($T=1705,6\text{K}$; $A=48,43$; $\alpha=21176\text{K}$) становить $\pm 0.7\text{K}$.

Оскільки в даному експерименті обсяг виборки $n \ll n_{\min}$, то довірчий інтервал необхідно визначати з врахуванням коефіцієнта Стюдента K_C . Згідно з табл.V.6 [10] для $n=5$ при $P=0.95$ $K_C=2.77$. Отже, за припущення, що при вимірюванні температури ЗР маємо справу тільки з випадковою похибкою, для

довірчого інтервалу результату вимірювання температури отримаємо $\Delta T = \pm 0.7 \cdot 2.77 = \pm 1,9\text{K}$.

Але очевидно, що незважаючи на вдосконалення методів і засобів вимірювання повністю скомпенсувати систематичні похибки неможливо. Тому при оцінці граничної сумарної похибки вимірювання температури ЗР використаємо отримані вище результати та врахуємо невиключені систематичні похибки.

Оцінку провадимо за методикою, наведеною в [10]. Згідно з цією методикою спочатку визначаються середнє квадратичне відхилення результату вимірювання та сумарна невиключена систематична похибка, а потім провадиться визначення меж довірчого інтервалу загальної похибки вимірювання.

Середнє квадратичне відхилення результату вимірювання температури визначається за формулою (4.14).

Для оцінки довірчої межі невиключеної сумарної систематичної похибки скористаємось формулою, наведеною в [10], яку на підставі проведеного вище аналізу щодо переліку систематичних похибок, що впливають на результат вимірювання температури, запишемо у такому вигляді

$$\Delta_{\text{нс}} = \sqrt{\Delta_{\text{пв}}^2 + \Delta_{\text{н}}^2 + \Delta_{\lambda}^2}, \quad (4.15)$$

де $\Delta_{\text{пв}}$, $\Delta_{\text{н}}$, Δ_{λ} — довірчі межі невиключених систематичних похибок, обумовлених, відповідно, перевідбиттям випромінювання, нерівномірністю чутливості та похибкою визначення ЕДХ.

В розділі 2 було обґрунтовано метод вимірювання температури ЗР з компенсацією впливу перевідбитого випромінювання, алгоритм якого передбачає вимірювання поточних значень температури. Очевидно, що при цьому повна компенсація неможлива, а невиключена систематична похибка фактично визначається довірчим інтервалом результату вимірювання температури, який необхідно визначати з врахуванням коефіцієнта Стюдента K_c

$$\Delta_{\text{пв}} = K_c \frac{T^2 \sigma_A}{\alpha A}. \quad (4.16)$$

Аналітичний вираз для Δ_H випливає з формули (2.7) за умови, що $\Delta A = 2\sigma_A$

$$\Delta_H = \frac{2T\sigma_A}{A[\ln B - \ln A]}. \quad (4.17)$$

Якщо в формулі (4.4) перейти від скінчених різниць до диференціалів і скористатися формулою (4.13), то середнє квадратичне відхилення результату вимірювання ЕДХ визначиться так

$$\sigma_\lambda = C_2 \frac{\sigma_A}{\alpha A}. \quad (4.18)$$

Вираз для Δ_λ отримаємо на підставі формул (1.17) та ((4.18)) за умови, що $\Delta\lambda_c = 2\sigma_\lambda$

$$\Delta_\lambda = \frac{2T^2 \sigma_A \ln \varepsilon}{\alpha A}. \quad (4.19)$$

Оцінка середнього квадратичного відхилення загальної похибки результату вимірювання температури поверхні ЗР може бути виконана за формулою (V.133), яка наведена в [10]

$$\sigma_\Sigma = \sqrt{\sigma_{\text{вип}}^2 + \frac{\Delta_{\text{нс}}^2}{3}}, \quad (4.20)$$

де $\sigma_{\text{вип}}$ — середнє квадратичне відхилення випадкової похибки.

З урахуванням того, що середнє квадратичне відхилення результату вимірювання температури σ_T власне і визначає $\sigma_{\text{вип}}$, формулу (4.20) можна переписати так

$$\sigma_\Sigma = \sqrt{\sigma_T^2 + \frac{\Delta_{\text{пв}}^2 + \Delta_H^2 + \Delta_\lambda^2}{3}} \quad (4.21)$$

Для наведених вище експериментальних результатів та у відповідності з формулами (4.14), (4.16), (4.17), (4.19) отримаємо $\Delta_{\text{пв}} = 1.9$ К; $\Delta_H = 1.3$ К; $\Delta_\lambda = 1.0$ К; $\sigma_T = 0.7$ К. Отже, $\sigma_\Sigma = 1.5$ К.

Остаточно, при довірчій ймовірності $P=0.95$ довірна межа результату вимірювання температури поверхні ЗР становитиме $\Delta_{\Sigma}=2\sigma_{\Sigma}=3.0$ К.

З використанням таблиці 4.3 побудовано графіки залежностей $T(A)$ у вибраних точках поверхні ЗР (рис.4.30). Для порівняння там же наведені теоретичні залежності, які побудовані шляхом апроксимації функції (4.12) між точкою $T(A_1)$ і точкою $T(A_{\max})$.

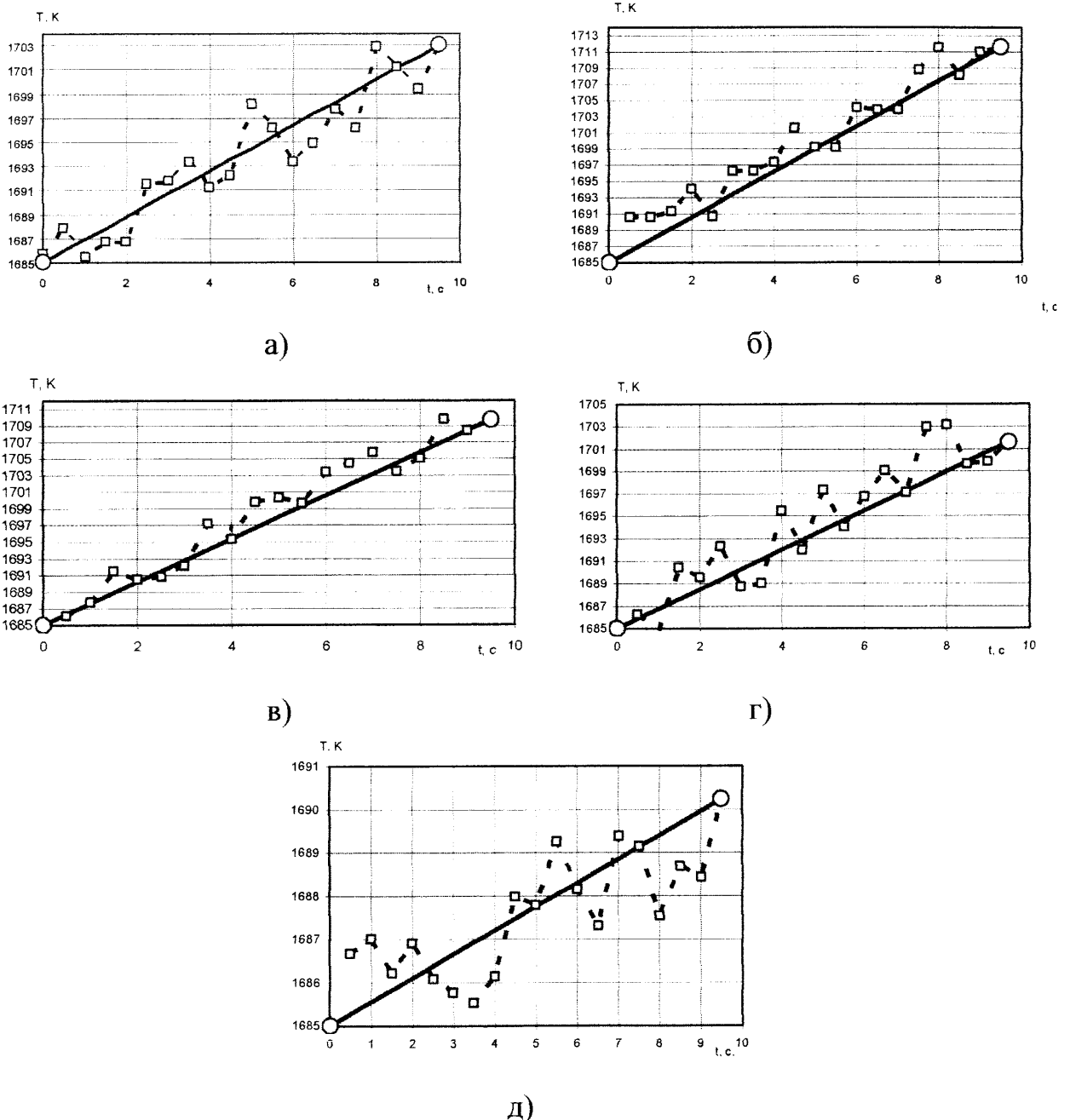


Рис.4.30. Зміни температури поверхні ЗР.

