

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
"КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ
СІКОРСЬКОГО"

Приладобудівний факультет

Кафедра наукових, аналітичних та екологічних приладів і систем

"На правах рукопису"
УДК 621.383.51

ДО ЗАХИСТУ ДОПУЩЕНО
В.о. завідувача кафедри
д.т.н., професор Н.М. Защепкіна

_____ 2018 р.

Магістерська дисертація

зі спеціальності 152– Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка

на тему " Вдосконалення імпульсного засобу контролю дефектів пластин кремнію у коронному розряді"

Виконав: студент II курсу, групи ПН-71мп
Швайко Володимир Васильович

(підпис)

Науковий керівник **к.т.н. Божко К.М.**

(підпис)

Рецензент

(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

(підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень з праць інших авторів без відповідних посилань.

Студент _____
(підпис)

Київ – 2018

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Факультет Приладобудівний

Кафедра Наукових, аналітичних та екологічних приладів і систем

Спеціальність 152, Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувача кафедри

_____ Н.М. Защепкіна
(підпис)

«__» грудня 2018 р.

ЗАВДАННЯ

на магістерську дисертацію

студенту Швайку Володимирі Васильовичу

1. Тема дисертації Вдосконалення імпульсного засобу контролю дефектів пластин кремнію у коронному розряді

затверджена наказом по університету від «__» _____ 2018 р. № _____

2. Термін здачі студентом оформленої дисертації «__» _____ 2018 р.

3. Об'єкт дослідження Об'єктом дослідження є процес виявлення та візуалізації дефектів сонячних елементів та їх вплив на експлуатаційні параметри і характеристики фотоелектричних сонячних батарей.

4. Предмет дослідження Предметом дослідження є метод і засіб газорозрядної візуалізації дефектів кремнієвих пластин і сонячних елементів на їх основі в імпульсному коронному розряді.

5. Перелік питань, які мають бути розроблені 5.1. Провести аналіз досліджень в області газорозрядної візуалізації в коронному розряді. 5.2. Дослідити математичну модель коронного розряду в системі вістря-площина. 5.3. Вдосконалити імпульсний засіб контролю дефектів пластин кремнію в коронному розряді шляхом застосування прозорого скляного електроду та оптимізації режиму збудження розряду в режимі обмеженням струму.

6. Перелік публікацій 6.1.Швайко В.В. Лабораторний стенд для збудження і контролю дефектів в коронному розряді /В.В.Швайко В.В., К.М. Божко //Збірник праць 14-ої Всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених у приладобудуванні. – 4-5 грудня 2018 р. – м. Київ. – С. 210-213.
7. Перелік ілюстративного матеріалу 7.1. Структурна схема лабораторного стенду для збудження і контролю дефектів кремнієвих пластин в коронному розряді. 7.2. Схема електрична принципова газорозрядного пристрою

8. Дата видачі завдання «_____» _____ 2018 р.

Науковий керівник _____ К.М. Божко
(підпис)

Завдання прийняв до виконання _____ В.В. Швайко
(підпис)

ANNOTATION

Master's thesis "Improvement of the impulse control device for the defects of silicon plates in corona discharge" framed in the form of an explanatory note containing 86 sheets, 1 tables and 31 illustrations.

The purpose of the study is to reduce the errors of measuring the geometric dimensions of surface defects of conductors and semiconductors with their gas-discharge visualization in a pulsed corona discharge.

The goal is achieved by solving the following scientific problems:

1. Analysis of methods and means of gas-discharge visualization of defects;
2. Improvement of the gas-discharge visualization of defects in the frontal plane on the basis of the use of a solid transparent electrode;
3. Development of a means of television control of defects in the surface of objects from metal or semiconductor materials when excited in a pulsed corona discharge;
4. Experimental verification of the method and means of television control of surface defects in corona discharge.

The results of the research can be used to control the hidden defects of crystalline silicon plates in the production of solar cells.

PHOTOELECTRIC SOLAR ELEMENT, PHOTOELECTRIC SOLAR BATTERY, PULSED CORONA DISCHARGE, GAS DISCHARGE VISUALIZATION.

РЕФЕРАТ

Магістерська дисертація «Вдосконалення імпульсного засобу контролю дефектів пластин кремнію у коронному розряді» оформлена у вигляді пояснювальної записки, що містить 86 аркушів, 1 таблицю та 31 ілюстрацію.

Метою дослідження є зменшення похибок вимірювання геометричних розмірів дефектів поверхні провідників та напівпровідників при їх газорозрядній візуалізації в імпульсному коронному розряді.

Поставлена мета досягається шляхом вирішення таких наукових задач:

1. Аналіз методів та засобів газорозрядної візуалізації дефектів;
2. Вдосконалення засобу газорозрядної візуалізації дефектів у фронтальній площині на основі застосування твердого прозорого електроду;
3. Розробка засобу телевізійного контролю дефектів поверхні об'єктів із металевих або напівпровідникових матеріалів при збудженні їх в імпульсному коронному розряді;
4. Експериментальна перевірка методу та засобу телевізійного контролю поверхневих дефектів у коронному розряді.

Результати досліджень можуть бути використані при контролі прихованих дефектів пластин кристалічного кремнію у виробництві сонячних батарей.

ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ СОНЯЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ, ФОТОЕЛЕКТРИЧНА СОНЯЧНА БАТАРЕЯ, ІМПУЛЬСНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД, ГАЗОРОЗРЯДНА ВІЗУАЛІЗАЦІЯ .

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ.....	4
ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ РОЗВИТКУ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ	11
1.1 Аналіз застосування коронного розряду в нанотехнологіях та інших технологічних напрямках	11
1.2. Аналіз стану досліджень фізичних властивостей коронного розряду та їх зв'язок із промисловими технологіями.....	14
1.3. Фізичні властивості коронного розряду.....	17
1.3.1. Позитивна корона.....	17
1.3.2. Негативний коронний розряд.....	18
1.4. Аналіз особливостей застосування коронного розряду в методі газорозрядної візуалізації	25
1.5. Аналіз математичної моделі коронного розряду в системі вістря-площина.....	33
Висновки до розділу 1.....	50
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДУ І ЗАСОБУ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ ДЕФЕКТІВ.....	51
2.1. Засіб телевізійного контролю коронного розряду.....	51
2.1.1. Лабораторний стенд для контролю дефектів в коронному розряді.....	51
2.1.2. Розробка схеми електричної принципової газорозрядного пристрою.....	53
2.2. Експериментальне дослідження схеми газорозрядного пристрою.....	56
2.3. Експериментальне дослідження дефектів в коронному розряді.....	60
2.4. Вимірювання коефіцієнту проникнення прозорого електроду.....	68
Висновки до розділу 2.....	70
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	72
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....	74

ДОДАТОК А. ДОДАТОК А. СТРУКТУРНА СХЕМА ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПРИСТРОЮ.....	85
ДОДАТОК Б. СХЕМА ЕЛЕКТРИЧНА ПРИЦИПОВА ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПРИСТРОЮ.....	86

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

- АЦП – аналого-цифровий перетворювач;
- ВАХ – вольт-амперна характеристика;
- ГРВ – газорозрядна візуалізація;
- МП - мікропроцесор;
- НВД – напівпровідниковий випромінюючий діод;
- ОЗП – оперативний запам'ятовуючий пристрій;
- ПЗЗ – прилад із зарядовим зв'язком;
- ПТ – польовий транзистор;
- РОП – розрядно-оптичний пристрій;
- СКВ – середнє квадратичне відхилення;
- ТВС – телевізійна вимірювальна система;
- ТЗВ – телевізійний засіб вимірювання;
- ТІВС – телевізійна інформаційно-вимірювальна система;
- ФЕП – фотоелектричний пристрій.

ВСТУП

Актуальність теми.

Коронний розряд виникає при нормальному тиску в газі, що знаходиться в сильно неоднорідному електричному полі (наприклад, біля вістрів або дротів ліній високої напруги). При коронному розряді іонізація газу і його свічення відбуваються лише поблизу коронуючих електродів. У разі коронування катода (негативна корона) електрони, що викликають ударну іонізацію молекул газу, вибиваються з катода при бомбардуванні його позитивними іонами. Якщо коронує анод (позитивна корона), то народження електронів відбувається унаслідок фотоіонізації газу поблизу анода.

Коронний розряд застосовують для газорозрядної візуалізації (ГРВ) різних об'єктів, які розміщують в міжелектродному просторі. Метою ГРВ є контроль дефектів, над якими утворюється електричне поле з достатньою для збудження корони напруженістю. Доцільно застосувати ГРВ у телевізійних засобах вимірювання (ТВЗ) для контролю дефектів різного роду об'єктів. Для вирішення цієї проблеми необхідно вирішити такі задачі:

- дослідити умови збудження корони та знайти режими із пониженою напругою;
- побудувати розрядно-оптичний пристрій (РОП) для фронтальної зйомки корони (поверхні об'єкту контролю) на основі «сухого» прозорого електроду;
- побудувати математичну модель системи сукупність голок – площа;
- застосувати осцилографічний метод вимірювання параметрів коронного розряду разом із ТВЗ.

Мета і задачі дослідження. Метою дослідження є зменшення похибок вимірювання геометричних розмірів дефектів поверхні провідників та напівпровідників при їх газорозрядній візуалізації в імпульсному коронному

розряді на основі вдосконалення газорозрядного засобу застосуванням прозорого скляного електроду та зменшенням імпульсної напруги і обмеження струму.

Поставлена мета досягається шляхом вирішення таких наукових задач:

1. Аналіз методів та засобів газорозрядної візуалізації дефектів;
2. Вдосконалення засобу газорозрядної візуалізації дефектів у фронтальній площині на основі застосування твердого прозорого електроду;
3. Розробка засобу телевізійного контролю дефектів поверхні об'єктів із металевих або напівпровідникових матеріалів при збудженні їх в імпульсному коронному розряді;
4. Експериментальна перевірка методу та засобу телевізійного контролю поверхневих дефектів у коронному розряді.

Об'єктом дослідження є процес збудження та розвитку коронного розряду над поверхневими дефектами в провідниках та напівпровідниках.

Предметом дослідження є засіб телевізійного контролю поверхневих дефектів у коронному розряді.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в наступному:

1. Вдосконалено засіб газорозрядної візуалізації дефектів поверхні провідників і напівпровідників на основі застосування плоского скляного прозорого електроду, що дозволило вимірювати геометричні розміри дефектів у фронтальній площині із похибкою, зменшеною на 15%.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що:

1. Розроблено та виготовлено лабораторний стенд для збудження та вимірювання параметрів імпульсного коронного розряду.
2. Отримано нові експериментальні результати про динаміку розвитку імпульсного коронного розряду від параметрів схеми збудження та конструкції газорозрядного пристрою.

Апробація результатів. Апробація результатів дослідження відбулася на 14-й Всеукраїнській науково-практичній конференції студентів, аспірантів та молодих вчених у приладобудуванні. – 4-5 грудня 2018 р. – м. Київ.

РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ РОЗВИТКУ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ

1.1. Аналіз застосування коронного розряду в нанотехнологіях та інших технологічних напрямках

Дослідження коронного розряду ведуться в двох напрямках - фізичні дослідження різних коронних розрядів та їх застосування для вирішення технологічних задач.

Першим промисловим застосуванням коронного розряду є установка для фільтрації парів сірчаної кислоти, яка була створена Ф.Д. Котрелом [1, 2].

З часом фільтрація промислових газів перетворилася на самостійну галузь промисловості. Проте, застосування корони постійного струму в електрофільтрах вичерпало можливості підвищення ефективності процесу фільтрації. Зростаючі вимоги щодо очищення виробничих викидів у навколишнє середовище змушували шукати нові шляхи підвищення ефективності електрофільтрів. В наш час основною тенденцією є застосування імпульсних коронних розрядів. Детальний огляд сучасного стану техніки електрофільтрації представлений в роботі [3].

Останнім часом з'явилися нові напрямки. Наприклад, в роботі [4] коронний розряд застосований для визначення порушень цілісності металевого канату. Широко застосовується коронний розряд в електрографії і пристроях електростатичного друку [5, 6]. Застосування корони для сушіння різних матеріалів дозволило отримати нову технологію цих процесів [7, 8]. Перспективний напрямок застосування коронного розряду в високовольтних перемикачах окреслено в роботі [9].

Синтез озону в плазмохімічних реакторах з використанням коронного розряду проводиться в промислових масштабах [10-14]. Озон, створений в

плазмохімічних реакторах, широко застосовується для знезараження води і різних матеріалів. У цьому відношенні велике значення мають роботи щодо застосування коронних розрядів на постійному струмі та імпульсних коронних розрядів для озонування і розкладання органічних матеріалів у воді і в інших середовищах [15,16].

В роботі [17] показана можливість ефективного синтезу сополімерів із надвисокою адсорбційною здатністю в імпульсному коронному розряді.

Імпульсний коронний розряд був успішно застосований в напівпромисловій установці для очищення від смол продуктів спалювання газу, отриманого з біомаси [18]. Коронний розряд також дозволяє здійснювати ефективну полімеризацію органічних масел [21].

Останнім часом інтенсивно розвиваються технології отримання наноматеріалів. У роботах [19,20] досліджуються ефективні способи одержання вуглецевих нанотрубок в плазмовому реакторі на коронному розряді при атмосферному тиску.

Коронний розряд застосовується для збудження активного середовища газових лазерів [22]. В роботі [23] також показана можливість генерації активних атомів гелію в імпульсному коронному розряді.

Перспективною областю застосування коронних розрядів стає їх використання для запалювання газових сумішей в двигунах внутрішнього згорання і в ракетних двигунах [24-26].

Коронні розряди застосовують також для обробки поверхонь полімерних матеріалів [27]. У роботах [28,29] показана можливість ефективного осадження біоаерозолів з використанням коронного розряду.

Практично всі електрофільтри для очищення повітря в приміщеннях працюють на коронному розряді [30-36].

Слід зазначити, що у тих випадках, де використовується імпульсний коронний розряд, можна застосувати імпульсно-періодичний коронний розряд [37-43].

Нанотехнології потребують створення нових матеріалів. Особливе місце в ряду наноматеріалів займає нановуглець з різними алотропними формами - фулеренами і ендофулеренами, нанотрубками, наноалмазами тощо.

Увага вчених, яка прикута до нановуглецю, обумовлена великою різноманітністю його фізико-хімічних, оптичних, механічних і електричних властивостей [41, 42].

Проте, тривалі й широкомасштабні дослідження в області розробки методів синтезу нановуглецю не дозволили на сьогодні створити технологію швидкого і якісного отримання макрокількості матеріалу, яка необхідна для промислових масштабів виробництва.

Розвиток нанотехнологій із виробництва нановуглецю на основі застосування імпульсно-періодичного коронного та об'ємного газового розряду спонукало до наукового пошуку у цьому напрямі українських дослідників. Так, в роботі [43], зокрема, зазначено, що електророзрядний вплив на газове середовище, дозволить обробляти весь робочий об'єм газу, синтезуючи нановуглець при практичному усуненні технологічної операції з його очищення. Як інструмент електророзрядної дії на газоподібне середовище для отримання нанооб'єктів передбачається використовувати нерівноважну плазму, в якій буде можливий повний синтез нових, у тому числі унікальних, продуктів (полімерних, алмазних і алмазоподібних, карбідних і карбіонітрідних та інших плівок, фулеренів, нанотрубок тощо). Джерелом такої плазми можуть бути різні види імпульсно-періодичних розрядів в газах при атмосферному тиску, які містять вуглецеві домішки.

Узагальнюючи сучасний досвід технологічного застосування коронного розряду в газових середовищах, можемо визнати, що:

- найбільш перспективним для нових технологій є метод імпульсно-періодичного збудження коронного розряду;

- науковий пошук сьогодні зосереджений на застосуванні коронного розряду у сукупності з іншими видами газових розрядів з метою створення наноматеріалів у промислових масштабах.

Слід також визнати, що вирішення даних задач неможливе без створення і застосування адекватних до них методів і засобів контролю. На нашу думку, цими інструментами мають бути телевізійні методи і засоби. Передумовою їх використання є візуалізація розрядів у газовому середовищі та відповідність геометричних параметрів розрядів до умов і режимів протікання процесів в газовому середовищі.

Застосування телевізійних методів і засобів має бути підкріплене контролем електричних параметрів. Такий комплексний контроль дозволить вийти на передбачувані результати із високою вірогідністю їх повторення і, в перспективі, створювати нові нанотехнології для промислових потреб.

Коронний розряд - це газовий розряд із слабим світінням, який виникає при атмосферному або близькому до нього тиску. Необхідною умовою збудження коронного розряду є значна неоднорідність електричного поля в розрядному проміжку, яка виникає через малий радіус кривизни електроду корони [44, 45, 46]. Цю умову - велику неоднорідність електричного поля - можна реалізувати на різних системах електродів.

Найбільш досліджені дві системи електродів. В одній з них роль електроду, що створює високий градієнт електричного поля, виконує вістря, а другим електродом є площина.

В іншій системі аксіальної конструкції високий градієнт електричного поля створюється центральним електродом, який зазвичай виконується з тонкого дроту. Другим електродом тут є провідний циліндр [44, 45-47].

На нашу думку, для телевізійного засобу вимірювання конструктивно сумісною є плоска система електродів, в якій роль вістря виконує сукупність загострених мікро-неоднорідностей рельєфу поверхні електроду. Така система, зокрема, надає можливість створити змінну кювету для телевізійного мікроскопу. Додамо, що плоска система електродів може

збуджувати коронний розряд при значно меншій напрузі, ніж в аксіальній системі «нитка – циліндр».

1.2. Аналіз стану досліджень фізичних властивостей коронного розряду та їх зв'язок із промисловими технологіями

Поштовх до розвитку досліджень фізичних властивостей коронного розряду надав технологічний успіх в промисловому застосуванні електрофільтрів.

Позитивна і негативна корона на постійному струмі вивчалася багатьма авторами як самостійне фізичне явище. Відомо, що в коронному розряді виділяються дві області. У тонкому світловому шарі біля електроду корони відбуваються процеси іонізації. В іншому об'ємі світіння відсутнє і в ньому відбувається перенесення заряду до катоду іонами. Процеси іонізації і переносу заряду визначають вольт амперну характеристику і досить повно відображені в роботах [48-51]. В коронному розряді спостерігається пульсуючий режим, який був вперше вивчений у роботі [52]. Дослідженнями групи авторів було встановлено, що за певних умов імпульсний режим має місце і в позитивній, і в негативній короні [53-57].

Для визначення параметрів коронного розряду необхідно знати розподіл напруженості електричного поля. Це завдання вирішується в аналітичному вигляді тільки для найпростішої системи електродів вістря-площина і аксіальній системі дріт-циліндр. Класифікація численних електродних систем, застосовуваних у промислових установках з фільтрації газів, наведена в [47].

Завдання розрахунку електричних полів у коронних розрядах при різних конфігураціях електродів має велике значення для проектування електрофільтрів. Розподіл напруженості електричного поля між електродами

необхідне для розрахунку вольт-амперної характеристики розряду. У електрофільтрі вольт-амперна характеристика в значній мірі визначає параметри фільтру, оскільки вона визначає кількість носіїв та умови зарядки частинок. Обчисленню вольт-амперних характеристик коронних розрядів для різних умов наводяться в роботах [58-63].

На процеси переносу в електрофільтрі надає великий вплив електричний вітер, який виникає в поле коронного розряду. Обліку впливу електричного вітру присвячені роботи [64-66].

Зазначені роботи відносяться до коронних розрядах на постійному струмі. До певного моменту можливості підвищення ефективності електрофільтрів на постійному струмі були вичерпані. З'ясувалося, що подальше підвищення ступеня очищення і зменшення енергоспоживання можна отримати в електрофільтрах з імпульсним живленням.

Напруга на електродах електрофільтру з імпульсним живленням зазвичай є сумою постійної напруги нижче пробійної і накладеної на неї короткого імпульсу, що перевищує пробійну напругу. Підвищення ефективності фільтрації пов'язано з тим, що процеси зарядки частинок і їх осадження більш ефективно відбуваються в електричних полях великої напруженості.

Тривалість імпульсу підбирається таким чином, щоб розряд не переходив в іскровий. В даний час діапазон імпульсів, що застосовуються в електрофільтрації, простягається від мілісекунд до наносекунд. Однією з причин широкого діапазону тривалості імпульсів є велика різноманітність питомого опору і діелектричної проникності частинок. Другою причиною є недостатня вивченість імпульсних процесів в електростатичних фільтрах [3].

Застосування імпульсних розрядів ускладнює джерело живлення корони. До звичайного джерела високої напруги додається джерело імпульсної напруги. Значна кількість промислових фільтрів працює при напрузі 40-50 кВ постійної напруги. Генерація імпульсів більш високої

напруги великої потужності являє собою складну задачу. Питання створення коротких імпульсів високої напруги викладено в роботі [67].

В наш час ведуться роботи з розробки нових способів генерування високовольтних імпульсів з регульованою частотою проходження в позитивному коронному розряді [37-39]. Запропонована в них схема збудження імпульсно-періодичного розряду виключає застосування традиційного генератора високовольтних імпульсів, що значно спрощує пристрій електрофільтру.

Таким чином, можна спостерігати щільний зв'язок між дослідженнями фізичних процесів в коронному розряді і розробками нових технологій на його основі.

1.3. Фізичні властивості коронного розряду

1.3.1. Позитивна корона

У позитивному коронному розряді висока додатна напруга прикладена до електроду у вигляді дроту малого діаметра або до вістря, а циліндр великого діаметру або пластина з'єднуються із землею [44-47].

При досягненні напруги запалювання вільні електрони, які з'являються в між електродному просторі, прискорюються у напрямку до електроду, що має позитивний потенціал. В області іонізації, яка знаходиться дуже близько до електроду корони, при непружних зіткненнях електронів і молекул нейтрального газу створюються позитивні іони і електрони. У сухому повітрі переважають іони O_2^+ і N_2^+ . Нові вільні електрони знову прискорюються електричним полем і породжують подальшу іонізацію. Цей процес має лавинний характер.

Вторинні електрони, що підтримують розряд, створюються в газі фотоіонізація фотонами, випромінюваними при процесах рекомбінації в плазмової області. В якості критерію запалювання позитивної корони в монографії Ю.П. Райзера [46] приймається умова виникнення стримера, узагальнене на випадок неоднорідного поля:

$$\int_0^{x_1} (\alpha - a) dx \approx 18 - 20, \quad (1.1)$$

де α – коефіцієнт іонізації; a – коефіцієнт прилипання.

Іонізаційна область має слабе блакитне світіння. На відміну від рівного світіння негативною корони, в позитивній спостерігаються стримери [46, 68-72]. Стримери проявляються як світлові нитки, що розбігаються від вістря. Корона плазми визначається як область, де переважають електронно-ударні реакції. У позитивній короні плазмова область збігається з областю іонізації. Розмір шару корони досліджувався в роботі [73].

Якщо напруженість поля біля електроду корони перевищить певну величину E_k , то виникне самостійний коронний розряд. Початкова напруга запалювання корони V_k пов'язано з необхідним значенням напруженості електричного поля E_k . Вперше емпіричну формулу для критичного поля запалювання корони в повітрі між коаксіальними циліндрами дав Ф.Пік [74]:

$$E_k = 31\delta(1 + 0,308/\sqrt{r\delta}) \text{кВ/см}, \quad (1.2)$$

де δ – відношення густини повітря до нормальної при тиску 760 Тор і температурі 20 °С, r – радіус внутрішнього електроду.

1.3.2. Негативний коронний розряд

Грунтовний аналіз фізичних процесів при збудженні коронного розряду в системі електродів вістря-площина наведено в [131, 132]. Розглянемо відповідно до [131] утворення від'ємної корони на вістрі у повітрі. Розвиток процесу у часі розіб'ємо на кілька фаз.

У першій фазі при зростанні електричного поля від'ємного вістря до певної величини додатний іон при ударі об поверхню катоду може вибити вторинний електрон. Цей електрон починає віддалятися від вістря та іонізувати газ під час зіткнень. Утворюється електронна лавина.

Розглянемо особливості першої фази. В сильному полі поблизу вістря електрон є джерелом підсиленої іонізації, проте кумулятивний ефект лавини стає помітним лише після того, як вивільнені електрони пройдуть кілька

дистанцій вільного пробігу від вістря. Кількість вивільнених електронів n залежить від відстані x :

$$n = \exp(\alpha x), \quad (1)$$

де α – коефіцієнт розмноження електронів на одиницю довжини або перший коефіцієнт іонізації Таунсенда.

Відповідно до формули (1) лавинний струм має нескінченно зростати за експонентою при зростанні розрядного проміжку, проте цьому заважають супутні процеси. Так, при віддаленні лавини, іонізуюче поле послаблюється з двох причин: по-перше, електричне поле швидко спадає із зростанням відстані, а по-друге, тому, що віддалені електрони залишають позаду себе малорухомі додатні іони, просторовий заряд яких послаблює електричне поле. На початку другої фази електрони рухаються від вістря і залишають позаду хмаринку додатних іонів, густина яких спочатку за експонентою, а потім лінійно спадає по мірі віддалення від вістря. Затримані іонним просторовим зарядом електрони гальмують і прилипають до молекул кисню, утворюючи повільні від'ємні іони, які дрейфують до додатного електроду.

Електричне поле між поверхнею вістря та додатним просторовим зарядом накладається на поле розрядного проміжку, яке діє на електрони поблизу вістря. Додатні іони сягають катоду і кількість емітованих з нього електронів збільшується, що викликає появу нових лавин. Утворені лавини збільшують як іонізацію, так і просторовий заряд поблизу катоду, а також значно зменшують іонізацію у об'ємі подалі від вістря – за додатним просторовим зарядом. Тим часом, додатний просторовий заряд повільно рухається у напрямі до поверхні катоду.

При переході до третьої фази утворення послідовних лавин супроводжується розповсюдженням лавин по поверхні внаслідок їх бічного руху. В третій фазі просторовий заряд сягає катоду і процес іонізації практично припиняється після того, як додатні іони віддадуть свій заряд катоду. В четвертій фазі електричне поле знову підсилюється внаслідок ліквідації додатних іонів, останні з яких дають початок новим електронним

лавинам і створюються умови для повторного збудження коронного розряду. Знову починається його перша фаза. Внаслідок утворення і руху просторового заряду виникають пульсації струму і ми спостерігаємо періодичні розряди. Частота пульсацій знаходиться в діапазоні від 5 000 до 200 000 Гц. Оцінка часу, необхідного для утворення лавини, дає значення 2-3 нс. Для бічного і послідовного розповсюдження лавин необхідно від 10 до 100 нс. За той самий час просторовий додатний заряд сягає катоду. Вістря у дослідах мали діаметр від 0,03 мм до 4,7 мм при розрядному проміжку 6 см. Напруженість поля була задана в діапазоні від 0 до 25 кВ/см. Кількість електронів в окремих лавинах зростала від 10 для найбільшого вістря до 10 000 для найменшого вістря.

Одночасно із іонізацією значна кількість атомів збуджується електронами і випромінює фотони. Випромінювання має пурпурні кольори що свідчить про іонізацію азоту та окису азоту. Спостерігають так званий «іскровий спектр» повітря біля катоду. У [132] надано схему, запропоновану Тричелом (Рис.1.1), для вимірювання струму і напруги коронного розряду, для чого послідовно з розрядним проміжком вмикають опір $R1 = 1$ кОм та паралельне коло із опорів $R3, R4$. З додаткового послідовного опорів $R2 = 10$ кОм знімають сигнал від струму корони для подальшого підсилення і осцилографічного контролю імпульсів струму.

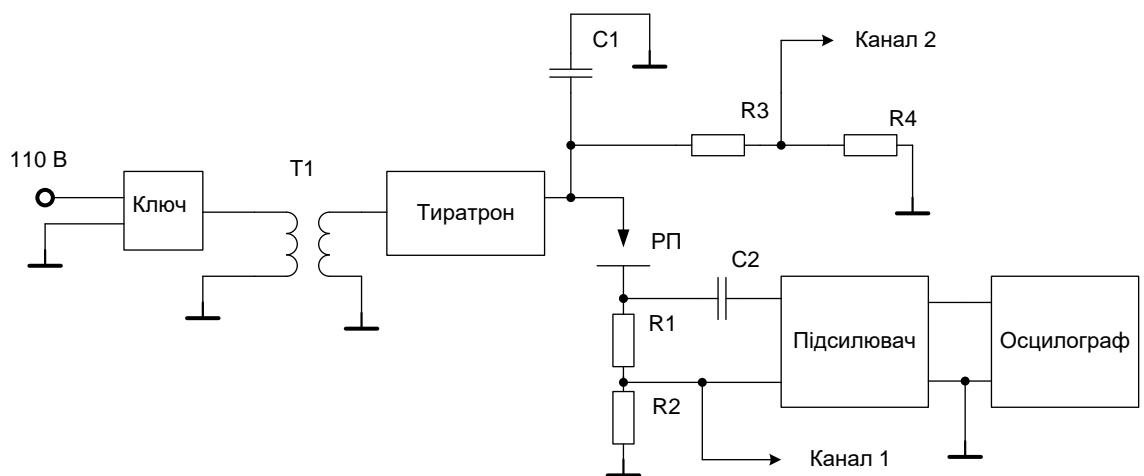


Рис. 1.1 – Схема Тричела для дослідження від’ємної корони в системі вістря-площина: РП – розрядний пристрій; канал 1 – коло вимірювання струму;

канал 2 – коло вимірювання напруги; T1 – імпульсний трансформатор; C1 – розрядна високовольтна ємність; C2 – прохідна ємність для фільтрації постійної складової сигналу

Встановлено, що струм корони в повітрі при малих величинах складається із серії регулярних імпульсів, частота яких лінійно зростає із зростанням середнього значення струму і дорівнює 50 кГц при струмі 10 мкА та 100 кГц при 20 мкА. Частота імпульсів мало залежить від довжини розрядного проміжку для даного вістря, проте значно збільшується із зменшенням радіусу півсферичного кінця вістря.

Імпульс, отриманий у вигляді стрибка напруги на опорі, який ввімкнено послідовно із коронним проміжком, може бути викликаним не тільки струмом провідності, але і струмом зміщення [132]. Для розрахунку струму зміщення необхідно попередньо визначити електричну ємність між додатним і від'ємним електродами розрядного пристрою. Ємність може дорівнювати 10 пФ і більше. Для окремого коронного розряду із напругою 10 кВ і струмом у 100 мкА складова струму зміщення дорівнює складовій струму провідності вже при частоті імпульсів $f = 200$ Гц. При зменшенні загального струму розряду струм зміщення може значно перевищувати струм провідності на частотах $f < 200$ Гц.

В [132] наведено мінімальну напруженість поля, при якій виникає від'ємна корона у повітрі для розрядного проміжку 0,5-8 см. Так, для вістря з радіусом 0,47 мм необхідна напруженість поля дорівнює 6 200 В/см, для вістря з радіусом 0,05 мм вона дорівнює 17 300 В/см і для вістря з радіусом 0,012 мм напруженість поля складає 38 000 В/см. При цьому ми нехтуємо залежністю напруженості від ширини розрядного проміжку, оскільки відносна похибка при такому припущенні не перевищує 2%.

Для системи коаксиальних електродів (дріт – циліндрична труба) отримані вольт-амперні характеристики від'ємного коронного розряду у повітрі, які мають вигляд прямих ліній [133]. Там же наведено величину активного опору розряду, яка дорівнює 60 кОм при тиску в 1/6 від

атмосферного. Для системи електродів вістря-площина слід також очікувати наближеної до лінійної залежності для вольт-амперної характеристики розряду.

При зростанні напруги коронний розряд переходить у іскровий розряд, коли між електродами виникає пробій і проскакує іскра. Якщо після гасіння розряду напруга на електродах відновлюється, то пробій повторюється. Цей процес є характерним для періодично-імпульсного методу збудження розряду. Якщо джерело живлення має достатню потужність і може забезпечити протікання сильного струму тривалий час, то від струму іскри виникає катодна пляма і підпалюється дуговий розряд. Взагалі стан плазми у сформованому каналі навіть для швидкоплинного іскрового розряду схожий на стан у стовпі дуги, тому деякі автори розглядають кінцеву стадію іскрового розряду як імпульсну дугу [134].

Першою стадією іскрового розряду і стадією розвитку коронного розряду в іскровий є процес стримерного пробою. Основи стримерної теорії закладено в роботах [131, 132, 135], яка базується на уявленні про появу і зростання між електродами тонкого іонізованого каналу – стримера (від stream – потік), який прокладає собі шлях услід першої потужної лавини. У цей слід втягуються електрони вторинних лавин. Лавини зароджуються поблизу сліду від електронів, які вивільняються під дією фотонів, що випромінюють збуджені при проходженні першої і вторинних лавин атоми.

На комплексний характер механізму іскрового пробою вказує Петер [135], який розділяє механізм генерації великої кількості (приблизно 100) лавин (таунсендівський механізм) та швидкий механізм, при якому вже перша лавина викликає стримерний або каналний механізм. Проте, існують і варіації цих форм, які є перехідними між обома механізмами.

Процес утворення лавин та розвитку корони через стримерну фазу до іскрового розряду для різних газів та їх сумішей при різному тиску досліджено Петером [135] в камері Вільсона. Через кварцове вікно камери вимірювали часові параметри процесу із використанням електрооптичного

затвору Керра та швидкісного фотоапарату. Мік та Крегс [132] досліджували іскровий розряд за допомогою фотопомножувача та осцилографа. Була виміряна швидкість розповсюдження стримерів в повітрі, яка змінювалась від $1,4 \cdot 10^6$ м/с для проміжку в 2 см до $6,6 \cdot 10^6$ м/с для проміжку в 12 см. Іскровий канал повністю формується за 53 нс. Час світіння імпульсної корони дорівнює 0,5 мкс.

Осцилограми струму в умовах стримерного пробою повітря при ширині розрядного проміжку 9 см виявили наступний ефект [135]. Після короткого піку від першої лавини протягом 10 мкс тече малий «запізнений» струм (як встановлено, він переноситься електронами). Осцилограма завершується стрибкоподібним зростанням струму – пробоем. Затримка у виникненні стримера і пробоем пов'язана із прилипанням, внаслідок якого виникають від'ємні іони, які компенсують значною мірою додатний заряд іонного сліду стримера. Потім електрони відлипають і виникає запізнений струм.

Характеристики стримерів, які розвиваються від додатного та від'ємного електродів на поверхні фотопластинки при одночасному контакті їх з нею, вивчають за фігурами Ліхтенберга, що утворюються в емульсійному шарі фотопластинки [132]. Цей тип розряду віднесено до поверхневого коронного, який збуджують при подачі імпульсної напруги на електроди. Поверхневий коронний розряд ковзає уздовж діелектрика (ебоніту, скла) і виникає, коли один із електродів, наприклад, у формі стрижня, має опору на діелектричну пластину, а інший електрод – металева обкладинка на її протилежній стороні. Розвинені розрядні канали в газі притискаються до діелектрика, розбігаються від стрижня і обтікають пластину до обкладинки на її протилежній стороні.

При застосуванні плоско-паралельних електродів на високих частотах виникає високочастотний ємнісний розряд, який внаслідок пробою може бути високоточним [135]. У випадку середнього та високого тиску та достатньо високої частоти поля електрони мають велику кількість ударів з молекулами газу та дрейфують у вигляді хмаринки в фазі з полем. Таким чином, розрядний струм може бути модульованим високою частотою. При

збільшенні напруги виникає пробій. Френсис наводить середньоквадратичне значення високочастотної напруги пробую для повітря при атмосферному тиску в межах 800-1000 В для розрядного проміжку 0,1-0,5 мм [136]. На жаль, він не надає точного значення частоти, яку ми можемо оцінити приблизно у 2-10 МГц і вище.

Як зазначалось вище, іскровий розряд є результатом розвитку коронного розряду. Математичні моделі іскрового розряду наведено у [137]. Ці моделі побудовано на основі уявлень про стримерний механізм розвитку розряду. Новим важливим внеском до стримерної теорії став розгляд стримера як хвилі іонізації.

Структуру іскрового розряду в повітрі для розрядних проміжків з довжиною у кілька метрів при постійній нарузі досліджено в [138]. Там же наведено мінімальну напруженість електричного поля, за якої можливий розвиток електронної лавини, а саме 23 кВ/см. Розвиток лавини, як ми знаємо, є необхідною умовою утворення корони. В структурі іскрового заряду виділено новий важливий рухомий елемент, від якого відділяються стримери. Цей елемент названо лідером. Для опису іскрового розряду та пробую створено теорію стримерно-лідерного переходу.

Загальна картина розвитку імпульсного пробую газів, наведена в [139]. При цьому разом із стримерним важливим механізмом пробую визначено об'ємний (таунсендівський) пробій, якому і присвячено більшу частину дослідження.

Газорозрядний метод візуалізації на основі застосування рідкого прозорого електроду (електроліт у кварцовій кюветі) розглянуто в [140]. Застосовані тут підходи до отримання і розшифрування зображень, на наш погляд, можуть бути корисними при розробці і використанні розрядного пристрою на основі тонкоплівкового прозорого електроду на склі.

Перспективними об'єктами контролю методом газорозрядної візуалізації є мікродроти та нитки з провідних та діелектричних матеріалів [141]. Досі єдиним конструктивним рішенням для розрядного пристрою

вважали систему електродів нитка-циліндр. На нашу думку, зручним інструментом контролю ниткоподібних об'єктів може бути система плоских електродів, один із яких є тонкоплівковий прозорий електрод на склі.

В сучасних працях з високовольтних технологій [142-146] узагальнено досвід попередніх дослідників фізики газового розряду та додано результати розв'язання спеціальних задач.

Підсумовуючи наведений короткий огляд, на нашу думку, можна зробити такі висновки:

- коронний розряд розвивається у іскровий і його необхідно розглядати у зв'язку із іскровим пробоем на основі теорії лавин та стримерів;
- складність процесу протікання та різноманітність умов збудження спонукає до пошуку нових і вдосконаленні вже існуючих методів і засобів вимірювання параметрів коронного розряду;
- візуалізація коронного розряду є основою для застосування телевізійного методу, проте одночасно з цим доцільним є осцилографічне вимірювання електричних і часових параметрів, тобто можливий комплексний підхід до створення інструментально-методичної бази досліджень коронного розряду;

1.4. Аналіз особливостей застосування коронного розряду в методі газорозрядної візуалізації

Газорозрядна візуалізація, полягає в отриманні зображень поверхні різних об'єктів в електромагнітних полях високої напруженості [75]. При цьому контур об'єкту та гострі неоднорідності на його поверхні є осередками формування коронного розряду в повітрі, яке знаходиться в порах об'єкту, а також в просторі між об'єктом і електродом корони [76]. Збудження коронного розряду при цьому відбувається у імпульсних полях з частотою від 500 Гц до 100 кГц. Зображення об'єкту при цьому може бути зафіксоване і потім оброблене із застосуванням телевізійного засобу вимірювання.

Метод газорозрядної візуалізації має досить широке застосування в дослідженнях якості різних поверхонь в приладобудуванні [77]. Фізика явища досить добре вивчена і описана [75,77].

У роботі [78] розглядаються питання використання коронного розряду для контролю якості напівпровідникових пластин.

Для дослідження характеристик напівпровідникових пластин важливе значення мають два аспекти - неруйнівний характер і максимальна простота при надійності контролю. Методика досліджень та обладнання мають забезпечити стовідсотковий контроль і не викликати істотного подорожчання виробів.

Для газорозрядної візуалізації (ГРВ) використовується три різних види газового розряду: тліючий розряд особливого виду при зниженому тиску газу (вакуумна ГРВ), коронний розряд по поверхні діелектрика і розряд лавинного типу, що розвивається у вузькому проміжку, обмеженому діелектриком. Вакуумна ГРВ вимагає складного обладнання, лавинна – може призводити до формування областей розупорядкування і, згодом, до дефектів в напівпровіднику. Виходячи з цього в [78] було обґрунтовано застосування методу поверхневої ГРВ на основі збудження коронного розряду.

При застосуванні поверхневої ГРВ [79] істотне значення має ширина розрядного проміжку, в якому відбувається газовий розряд. З [79] також випливає, що найбільш різке зображення неоднорідностей на фотопластині виходить при величині розрядного проміжку від 40 мкм до 3,2 мм і амплітудах напруги від 6 до 13,5 кВ.