а) — точка *a*, б) — точка *b*, в) — точка *c*, г) — точка *d*, д) — точка *e*.

Отриманий результат, по-перше, відповідає сучасним вимогам до точності

вимірювання температури поверхні рідкої фази і дає всі підстави зробити висновок про виконання задач дисертаційної роботи.

По-друге, отримані експериментальні результати можуть бути використані як крайові умови при створенні нових, більш досконалих, методів моделювання температурного поля в об'ємі рідкої фази.

Як видно з рис.4.30 відхилення експериментальних даних від теоретичних в кожній із точок знаходяться в інтервалі $\pm 3\text{K}$. При цьому в межах даного експерименту графіки залежностей $T(A)$ для вибраних точок апроксимуються функцією, яка визначається наведеною вище формулою (4.12).

Задовільна збіжність теоретичної та експериментальної кривих є, по-перше, свідченням достовірності експериментальних результатів, а по-друге, це є прямим підтвердженням ефективності розроблених в дисертаційній роботі методів вимірювання параметрів ЗР.

Відзначимо принагідно, що повний набір цифрових зображень одного циклу плавки може включати біля 70 тисяч окремих зображень, що відкриває великі перспективи в плані детального дослідження процесу ЕПБЗП. Власне, аналіз і узагальнення отриманих таким чином матеріалів дозволили вже на даному етапі досліджень не тільки вдосконалити методи та засоби вимірювання параметрів ЕПБЗП, підвищивши точність їх вимірювання, але й істотно доповнили існуючі уявлення про перебіг плавки.

Зрозуміло, що в подальшому наведені в дисертації матеріали можуть бути використані для встановлення нових закономірностей формування ЗР та для розробки більш ефективних алгоритмів керування процесом безтигельної зонної плавки.

Завершити виклад матеріалів за темою дисертаційного дослідження можна посиланням на роботу [74], авторами якої на підставі критичного аналізу основних публікацій, присвячених проблемі контролю технологій зонної плавки [5,7,19,75,76], зроблено висновок про цілковиту адекватність телевізійних засобів вимогам контролю параметрів ЕПБЗП.

Можна також сподіватися, що отримані нами та іншими авторами,

наприклад, Старченко А.Н.[77], результати щодо контролю температурних полів розплавів, стимулюють нові дослідження і в перспективі телевізійні засоби будуть широко впроваджуватись в контроль високотемпературних технологій.

Висновки до розділу

1. Розроблена методика експериментального визначення нижньої межі діапазону температур, які можуть бути виміряні за допомогою ТЗВ. Методика враховує базові положення концепції використання телевізійних камер в інформаційно-вимірювальній техніці, передбачає корекцію чутливості ПЗЗ-матриці і роботу в діапазоні лінійності. Вперше з похибкою $\pm 2\text{K}$ при довірчій ймовірності 0.95 експериментально визначена температура $T_H=555\text{ K}$, яка відповідає нижній межі температурного діапазону ТЗВ на основі ПЗЗ-камери OS25III.
2. Вперше з похибкою $\pm 0.03\text{ K}$ при ймовірності 0.95 експериментально визначено, що еквівалентна шуму різниця яскравісних температур ТЗВ на основі ПЗЗ-камери OS25III становить 0.4 K.
3. Вперше з похибкою $\pm 0.003\text{ мкм}$ при ймовірності 0.95 експериментально визначено, що для ТЗВ на базі ПЗЗ-камери $\lambda_e=0.68\text{ мкм}$.
4. Експериментально отримані криві розподілу яскравості вздовж вертикальної вісі кристалу в сукупності послідовних кадрів, які дають уявлення про закономірності формування поля яскравості на поверхні кристалу кремнію, а також дозволяють встановити основні параметри алгоритму переходу до дійсної температури.
5. Розроблена методика оцінки перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення кремнію.
6. Встановлено, що функція розподілу температури по висоті ЗР несиметрична. Максимальна температура і максимальний температурний градієнт спостерігаються в нижній частині ЗР (біля фронту кристалізації). Експериментально встановлено, що збільшення швидкості

переміщення ЗР приводить до збільшення температурного градієнту на поверхні рідкої фази.

7. Експериментально доведено ефективність застосування методу знаходження відносного перепаду сигналів для визначення висоти ЗР. В ході виконаних досліджень параметрів ЕПБЗП нагромаджено значний обсяг експериментального матеріалу стосовно перебігу плавки на різних стадіях, зокрема в процесі формування рідкої фази, що доповнює сучасні уявлення про зонну плавку та сприятиме вдосконаленню технології ЕПБЗП.

ВИСНОВКИ

1. Вирішена важлива наукова задача підвищення точності вимірювання параметрів ЕПБЗП до рівня сучасних вимог шляхом створення методів вимірювання, які базуються на нових результатах теоретичних та експериментальних досліджень поля яскравості ЗР в процесі плавки.
2. Створена математична модель формування поля яскравості ЗР при наявності перевідбиття випромінювання в вакуумній камері, на базі якої розроблено метод вимірювання температури та методику оцінки похибки, обумовленої неврахуванням перевідбиття випромінювання.
3. Розроблено метод підвищення точності вимірювання температури ЗР, який передбачає експериментальне визначення складової яскравості, обумовленої перевідбиттям випромінювання.
4. Для підвищення точності вимірювання висоти ЗР створено метод виділення контуру зображення, який базується на експериментально встановлених закономірностях формування поля яскравості в межах фазового переходу.
5. Розроблена методика дослідження похибки визначення ЕДХ і показано, що в діапазоні температур, який відповідає діапазону температур плавки, ця похибка може на порядок перевищувати допустиму. Для визначення ЕДХ запропоновано методику, яка враховує особливості світлосигнальної характеристики ТЗВ.
6. Отримана аналітична залежність, яка пов'язує похибку вимірювання температури ЗР з нерівномірністю чутливості СЕП.
7. Обґрунтовано, що матрицю компенсації необхідно формувати при двох значеннях освітленості СЕП — $0.72E_{\max}$ і E_{\max} , де E_{\max} — освітленість, яка відповідає яскравості твердої поверхні кристалу на межі фазового переходу.
8. Розроблено методики, пристрій та програмне забезпечення для експериментального визначення характеристик телевізійних приладів, які є важливими з точки зору їх застосування як засобів вимірювання.

9. Розроблені методика, пристрій та програмне забезпечення для експериментального дослідження розподілу яскравості поверхні ЗР на різних режимах плавки.
10. Експериментально отримані функції розподілу яскравості та температури на поверхні ЗР для різних режимів плавки. Встановлено, що функція розподілу температури по висоті ЗР несиметрична. При цьому збільшення швидкості переміщення ЗР приводить до збільшення температурного градієнту на поверхні рідкої фази.
11. Розроблена методика оцінки перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення кремнію.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Пфанн В. Зонная плавка.—М.:Мир, 1970.— 366 с.
2. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. Электронно-лучевая технология: Пер. с нем.—М.: Энергия, 1980.— 528 с.
3. Червоний І.Ф. Наукове обґрунтування і розробка технології монокристалів кремнію методом спеціальної електрометалургії (безтигельною зонною плавкою): Автореф. дис... докт. техн. наук: 05.16.03 / ЗДІА.—Запоріжжя, 1999.—32 с.
4. Ратников Д.Г. Бестигельная зонная плавка.—М.:Металлургия,1976.—224с.
5. Порев В.А. Контроль температурного поля зоны плавки // Дефектоскопия.—2001, № 5.—с.7-11.
6. Бындин В.М., Добровольская В.И., Ратников Д.Г. Индукционный нагрев при производстве особо чистых материалов.—Л.: Машиностроение Ленингр. отд-ние, 1980.— 64 с.
7. Мильвидский М.Г. Картавых А.В., Раков В.В. Выращивание монокристаллов из расплавов в условиях космического полёта // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.—2001, № 9.—С.17-35.
8. Патон Б.Е., Аснис Е.А., Заболотин С.П. и др. Получение совершенных материалов в космосе // Тези доповіді Другої Української конференції з перспективних космічних досліджень.—Кацівелі: НКАУ.—2002.—С.11.
9. Порев В.А. Аналіз параметрів зонної очистки за допомогою приладів з електронним розгортанням зображення // Наукові вісті НТУУ “КПІ”, 2000, № 1, с.89-94.
- 10.Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники.—К.: Вища школа, 1983.—455 с.
- 11.Порев В.А., Порев Г.В. Концептуальні аспекти використання приладів з електронним розгортанням зображення для аналізу оптичних полів // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.—2001.—№ 1.—С.56-61.