У роботі [78] для дослідження якості напівпровідникових пластин застосовувався блокінг-генератор, що працює на частоті 20 ± 5 кГц, з амплітудою високочастотної напруги до 5 кВ. Розрядний проміжок був виконаний з оптичного скла. При таких величинах напруг і матеріалі діелектрика розрядного проміжку його товщина повинна відрізнятися від наведеної в [79]. У зв'язку з цим оптимальна товщина розрядного проміжку при амплітуді напруги 5 кВ отримана експериментальним шляхом виміром

потужності оптичного випромінювання, що генерується при пробі розрядного проміжку.

Як показали проведені дослідження [78], напруженість пробою, яка є джерелом світіння Кірліан-ефекту, досягалася в діапазоні товщини розрядного проміжку від 0,1 до 0,8 мм. Вимірювання потужності оптичного випромінювання здійснювали приладом «Кварц-01» (виробництво ЦКБ «Ритм») в розрядних проміжках товщиною від 0,05 до 2 мм за відсутності освітленості (потужність фонові засвітки становила 0,4 мкВт). Результати цих досліджень наведені на рис. 1.2.

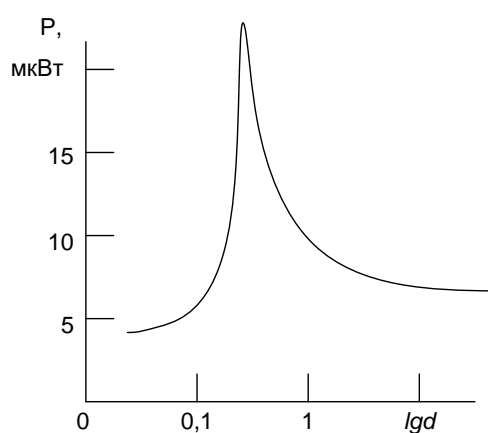


Рис. 1.2 – Залежність потужності оптичного випромінювання P при іскровому мікро-пробі розрядного проміжку на фоні світіння коронного розряду від товщини проміжка d (у мм)

Результати досліджень [78] є важливими для нас при проектуванні схеми електричної принципової пристрою збудження коронного розряду, а також визначення геометричних параметрів електродів та розрядного простору. Тут є високовольний перетворювач з генератора і трансформатора. Первинна обмотка високовольного трансформатора включена в колекторне колотранзистора. З вторинної обмотки і її виводів знімається змінна напруга.

Дослідження побудовані на основі того, що області неоднорідностей і дефекти, наявні на поверхні і в об'ємі напівпровідникової пластини, мають

власний питомий опір, відмінний від питомого опору чистого (однорідного) напівпровідникового матеріалу.

В умовах накладення височастотного електричного поля великої амплітуди ці області мають світитися яскравіше, якщо їх опір більший ніж опір чистого (однорідного) матеріалу. Якщо ж їх опір менше опору чистого матеріалу - вони повинні світитися менш яскраво (оскільки випромінюють меншу оптичну потужність). Установки (рис.1.3) потужністю 40 Вт має габарити 0,5x0,6 м.

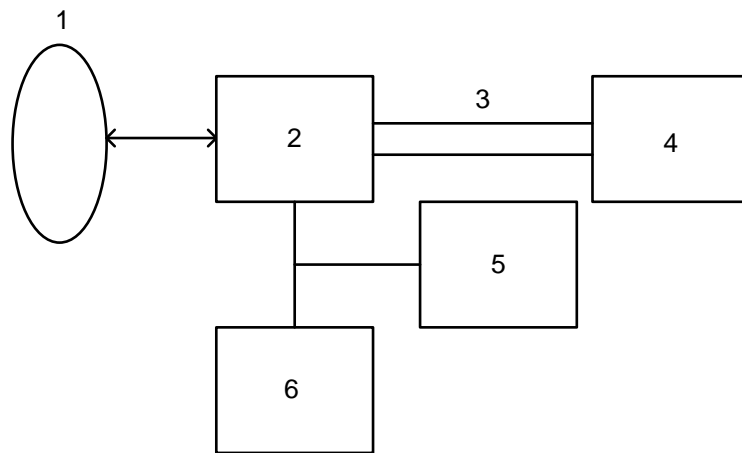


Рис. 1.3 – Структурна схема установки газоразрядної візуалізації дефектів пластин кремнію: 1 – кремнієва пластина; 2 – розрядно-оптичний пристрій; 3 – світловод; 4 – вимірювач потужності оптичного випромінювання; 5 – переривач імпульсів; 6 – генератор імпульсів

В залежності від характеру аналізу стану поверхні напівпровідникових пластин (загального чи диференціального) застосовувалися два варіанти разрядно-оптичних пристроїв.

Для загального (інтегрального) аналізу застосовувалося разрядно-оптичний пристрій [80], показаний на рис. 1.4. Пристрій містить оптичну систему у вигляді фокону (5), входним торцем якого є рідкий струмопровідний електрод (2), оптично прозорий в обраному діапазоні довжин хвиль оптичного випромінювання, діаметром не менше діаметра досліджуваної пластини, відділений від навколишнього середовища скляним

розрядним проміжком (3). Вихідна площина фокону (6) межує зі світловодом (7). Сигнал з генератора напруги надходить до рідкого електроду через контакт (4). Вся конструкція змонтована у корпусі (7).

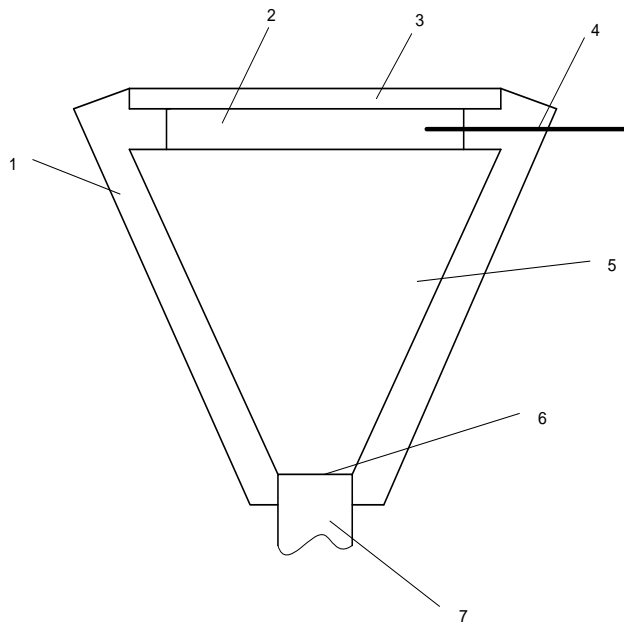


Рис. 1.4 – Схема розрядно-оптичного пристрою для загального (інтегрального) аналізу якості пластин: конструкція типу «фокон»

Попереднє калібрування установки здійснюється на еталонній пластині, яка не має дефектів. Досліджувана пластина розміщується на склірозрядному проміжку, при цьому фіксується оптична потужність, що генерується нею в умовах накладеного поля, яка потім порівнюється з еталонною [79].

Похибка вимірювань визначається точністю вимірювача потужності оптичного випромінювання і становить $\pm 15\%$ з довірчою ймовірністю $P = 0,95$. Тривалість контролю - кілька секунд. Диференційований аналіз якості пластини, тобто з різних її ділянок, проводився за допомогою пристрою, показаного на рис. 1.5. Дія пристрою заснована на локальному скануванні поверхні досліджуваного об'єкту високочастотним електричним полем великої амплітуди з певним кроком.

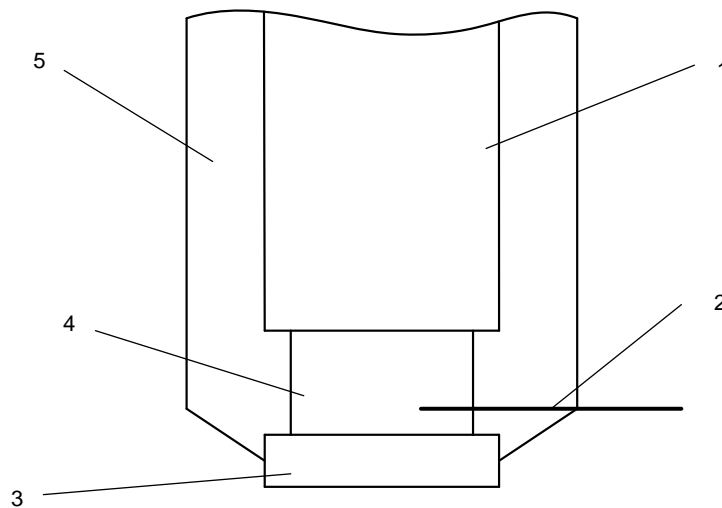


Рис. 1.5 – Структурна схема пристрою для диференційованого аналізу якості пластин

Пристрій (рис. 1.5), зібраний в корпусі (5), складається із світловодного кабелю (1), рідкого струмопровідного електроду (4), розрядного проміжку (3). Високочастотна напруга подається на рідкий електрод через контакт (2). Вхідне вікно розрядно-оптичного пристрою має бути мінімального розміру (у даному випадку - 7 мм).

Дефектна область напівпровідникової пластини по досягненні її високочастотним електричним полем випромінює більшу (або меншу) оптичну потужність в порівнянні з фоновим засвіченням, що генерується однорідною поверхнею пластини, що фіксується вимірювачем потужності оптичного випромінювання. Виявлені неоднорідності відзначаються маркером (або їх координати вимірюють за допомогою координатно-цифрового мікроскопу). Тривалість контролю – кілька хвилин.

Якщо потужність оптичного випромінювання досліджуваної пластини перевищує потужність випромінювання еталонної пластини більш ніж на величину точності вимірювань ($\pm 15\%$), така пластинка вибраковується.

Дослідженням піддавали кремнієві пластини марки КАД45/АІЖ діаметром 60 мм з питомим опором 1000 -2500 Ом·см n-типу орієнтації (100).

Розмір скануючого зонда визначався площею контакту генерованого поля з поверхнею пластини, яка, за оцінкою, відповідає сумі діаметру

вхідного вікна розрядно-оптичного пристрою (в даному випадку 7 мм) і ширини простору світлового випромінювання (близько 2,5 мм). Сканування проводилося з кроком 12 мм.

На рис. 1.6 представлені залежності випромінюваної оптичної потужності від координат на еталонній і дефектній пластинах при напрузі на розрядному проміжку 5 кВ. Даний метод дозволяє відбракувати пластини до виготовлення приладів або вибрати, тільки ті ділянки пластин, які придатні для використання.

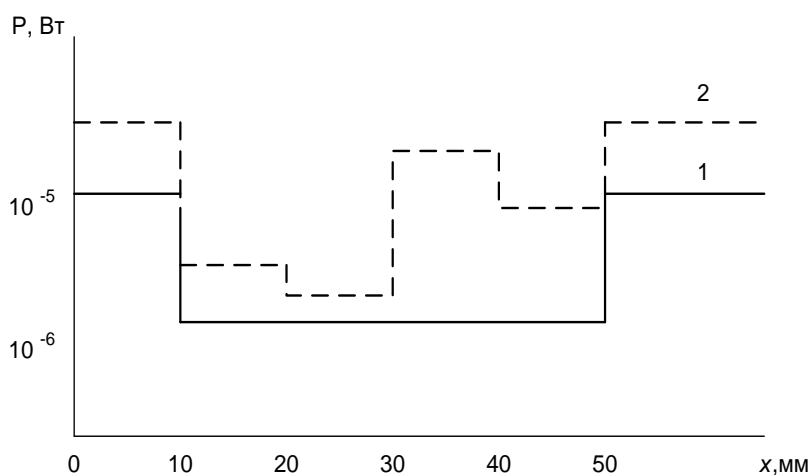


Рис. 1.6– Залежності потужності оптичного випромінювання від координат на кремнієвих пластинах: 1 – еталонна пластина; 2 – дефектна пластина

Аналіз залежності (рис. 1.6) надає можливість зробити висновок, що дефектні пластини мають збільшену у 3-10 раз інтегральну світлову потужність в порівнянні із еталонною пластиною.

Розроблено також прилад, що поєднує в собі фотодіод і розрядно-оптичний пристрій, схематичне зображення якого наведено на рис.1.7.

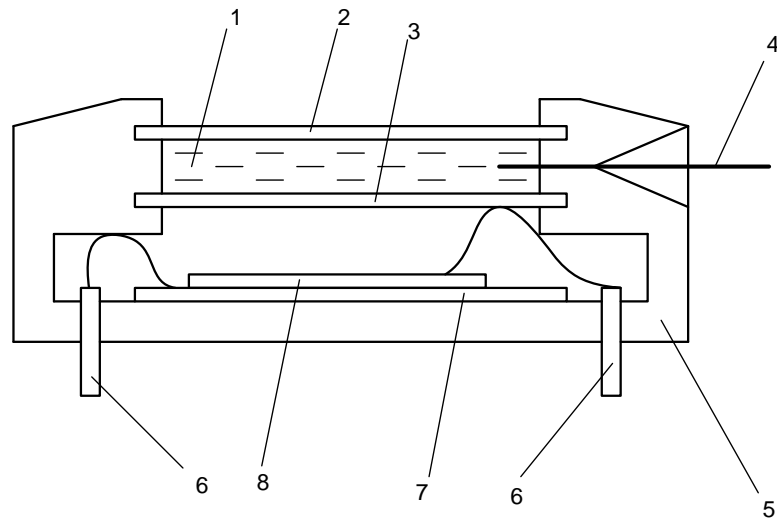


Рис. 1.7 – Розрядно- оптичний пристрій із фотодіодом

Прилад являє собою власне фотодіод, вхідне вікно якого виконано у вигляді розрядно-оптичного пристрою. До його складу входить розрядний проміжок у вигляді плоско-паралельної пластинки товщиною 0,1 - 0,8 мм, оптично прозорою в обраному діапазоні довжин хвиль (2), оптично-прозорий електрод із струмопровідної рідини (1), контакт, що передає на прозорий електрод високої напруги (4). Оптична система виконана у вигляді волоконно-оптичної шайби (3), кристалічного фотодіоду (8), розташованого на підкладці (7), яка монтується в діелектричному корпусі (5). Зняття електричних сигналів, живлення фотодіоду і його заземлення здійснюються за допомогою виводів (6). Подача струмопровідної рідини здійснюється за допомогою контакту (4), в якості якого використовується голка шприца.

При включенні високої імпульсної напруги в розрядному проміжку з'являється зображення об'єкту, обумовлене коронним розрядом (ефектом Кірліан), яке передається оптичною системою на реєструючий фотодіод. Топологія кристалу фотодіоду дозволяє диференційовано перетворювати оптичні сигнали різної потужності з різних ділянок поверхні об'єкту за допомогою секторної або мозаїчної топології. Форма топології кристалу фотодіоду вибирається залежно від очікуваної картини випромінювання.

Таким чином, доведено плідність застосування методу газорозрядної візуалізації дефектів здійснювати контроль пластин кремнію з метою відбракування дефектних екземплярів.

Проте, на нашу думку, є підстави для подальшого розвитку методу газорозрядної візуалізації і створенні нових розрядно-оптичних пристроїв та вимірювальних систем на їх основі. Зокрема, ми вважаємо перспективним розробку змінної розрядної касети для телевізійного мікроскопу, за допомогою якої можливе сканування поверхні об'єкту дослідження в автоматичному, автоматизованому або ручному режимі. При цьому інтегровані до системи телевізійна камера та персональний комп'ютер дозволяють виконувати обробку результатів вимірювання у реальному часі та у зручній формі.

Одним із перспективних напрямів застосування телевізійних методів контролю є, на нашу думку, контроль дефектів сонячних елементів і батарей, виготовлених за різними технологіями, в тому числі і на основі монокристалічного кремнію. І тут може бути корисною робота [78], яка присвячена саме контролю кремнію в технологічному ланцюгу виробництва мікроелектронних приладів.

1.5. Аналіз математичної моделі коронного розряду в системі вістря-площина

Розгляд процесів в коронному розряді представляє значний теоретичний та практичний інтерес. Основи теорії коронного розряду були закладені в роботах [81-85].

Особливістю коронного розряду постійного струму є суттєвий вплив просторового заряду іонів, дрейфуючих від вузької зони іонізації поблизу активного (коронуючого) електроду до пасивного (некоронуючого) електроду. Саме наявність зовнішньої зони коронного розряду визначає його основні характеристики. У випадку постійної рухливості іонів їх дрейф в

зовнішній зоні стаціонарного уніполярного коронного розряду визначається нелінійним рівнянням третього порядку

$$\nabla(\nabla^2\Phi\nabla\Phi) = 0 \quad (1.3)$$

де Φ – скалярний потенціал електричного поля [86].

Розподіл електричного поля і потоку заряджених частинок для різноманітних конфігурацій електродів розглядувались у більшості робіт, починаючи з роботи Таунсенда [81], в якій була побудована вольт-амперна характеристика для системи електродів, які являють собою коаксіальні циліндри (точні рішення для цієї геометрії отримані в роботах [83,87]).

Рівняння (1.3) може бути вирішене аналітично в одновимірних випадках з сферичною, циліндричною та плоскою симетріями [88], на ряд нетривіальних рішень було вказано в роботах [89,90].

Для електродів відносно складної геометрії в більшості досліджень використовується гіпотеза Дейча [84] про те, що просторовий заряд слабо спотворює еквіпотенціальні поверхні та лінії електричного поля, а їх геометрію можна визначити із рішення лінійного рівняння Лапласа для потенціального поля: $\nabla^2\Phi = 0$.

До подібних досліджень можна віднести і роботи, засновані на θ -методі, запропонованим Попковим [91]. Зрозуміло, що наближення Дейча є обґрунтованим лише при малих струмах коронного розряду, коли створюване просторовим зарядом електричне поле мале в порівнянні з зовнішнім полем. При відносно великому струмі, зокрема, в граничному випадку, коли його величина обмежується впливом об'ємного заряду, це наближення, звичайно, являється достатньо грубим [92]. Тим не менше, наближення Дейча в силу геометричних причин природним чином виконується для ситуацій з високою симетрією (у випадках плоскої, циліндричної та сферичної симетрії задачі). Крім того, для двовимірного руху заряджених частинок в роботах [90,93] було виявлено цілий ряд ситуацій, коли це наближення приводить до точного рішення задачі.

Значний інтерес традиційно викликає аналіз коронного розряду для геометрії електродів «вістря – площина» [94-101]. В більшості робіт використовується апроксимація форми вістря гіперболоїдом обертання. В рамках наближення Дейча це відповідає тому, що еквіпотенціальні поверхні будуть гіперболоїдами, а силові лінії поля та лінії струму – еліпсами.

Проте, в роботі [101] для розподілу електричного поля використовувалась апроксимація полем точкового заряду, розміщеного над провідною площиною. Зазначимо, що задача про розгляд впливу об'ємного заряду на протікання струму при коронному розряді в більшості аналогічна із задачею про стаціонарний вільний рух заряджених частинок в вакуумі, що описується рівнянням 4-го порядку [102];

$$\nabla(\nabla^2(\nabla\Psi)^2\nabla\Psi) = 0, \quad (1.4)$$

яке має аналогічними рівнянню (1.2) симетріями. Тут Ψ – потенціал швидкості, тобто, така скалярна функція, що $v = \nabla\Psi$ (для дрейфового руху, що описується рівнянням (1), справедливо $\Psi \approx \Phi$). Для даного рівняння крім ряду точних рішень для потоку частинок у всьому просторі [22] відоме також частинне рішення Пірса [103], яке є зшивкою одновимірною рішення рівняння (2), що описує сильно точний паралельний пучок електронів, та рівняння Лапласа для потенціалу поля в області поза пучком. Конструкцію електродів, які відповідають цьому рішенню, називають гарматою Пірса.

Відомо, що зовнішня зона коронного розряду з вістря ділиться на дві області: область дрейфу, де має місце об'ємний заряд, та область, де заряди відсутні (лінії електричного поля, що відносяться до цієї області, починаються поза зоною іонізації). Числовий розрахунок стаціонарної уніполярної корони, враховуючи цю обставину, проводився в роботах [104,105].

Процеси, аналогічні процесам що відбуваються у коронному розряді, мають місце і при емісії заряджених крапель з вершин конусів Тейлора [106], що формуються на поверхні рідини в електричному полі.

В роботі [107] у припущенні про те, що рухливість крапель в оточуючому газі – постійна, а область дрейфу – конічна, були отримані рішення для розподілу електричного поля поблизу вершини рідкого конуса, що нагадують по структурі рішення Пірса. Для цих рішень потенціал електричного поля залежить як корінь квадратний від відстані до вершини конуса $\Phi \propto r^{1/2}$, що обумовлюється вимогами рівноваги рідини [106].