12. Порев Г.В., Лагодный В.И. Програмна корекція в телевізійних системах автоматизованого контролю // Приборостроение-96.—Том 1.—Судак: АІНУ.—1996.— С. 18.
13. Патент 2162597, Россия, МКИ G01N25/72. Устройство для неразрушающего контроля качества объекта / О.Н. Будадин, Т.Е. Троицкий-Марков, Е.В. Абрамова (Россия), ВЕМО; опубл. 2001.
14. Порев В.А. Телевизионный пирометр // Приборы и техника эксперимента, 2002, №1, С.150-152.
15. Patent 4687344, USA, G01J5/02. Imaging pyrometer / USA, 1988, bulletin №5.
16. Сальников И.И., Кутаев Ю.Ф. Быстродействующее устройство измерения геометрических характеристик телевизионного изображения // Приборы и техника эксперимента.—1995.—№6.—С.177.
17. Папаян Г.В., Манцветов А.А. Высокочувствительная измерительная телевизионно-компьютерная система «ТВИСТ» для флуоресцентной эндоскопии и микроскопии // Оптический журнал.—2000.—Том.67,№1.— С.70-77.
18. А.с. 347073 СССР, МКИ В01J 17/10. Телевизионное устройство для автоматического регулирования и стабилизации диаметра слитка при бестигельной зонной плавке / Г.С. Новиков (СССР); опубл. 1972; бюл.№ 24.
19. O'Kane, Kwap T., Gulits L. TV-system of computer controlled Czochralski crystal growth // I. Crystal growth.—1972.—№ 13-14.—p.624-628.
20. А.с. 786062 СССР, МКИ Н04N 5/33. Телевизионное устройство для анализа температурных полей объектов / Куртев Н.Д., Кормушкин А.В., Голубь Б.И. и др. (СССР); опубл. 1980; бюл.№ 45.
21. Гайдукевич Ю.Ч. Системы эффективного тепловизионного контроля высокотемпературных полей в производстве изделий электронной техники: Автореф. дис... канд. техн. наук: 05.27.07 / МРТИ.—Минск, 1991.—20 с.

22. Гайдукевич Ю.Ч., Домарёнок Н.И., Достанко А.П. и др. Тепловизионная пирометрическая система // Электронная промышленность.—1987.—№ 3.—С.59-62.
23. Згуровский Г.Н., Порев Г.В. Телевизионная измерительная система — концепция и практика // Сборник научных трудов 6-го Международного молодёжного форума «Радиоэлектроника и молодёжь в XXI веке». — Харьков: ХНУРЭ.—2002.—С.235-236.
24. Порев Г.В., Порев В.А. Впровадження телевізійних засобів в наукові дослідження та технологічну практику // Тези доповіді Другої Української конференції з перспективних космічних досліджень.— Кацівелі: НКАУ.—2002.—С.130.
25. M. F. Hopkins, "Multi-spectral measurement using a novel high-speed imaging pyrometer," Proc. SPIE, San Diego, July 1997.
26. Lapchinsky V., Asnis E., Zabolotin S., Lagodny V. The Television Informative and Measurement System Using in Space Technology// Proceeding of 4-th Ukraine–Russia–China Symposium on Space Science and Technology.— Ukraine.— 1996.— Sep. 12-17.— Vol. 2.— P. 786–787.
27. <http://optical-insights.com/>
28. Порев В.А. Застосування приладів з електронним розгоранням зображення для аналізу параметрів зони плавки // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.—1998.—№ 3.—С.25-34.
29. Порев В.А. Телевизионная пирометрия // Техническая диагностика и неразрушающий контроль.—2002.—№ 4.—С.36-39.
30. Thermovision-1000 : Technical reference, AGEMA Infrared System AB, 1998.
31. Жагулло О.М. Понятие условной температуры в современной пирометрии // Теплофизика высоких температур.—1970.—№ 6, Т.8.— С.1260-1264.
32. Мирошников М.М. Теоретические основы оптико-электронных

- приборов: Учеб. пособие для приборостроительных вузов.— Л.:Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1983.— 696 с.
- 33.Ллойд Дж. Системы тепловидения: Пер. с англ.—М.:Мир, 1978.— 414 с.
- 34.Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур.—М.: Наука, 1982.—296 с.
- 35.Киренков И.И. Метрологические основы оптической пирометрии.—М.: Издательство стандартов, 1976.— 140 с.
- 36.Ранцевич В.Б. Пирометрия при посторонних источниках излучения.— Мн.: Наука и техника, 1989.— 104 с.
- 37.Порев В.А. Компенсация излучения электрода при исследовании температурного поля зоны плавки // Техническая диагностика и неразрушающий контроль.—2001.—№4.—С.55-56.
- 38.Порев Г.В.,Якименко Ю.І. Підвищення точності вимірювання геометричних параметрів зони розплаву в умовах мікрогравітації // Тези доповіді Третьої Української конференції по перспективним космічним дослідженням.—Кацівелі: НКАУ.—2003.—С.69.
- 39.Петраков А.В. Автоматические телевизионные комплексы для регистрации быстротекающих процессов.—М.: Энергоатомиздат, 1987.—112 с.
- 40.Горелик С.Л., Кац Б.М., Киврин В.И. Телевизионные измерительные системы.—М.:Связь, 1980.—168 с.
- 41.Коркунов Ю.Ф., Корнышев Н.П. Измерение геометрических параметров объектов при воздействии шума // Техника средств связи, серия «техника телевидения».—1990.—Вып. 3.—С.76-80.
- 42.Маслюков Ю.С. Определение предельных погрешностей измерительной системы на ПЗС // Оптико-механическая промышленность.—1990.—№ 4.—С.70-73.
- 43.Красильников Н.Н. Теория передачи и восприятия изображений.—М.: Радио и связь, 1986.—248 с.
- 44.Патон Б.Е.,Аснис Е.А.,Заболотин С.П. и др. Получение сверхчистых

- объемных полупроводниковых материалов в условиях космического вакуума// Тези доповіді Третьої Української конференції з перспективних космічних досліджень.—Кацівелі: НКАУ.—2003.—С.25.
- 45.Згуровський Г.М.,Порєв Г.В. Вимірювання температури зони розплаву в електронно-променевої технології безтигельної зоною плавки // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.—2003—№ 3—С.93-97.
- 46.Аснис Е.А., Демченко В.Ф., Лесной А.Б. и др. Математическое моделирование тепловых и гидродинамических процессов при электронно-лучевой бестигельной зонной плавке монокристалла кремния в условиях микрогравитации // Тези доповіді Другої Української конференції з перспективних космічних досліджень.—Кацівелі: НКАУ.—2002.—С.115.
- 47.Ранцевич В.Б. Радиационная, яркостная и цветовая температура с учётом отражённого фонового излучения и других факторов при измерениях и градуировке пирометров // Метрология.—1983.—№3.
- 48.Вавилов В.С., Гиниус А.Г., Горшков М.М. // Журнал технической физики.—1958.—т.28, №2.—С.254.
- 49.Порєв В.А. Компенсація впливу ілюмінатора на результати контролю температурного поля зони плавки кремнію // Наукові вісті НТУУ “КПІ”.—2002—№ 5—С.114-117.
- 50.Гордов А.Н. Основы пирометрии.—М.: Металлургия, 1971.— 448 с.
- 51.Порєв Г.В. Підвищення точності телевізійних засобів вимірювання температури поверхні зони плавки // Методи та прилади контролю якості.—2002.—№9.—С.39-41.
- 52.Теория оптических систем. Учебник для вузов / Б.Н. Бегунов и др.—М.: Машиностроение, 1981.—432 с.
- 53.Порєв В.А., Порєв Г.В., Тавальбех Ф.М. Визначення ефективної довжини хвилі телевізійних засобів контролю температурних полів // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.—1998.—№ 2.—С.168-170.

54. Порєв В.А., Кулікова О.В. До питання про вимірювання температури стрижня, оточеного яскравим джерелом випромінювання кільцеподібної форми // Наукові вісті НТУУ "КПІ".—1998.—№ 3.—С.122-124.
55. Порєв Г.В. Программное обеспечение телевизионной пирометрии электронно-лучевой зонной плавки // Тези доповіді конференції "Приладобудування 2002".—Київ: НТУУ "КПІ".—2002.—С.126-127.
56. Казанцев Е.И. Промышленные печи.—М.: Металлургия, 1975.—368 с.
57. Порєв Г.В., Тавальбех Ф.М., Порєв В.А. Експериментальне дослідження діапазону лінійності телевізійних засобів контролю // Наукові вісті НТУУ "КПІ".—1999, №1.—С.127-131.
58. Патент 38844А, Україна, МКИ G01J3/00. Спосіб компенсації впливу випромінювання сторонніх джерел / В.А. Порєв, Г.В. Порєв (Україна); НТУУ "КПІ"—№2000116167; заявл. 01.11.2000, опубл. 15.05.2001, Бюл.№4.
59. Телешов Г.В. Погрешность определения линейных размеров в системах обработки изображения на фоточувствительных приборах с зарядовой связью // Изв. вузов. Приборостроение.—1995.—№11-12, Т.38—С.44-46.
60. Пресс Ф.П. Фоточувствительные приборы с зарядовой связью.—М.: Радио и связь, 1991. -136с.
61. Брацлавец П.Ф., Росселевич И.А., Хромов Л.И. Космическое телевидение.—М.:Связь, 1973.-271с.
62. Русинов Е.М. Потенциальная точность телевизионного метода измерений при фильтрации флуктуационной помехи // Измерительная техника.—2001.—№7.—С.28-31.
63. Порєв Г.В. Телевізійні засоби вимірювання електронно-променевої безтигельної зонної плавки // Тези доповіді конференції "Приладобудування 2003".—Київ: НТУУ "КПІ".—2003.
64. Порєв Г.В., Кісіль Р.І. Вимірювання геометричних розмірів обертової краплі за допомогою телевізійної системи контролю // Методи та прилади контролю якості.—2000.—№ 5—С.87-91.

65. Порев В.А., Порев Г.В., Кісіль Р.І. Виділення контурів зображень складної форми методом радіальної розгортки // Методи та прилади контролю якості.—2000.—№6—С.32-36.
66. Порев В.А., Порев Г.В., Кісіль Р.І. Імовірносний підхід до визначення роздільної здатності телевізійних засобів контролю // Методи та прилади контролю якості.—2002.—№8.—С.40-43.
67. Журович К.А., Кириллов В.П., Михайлов Ю.А. и др. Метод измерения амплитудной характеристики устройства регистрации изображения на основе ПЗС-матрицы // Приборы и техника эксперимента.—2001.—№5.—С.113-116.
68. ГОСТ 9411-75 : Стекло оптическое цветное.—М.: Издательство стандартов, 1976.—50 с.
69. ГОСТ 14008—82 : Лампы температурные образцовые.—М.: Издательство стандартов, 1982.—8 с.
70. Мальцев Г.Н. Оценка качества оптических изображений со спекл-структурой по методу порогового контраста // Оптический журнал.—2000.—Том.67, №2.—С.30-35.
71. Allen F.G. Emissivity at 0.65 Micron of Silicon and Germanium at High Temperatures // Journal of Applied Optics.—1957.—№ 12.— P. 1510-1511.
72. Осовский М.И., Фалькович Э.С. Влияние градиента температуры на образование микродефектов при выращивании монокристаллов кремния // Неорганические материалы.—1983.—Том.19, №3.—С.476-477.
73. Гуревич М.М., Фотометрия (теория, методы и приборы).—Л.: Энергоатомиздат, 1983.— 273 с.
74. Примисский В.Ф., Бойко И.В. Анализ адекватности телевизионных средств требованиям контроля параметров зонной плавки. // Тезисы доклада конференции "Современные методы и средства НК и ТД".—Ялта: УИЦ.—2003.—С.178-179.
75. Шендеревич И.Л. Автоматическое управление бестигельной зонной плавкой полупроводников.—М.: Цветметинформация, 1970.— 65 с.

76. Keller W., Stut H. Gesichtspunkte bei der Entwicklung von Zonenziehenanlagen zur Herstellung von Halbleiter-Silicium // Feinwerttechnik.—1971.—№5.—p.207-209.
77. Старченко А.Н. Контактнo-дистанционный метод контроля температуры расплава // Оптический журнал.—2002.—Т.69, №2.—С.60-64.

ДОДАТКИ

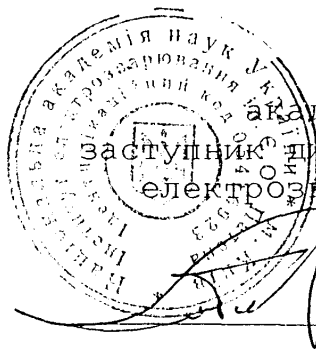
ДОДАТОК А

АКТИ ВПРОВАДЖЕННЯ

ЗАТВЕРДЖУЮ
член-кор. НАН України,
проректор НТУУ "КПІ"



М.Ю. Ільченко



ЗАТВЕРДЖУЮ
академік НАН України,
заступник директора Інституту
електрозварювання ім. Є.О.
Патона,

Л.М. Лобанов

АКТ

про впровадження завершеної
науково-дослідної роботи

Ми, нижчепідписані, представники приладобудівного факультету Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут" : декан, д.т.н., проф. Тимчик Г.С., науковий керівник НДР № 1992, д.т.н., с.н.с. Порєв В.А. з одного боку, та представники Інституту електрозварювання ім. Є.О. Патона : зав. лабораторією, д.т.н. Асніс Ю.А., к.т.н., с.н.с. Заболотін С.П. з другого боку склали цього акту в тому, що у відповідності з угодою № 1992 від 20.06.2001 р. на приладобудівному факультеті НТУУ "КПІ" виконана науково-дослідна робота "Розробка методу експериментального дослідження температурного поля на поверхні монокристалу кремнію".


В ході виконання роботи :

- Розроблена математична модель поля яскравості зони плавки кремнію з врахуванням перевідбиття випромінювання.
- Розроблено метод та програмне забезпечення для вимірювання температури при наявності перевідбиття випромінювання.
- Отримано нові експериментальні дані про характер формування поля яскравості зони плавки кремнію.

Основу виконаних робіт складають результати наукових досліджень Порєва Г.В.

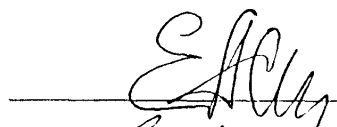

Від приладобудівного факультету
НТУУ "КПІ"

Від Інституту електрозварювання
ім. Є.О. Патона




Г.С. Тимчик

В.А. Порєв

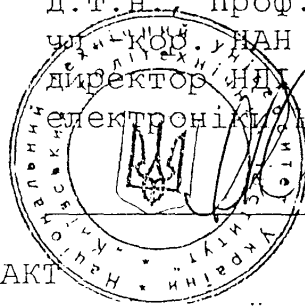
Ю.А. Асніс

С.П. Заболотін

ЗАТВЕРДЖУЮ

д.т.н., проф.,

чл. КОС. УНАН України,

директор НДІ прикладної
електроніки НТУУ "КПІ"

Ю.І. Якименко

02.09.03

АКТ

про використання матеріалів кандидатської дисертації Порєва Геннадія Володимировича "Вдосконалення методів і засобів вимірювання параметрів електронно-променевої безтигельної зонної плавки"

Комісія у складі заступника директора НДІ прикладної електроніки НТУУ "КПІ", к.т.н. Богдана О.В. (Голова комісії), відповідального виконавця НДР № 2453 "Теорія процесу формування поля яскравості зони плавки кремнію (електронно-променева безтигельна зонна плавка)", НДР № 2551 "Наукові основи та методологія комплексного контролю і комп'ютеризованого керування в електронно-променевої технології безтигельної плавки", к.т.н. с.н.с. Згуровського Г.М., пров. інж. Бойка І.В. встановила, що матеріали кандидатської дисертації Порєва Г.В. "Вдосконалення методів і засобів вимірювання параметрів електронно-променевої безтигельної зонної плавки" використовувались при:

- виконанні НДР № 2453 (методика, програмне забезпечення та результати експериментального дослідження поля яскравості в твердій та рідкій фазах, заключний звіт по НДР № 2453, 2001 рік, № держреєстрації 0100U000625).
- виконанні НДР № 2551 (аналіз шляхів підвищення точності вимірювання параметрів зони розплаву; метод виділення контуру зображення, який забезпечує підвищення точності вимірювання висоти зони розплаву; методика дослідження похибки визначення ефективної довжини хвилі, яка враховує особливості світлосигнальної характеристики телевізійних засобів вимірювання; методика та пристрій для експериментального визначення нижньої межі діапазону температур, які можуть бути виміряні за допомогою телевізійних засобів вимірювання; методика оцінки перевищення температури поверхні рідкої фази над температурою плавлення кремнію, заключний звіт по НДР № 2551, 2003 рік, № держреєстрації 0102U002215).