Розглянемо узагальнене рівняння (1) в випадку, коли рухливість носіїв заряду залежить від напруженості електричного поля ступенево. Задача допускає широкий клас точних часткових рішень, який являє собою зшивку сферично симетричних рішень для потенціалу поля в області дрейфу, що відповідає режиму обмеження струму об'ємним зарядом, і само подібних рішень в області без об'ємного заряду. При цьому активний електрод являє собою ідеальний конус; конічною [107], є область дрейфу (рис.1.8). Основна відмінність задачі, що розглядується, від задачі з роботи [107] полягає в тому, що в нашому випадку не вимагається виконання специфічної умови $\Phi \propto r^{1/2}$, яка обмежує можливий вид потенціалу.

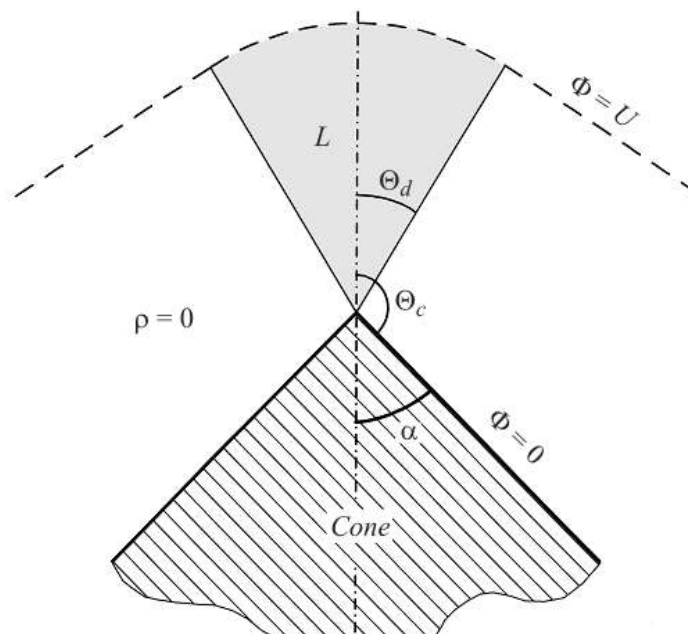


Рис. 1.8 –Задача для системи електродів «вістря-площина»

Заряд дрейфує (рис. 1.8) від кородуючої вершини конічного електроду з кутом пів-розгортки α в середину тілесного кута з кутом розгортки Θ_d . В області $\Theta_d < \theta < \Theta_c$ об'ємний електричний заряд відсутній.

Для моделі коронного розряду, заснованої на подібних рішеннях, зона іонізації є точковою. Це відповідає граничному випадку, в якому радіус кривизни вістря активного електроду і радіус зони іонізації малі в порівнянні з масштабом всієї системи, зокрема з між електродною відстанню.

В режимі насичення, як показано в [109], саме об'ємний заряд, а не геометрія вершини коронуючого вістря визначає розподіл електричного поля на периферії. Це, зокрема, добре ілюструють точні рішення для одновимірних випадків (відповідні рішення наведено в [88, 98]) на нескінченному віддаленні від джерела заряджених частинок заряду над власним полем електроду.

Необхідно відмітити, що моделі, засновані на сферично симетричних рішеннях в області дрейфу, вже використовувались для моделювання коронного розряду. Так, в роботі [108] досліджувався коронний розряд в системі електродів, що являють собою концентричні сфери. Автор роботи при цьому відмічав, що хоч така система не реалізована на практиці, вона може служити наближенням при розгляді геометрії електродів «сфера – напівсфера».

В роботі [109] при аналізі системи «вістря – площа» автори заміняли її системою концентричних сфер. Однак, використання сферично симетричних рішень для потенціалу поля не обґрунтовувалось можливістю їх зшивки з рішенням рівняння Лапласа поза областю дрейфу, а було формальним. Сферичним симетричним вважали потік іонів автори робіт [110,111], замінюючи розгляд задачі в реальній геометрії «голка – площа» на геометрію «сфера – площа». Також штучним було наближення границі області дрейфу конусом в роботі [112].

Таким чином, наведений огляд веде до висновку, що сферична симетрія розподілення потенціалів поля і кінчна форма області дрейфу природно виникають при розгляді коронного розряду з ідеального кінчного вістря.

Для перевірки аналітичних рішень задачі «конічне вістря - площина» можна використати емпіричну апроксимацію Варбурга [103].

Розгляд стаціонарного дрейфового рух заряджених частинок з зовнішній зоні уніполярного коронного розряду. Припустимо, що швидкість дрейфу носіїв заряду (v) зв'язана з напруженістю електричного поля (E) відношенням

$$v = \mu E, \quad (1.5)$$

де μ – рухливість, яку по аналогії з роботою [96] будемо вважати степеневою функцією напруженості поля

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{|E|}{E_0} \right)^{\nu}, \quad (1.6)$$

де E_0 – характерне значення напруженості поля, для якого зручно прийняти $E_0 = U/L$, де L – між електродна відстань, а U – прикладена різниця потенціалів; ν – постійний показник, який приймає значення в діапазоні $-0,5 < \nu < 0,5$ для різних відношень E_0/n , де n – концентрація газу [96]; μ_0 – стала, що характеризує середню рухливість носіїв заряду в між електродному проміжку. При відносно малих E_0/n можна вважати $\nu=0$; в цьому випадку $\mu=\mu_0$.

Вектор напруженості електростатичного поля (для нього $\nabla \times E = 0$) може бути визначений як градієнт скалярної функції – потенціалу електричного поля:

$$E = -\nabla\Phi.$$

Розподіл потенціалу поля описується рівнянням Пуассона:

$$\nabla^2\Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (1.7)$$

де ρ – густина заряду, ε – абсолютна діелектрична проникність середовища. Для стаціонарного потоку заряджених частинок рівняння неперервності має вигляд

$$\nabla j = 0,$$

де $j = \rho v$ – густина електричного струму. З врахуванням (1.5) його можна записати в формі:

$$\nabla(\mu\rho\nabla\Phi) = 0.$$

Підставляючи сюди залежність рухливості від напруженості поля (2.4), отримаємо:

$$\nabla(\rho|\nabla\Phi|^\nu\nabla\Phi) = 0. \quad (1.8)$$

З рівнянь (1.7) та (1.8) можливо виключити [104] густину заряду ρ , що приводить до єдиного нелінійного рівняння третього порядку:

$$\nabla(\nabla^2\Phi|\nabla\Phi|^\nu\nabla\Phi) = 0 ,$$

що є узагальненням рівняння (1.3).

Відповідно до рекомендацій [104] пошук рішення рівнянь (1.7) та (1.8) ведуть у вигляді:

$$\Phi(r, \theta) = UA(\theta)\left(\frac{r}{L}\right)^\gamma, \quad (1.9)$$

$$\rho(r, \theta) = -\varepsilon UL^{-2}B(\theta)\left(\frac{r}{L}\right)^{\gamma-2}, \quad (1.10)$$

де r – відстань від вершини конуса, θ – полярний кут, відлік якого починається від осі симетрії, A і B – безрозмірні функції кута. Вектор густини електричного струму для такої підстановки розписується через компоненти r та θ як

$$j = \mu\varepsilon U^2 L^{-3}\left(\frac{r}{L}\right)^{2\gamma-3}\left\{rBA, BA_\theta\right\}. \quad (1.11)$$

Представлення рішення у вигляді (1.9) та (1.10) відповідає розділу змінних в сферичній системі координат. Розподіл електричного поля і густини заряду, що описується цими виразами, є масштабно інваріантними (самоподібними) з показником γ . Подібні залежності в двомірному випадку (змінні розподіляються в полярних координатах) розглядувались в роботах [115,116] що застосовувались для аналізу дальньої асимптотики для дрейфового руху заряджених частинок в геометрії «провідник – площина».

Стосовно вільного руху заряджених частинок, що описується рівнянням (1.4), аналогічна гіпотеза використовувалась в ряді робіт [102, 117-120].

Підстановка (1.9) і (1.10) в (1.7) та (1.8) приводить до наступної системи звичайних диференціальних рівнянь на кутові розподілення потенціалу електричного поля та густини заряду:

$$\gamma(\gamma + 1)A + A_{\theta\theta} + A_{\theta} \operatorname{ctg} \theta = B, \quad (1.12)$$

$$\gamma(2\gamma + \nu\gamma - \nu - 1)CA \sin \theta + (CA_{\theta} \sin \theta)_{\theta} = 0 \quad (1.13)$$

де для зручності введено допоміжну функцію $C(\theta)$:

$$C = B(\gamma^2 A^2 + A_{\theta}^2)^{\nu/2}.$$

Видно, що в окремому випадку, коли

$$\gamma = \frac{1 + \nu}{2 + \nu}, \quad (1.14)$$

перший доданок в лівій частині (1.13) дорівнює нулю (аналогічний випадок $\gamma=0$ описує асимптотичний розподіл потоку частинок для системи електродів «гіперболоїд обертання – площина» [98]. Тоді це рівняння можна інтегрувати, після чого отримаємо:

$$CA_{\theta} \sin \theta = \text{const}.$$

Оскільки, на осі симетрії задачі ($\theta = 0$) напруженість поля має лише радіальну компоненту ($A_{\theta} = 0$) і крім того $\sin(0) = 0$, тоді при скінченному $C(0)$ константу інтегрування слід вважати рівною нулю. Тоді рівняння неперервності отримає простий вигляд [104]:

$$BA_{\theta} = 0, \quad (1.15)$$

де також враховано, що

$$(\gamma^2 A^2 + A_{\theta}^2)^{\nu/2} > 0.$$

В такому випадку, як видно з (1.11), кутова складова густини струму скрізь рівна нулю. Рівняння (1.15) розділяється на дві частини: $A_{\theta} = 0$ і $B = 0$.

Звідси, в задачі допускаються два типу рішень. З врахуванням рівняння (1.12) та нормуючої умови $A(0) = 1$, перше рішення має вигляд

$$A = 1, \quad B = \gamma(\gamma + 1). \quad (1.16)$$

Рішення (1.16) описує сферично симетричний дрейф заряджених частинок від вершини конічного електроду в кутовому діапазоні $0 \leq \theta \leq \Theta_d$ (рис. 1.8). Умова $\theta = \Theta_d$ задає конічну границю області дрейфу.

Рішення (1.16) також забезпечує виконання умов симетрії $A_\theta(0) = 0$ та $B_\theta(0) = 0$, а також умову відсутності потоку через границю області дрейфу $A_\theta(\Theta_d) = 0$. Для другого типу рішень об'ємний електричний заряд відсутній, а розподіл електричного поля визначається рівнянням Лапласа, яке зводиться до звичайного лінійного диференціального рівняння:

$$\gamma(\gamma + 1)A + A_{\theta\theta} + A_\theta \operatorname{ctg} \theta = 0.$$

Шукане рішення в даному випадку має вигляд:

$$A = c_1 P_\gamma(\cos \theta) + c_2 P_\gamma(-\cos \theta), \quad B = 0, \quad (1.17)$$

де P_γ – функція Лежандра порядку γ , а c_1 та c_2 – деякі константи. Позначимо кут напіврозгортки конічного електроду α (його поверхня задається рівнянням $\theta = \Theta_c \equiv \pi - \alpha$).

Рішення (1.17) реалізується поза областю дрейфу в кутовому діапазоні $\Theta_d \leq \theta \leq \Theta_c$ (рис. 1.8).

Необхідним є виконання умов рівності нулю потенціалу на поверхні конічного електроду: $A(\Theta_c) = 0$, а також неперервності обох компонент (радіальної та полярної) електричного поля на границі області дрейфу: $A(\Theta_d) = 1$ та $A_\theta(\Theta_d) = 0$, відповідно. Граничні умови при підстановці в них рішення (1.17) приймають вигляд:

$$c_1 P_\gamma(\cos \Theta_c) + c_2 P_\gamma(-\cos \Theta_c) = 0,$$

$$c_1 P_\gamma(\cos \Theta_d) + c_2 P_\gamma(-\cos \Theta_d) = 1,$$

$$c_1 P'_\gamma(\cos\Theta_d) - c_2 P'_\gamma(-\cos\Theta_d) = 0,$$

де P'_γ позначає похідну функції Лежандра по аргументу. Оскільки умови три, то вони визначають сталі інтегрування c_1 і c_2 , а також кут Θ_d . Вільними параметрами задачі при цьому являються кут пів-розгортки кінцевого електроду α та показник γ .

Для констант c_1 і c_2 :

$$c_1 = \frac{P_\gamma(\cos\alpha)}{P_\gamma(\cos\alpha)P_\gamma(\cos\Theta_d) - P_\gamma(-\cos\alpha)P_\gamma(-\cos\Theta_d)}, \quad (1.18)$$

$$c_2 = \frac{P_\gamma(-\cos\alpha)}{P_\gamma(\cos\alpha)P_\gamma(\cos\Theta_d) - P_\gamma(-\cos\alpha)P_\gamma(-\cos\Theta_d)}. \quad (1.19)$$

При цьому зв'язок між кутами пів-розгортки області дрейфу Θ_d і кінцевого електроду α задається рівнянням:

$$\frac{P'_\gamma(\cos\Theta_d)}{P'_\gamma(-\cos\Theta_d)} = -\frac{P'_\lambda(-\cos\alpha)}{P'_\lambda(\cos\alpha)} \quad (1.20)$$

Таким чином, на основі самоподібних рішень (1.9) та (1.10) згідно із [104] для відомих функцій Φ та ρ отримані точні рішення (1.16) та (1.17) вихідних рівнянь (1.7) та (1.8) в області дрейфу носіїв заряду і в області, де об'ємний заряд відсутній. Їх вдається зшити на границі цих областей, задовольнивши всі необхідні умови. Можливість подібної зшивки зв'язана з тим, що при виконанні умови (1.14) рівняння (1.13) може бути зведеним до простого факторизованого рівняння (2.13), що дає в підсумку два сумісні шляхи рішень.

Важливо, що для знайдених рішень обмеженість області, яку займає просторовий заряд, що є характерним для коронного розряду з вістря [105,106], отримується природним шляхом. Для порівняння, в моделях [95,96,109] обмеженість кутового розміру області дрейфу вводиться штучно – з погляду відповідності експериментальним даним.

Таким чином, відповідно до [104], отримано сімейство точних рішень із двома параметрами. Параметрами тут є кут пів-розгортки конічного електроду α та показник залежності рухливості від напруженості поля ν .

Як показує аналіз відношення (1.20), при заданому ν рішення існують при кутах пів-розгортки в діапазоні:

$$0 < \alpha \leq \alpha_m,$$

де граничне значення кута $\alpha_m = \alpha_m(\nu)$ визначається з умови, що функція Лежандра P_γ дорівнює нулю:

$$P_\gamma(-\cos \alpha_m) = 0.$$

При зміні показника ν в діапазоні $-1/2 < \nu < 1/2$ (а показника γ відповідно в діапазоні $1/3 < \gamma < 3/5$) кут α_m буде змінюватись від значення 28,2 до 59,9°.

При $\nu = 0$ і, відповідно, $\gamma = 1/2$ буде $\alpha_m \approx 49,3^\circ$, що відповідає так званому куту Тейлора [107]. Відповідні рівнянню (1.20) залежності кута пів-розгортки області дрейфу від кута α для різних значень ν дано на рис.1.9.

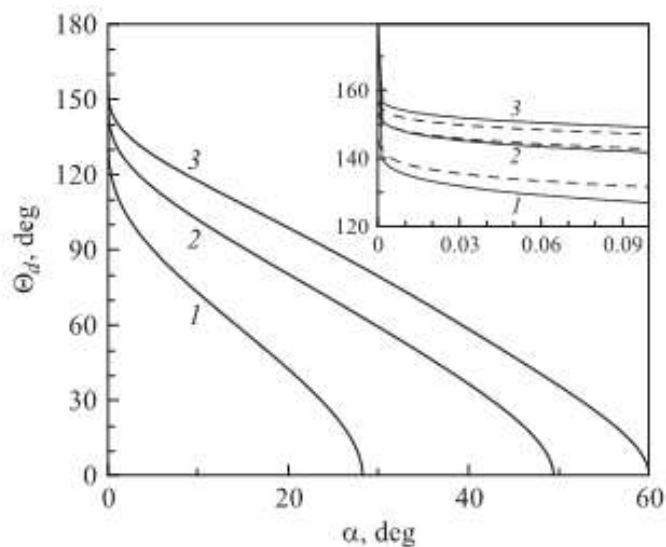


Рис.1.9 – Кут області дрейфу Θ_d в залежності від кута напіврозгортки конічного електроду α для показника $\nu = -0,5$ (1), 0 (2), 0,5 (3)

Видно, що кутовий розмір області дрейфу монотонно спадає при зростанні кута розгортки конічного електроду, при чому похідна функції

$\Theta_d(\alpha)$ розходиться на границях інтервалу допустимих значень α . Для визначення характеру залежності Θ_d від α поблизу сингулярностей необхідна побудова аналітичних асимптотик.

Функція Лежандра $P_\gamma(\xi)$ в околі точки $\xi = -1$ може бути апроксимована виразом [121]:

$$P_\gamma(\xi) \approx \frac{\sin(\gamma\pi)}{\pi} \ln(1 + \xi),$$

в осередку точки $\xi = 1$ – виразом:

$$P_\gamma(\xi) \approx 1 - \frac{\gamma(\gamma+1)}{2}(1 - \xi).$$

Підставляючи їх в (1.20), отримаємо для границі $\alpha \rightarrow 0$ в основному порядку

$$(\pi - \Theta_d)^2 \approx -\frac{2}{\gamma(\gamma+1)\ln\alpha}, \quad (1.21)$$

тобто, кут Θ_d досить повільно прямує до π , що відповідає розширенню області дрейфа на весь простір. Як видно з графіків (рис. 1.9, вставка), навіть при дуже малих кутах розгортки кінцевого електроду, наприклад при $\alpha \approx 0,01$, кутовий розмір області без об'ємного заряду виявляється досить суттєвим: $(\pi - \Theta_d) \approx 32$ при $v = 0$.

Аналогічні рішення були отримані [104] для протилежної границі $\alpha \rightarrow \alpha_m$:

$$\Theta_d^2 \approx \frac{4P'_\gamma(-\cos\alpha_m)\sin(\gamma\pi)\sin\alpha_m}{\gamma\pi(\gamma+1)P_\gamma(\cos\alpha_m)}(\alpha_m - \alpha),$$

тобто, кут розгортки області дрейфу обертається в нуль кореневим шляхом. При $\alpha = \alpha_m$ об'ємного заряду в просторі над конусом немає, а розподіл потенціалу поля буде визначатись рішенням $A = P_\gamma(\cos\theta)$.

Необхідно зазначити, що рішення, які розглядаються, відповідають режиму обмеження струму просторовим зарядом. При наявності протяжної кородуючої області цей граничний випадок відповідає нулю напруженості поля на активному електроді по кореневому закону: $E \approx x^{1/2}$,

де x – відстань до електроду [98].

В нашому випадку $E \approx r^{\nu-1}$, тобто поле перетворюється в нескінченність, коли $r \rightarrow 0$. Це зв'язано з особливістю геометрії задачі – коронуюча область на електроді в області яка розглядається, є точковою. Дійсно, рішенням для сферично симетричного розподілу електричного поля в режимі обмеження струму просторовим зарядом відповідно до [96] є:

$$E \approx r^{-2} (r^{2\nu+3} - r_0^{2\nu+3})^{1/(\nu+2)},$$

де r_0 – радіус активного електроду (це рішення формально відповідає системі електродів, які представляють собою концентричні сфери).

Дана залежність переходить у використовувану нами при $r_0 \rightarrow 0$, тобто при умові малості радіуса кривизни вершини вістрійного електроду та розміру зони іонізації в порівнянні з міжелектродною відстанню.

Видно, що побудовані вище рішення виходять за рамки приближення Дейча. Дійсно, за відсутності просторового заряду розподіл потенціалу електричного поля поблизу вершини конуса буде описуватись виразом

$$\Phi(r, \theta) \approx r^k P_k(\cos \theta).$$

Зв'язок між показником k та кутом пів-розгортки конічного електроду α визначається з умови еквіпотенціальності його поверхні

$$P_k(-\cos \alpha) = 0.$$

У відповідності з цим виразом показник k монотонно зростає зі збільшенням кута розгортки. За виключенням тривіального випадку, коли $\alpha = \alpha_m(\nu)$ та $\Theta_d = 0$, форма еквіпотенціальних поверхонь за відсутності та при наявності просторового заряду буде різною, при чому, ступінь їх деформації збільшується при зменшенні кута розгортки.