О.В. Богдан

Г.М. Згуровський

І.В. Бойко

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи
Національного технічного
університету України "Київський
політехнічний інститут"
Іл.-кор. НАН України

М.Ю. Ільченко

2003 р.

АКТ

про використання матеріалів кандидатської дисертаційної роботи Порєва Г.В. в
навчальному процесі

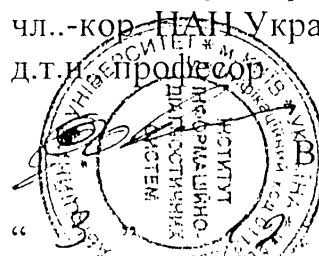
Згідно з навчальним планом спеціальності 7.090902 „Наукові, аналітичні та екологічні прилади і системи” на кафедрі наукових, аналітичних та екологічних приладів і систем НТУУ ”КПІ” викладається навчальна дисципліна „Телевізійні наукові та технологічні прилади і системи”, при розробці лабораторних занять до якої використані матеріали дисертаційних досліджень Порєва Г.В.:

1. Методика, пристрій та програмне забезпечення для визначення ефективної довжини хвилі телевізійних засобів вимірювання (Розділ 7.3. „Телевізійні системи вимірювання амплітудних параметрів”).
2. Методика експериментального дослідження нерівномірності чутливості телевізійних засобів вимірювання (Розділ 7.1. „Телевізійні системи прикладного призначення”).

Зав. кафедрою
наукових, аналітичних та екологічних
приладів і систем
д.т.н., проф.

Довгий С.О.

ЗАТВЕРДЖУЮ
 Директор інституту
 інформаційно-діагностичних
 систем Національного
 авіаційного університету
 чл.-кор. НАН України,
 д.т.н. професор



В.П.Бабак

2003 р.

АКТ

про використання в навчальному процесі НАУ матеріалів дисертаційної роботи Порєва Г.В. “Вдосконалення методів і засобів вимірювання параметрів електронно-променевої безтигельної зонної плавки”

В 2003р. робоча навчальна програма дисципліни "Основи телебачення" для спеціальностей 7.090703 — „Апаратура радіозв’язку, радіомовлення і телебачення” та 8.090702 — „Радіоелектронні пристрої, системи та комплекси” доповнена новими лабораторними заняттями, при підготовці яких використані, з дозволу автора, наступні матеріали дисертаційних досліджень Порєва Г.В.:

1. Методика та програмне забезпечення для дослідження розподілу яскравості по поверхні об’єкту (п.2.2.2., Робочої навчальної програми, лабораторне заняття „Спряження телевізійної системи з комп’ютером”).)

2. Методика визначення ефективної довжини хвилі телевізійних засобів вимірювання, методика оцінки похибок вимірювання умовних температур (п.2.2.2.3, Робочої навчальної програми, лабораторне заняття “Вимірювання амплітудних параметрів телевізійного зображення”).)

Декан факультету
 інформаційних технологій
 к.т.н., доц.

Ю.В. Куц

ДОДАТОК Б

ЛІСТІНГ ПРОГРАМНОГО ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ

```
unit u_meas;
interface
uses
  Windows, Messages, SysUtils, Classes, Graphics,
  Controls, Forms, Dialogs,
  ComCtrls, StdCtrls, ExtCtrls, Spin, Buttons, us_math,
  MMSystem, u_graph;
const PointHistory = 10;
type
  TFMEAS = class(TForm)
    stA: TStaticText;
    cbGRAPHSRC: TComboBox;
    pcMEAS: TPageControl;
    tsPOINT: TTabSheet;
    gbPMEAS: TGroupBox;
    stSINGLE: TStaticText;
    gbSINTEMP: TGroupBox;
    bASSUME: TButton;
    stTEMPER: TStaticText;
    eTEMP: TEdit;
    eLAMB: TEdit;
    sePDYNC: TSpinEdit;
    tsLINE: TTabSheet;
    tsRECT: TTabSheet;
    GroupBox1: TGroupBox;
    bASSUMEL: TButton;
    stTEMPERL: TStaticText;
```

```
eETEMPL: TEdit;
eLAMBL: TEdit;
stLineLen: TStaticText;
cbPointDUMP: TCheckBox;
ePointLOG: TEdit;
bCalibrate: TButton;
pMeasManager: TPageControl;
tsIEW: TTabSheet;
gbLineCPLX: TGroupBox;
stELV: TStaticText;
tbE_LEVEL: TTrackBar;
cbEnableHTL: TCheckBox;
cbHTLLog: TCheckBox;
eHTLLogFN: TEdit;
tsVANIL: TTabSheet;
gbTrace: TGroupBox;
shSTATE: TShape;
cbEnableBT: TCheckBox;
mBT_LOG: TMemo;
cbRunMS: TCheckBox;
stL1: TStaticText;
tbS_LEN: TTrackBar;
stL2: TStaticText;
tbS_LEVEL: TTrackBar;
stSL: TStaticText;
stSLV: TStaticText;
pMeasManager2: TPageControl;
tsIEW2: TTabSheet;
tsVANIL2: TTabSheet;
gbSensor: TGroupBox;
```

```
stMS1: TStaticText;
pbKFrames: TProgressBar;
bREDO: TButton;
mMS_LOG: TMemo;
tbMM4: TTrackBar;
stMM4: TStaticText;
mFIN_LOG: TMemo;
eFIN_Comment: TEdit;
cbLightOFF: TCheckBox;
gbHeightControl: TGroupBox;
stHC1: TStaticText;
tbHC_SLen: TTrackBar;
stHC_Slen: TStaticText;
stHC_Level: TStaticText;
tbHC_Level: TTrackBar;
stHC2: TStaticText;
cbEnableHC: TCheckBox;
stHC3: TStaticText;
tbHC_Approx: TTrackBar;
stHC_Approx: TStaticText;
pcMeasManager2: TPageControl;
tsIEW3: TTabSheet;
tsVANIL3: TTabSheet;
CheckBox2: TCheckBox;
bFixPnt: TButton;
gbSignCal: TGroupBox;
bAsBasis: TButton;
stBasis: TStaticText;
bAsCurr: TButton;
stCurr: TStaticText;
```

```

cbCalEn: TCheckBox;
stHeightVal: TStaticText;
procedure bASSUMEClick(Sender: TObject);
procedure FormCreate(Sender: TObject);
procedure sePDYNCChange(Sender: TObject);
procedure bASSUMELClick(Sender: TObject);
procedure tbS_LENChange(Sender: TObject);
procedure bREDOClick(Sender: TObject);
procedure tbMM4Change(Sender: TObject);
procedure mFIN_LOGDb1Click(Sender: TObject);
procedure bCalibrateClick(Sender: TObject);
procedure tbHC_SLenChange(Sender: TObject);
procedure bFixPntClick(Sender: TObject);
procedure bAsBasisClick(Sender: TObject);
private
{ Private declarations }
public
{ Public declarations }
ConstB,Lambda : Single;
ConstBL,LambdaL : Single;
function Temperature(SVal : Single;Liquid : Boolean) :
Single;
procedure DropAlgorythms(Single,Line,Rect : Boolean);
procedure FrameTicker;
procedure Ticker_POINT;
procedure Ticker_LINE;
procedure Ticker_RECTANGLE;
end;
TYPE TBT_State = (bsUnknown,bsOk,bsError);
var

```

```

FMEAS: TFMEAS;
{Calibraion variables}
PPMX,PPMY : Single;
Calibrated : Boolean;
{Temperature variables}
TEMPASSUMED : Boolean;
TEMPASSUMEDL : Boolean;
TK,TKL : Single;
{HTL global variables}
HTL_HMarks : TGMarks;
Temp2D : T2DData;
{BT global variables}
ControlP : TMVPoint;
SigmIFound : Boolean;
BT_State : TBT_State;
StateCTR : Byte;
XPos : Integer;
{MS global variables}
MS_ENABLED,
MS_FINISHED : Boolean;
MS_PHASE : Byte;
MS_BFRAME : TMVRect;
MS_KFCCount : Cardinal;
MS_DELTAS : TMVPoint;
{FixPoint variables}
FixPoint : Boolean = False;
VDiff : Integer;
{Signal Calibration}
SBasis,
SCurrent,

```

```

GlobalAdj : TDataType;
implementation
{$R *.DFM}
uses u_frame,u_framectl,us_statflags, u_calibrate, math;
CONST BT_Sigmas = 3;
    BT_TrustLevel = 2;
    MS_Sigmas = 3;
    MS_KFrames = 32;
    LogDecimals = 3;
var D2D_PD : T2DData; // point dynamix 2D data
    SCACHE : AnsiString;
function GetLineLength(Scene : TScene;PPMX,PPMY : Single)
: Single;
begin
    Result:=sqrt(sqr((Scene.LineBX-
Scene.LineEX)/PPMX)+sqr((Scene.LineBY-
Scene.LineEY)/PPMY));
end;
function TFMEAS.Temperature;
begin
    if SVal<>0 then
        begin
            if Liquid then Result:=14400/(LambdaL*(ConstBL-
ln(SVal)))
            else Result:=14400/(Lambda*(ConstB-ln(SVal)));
        end
    else Result:=0;
end;
procedure TFMEAS.DropAlgorithms;
begin

```

```

if Line then
begin
{BT drop}
SigmIFound:=False;
BT_State:=bsUnknown;
end;

if Rect then
begin
{MS drop}
MS_PHASE:=0;
MS_KFCount:=0;
MS_FINISHED:=False;
MS_ENABLED:=False;
end;
end;

procedure TFMEAS.FrameTicker;
VAR D2D : T2DData;
    i : Cardinal;
    PDynF : System.Text;
    PLogS,A : AnsiString;
begin
Ticker_POINT;
Ticker_LINE;
Ticker_RECTANGLE;
{*-----*}
{*GRAPHICS ROUTINES*}
{*-----*}
{Send Graph Data to GRAPH unit}
case cbGRAPHSRC.ItemIndex of
0 : ; // <NONE>

```



```

1 : if Length(RLine)>0 then // single line signals
begin
SetLength(D2D,Length(RLine));
for i:=0 to Length(RLine)-1 do D2D[i]:=RLine[i].Medium;
FGRAPH.Draw2D(D2D,0,0,$FF,nil,nil);
end;
2 : if Length(D2D_PD)>0 then // point dynamix
begin
FGRAPH.Draw2D(D2D_PD,0,0,$FF,nil,nil);
end;
3 : if (Length(RLine)>0) and (cbEnableHTL.Checked) then
// line with HTL
begin

FGRAPH.Draw2D(Temp2D,0,Temperature(1,False),Temperature($
FF,True),nil,@HTL_HMarks);
end;
end;
{*-----*}
{*LOGGING ROUTINES*}
{*-----*}
{Dump point dynamix}
if cbPointDUMP.Checked then
begin
AssignFile(PDynF,ePointLOG.Text);
if FileExists(ePointLOG.Text) then Append(PDynF)
else Rewrite(PDynF);
PLogS:=DateTimeToStr(Now)+' : ';
if MAXFRAME<>-1 then
PLogS:=PLogS+IntToStr(FFrameCtl.seFRAMEIDX.Value)+' : ';

```

```

Str(RPoint.Medium : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
Str(RPoint.MQD : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
Str(RPoint.MQD_M : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
if TEMPASSUMED then
begin
Str(TK : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
Str(TK-273.16 : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
end;
if TEMPASSUMEDL then
begin
Str(TKL : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
Str(TKL-273.16 : 1 : LogDecimals,A);
PLogS:=PLogS+A+' : ';
end;
Writeln(PDynF,PLogS);
CloseFile(PDynF);
end;
end;
procedure TFMEAS.Ticker_POINT;
VAR Meds,Mqds,Mqdms,SK,SC : AnsiString;
    i : Cardinal;
begin
    {UPDATE CALCULATION}
    UpdateCalc(RPoint);

```

```

{shift point dynamix}
if Length(D2D_PD)>0 then
begin
for i:=Length(D2D_PD)-1 downto 1 do D2D_PD[i]:=D2D_PD[i-
1];
D2D_PD[0]:=RPoint.Medium;
end;
Str(RPoint.Medium : 1 : 2,Meds);
Str(RPoint.MQD : 1 : 2,Mqds);
Str(RPoint.MQD_M : 1 : 2,Mqdms);
stSINGLE.Caption:=Meds+' : '+Mqds+' : '+Mqdms;
if TempAssumed then
begin
TK:=Temperature(RPoint.Medium,False);
Str(TK : 4 : 2,SK);
Str(TK-273.16 : 4 : 2,SC);
stTEMPER.Caption:='> '+SK+' K , '+SC+' C';
end;
if TempAssumedL then
begin
TKL:=Temperature(RPoint.Medium,True);
Str(TKL : 4 : 2,SK);
Str(TKL-273.16 : 4 : 2,SC);
stTEMPERL.Caption:='> '+SK+' K , '+SC+' C';
end;
{*****}
{MAKE FIXPOINT ALGORythM -----}
{*****}
if (FFrame.Scene.SingleX<>-1) and
(FFrame.Scene.SingleY<>-1) and

```

```

(FFrame.Scene.RectDOWNBORDER<>-1) and
(FixPoint) then
BEGIN
FFrame.Scene.SingleY:=FFrame.Scene.RectDOWNBORDER-VDiff;
END;
{*****}
{DONE FIXPOINT ALGORythM -----}
{*****}
end;
function NormalizeMarks(VAR MA : TMarksArray) : Integer;
VAR i,k,
    BlankStart,
    mMedAcc,
    mMedCtr,
    mMed : Integer;
    mSigmAcc : single;
    mSigm : single;
    BlankFlag : Boolean;
    sstep : single;
begin
    {checkout Marks DISTORTION - UP BORDER}
    {1. Determine MEDIUM}
    mMedAcc:=0;
    mMedCtr:=0;
    for i:=0 to Length(MA)-1 do
    if MA[i]<>-1 then
    begin
    inc(mMedAcc,MA[i]);
    inc(mMedCtr);
    end;
end;

```

```

if mMedCtr>0 then
begin
mMed:=mMedAcc div mMedCtr;
{2. Determine SIGMA}
mSigmAcc:=0;
for i:=0 to Length(MA)-1 do
if MA[i]<>-1 then mSigmAcc:=mSigmAcc+sqr(MA[i]-mMed);
mSigm:=sqrt(mSigmAcc/mMedCtr);
{3. Delete erroneous Marks}
for i:=0 to Length(MA)-1 do
if MA[i]<>-1 then
if abs(MA[i]-mMed)>FMeas.tbHC_Approx.Position*mSigm then
MA[i]:=-1;
{4. Recreate marks solidity}
BlankStart:=-1;
for i:=0 to Length(MA)-1 do
begin
BlankFlag:=MA[i]=-1;
if (BlankFlag and (BlankStart=-1)) then
begin
{blank space begins}
BlankStart:=i;
end;
if (BlankStart<>-1) and (not BlankFlag) then
begin
{process blank}
sstep:=(MA[i]-MA[BlankStart])/(i-BlankStart);
for k:=BlankStart to i do
MA[i]:=Round(MA[BlankStart]+sstep*(k-BlankStart));
{process blank ends}

```

```

BlankStart:=-1;
end;
end;
{5.Recalculate medium}
mMedAcc:=0;
mMedCtr:=0;
for i:=0 to Length(MA)-1 do
if MA[i]<>-1 then
begin
inc(mMedAcc,MA[i]);
inc(mMedCtr);
end;
mMed:=mMedAcc div mMedCtr;
Result:=mMed;
end
else Result:=0;
end;
procedure TFMEAS.Ticker_LINE;
var i,p,x : Integer;
RevLine : TMVLine;
lFlag : Boolean;
sl,maxd,maxd2 : Single;
m : array [0..1] of Integer;
HTLL : System.Text;
{bt variables}
BTCondition : Boolean;
S,s2 : AnsiString;
begin
{UPDATE CALCULATION}
if (Length(RLine)>0) then

```

```

for i:=0 to Length(RLine)-1 do UpdateCalc(RLine[i]);
{Show length}
if Calibrated then
begin
Str(GetLineLength(FFrame.Scene, PPMX, PPMY) : 1 : 2, s);
stLineLen.Caption:=IntToStr(Length(RLine))+ '          ('+s+'
mm) ' ;
end
else stLineLen.Caption:=IntToStr(Length(RLine));
{*****}
{MAKE HTL ALGORYTHM -----}
{*****}
if (Length(RLine)>0) and
(UpdateCalc(RLine[0])) and
(cbEnableHTL.Checked) then
begin
{determine positions}
SetLength(RevLine, Length(RLine));
for      i:=0      to      Length(RLine)-1      do
move(RLine[i], RevLine[(Length(RLine)-1)-
i], SizeOf(TMVPoint));

m[0]:=RunSMarker(RLine, tbS_LEN.Position, tbS_LEVEL.Position, dAhead);
m[1]:=Length(RLine)-1-
RunSMarker(RevLine, tbS_LEN.Position, tbS_LEVEL.Position, dAhead);

SetLength(RevLine, 0);
{finding extremums}
sl:=tbE_LEVEL.Position;