Так, для тонкого вістря (тобто, в наближенні $\alpha \rightarrow 0$) маємо для потенціалу електричного поля без врахування об'ємного заряду [122]:

$$\Phi \propto r^k \left[1 + 2k \ln \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad k \approx \frac{1}{2 \ln \alpha},$$

що відповідає еквіпотенціальним поверхням, які задаються рівнянням

$$r(\theta) = \frac{2r(0)}{1 + \cos \theta}.$$

Ці рішення значно відрізняються від еквіпотенціальних поверхонь:

$$r(\theta) = r(0)$$

для сферично симетричного розподілу потенціалу $\Phi \propto r^\gamma$, враховуючого вплив об'ємного заряду. Таким чином, подібні рішення не можуть задовільно описати процеси в просторі між електродами.

У відповідності з формулами (1.6), (1.9), (1.11) та (1.16) для радіальної компоненти густини струму справедливо

$$j(r) = \frac{\gamma^{\nu+2}(\gamma+1)\mu_0 \varepsilon U^2}{Lr^2},$$

де зв'язок між показниками γ та ν визначається виразом (1.14). Тоді струм насичення коронного розряду на кінці електроді задається виразом

$$I = 2\pi r^2 (1 - \cos \Theta_d) j(r) = \frac{2\pi \gamma^{\nu+2}(\gamma+1)\mu_0 \varepsilon U^2}{L} (1 - \cos \Theta_d), \quad (1.22)$$

тобто, повний струм, як це характерно для коронного розряду [86], пропорційний до квадрату прикладеної різниці потенціалів.

Коефіцієнт при U^2 в вольт-амперній характеристиці (1.22) визначається геометрією електродів, а також властивостями оточуючого газу (зокрема, параметрами μ_0 та ν). Відповідна формулі (1.22) залежність струму від кута пів-розгортки кінцевого електроду при фіксованій різниці потенціалів U для різних значень показника ν зображена на рис.1.10. Видно, що струм насичення монотонно спадає при збільшенні кута розгортки.

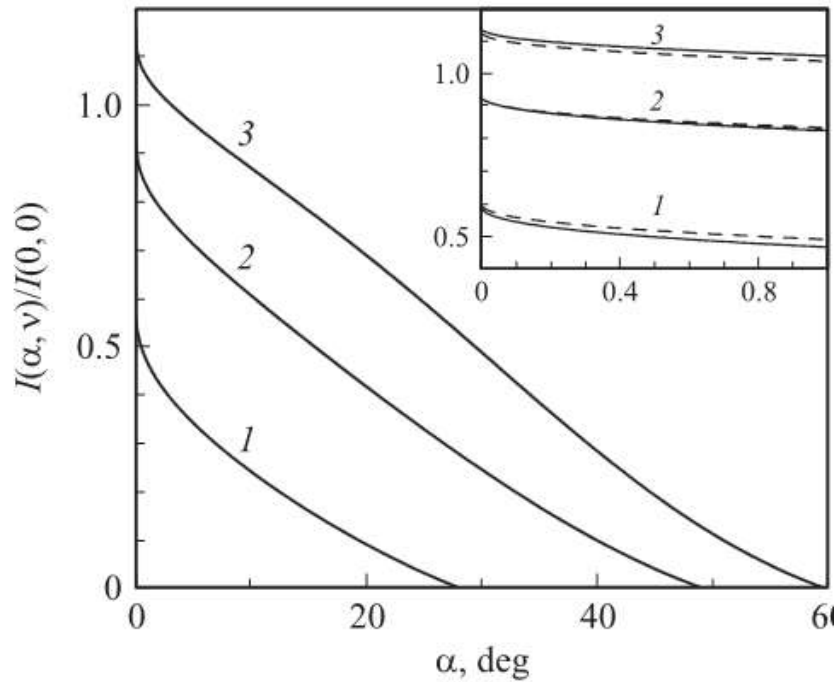


Рис.1.10 – Залежність струму насичення I від кута пів-розгортки кінцевого електроду α при фіксованій різниці потенціалу U для $\nu = -0,5$ (1), 0 (2), 0,5 (3); на вставці - та ж залежність в області малих кутів α ; штрихові лінії відповідають аналітичній асимптоті (1.23)

Експериментально зменшення струму при збільшенні кута розгортки вістря спостерігалось в роботі [123]. Найбільш відчутною ця залежність становиться для малих кутів, тобто для найбільш широко використовуваних електродів в формі голки. В границі $\alpha \rightarrow 0$, використовуючи (1.21), можна знайти кутову залежність струму насичення в явному вигляді

$$I \approx \frac{4\pi\gamma^{\nu+2}(\gamma+1)\mu_0\epsilon U^2}{L} \left(1 + \frac{1}{2\gamma(\gamma+1)\ln\alpha} \right). \quad (1.23)$$

З рис.1.10 видно, о струм розряду збільшується при збільшенні параметру ν при фіксованому μ_0 . Це пояснюється перерозподілом об'ємного заряду над вершиною кінцевого електроду при зміні ν (збільшення ν означає збільшення рухливості іонів поблизу вершини та зменшення рухливості на периферії). Як наслідок, при великих ν зменшується екрануючий вплив просторового заряду, а струм збільшується.

При побудові рішень для розподілу потенціалу в зовнішній зоні коронного розряду з кінцевого вістря ми не задавали геометрію пасивного електроду. Формально за протиелектрод можна прийняти будь яку еквіпотенціальну поверхню, зокрема поверхню $\Phi(r, \theta) = U$. В такому випадку при $0 \leq \theta \leq \Theta_d$ електрод-колектор має сферичну форму з радіусом L . Геометрія електродів «вістря-напівсфера», близька до розглядаємої нами, використовувалась в експериментальних роботах [124,125]. Вона має певні переваги перед більш розповсюдженою системою «вістря – площина».

Так, в роботі [124] відмічалось, що використання напівсферичного некородуючого електроду замість плоского, значно (приблизно в 1.7 раз) збільшує граничний струм розряду. В рамках нашої моделі при $v = 0$ область дрейфу з кутом розгортки π , відповідає вістря з кутом пів-розгортки $\alpha \approx 15^\circ$.

Для отриманих вище точних рішень залежності густини струму на пасивному електроді від кута θ має ступінчатий характер

$$j(\theta) = \begin{cases} j(0), & 0 \leq \theta \leq \Theta_d \\ 0, & \theta > \Theta_d \end{cases},$$

що є наслідком сферичної симетрії потоку заряджених частинок в області дрейфу. Для системи «вістря-площина» (будемо вважати, що відстань від вістря до плоского електроду h , а його поверхня задається рівнянням $r \cos \theta = h$) розподіл електричного поля і потоку іонів володіють лише осьюовою симетрією. Емпірично для даної геометрії була встановлена наступна кутова залежність густини струму (закон Варбурга) на плоскому електроді [114]:

$$j(\theta_p) \approx j(0) \cos^m \theta_p, \quad 0^\circ \leq \theta_p \leq 60^\circ, \quad (1.24)$$

де $m \approx 4,65$ для від'ємної корони та $m \approx 4,82$ для додатної, а при кутах, більших за 65° , струм практично відсутній в силу обмеженості області дрейфу. Для того, щоб підкреслити, що розподіл відноситься до площини електроду, ми використали позначення θ_p для полярного кута.

Якщо, як і раніше, в якості вістря взяти ідеальний конус та вважати область іонізації точковою, то в деякому околі його вершини будуть справедливі рішення. Зокрема, при $r \ll h$ еквіпотенціальні поверхні в області дрейфу будуть близькими до сферичних. Більш віддалені від вістря еквіпотенціальні поверхні будуть деформуватись під впливом протиелектроду, перетворюючись в площини при $r \cos\theta \rightarrow h$.

Розглянута аналітична модель коронного розряду з вістря враховує залежність рухливості іонів від напруженості електричного поля. Вона заснована на зшивці сферично симетричних рішень для потенціалу поля в області дрейфу і само подібних рішень в області без просторового заряду, аналогічна використаній при розгляді потоку заряджених капель в роботі [108]. Передбачалося, що активний електрод являє собою ідеальний конус, при чому коронує лише особлива точка – вершина конуса.

Також побудована наближена модель коронного розряду в геометрії «вістря – площина», для якої продемонстровано відповідність розподілу густини струму по пасивному електроду емпіричному закону Варбурга.

Отримані точні частинні рішення можуть бути використані для тестування чисельних методів розрахунку поля в зовнішній зоні уніполярного коронного розряду постійного струму. В роботі [105], де чисельно моделювався коронний розряд в геометрії «вістря – площина», відмічалось, що точність розрахунків значно падає для вістря з малим радіусом кривизни вершини. Автори зв'язували це з значною неоднорідністю електричного поля поблизу вершини вістря. В запропонованій аналітичній моделі вістря є ідеальний конус; радіус кривизни його вершини дорівнює нулю.

Слід відмітити, що у випадку, якщо умова (1.14) на показники ν та γ не виконується, рішення рівнянь (1.12) та (1.13) будуть описувати дрейф іонів в ситуації, коли зона іонізації не являється точковою, а розподілена по поверхні електроду. В окремому випадку, коли активний електрод являє собою голку, подібний аналіз був проведений в роботі [127].

Висновки до першого розділу.

В першому розділі виконано огляд сучасного розвитку технологій використання коронного розряду, зокрема, у газорозрядній візуалізації поверхневих дефектів провідників і напівпровідників. Встановлено, що найбільш перспективним є використання імпульсного коронного негативного розряду в пристрої із діелектричним бар'єром, як такого, що забезпечує найкращі експлуатаційні характеристики перед іншими видами розряду.

Проаналізовано математичну модель коронного розряду в системі «вістря-площина». Встановлено, що отриманий аналітичний вираз рішення диференціальних рівнянь електродинаміки для струму емісії іонів з вістря відповідає емпіричному закону Варбурга.

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДУ І ЗАСОБУ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ ДЕФЕКТІВ

2.1. Засіб телевізійного контролю коронного розряду

2.1.1 Лабораторний стенд для контролю дефектів в коронному розряді

Для дослідження коронного розряду об'єктів у твердій та рідкій фазах телевізійними засобами вимірювання нами створено стенд, структурну схему якого наведено на рис. 3.1.

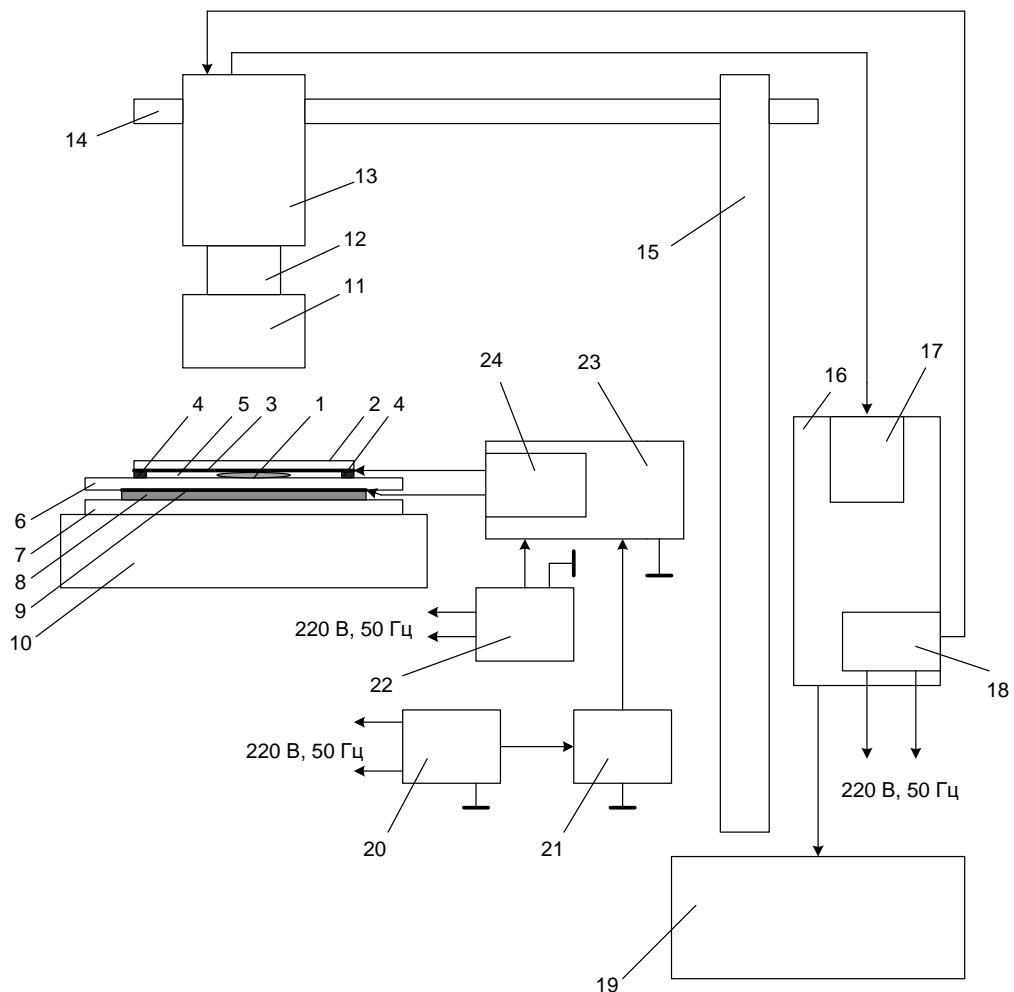


Рис. 2.1 – Структурна схема телевізійного стенду для дослідження коронного розряду

Лабораторний стенд має такі складові частини:

1 – об'єкт дослідження;

- 2 – покрівельне скло;
- 3 – прозорий електрод (ІТО);
- 4– суцільні бокові доріжки припою;
- 5 – повітряний зазор;
- 6 – скло для електричної ізоляції об'єкту дослідження;
- 7 – скло для ізоляції нижнього електроду;
- 8 – склотекстоліт;
- 9 – нижній непрозорий мідний електрод;
- 10 – предметний столик;
- 11 – об'єктив;
- 12 – оптичні кільця;
- 13 – телевізійна камера;
- 14 – рухома балка для кріплення телевізійної камери;
- 15 – стійка;
- 16 - персональний комп'ютер;
- 17 – відеоадаптер із телевізійним входом;
- 18 – блок живлення АТХ;
- 19 – монітор;
- 20 – лабораторне джерело живлення;
- 21 – генератор імпульсів управління;
- 22 – лабораторне джерело живлення;
- 23 – формувач імпульсів високої напруги;
- 24 – вихідний трансформатор.

В конструкції стенду використано скляну касету із прозорою верхньою поверхнею. На нижню сторону покрівельного скла нанесено прозорий електрод (ІТО). Нижня поверхня касети є непрозорою, оскільки проходженню світла заважає другий електрод, утворений пластиною фольгованого текстоліту марки СТ-1-50. Електроди розділені додатковою скляною пластиною, яка виконує роль електричного ізолятора. Ще одна скляна пластина ізолює другий електрод від предметного столика, на якому

розташована касета. Касету можна приводити в рух за допомогою ручних приводів предметного столика.

При подачі на електроди касети височастотних імпульсів високої напруги виникає коронний розряд, структура якого відображає топологічні особливості об'єкту дослідження. Густина та яскравість розрядних ниток завжди збільшена в місцях дефектів та загострень поверхні об'єкту.

Оптико-електронна система у складі об'єктиву, оптичних кілець та телевізійної камери типу Novus NVC-130BH фіксує зображення коронного розряду та перетворює його у телевізійний композитний сигнал (аналогового типу).

Телевізійний сигнал за допомогою радіочастотного коаксіального кабелю типу РК-70 надходить до телевізійного входу адаптера типу Aver TV, який встановлено у слот материнської плати персонального комп'ютера. Телевізійна камера отримує живлення від блоку живлення АТХ персонального комп'ютера. Монітор забезпечує виведення на екран зображення та результати вимірювання в числовій та графічній формі.

Спеціальне програмне забезпечення OWLEYE дозволяє виконувати циклічні вимірювання яскравості об'єкту по окремих ік селях, а також по перерізах площини зображення. Вимірювання яскравості відбуваються у відносних одиницях.

2.1.2. Розробка схеми електричної принципової газорозрядного пристрою

Для збудження коронного розряду створено електронну схему на основі високовольтного комутатора у складі потужного ключа на транзисторі IGBT типу NGTB25N120LWG від компанії ON Semiconductor та високовольтного трансформатора телевізійного рядкового розгорнення типу ТВС-90 ЛЦ5.

До затвору транзисторного ключа надходять імпульси управління від генератора на таймері NE555, схему електричну принципову якого наведено на рис. 2.2.

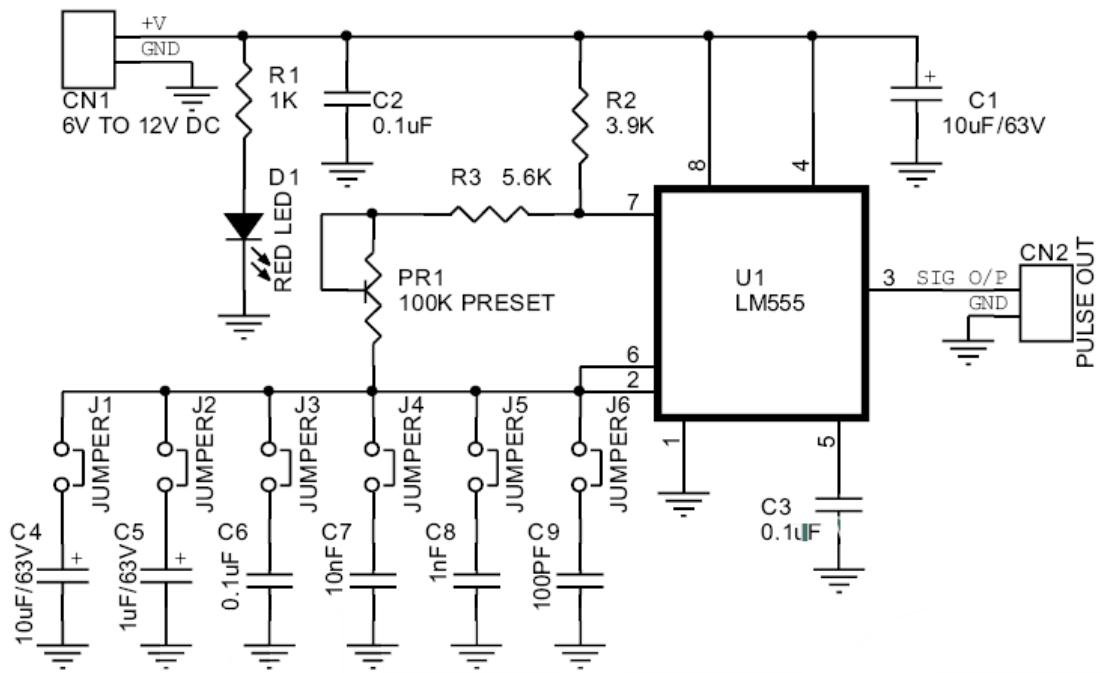


Рис. 2.2 – Схема електрична принципова генератора імпульсів управління

Первинну обмотку трансформатора, яка з'єднана із стоком транзистора IGBT, живить напруга 25-35 В від лабораторного джерела живлення. Межа для струму при цьому встановлена на 300 мА.

Живлення схеми генератора імпульсів управління забезпечує друге лабораторне джерело живлення з вихідною напругою 12 В. Межа струму для нього встановлена на 50 мА.

Оскільки в первинних колах схеми використано обмежену напругу (до 35 В), то схему побудовано без гальванічного розв'язання між виходом генератора та затвором транзисторного ключа.

Потенціометр PR1 дозволяє регулювати частоту імпульсів у межах діапазону, кий вибирають встановленням відповідної перемички на одному конденсаторів C4...C9 . Вибраний конденсатор та опір потенціометра утворюють RC – коло, яке задає частоту імпульсів.

Осцилограми напруги і струму коронного розряду отримали на вимірювальних резисторах схеми збудження (Рис. 2.3) за допомогою цифрового осцилографу (Рис.2.4).