```

```

for i:=0 to 1 do
begin
{0 - beginning marks}
{1 - ending marks}
if m[i]>1 then
for x:=0 to 1 do
begin
{0 - look rear}
{1 - look forward}
p:=Round(m[i]);
repeat
maxd:=abs(RLine[p].Medium-RLine[p-1].Medium);
maxd2:=abs(RLine[p].Medium-RLine[p+2].Medium);
if maxd2>maxd then maxd:=maxd2;
lflag:=
(maxd>=sl) and
((RLine[p].Medium > RLine[p+1].Medium) and
(RLine[p].Medium > RLine[p-1].Medium) ) or
((RLine[p].Medium < RLine[p+1].Medium) and
(RLine[p].Medium < RLine[p-1].Medium) );
case x of
0 : dec(p);
1 : inc(p);
end;
until lflag or (p>=Length(RLine)+1) or (p<=1);
if lflag then
case i of
0 : case x of
0 : HTL_HMarks[0]:=p;
1 : HTL_HMarks[1]:=p;

```



```

end;
1 : case x of
0 : HTL_HMarks[2]:=p;
1 : HTL_HMarks[3]:=p;
end;
end;
end;
end;
end;
{arrange into temperature}
SetLength(Temp2D,Length(RLine));
if cbHTLLog.Checked then
begin

AssignFile(HTLL,eHTLLogFN.Text+IntToStr(FFrameCtl.seFRAME
IDX.Value));
Rewrite(HTLL);
end;
for i:=0 to Length(Temp2D)-1 do
begin
Temp2D[i]:=0;
if (i>0) and (i<HTL_HMarks[0]) then
Temp2D[i]:=Temperature(RLine[i].Medium,False);
if (i>HTL_HMarks[1]) and (i<HTL_HMarks[2]) then
Temp2D[i]:=Temperature(RLine[i].Medium,True);
if (i>HTL_HMarks[3]) and (i<Length(Temp2D)) then
Temp2D[i]:=Temperature(RLine[i].Medium,False);
if cbHTLLog.Checked then Writeln(HTLL,RLine[i].Medium :
3 : 2,' : ',Temp2D[i]);
end;
if cbHTLLog.Checked then CloseFile(HTLL);

```

```

end;
{*****}
{DONE HTL ALGORYTHM -----}
{*****}
{*****}
{MAKE BT ALGORYTHM -----}
{*****}
if (Length(RLine)>0) and
(UpdateCalc(RLine[0])) and
(cbEnableBT.Checked) then
begin
{Find X-Point and its sigma}
if not SigmIFound then
begin

XPos:=RunSMarker(RLine,tbS_LEN.Position,tbS_LEVEL.Position,
dBoth);
if (XPos<>-1) then
begin
move(RLine[XPos],ControlP,SizeOf(TMVPoint));
SigmIFound:=True;
Str(ControlP.Medium : 1 : 2,s);
Str(ControlP.MQD_M : 1 : 2,s2);

mBT_LOG.Lines.Add('#'+IntToStr(XPos)+'=''+s+'^'+IntToStr(B
T_Sigmas)+'*'+s2);
end;
end
else
begin

```

```

{make analysis}

BTCondition:=(GetLevel(lLow,BT_Sigmas,True,ControlP)<=RLine[XPos].Medium) and

(GetLevel(lHigh,BT_Sigmas,True,ControlP)>=RLine[XPos].Medium);
case BT_State of
bsUnknown : begin
if BTCondition then
begin
{proceed}
if StateCTR<BT_TrustLevel then inc(StateCTR)
else
begin
BT_State:=bsOk;
StateCTR:=0;
end;
end
else
begin
StateCTR:=0;
Str(RLine[XPos].Medium : 1 : 1,s);
mBT_LOG.Lines.Add('range : '+s);
SigmIFound:=False;
end;
end;
bsOk : begin
if not BTCondition then
begin

```

```

inc(StateCTR);
if StateCTR=BT_TrustLevel then
begin
BT_State:=bsError;
StateCTR:=0;
end;
end;
end;
bsError : begin
DropAlgorithms(False,True,False);
end;
end;
end; {SigmIFound}
{draw BT state}
with shSTATE do
case BT_State of
bsUnknown : Brush.Color:=clGray;
bsOk : begin
Brush.Color:=clGreen;
if (not MS_ENABLED) and (not MS_FINISHED) and
(cbRunMS.Checked) then
begin
{start algorithm first time}
if (pcMEAS.ActivePageIndex=1) then
pcMEAS.ActivePageIndex:=2;
with pbKFrames do
begin
Position:=0;
Max:=tbMM4.Position;
end;

```

```

MS_ENABLED:=True;
MS_KFCount:=0;
MS_PHASE:=0;
tbMM4.Enabled:=false;
PlaySound('ok.wav',0,SND_ASYNC or SND_FILENAME or
SND_NOWAIT);
end;
end;
bsError : begin
if (MS_ENABLED) and (cbRUNMS.Checked) and
(pcMEAS.ActivePageIndex=2) then
pcMEAS.ActivePageIndex:=1;
Brush.Color:=clRed;
DropAlgorithms(False,False,True);
PlaySound('error.wav',0,SND_ASYNC or SND_FILENAME or
SND_NOWAIT);
end;
end;
end;
{*****}
{DONE BT ALGORITHM -----}
{*****}
end;
procedure TFMEAS.Ticker_RECTANGLE;
var i,j,halfw : Cardinal;
v,k : Integer;
CSign : Single;
SumLeft,
SumRight : Single;
S1,S2 : AnsiString;

```

```

QNTY : Single;
MedACC : Single;
Med : Single;
SACC : Single;
SVal : Single;
PLogS,A : AnsiString;
REVLine : TMVLine;
begin
  {UPDATE CALCULATION}
  if (Length(RRect)>0) then
    for i:=0 to Length(RRect)-1 do
      for      j:=0      to      Length(RRect[i])-1      do
UpdateCalc(RRect[i][j]);
  {*****}
  {MAKE MS ALGORYTHM -----}
  {*****}
  if (MS_ENABLED) and
    (UpdateCalc(RRect[0][0])) and
    (Length(RRect)>0) then
    begin
    case MS_PHASE of
    0 : begin
      {collect BASIC frame}
      SetLength(MS_BFRAME,Length(RRect));
      for i:=0 to Length(MS_BFRAME)-1 do
        begin
          SetLength(MS_BFRAME[i],Length(RRect[i]));
          for j:=0 to Length(MS_BFRAME[i])-1 do
            move(RRect[i][j],MS_BFRAME[i][j],SizeOf(TMVPoint));
          end;

```

```

InitMPoint (MS_DELTAS, tbMM4.Position);
inc (MS_PHASE);
end;

1 : begin
{make general measurement}
SumLeft:=0;
SumRight:=0;
halfw:=Length(RRect) div 2;
FFrame.Scene.RectMidLine:=halfw;
for i:=0 to Length(RRect)-1 do
for j:=0 to Length(RRect[i])-1 do
begin
{make current signal}
if
(RRect[i][j].Medium>=GetLevel (lLow,MS_Sigmas,True,MS_BFRAME[i][j])) and
(RRect[i][j].Medium<=GetLevel (lHigh,MS_Sigmas,True,MS_BFRAME[i][j])) then CSign:=MS_BFRAME[i][j].Medium
else CSign:=RRect[i][j].Medium;
if (i<halfw) then SumLeft:=SumLeft+CSign
else SumRight:=SumRight+CSign;
end;
UploadValue (MS_DELTAS,SumLeft-SumRight,1);
inc (MS_KFCCount);
pbKFrames.Position:=MS_KFCCount;
if MS_KFCCount=Cardinal (tbMM4.Position) then MS_PHASE:=2;
end;

2 : begin
{compute result}