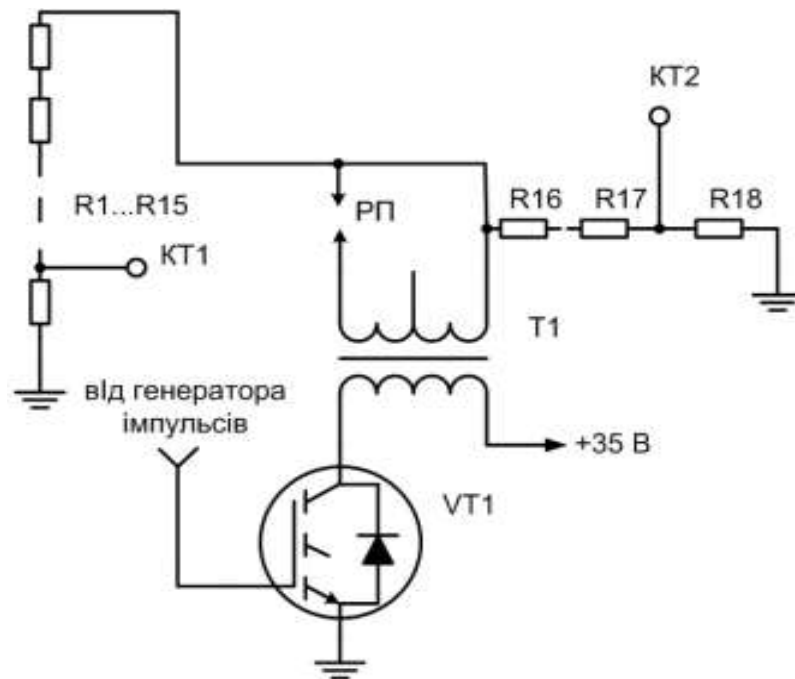


Рис. 2.3 – Схема електрична принципова пристрою збудження негативного імпульсного коронного розряду: РП – розрядний пристрій

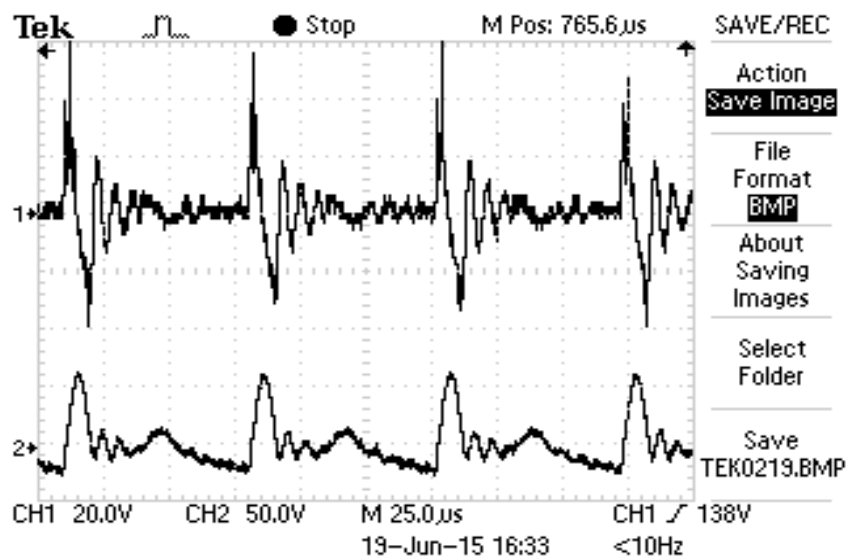


Рис. 2.4 – Осцилограми струму (канал CH1) та напруги (канал CH2) негативного імпульсного коронного розряду

Для зменшення впливу завад використано резистор в колі вимірювання струму $R18 = 510 \text{ Ом}$. Розрахована імпульсна амплітуда струму дорівнює 73 мА , амплітуда напруги складає 980 В (Рис. 2.4).

2.2. Експериментальне дослідження схеми газорозрядного пристрою

Експериментально було досліджено роботу схеми на різних частотах. Експериментально підтверджено, що трансформатор ТВС-90ЛЦ5 має однаковий коефіцієнт трансформації (тобто має лінійний вихід) у діапазоні частот від 1 до 100 кГц, що було перевірено в ході окремого досліду. При досліді застосували генератор звукових частот Г1-50 та цифровий осцилограф Tektronix1002.

На рис. 2.5 наведено осцилограму імпульсів управління на виході генератора, побудованого на основі таймера NE555.

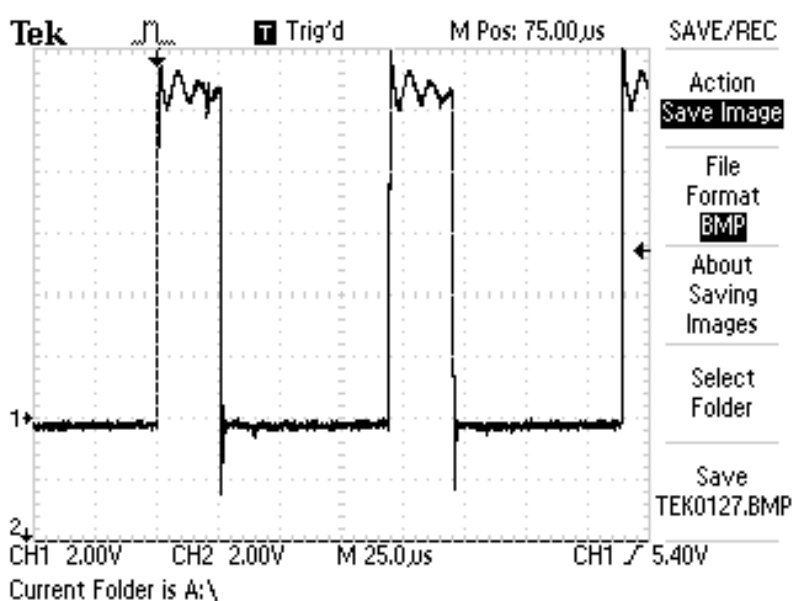


Рис. 2.5 – Осцилограма вихідного сигналу генератора імпульсів управління

Імпульси управління мають частоту 10,36 кГц та амплітуду 12 В. Зазначимо, що тривалість імпульсів є значно меншою від тривалості паузи. Шпаруватість Q імпульсів (тобто відношення періоду до тривалості імпульсу) відповідно до рис. 2.3 дорівнює:

$$Q = 38 \cdot 25 \text{ мкс} / 25 \cdot 1 = 3,8.$$

При вмиканні та розмиканні транзисторного ключа в обмотках трансформатора виникають коливання. Оскільки шпаруватість імпульсів не дорівнює 2 (сигнал типу меандр), то в колі між примусовими коливаннями з частотою 10,63 кГц виникають також вільні коливання (рис. 2.6) і, таким

чином, вихідна частота імпульсів трансформатора буде встановлена приблизно у 30 кГц.

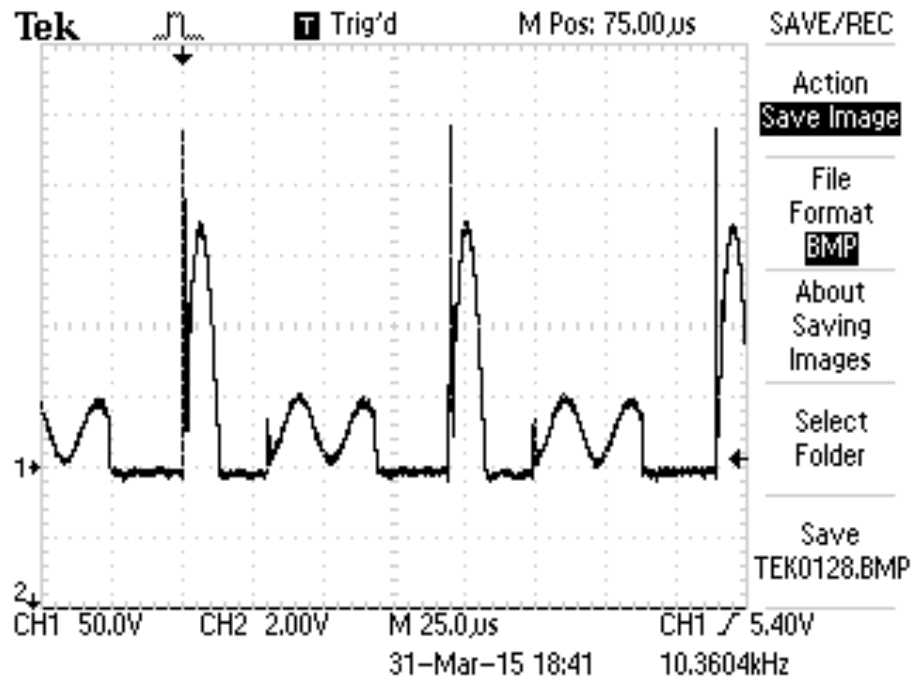


Рис. 2.6 – Осцилограма сигналів у колі стоку транзисторного ключа

В колі стоку транзисторного ключа була отримана осцилограма, за якою можна оцінити добротність кола трансформатора, яка приблизно дорівнює відношенню амплітуди першого імпульсу до напруги живлення. Добротність приблизно дорівнює: $175\text{V}/25\text{V} = 7$. Амплітуда сигналу після першого імпульсу спадає втричі і наступні два імпульси мають амплітуду приблизно 50 В. Потім, з надходженням нового імпульсу після вмикання ключа, картина повторюється.

На осцилограмі ми бачимо лише додатну частину коливань, оскільки транзистор має в своєму складі обернено включений діод, який шунтує від'ємну частину сигналу на виток, який з'єднано із загальною шиною (корпусом).

Проте, у колі вторинної обмотки трансформатора коливальний процес не припиняється, про що свідчить осцилограма, яка була отримана за дещо інших умов (рис. 2.7).

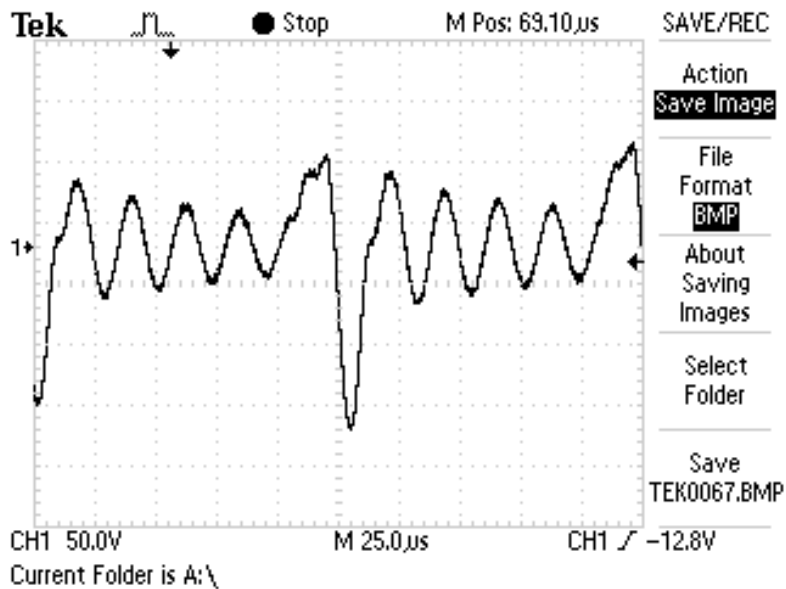


Рис. 2.7 – Осцилограма сигналу на виході трансформатору ТВС-90ЛЦ5

Для отримання осцилограми (рис. 2.7) напругу живлення в колі стоку було встановлено на рівні 10 В. Частота імпульсів управління складала 7,8 кГц, а вихідна частота - 39 кГц. Розмах амплітуди сигналу (Рк-Рк – peak to peak) дорівнював 442 в.

За тою ж самою осцилограмою, але у збільшеному масштабі (рис. 2.8), визначимо сталу затухання τ . Процес затухання амплітуди коливань в часі відбувається за законом:

$$U = U_0 e^{-t/\tau} \quad , \text{ звідки:} \quad (2.1)$$

$$\tau = t_1 / \ln(U_0/U_1) \quad (2.2)$$

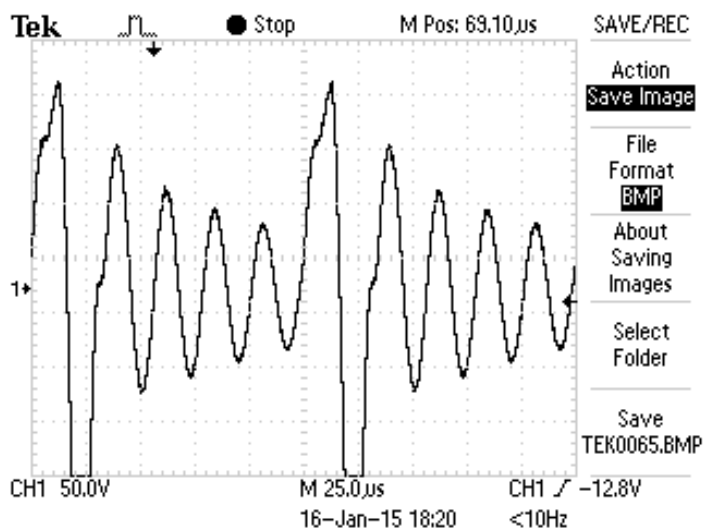


Рис. 2.8 – Осцилограма для визначення сталої затухання сигналу у вихідному колі трансформатора

Відповідно до рис. 2.8 маємо: $\tau = 92,5 \mu\text{с} / \ln(185\text{В}/30\text{В}) = 50,8 \mu\text{с}$.

Дослідним шляхом доведено, що можливе збудження коронного розряду на частоті резонансу вихідного кола імпульсного трансформатору при значно меншій напрузі, ніж в розповсюджених схемах, де напруга може бути 5-20 кВ. Також досліджено роботу газорозрядного пристрою при різній товщині діелектричного бар'єру (Рис. 2.11).

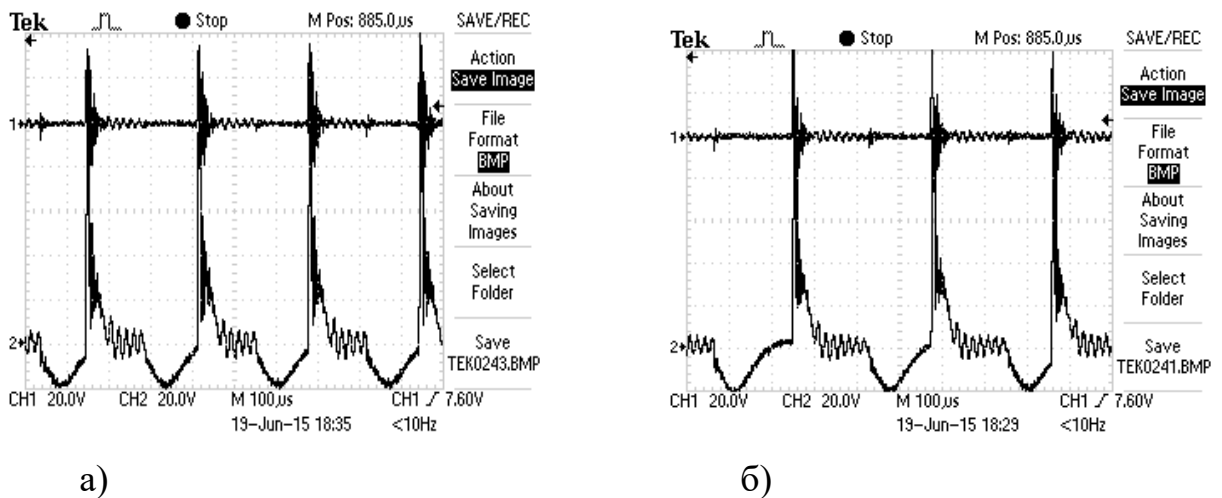


Рис. 2.11 – Осцилограми струму (канал 1 – CH1) і напруги (канал 2 – CH2) для різної товщини діелектричного бар'єру: а) товщина діелектричного бар'єру 5 мм (три тонких скляних пластини), амплітуда струму дорівнює 74 мА; б) бар'єр із однієї скляної пластини товщиною 1,35 мм, амплітуда напруги дорівнює 144 мА

В розробленому розрядному пристрої газовий проміжок має малу відстань – до 1 мм, а сама поверхня об'єкту контролю гальванічно з'єднана із катодом. Високовольтний електрод (анод) розміщено на склі у вигляді тонкої плівки оксиду індію (прозорого електроду). Крім того, анод відокремлено від газового проміжку додатковою скляною пластиною для запобігання збудженню поверхневого іскрового розряду. Коронний розряд збуджується в газі (звичайному повітрі) і започатковує струм провідності, який продовжує йти через канали пробою скрізь діелектрик до аноду. При цьому виникають

характерні імпульси з частотою 160 кГц, які можна зв'язати із імпульсами Тричела.

При збільшенні товщини діелектричного бар'єру в 3 рази струм зменшувався приблизно в 2 рази, про що свідчать отримані осцилограми (Рис.2.11). Таким чином можливе регулювання розрядного струму зміною товщини діелектричної пластини без втручання в налаштування електричної схеми пристрою.

2.3. Експериментальне дослідження дефектів в коронному розряді

Телевізійний стенд для контролю дефектів на основі газорозрядної візуалізації наведено на рис. 2.12.

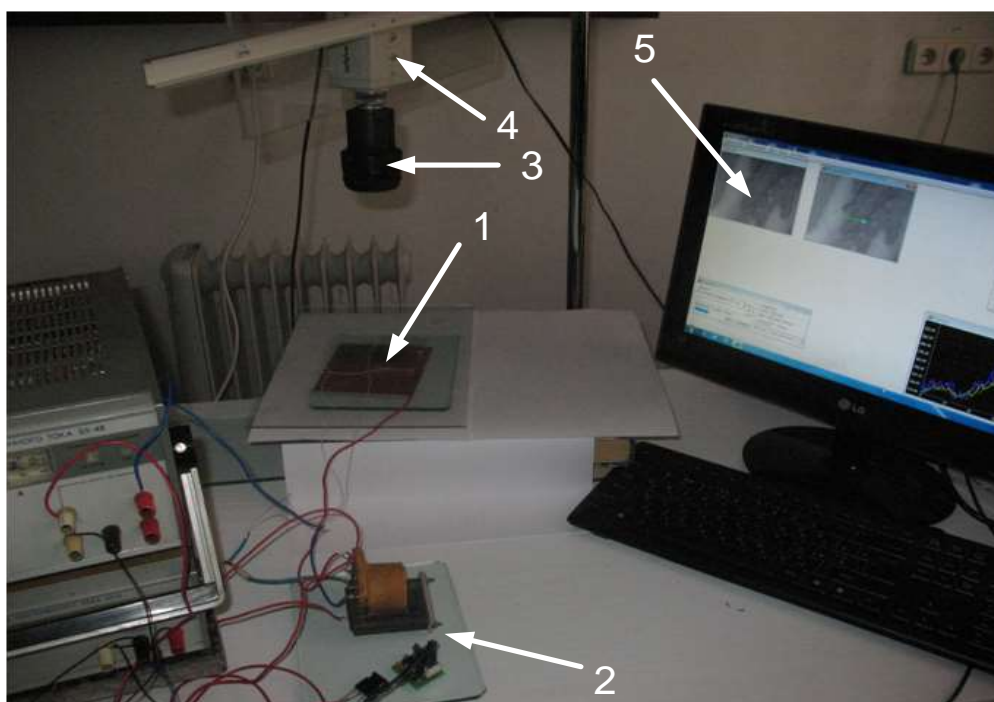


Рис. 2.12 – Стенд для телевізійного контролю дефектів методом збудження коронного розряду

На рисунку 2.12 позначені:

- 1 – прозора касета із об'єктом дослідження;
- 2– компоненти схеми імпульсного збудження коронного розряду;
- 3– об'єктив;

4 – телевізійна камера;

5 – зафіксоване та підготовлене до вимірювання зображення коронного розряду

Для роботи в умовах надмірного світлового шуму використано також штору. Використання штори при вимірюваннях дозволяє працювати в умовах денного освітлення при малих величинах яскравості об'єкту.

Нами поставлено експеримент із збудження коронного розряду у повітряному зазорі між додатним електродом, який утворює скляна пластина із нанесеним на неї прозорим електродом на основі окислу індію (ITO – indium thin oxide), та від'ємним заземленим електродом із встановленою на ньому сталеву деталлю (Рис. 2.13).