```

```

if UpdateCalc(MS_DELTAS) then
begin
Str(MS_DELTAS.Medium : 1 : 2,S1);
Str(MS_DELTAS.MQD_M : 1 : 2,S2);
SCACHE:=S1+' : '+S2;
mMS_LOG.Lines.Add(SCACHE);
MS_ENABLED:=False;
MS_FINISHED:=True;
tbMM4.Enabled:=True;
PlaySound('ready.wav',0,SND_ASYNC or SND_FILENAME or
SND_NOWAIT);
for i:=0 to Length(MS_BFRAME)-1 do
SetLength(MS_BFRAME[i],0);
SetLength(MS_BFRAME,0);
end;
end;
end;
end;
{*****}
{DONE MS ALGORYTHM -----}
{*****}
{*****}
{MAKE LIGHTOFF ALGORYTHM -----}
{*****}
if (Length(RRect)>0) and
(cbLightOFF.Checked) then
begin
QNTY:=Length(RRect)*Length(RRect[0]);
MedACC:=0;
for i:=0 to Length(RRect)-1 do

```



```

for      j:=0      to      Length(RRect[i])-1      do
MedACC:=MedACC+RRect[i][j].Medium;
Med:=MedACC/(QNTY);
SACC:=0;
for i:=0 to Length(RRect)-1 do
for j:=0 to Length(RRect[i])-1 do SACC:=SACC+sqr(Med-
RRect[i][j].Medium);
SVal:=sqrt(SACC/(QNTY*(QNTY-1)));
PLogS:='';
Str(RPoint.Medium : 1 : 5,A);
PLogS:=PLogS+A+':';
Str(RPoint.MQD : 1 : 5,A);
PLogS:=PLogS+A+':';
Str(RPoint.MQD_M : 1 : 5,A);
PLogS:=PLogS+A+' <-> ';
Str(Med : 1 : 10,A);
PLogS:=PLogS+A+':';
Str(SVal : 1 : 10,A);
PLogS:=PLogS+A;
mFIN_LOG.Lines.Add(PLogS);
end;
{*****}
{DONE LIGHTOFF ALGORYTHM -----}
{*****}
{*****}
{MAKE HEIGHT CONTROL ALGORYTHM -----}
{*****}
if (Length(RRect)>0) and
(cbEnableHC.Checked) then
begin

```

```

SetLength(FFrame.Scene.UpMarks, Length(RRect));
SetLength(FFrame.Scene.DownMarks, Length(RRect));
SetLength(REVLine, Length(RRect[0]));
for i:=0 to Length(RRect)-1 do
begin

v:=RunSMarker(RRect[i], tbHC_SLen.Position, tbHC_Level.Position, dAhead);
if v<>0 then FFrame.Scene.UpMarks[i]:=v
else FFrame.Scene.UpMarks[i]:=-1;
for k:=0 to Length(RRect[i])-1 do
move(RRect[i][k], REVLine[Length(RRect[i])-k-1], SizeOf(TMVPoint));

v:=RunSMarker(REVLine, tbHC_SLen.Position, tbHC_Level.Position, dAhead);
if v<>0 then
FFrame.Scene.DownMarks[i]:=Length(RRect[i])-v
else FFrame.Scene.DownMarks[i]:=-1;
with FFrame.Scene do
begin
RectUPBORDER:=NormalizeMarks(UpMarks);
RectDOWNBORDER:=NormalizeMarks(DownMarks);
A:=IntToStr(RectDOWNBORDER-RectUPBORDER);
if Calibrated then
begin
Str(((RectDOWNBORDER-RectUPBORDER)/PPMY) : 1 : 2, S1);
A:=A+' ('+S1+' mm)';
end;
stHeightVal.Caption:=A;

```

```

end;
end;
end;
{*****}
{DONE HEIGHT CONTROL ALGORYTHM -----}
{*****}
end;
procedure TFMEAS.bASSUMEClick(Sender: TObject);
VAR VVal,E_Temp : Single;
    I : Integer;
begin
    Val(eETEMP.Text,VVal,i);
    if i=0 then E_Temp:=VVal
    else E_Temp:=1685;
    Val(eLAMB.Text,VVal,i);
    if i=0 then Lambda:=VVal
    else Lambda:=1;
    ConstB:=ln(RPoint.Medium*exp(14400/(E_Temp*Lambda)));
    TempAssumed:=true;
    cbEnableHTL.Enabled:=TempAssumed and TempAssumedL;
end;
procedure TFMEAS.bASSUMELClick(Sender: TObject);
VAR VVal,E_Temp : Single;
    I : Integer;
begin
    Val(eETEMPL.Text,VVal,i);
    if i=0 then E_Temp:=VVal
    else E_Temp:=1685;
    Val(eLAMBL.Text,VVal,i);
    if i=0 then LambdaL:=VVal

```

```

else LambdaL:=1;
ConstBL:=ln(RPoint.Medium*exp(14400/(E_Temp*LambdaL)));
TempAssumedL:=true;
cbEnableHTL.Enabled:=TempAssumed and TempAssumedL;
end;
procedure TFMEAS.FormCreate(Sender: TObject);
begin
  cbGRAPHSRC.ItemIndex:=0;
  tbMM4.Max:=MS_KFrames;
  pcMEAS.ActivePageIndex:=0;
  pMeasManager.ActivePageIndex:=0;
  pMeasManager2.ActivePageIndex:=0;
end;
procedure TFMEAS.sePDYNCChange(Sender: TObject);
var v,i : Integer;
begin
  Val(sePDYNC.Text,v,i);
  if i=0 then SetLength(D2D_PD,v);
  for i:=0 to Length(D2D_PD)-1 do D2D_PD[i]:=0;
end;
procedure TFMEAS.tbS_LENChange(Sender: TObject);
begin
  stSL.Caption:=IntToStr(tbS_LEN.Position);
  stSLV.Caption:=IntToStr(tbS_LEVEL.Position);
  stELV.Caption:=IntToStr(tbE_LEVEL.Position);
end;
procedure TFMEAS.bREDOClick(Sender: TObject);
begin
  DropAlgorithms(False,False,True);
end;

```

```

procedure TFMEAS.tbMM4Change(Sender: TObject);
begin
  stMM4.Caption:=IntToStr(tbMM4.Position);
end;
procedure TFMEAS.mFIN_LOGdblClick(Sender: TObject);
begin
  mFIN_LOG.Lines.Add(SCACHE+' : '+eFIN_Comment.Text);

mFIN_LOG.Lines.SaveToFile('FinalLog_'+DateToStr(Now)+'.txt');
end;
procedure TFMEAS.bCalibrateClick(Sender: TObject);
begin
  FCalibr.sePixs.Value:=Length(RLine);
  if FCalibr.ShowModal=mrOk then Calibrated:=True;
end;
procedure TFMEAS.tbHC_SlenChange(Sender: TObject);
begin
  stHC_Slen.Caption:=IntToStr(tbHC_Slen.Position);
  stHC_Level.Caption:=IntToStr(tbHC_Level.Position);
  stHC_Approx.Caption:=IntToStr(tbHC_Approx.Position);
end;
procedure TFMEAS.bFixPntClick(Sender: TObject);
begin
  if (FFrame.Scene.SingleX<>-1) and
    (FFrame.Scene.SingleY<>-1) and
    (FFrame.Scene.RectDOWNBORDER<>-1) then
BEGIN
  if not FixPoint then VDiff:=FFrame.Scene.RectDOWNBORDER-
FFrame.Scene.SingleY;

```

```

FixPoint:=not FixPoint;
if FixPoint then bFixPnt.Caption:='Fixed Point ON'
else bFixPnt.Caption:='Fixed Point OFF';
END;
end;
procedure TFMEAS.bAsBasisClick(Sender: TObject);
var i : Integer;
    CV : TDataType;
    a : AnsiString;
begin
    if Length(RLine)>0 then
    begin
        CV:=RLine[0].Medium;
        for      i:=1      to      Length(RLine)-1      do
CV:=min(CV,RLine[i].Medium);
        Str(CV : 1 : 2,a);
        case (Sender as TButton).Tag of
        1 : begin
            stBasis.Caption:=a;
            SBasis:=CV;
            end;
        2 : begin
            stCurr.Caption:=a;
            SCurrent:=CV;
            end;
        end;
    end;
end;
initialization
TempAssumed:=false;

```

```
TempAssumedL:=false;  
SetLength(D2D_PD,PointHistory);  
SigmIFound:=False;  
BT_State:=bsUnknown;  
StateCTR:=0;  
MS_ENABLED:=False;  
MS_FINISHED:=False;  
MS_PHASE:=0;  
MS_KFCount:=0;  
PPMX:=12;  
PPMY:=12;  
Calibrated:=false;  
SCurrent:=-1;  
SBasis:=-1;  
GlobalAdj:=1;  
end.
```