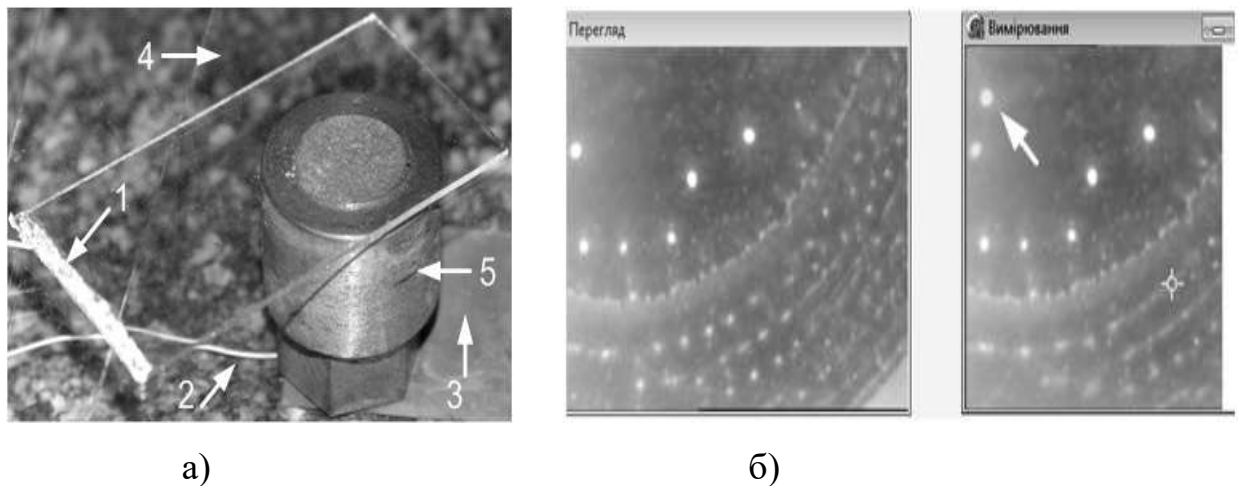


Рис. 2.13– процес газорозрядної візуалізації зруйнованого штоку вузла впорскування термопластавтомату: а) розрядний пристрій: 1- прозорий електрод із напаяною шиною; 2 – шина заземлення; 3 – негативний електрод; 4 – ізолююче скло; 5 – об'єкт контролю; б) – коронний розряд над дефектами поверхні, що мають загострену форму, зображення отримане у вікні програми OwlEye: стрілка вказує на рухомий іскровий розряд

При цьому режим збудження коронного розряду мав такі особливості:

- імпульсну напругу збудження зменшено до 900-1200 В при частоті імпульсів 8 кГц та шпаруватості 4-4,5;

- проміжок розряду разом із вторинною обмоткою імпульсного трансформатора утворюють коливальне коло, резонансна частота якого знаходиться в межах 110-160 кГц.

В перших дослідах було застосовано касету мінімальної товщини. При цьому другий електрод був приклеєний до непровідної поверхні скла із прозорим електродом, а сам об'єкт дослідження затискали між цим електродом і склом (рис.2.14). Таким чином, відстань між електродами перевищувала товщину скла лише на товщину об'єкту. Скло із прозорим електродом має товщину 1,35 мм. Товщина об'єкту дорівнювала 0,25 мм. Таким чином, відстань між електродами дорівнювала всього 1,6 мм.

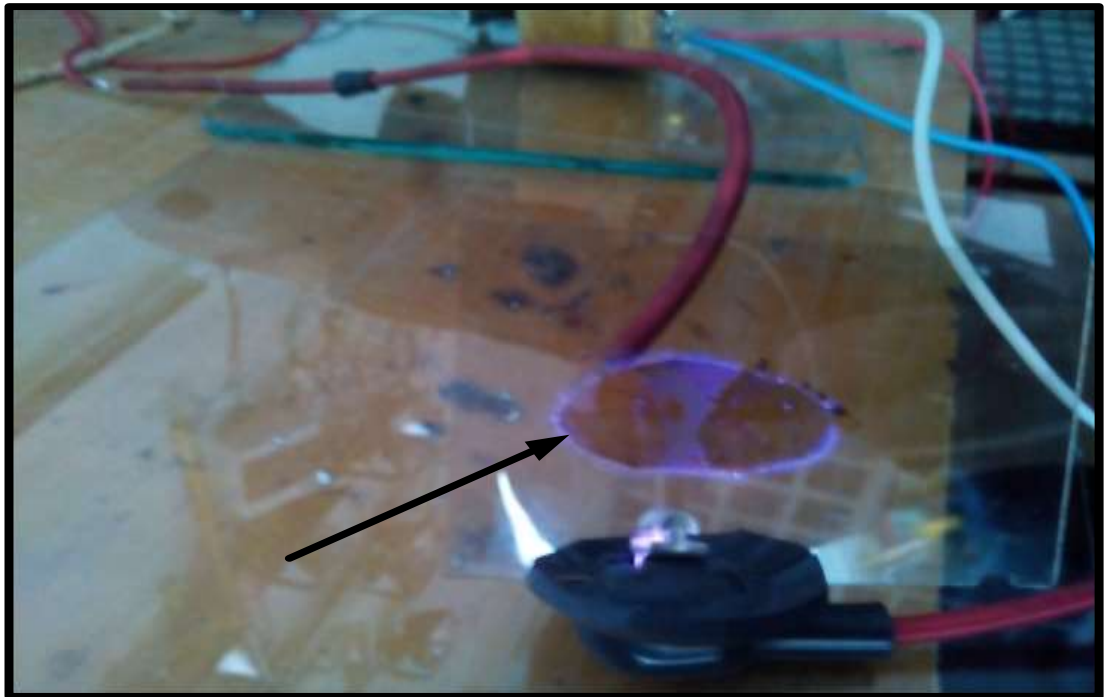


Рис.2.14 - Перший реалізований варіант методики дослідження коронного розряду: стрілка вказує на осередок збудження і світіння корони

Газовий коронний розряд використовують для контролю дефектів різних об'єктів. Ця технологія відома також як ефект Кірліан. Коронний розряд збуджують у повітрі, яке знаходиться між об'єктом дослідження та електродами. Ефект, як правило, отримують при напрузі від 5 до 15 кВ з частотою від 10 до 100 кГц.

Наступним кроком стала апробація касети із ізолюючим склом між електродами (рис.2.15), що дало змогу уникнути крайового пробою між електродами при їх наближенні, а також розширити діапазон об'єктів дослідження за їх розмірами.

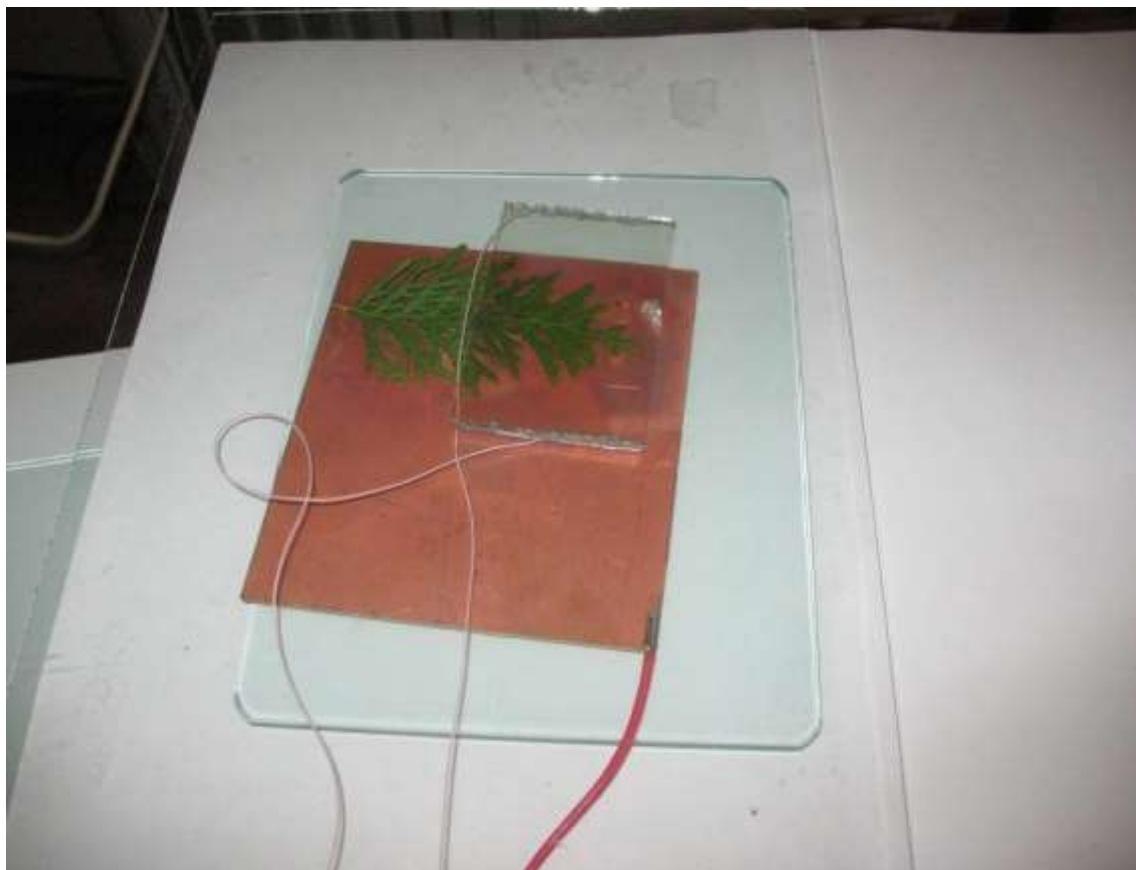


Рис. 2.15 – Касета із ізолюючим склом між електродами: об'єкт дослідження – свіже зірване листя (голки) туї

До складу телевізійного стенду було додано цифровий осцилограф для вимірювання амплітудних і часових параметрів сигналів пристрою збудження імпульсного коронного розряду. Таким чином, утворено телевізійну інформаційно-вимірювальну систему (ТІВС).

Процес контролю в ТІВС дефектів монокристалічної кремнієвої пластини для фотоелектричної сонячної батареї наведено на рис.2.16. Предметний столик тут не використовувався, а об'єкт контролю був розташований на гранітній плиті. Касета розрядного пристрою була замінена на сукупність пластин для експериментів із склом різної товщини.

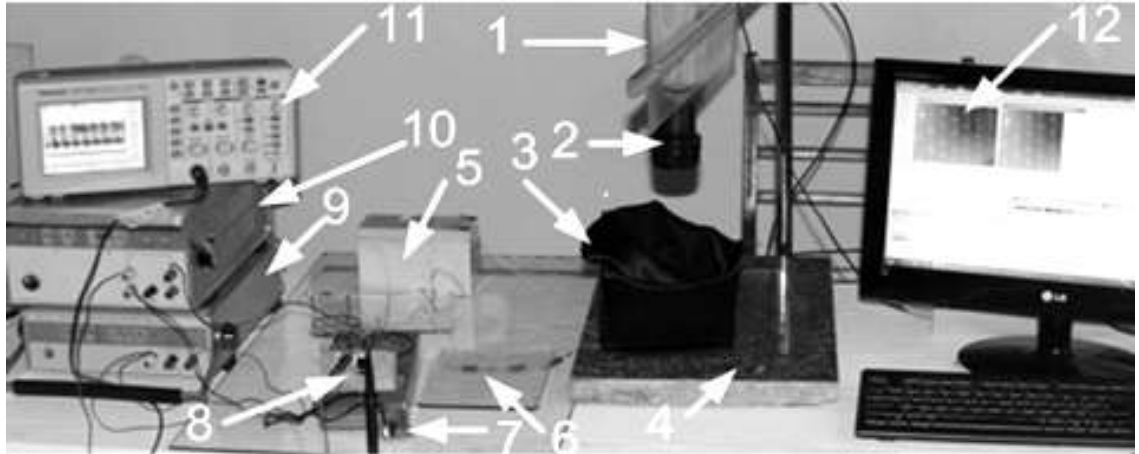


Рис. 2.16 – Телевізійна інформаційно-вимірвальна система контролю дефектів: 1- телевізійна камера NOVUS; 2 – об’єктив HELIOS; 3 – екран у вигляді ширми; 4 – гранітна плита; 5 – акумулятор 12 В – джерело темного струму для кремнієвої пластини; 6 – вимірвальні резистори; 7 – генератор імпульсів; 8 – силовий ключ IGBT; 9 – блок живлення генератора імпульсів; 10 – блок живлення транзисторного ключа; 11 – осцилограф Tektronix 1002 із відображенням вихідного сигналу генератора імпульсів; 12 – телевізійне зображення поверхні кремнієвої пластини із збудженим коронним розрядом над місцями розташування дефектів

Розрядно-оптичний пристрій для візуалізації дефектів кремнієвих пластин, з якої виготовляють сонячний елемент наведено на рис.2.17. Об’єкт контролю, кремнієва пластина 1, розташована в розрядному просторі. Осередок контролю 2 має прямокутну форму. Коронний розряд збуджується у проміжку між прозорим позитивним електродом 3 (тонка плівка окису індію на склі) та негативним електродом 5 (мідна фольга). В проміжок між електродами введено додатковий прозорий ізолятор 6 (скло товщиною 1,3 мм). Гранітна основа 4 забезпечує вібраційну стійкість конструкції.

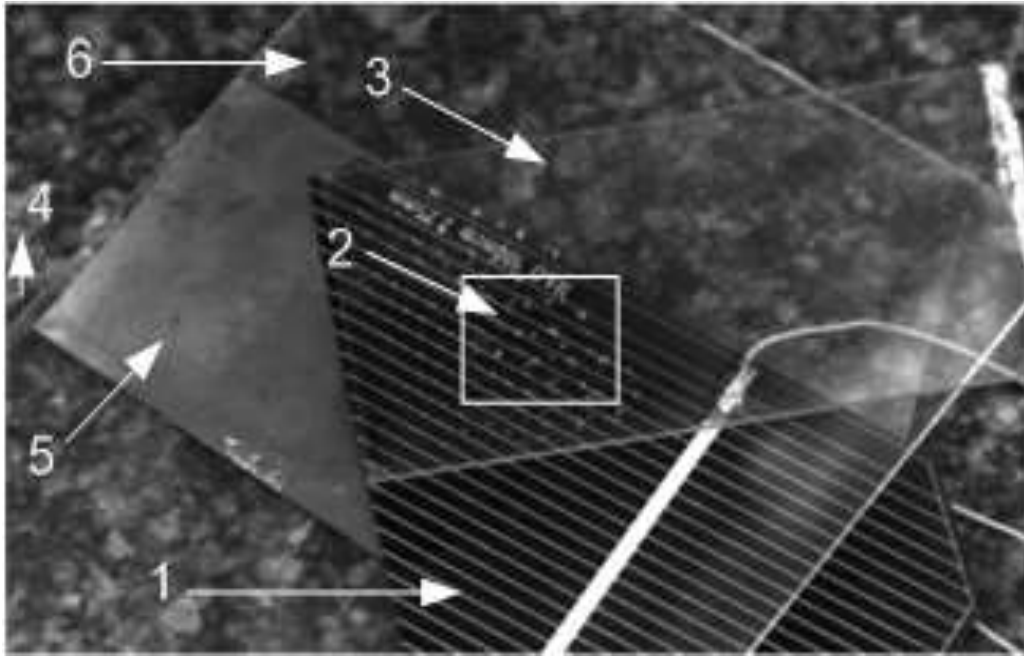
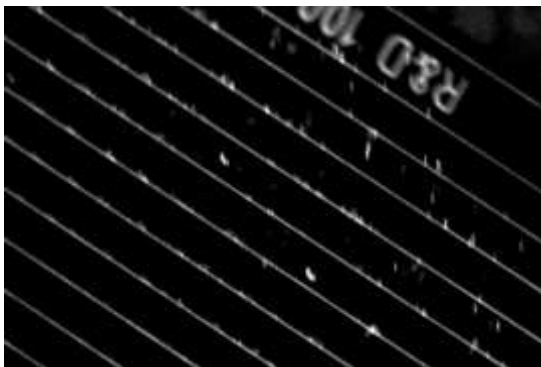


Рис.2.17 – Контроль дефектів пластини із монокристалічного кремнію в коронному розряді

Більш детальні зображення осередку контролю пластини наведені на рис.2.18. Для стимуляції прихованих дефектів через пластину пропускали темновий зворотний струм від гальванічної батареї 12 В.



а)



б)

Рис.2.18 – Частина осередку контролю (із збільшенням 2): дефекти мають вигляд крапок і плям, що світяться; а)пластина без підключення до зовнішнього джерела; б) через пластину тече темновий зворотний струм 0,3А від зовнішнього джерела, яскравість дефектів зросла, збуджено розряд над прихованими дефектами

Попередні дослідники [78,79] використовували коронний розряд для контролю дефектів кремнієвих пластин із застосуванням рідкого електроду (електроліт у прозорій кюветі із кварцового скла), що є більш складним і малопродуктивним способом.

На екрані монітору зображення об'єкту формує програма Owley (Рис.2.19), яка надає можливість вимірювати його геометричні та яскравісні характеристики на основі попиксельної обробки даних.



Рис.2.19 - Робочі вікна програми Owley: часова затримка зображення праворуч дорівнює 4 с відносно зображення ліворуч; помітні рухомі яскраві об'єкти – це нові місця іскрового пробую

Результатом дослідження є створення діючого стенду телевізійного контролю дефектів на основі їх візуалізації у негативному імпульсному коронному розряді. Важливою особливістю способу збудження корони є зменшення амплітуди анодної напруги до 1000 В. Осцилографічний канал забезпечує вимірювання струму та напруги розряду з відносною похибкою в 1%. Застосування прозорого електроду на основі оксиду індію в конструкції розрядно-оптичного пристрою дозволило замінити складну систему із рідким електродом. Це, в свою чергу, надає можливість наблизити розрядний модуль до поверхні об'єкту контролю і створити мобільний варіант засобу контролю.

Для уникнення поверхневих струмів обтікання до між електродного простору введено додатковий діелектричний бар'єр із скляної пластини.

Пошук нових конструктивних рішень для розрядного пристрою мають супроводжувати дослідження режимів збудження корони та протікання розрядного струму. Схема збудження була також доповнена вузлами обмеження і регулювання процесом виникнення і розвитку стримерів та переходу корони в іскровий розряд..

Для роботи в умовах надмірного світлового шуму використано також штору (рис.2.20). Використання штори при вимірюваннях дозволяє працювати в умовах денного освітлення при малих величинах яскравості об'єкту.

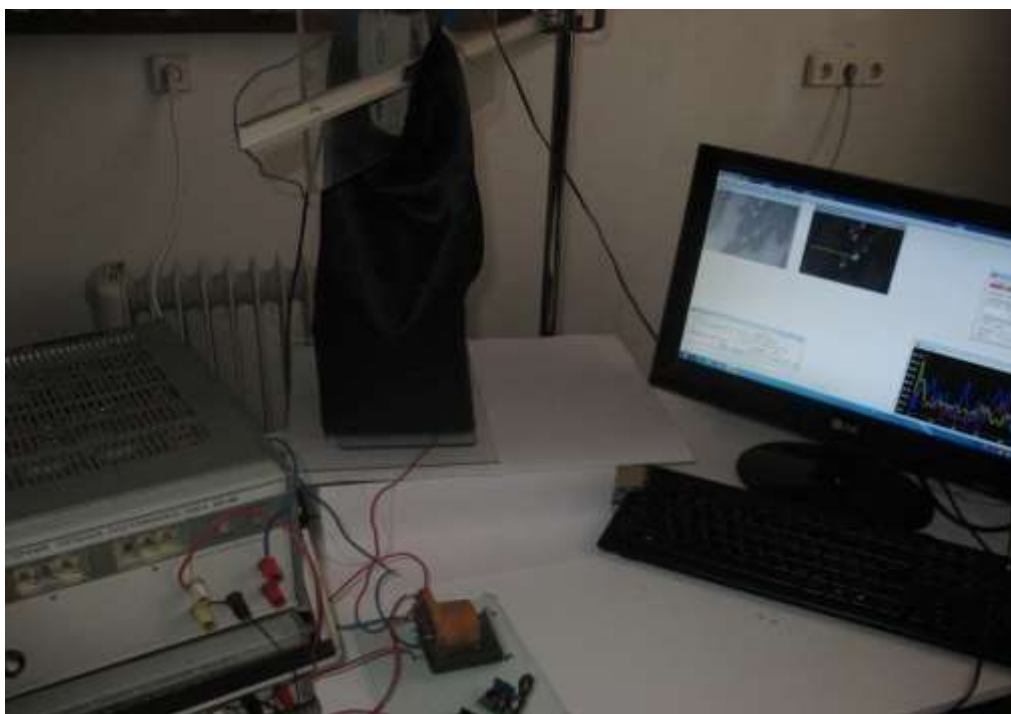


Рис. 2.20 – Стенд із касетою, яку закрито шторою

Результати геометричних розмірів і яскравості стримера коронного розряду наведено на рис. 4.8.

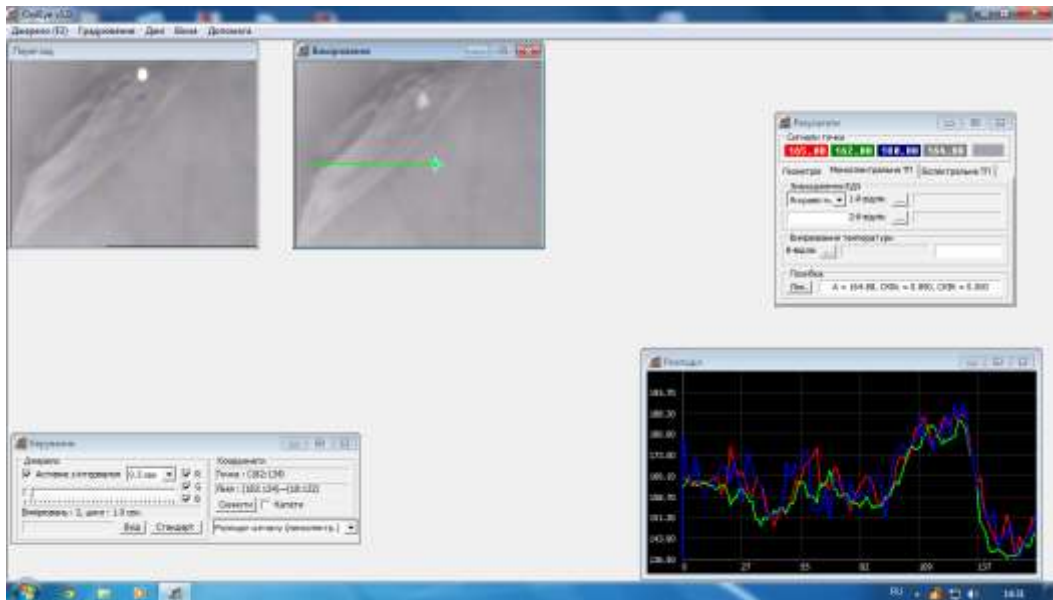


Рис. 2.21 – Дослідження коронного розряду: об’єкт – насіння клену; у верхній частині зображення видно стример яскраво-білого коліру, який рухається по поверхні об’єкту.

ТІВС забезпечує не тільки фіксацію топології коронного розряду в пам’яті ПК, але вимірювання яскравості об’єкту дослідження. При цьому обирають певний піксель і використовують його в якості датчика яскравості при різних параметрах збудження коронного розряду. Також можливе використання лінійки пікселів в довільному напрямі розгортки для отримання профілю яскравості в координатній сітці (праве нижнє вікно на рис. 2.21).

2.4. Вимірювання коефіцієнту проникнення прозорого електроду.

Прозорий електрод на основі оксиду індію (ІТО – Indium tin Oxide) з добавкою олова виготовляють вакуумним напиленням. Нами досліджено скляну пластину з розмірами 48x60x1 мм із нанесеним прозорим електродом, який має питомий опір 150 Ом/квадрат.

Для вимірювання коефіцієнту проникнення прозорого електроду використали телевізійний мікроскоп на основі біологічного оптичного мікроскопу, аналогової телевізійної камери типу DTC-2302, оптичного

об'єктиву, оптичного фільтру Ф-08, персонального комп'ютера із відеокартою Aver TV та програми по-піксельного вимірювання яскравості OwlEye.

В схемі використано лабораторне джерело освітлення – лампа мікроскопу із температурою 2000 К.

Використання смуго-проникного фільтру забезпечило монохромність освітлення на довжині хвилі $633 \pm 2,5$ нм. Вимірювальним елементом обрано піксел матриці ПЗЗ із координатами 174:142. Світловий потік змінювали ірисовою діафрагмою.

Структурну схему стенду для вимірювання коефіцієнту проникнення ІТО наведено на рис. 2.22.

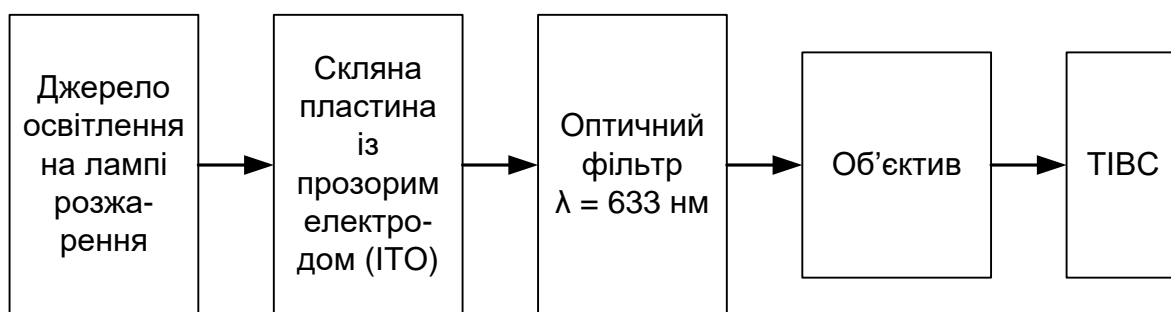


Рис. 2.22 – Структурна схема стенду для вимірювання коефіцієнту проникнення ІТО

Коефіцієнт проникнення розраховували за формулою:

$\tau = V/V_0$, де V – сигнал на виході телевізійного засобу вимірювання (ТЗВ) при наявності прозорого електроду; V_0 – сигнал без прозорого електроду.

Результати вимірювань наведено в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Розрахунок коефіцієнту проникнення

сигнал /№ вимір.	Діафрагма 1		Діафрагма 2		Діафрагма 3		Діафр. 3, збільшена напруга	
	без ІТО В ₁₀	із ІТО В ₁₁	без ІТО В ₂₀	із ІТО В ₂₁	без ІТО В ₃₀	із ІТО В ₃₁	без ІТО В ₄₀	із ІТО В ₄₁
1	48,22	41,44	51,44	44,56	57,22	49,33	85,44	73,56
2	48,11	41,44	51,56	44,78	57,11	49,56	85,11	74,22
3	48,44	41,67	51,78	44,22	57,44	49,56	85,56	74,00
4	47,78	41,56	51,56	44,56	56,89	48,67	85,56	73,56
5	48,44	41,44	51,11	44,89	56,67	49,44	85,33	74,00
6	48,11	41,33	51,44	44,11	57,11	49,11	85,44	73,33
7	48,11	41,44	51,56	44,11	56,78	49,11	85,33	73,78
8	47,89	41,44	51,56	44,67	56,72	48,89	85,22	73,67
9	48,56	41,33	51,33	44,87	57,56	48,89	84,89	73,44
10	48,11	41,67	51,67	44,33	57,67	49,67	85,44	73,67
середнє арифм.	48,18	41,48	51,50	44,51	57,12	49,22	85,33	73,72
Коефіцієнт проникнення τ	0,8609		0,8642		0,8617		0,8639	

Після усереднення маємо: коефіцієнт проникнення прозорого електроду $\tau = 0,8627 \pm 0,0017$.

Таким чином, ТЗВ забезпечує вимірювання оптичного коефіцієнту проникнення з систематичною похибкою 0,2%.

Висновки до другого розділу.

Створено лабораторний стенд телевізійного контролю дефектів на основі методу газорозрядної візуалізації із використанням негативного імпульсного коронного розряду в повітрі.

Розроблено та вдосконалений газорозрядний засіб для лабораторного стенду із досліджень дефектів кремнієвих пластин в коронному розряді із покращеними експлуатаційними характеристиками.

Збуджено коронний розряд над поверхнею зруйнованої сталеві деталі, що практично довело корисність запропонованого методу контролю, оскільки контроль можливий не тільки зруйнованих, але ушкоджених та напружених об'єктів.

Експериментально перевірено дієвість методу та засобу газорозрядної візуалізації поверхневих дефектів кремнієвих пластин на зразках фотоелектричних сонячних елементів. Зменшено імпульсну вихідну напругу пристрою на 50%, обмежено вихідний імпульсний струм до 30 мА, що підвищило термін експлуатації прозорого електроду на 30%.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

Робота виконана з метою зменшення похибок вимірювання геометричних розмірів дефектів поверхні провідників та напівпровідників при їх газорозрядній візуалізації в імпульсному коронному розряді на основі вдосконалення газорозрядного засобу застосуванням прозорого скляного електроду та зменшенням імпульсної напруги і обмеження струму.

Поставлена мета досягається шляхом вирішення таких наукових задач:

- аналіз методів та засобів газорозрядної візуалізації дефектів;
- вдосконалення засобу газорозрядної візуалізації дефектів у фронтальній площині на основі застосування твердого прозорого електроду;
- розробка засобу телевізійного контролю дефектів поверхні об'єктів із металевих або напівпровідникових матеріалів при збудженні їх в імпульсному коронному розряді;
- експериментальна перевірка методу та засобу телевізійного контролю поверхневих дефектів у коронному розряді.

В результаті проведених досліджень виконано огляд сучасного розвитку технологій використання коронного розряду, зокрема, у газорозрядній візуалізації поверхневих дефектів провідників і напівпровідників. Встановлено, що найбільш перспективним є використання імпульсного коронного негативного розряду в пристрої із діелектричним бар'єром, як такого, що забезпечує найкращі експлуатаційні характеристики перед іншими видами розряду.

Проаналізовано математичну модель коронного розряду в системі «вістря-площина». Встановлено, що отриманий аналітичний вираз рішення диференціальних рівнянь електродинаміки для струму емісії іонів з вістря відповідає емпіричному закону Варбурга.

Експериментально перевірено дієвість методу та засобу газорозрядної візуалізації поверхневих дефектів кремнієвих пластин на зразках фотоелектричних сонячних елементів. Зменшено імпульсну вихідну напругу

пристрою на 50%, обмежено вихідний імпульсний струм до 30 мА, що підвищило термін експлуатації прозорого електроду на 30%.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в наступному: вдосконалено засіб газорозрядної візуалізації дефектів поверхні провідників і напівпровідників на основі застосування плоского скляного прозорого електроду, що дозволило вимірювати геометричні розміри дефектів у фронтальній площині із похибкою, зменшеною на 15%.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що:

- розроблено та виготовлено лабораторний стенд для збудження та вимірювання параметрів імпульсного коронного розряду.
- отримано нові експериментальні результати про динаміку розвитку імпульсного коронного розряду від параметрів схеми збудження та конструкції газорозрядного пристрою.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Cotrell F.G. Art of Separating Suspended Particles from Gaseous Bodies. – U.S. Patent, 895,729 (1908)/
2. Cotrell F.G. The Electrical Precipitation of Suspended Particles // J. Ind. and Chem., 3, 542 (1911).
3. Экотехника / Под ред. Л.В.Чекалова. –Ярославль: Русь, 2004. – 424 с.
4. Ashmarin G.V., Lelevkin V.M , Niyazaliev I.A., Tokarev A.V. The estimation of steel rope quality by a corona discharge.// 5-International Conference Plasma Physics and Plasma Technologies, Minsk, Belarus, 16-22 September, 2006, Vol.2, p. 808–811.
5. Литвинов В.Е. Применение теории плазмы для исследования физических процессов в электрографии и электростатической печати // Прикладная физика, 2002. – № 4. – С. 38–47.
6. Moore A.D. Electrostatics and Its Applications. – John Willey & Sons, New-York, 1973.
7. Balcer, В.Е.; Lai, F.C. EHD-Enhanced Drying with Multiple-Wire Electrode // Drying Technology, 2004, Vol.22, Issue 4, p. 821–836.
8. Lai, F.C.; Huang, M.; Woong, D.S. EHD-Enhanced Water Evaporation // Drying Technology, 2004, Vol.22, Issue 3, p. 597–608.
9. Niedbalski, Jorge. High-voltage multichannel rail gap switch triggered by corona discharge // Review of scientific Instruments, 2003, Vol. 74, Issue 7, p. 3520–3524.
10. Филиппов Ю.В., Вобликова В.А., Пантелеев В.И. Электросинтез озона. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – С. 236.
11. Кожин В.Ф., Кожин И.В. Озонирование воды. – М.: Стройиздат, 1974. – 160 с.
12. Орлов В.А. Озонирование воды. – М.: Стройиздат, 1984. – 88 с.
13. Ono, Ryo; Oda, Tetsuji. Dynamics of ozone and OH radicals generated by pulsed corona discharge in humid-air flow reactor measured by laser spectroscopy // Journal of Applied Physics, 2003, Vol.93, Issue 10, p. 5876–5883.

14. Ma, Hongbin; Qiu, Yuchang. A study of Ozone Synthesis in Coaxial Cylinder Pulse Streamer Corona Discharge Reactors // *Ozone: Science & Engineering*, 2003, Vol.25, Issue 2, p. 127-136.

15. Malik M.A., Ubaid-ur-Rehman, Ghaffar, A. ,and Ahmed, K. Synergistic effect of pulsed corona discharges and ozonation and decolourization of methylene blue in water. *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 11, № 3, 2002, p. 236–241.

Malik, M.A. Synergistic effect of plasmacatalyst and ozone in a pulsed corona discharge reactor on the decomposition of organic pollutants in water. // *Plasma Sources Science and Technology*, 2003, Vol. 12, № 4, p. 826–833.

17. Malik, Muhammad Arif; Ahmed, Munir; Ejaz-ur-Rehman; Naheed, Riffat; Ghaffar, Abdul. Synthesis of Superabsorbent Copolymers by Pulsed Corona Discharges in Water // *Plasma & Polymers*, 2003, Vol. 8, Issue 4, p. 271–279.

18. Pemen, A.J.M; Nair, S.A.; Yan, K.; van Heesch, E.J.M.; Ptasinsky, K.J.; Drinkenburg, A.A.H. Pulsed Corona Discharges for Tar Removal from Biomass Derived Fuel Gas. // *Plasmas& Polymers*, 2003, Vol. 8, Issue 3, p. 209–224.

19. Ming-Wei Li; Zheng Hu; Xi-Zhang Wang; Quing Wu; Yi Chen. Synthesis of carbon nanowires using dc pulsed corona discharge plasma reaction // *Journal of Materials Science*, 2004, Vol. 39, Issue 1, p. 283–284.

20. Ming-Wei Li; Zheng Hu; Xi-Zhang Wang; Quing Wu; Yi Chen. Low-temperature synthesis of carbon nanotubes using corona discharge plasma reaction at atmosphere pressure // *Journal of Materials Science Letters*, 2003, Vol. 22, Issue 17, p. 1223–1224.

21. Groza, A., Ganciu-Petsu, M; Surmeian, A.; Popescu, I.I. Oils Polymerization Indused by Corona Discharges at Atmospheric Pressure // *Molecular Crystals & Liquid Crystals*, 2004, Vol. 416, Issue 1, p. 217–222.

22. Salvermoser, M.; Murnick, D.E. Efficient, stable, corona discharge 172 nm xenon excimer light source // *Journal of Applied Physics*, 2003, Vol. 94, Issue 6, p. 3722.

23. Lo, Shui-Yin; Lobo, Julio D.; Blumberg, Seth; Dibble, Theodore S.; Zhang, Hu; Tsao, Chun-Cheng; Okumura, Mitchio. Generation of energetic He atom beams by a pulsed positive corona discharge // *Journal of Applied Physics*, 1997, Vol.81, Issue 9, p.5896–5905.

24. Puchkarev, Viktor; Gundersen, Martin. Energy efficient plasma processing of gaseous emission using a short pulse discharge. // *Applied Physics Letters*, 1997, Vol.71, Issue 23, p.3364–3367.

25. Wang, F., Liu, J.B., Sinibaldi, J., Brophy, C., Kuthi, A., Jiang, C., Ronney, P.D., Gundersen, M.A. Transient Plasma Ignition of Quiescent and Flowing Fuel Mixtures // *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2005, Vol. 33, pp. 844–849.

26. Liu, J.B., Wang, F., Li, G., Kuthi, A., Gutmark, E.J., Ronney, P.D., Gundersen, M.A. Transient plasma ignition // *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2005, Vol.33, p. 326–327.

27. Akishev, Yu .S.; Grushin, M.E.; Monich, A.E.; Napartovich, A.P.; Trushkin, N.I. One-Atmosphere Argon Dielectric-Barrier Corona Discharge as an Effectivr source of Cold Plasma for Treatment of Polymer Films and Fabrics // *High Energy Chemistry*, 2003, Vol. 37, Issue 5, p. 286-290.

28. Mainelis G., Welleke, K., Adhikari, A., Reponen, T., and Grinshpun, S.A. Design and Collection Efficiency of a New Electrostatic Precipitator for Bioaerosol Collection. *Aerosol Science and Technology*, 2002, 36, p.1073-1085.

29. Mainelis, G., Welleke, K., Baron, P., Reponen, T., Grinshpan, S.A., Gorny, R.L., and Trakumas, S. Electrical Charges Airborne Microorganisms // *J. Aerosol Sci.*, 2001, 32, 1087-1110.

30. McLean, K.J. Electrostatic Precipitation// *IEE Proceedings*, 1988, 135 (6), p.347-362.

31. Talaie, M.R., Fathikaljani, J., Taheri, M., and Bahri, P. Mathematical Modelling of Double-Stage Electrostatic Precipitators Based on a Modified Eulerian Approach // *Aerosol Science and Technology*, 34, 2001, p.512-519.

32. Flagan, R.C., and Seinfeld, J.H. *Fundamental of Air Pollution Engineering*. 1988, Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J.

33. Sheng-Hsiu Huang and Chin-Chien Chen. Loading Characteristics of a Miniature Wire-Plate Electrostatic Precipitator // *Aerosol Sci. and Technology*, 2003, 37, p.109-121.

34. Sheng-Hsiu Huang and Chin-Chien Chen. Filtration Characteristics of a Miniature Electrostatic Precipitator // *Aerosol Science and Technology*, 2001, 35, p.792-804.

35. White, H., J. Electrostatic Precipitation of Fly Ash. // *J. Air. Pollut. Controll. Assoc.* // 1977, 27, p.15-21; 114-120.

36. Bohm, J. *Electrostatic Precipitators*. 1982, Elsevier Scientific Publishing Company, New York.

37. Ашмарин Г.В., Ким К.С., Токарев А.В. О физических механизмах горения линейного коронного факельного разряда // *Вестник КРСУ*. – 2002. – Т. 2. – № 2. – С. 47-52.

38. Ашмарин Г.В., Ким К.С., Токарев А.В. Физика горения линейного коронного факельного разряда // Третий международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии: Сб. мат. – Иваново, 2002. – С. 376.

39. Ашмарин Г.В., Лелевкин В.М., Токарев А.В. Формирование линейного коронного факельного разряда // *Физика плазмы*. – 2002. – Т. 28. – № 8. – С. 1-6.

40. Ashmarin G.V., Lelevkin V.M., Tokarev A.V. Development of Linear Corona Torch Discharge. // *Plasma Physics Reports*, Vol.28, No.10, 2002, p.866.

41. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Фуллерены и структура углерода // *Успехи физических наук*. 1995. Т. 165. № 9. С. 977–1009.

42. Елецкий А.В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства // *Успехи физических наук*. 2002. Т. 172. № 4. С. 401–438.

43. Богуславский Л.З., *Электронная обработка материалов*, 2010, № 4, С. 73–82.

44. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. – М.; Л: Тех. теор. издат., 1950.
45. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. – М.: ОГИЗ Гостехиздат, 1947.
46. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
47. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
48. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. – М.: ИЛ, 1969.
- 49 Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., and Silakov V.P. Kinetic Scheme of the Nonequilibrium Discharge in Nitrogen – Oxygen Mixtures // Plasma Sources Sci. Technol., 1 (3), 207-220 (1992).
50. Cobine J.D. Gaseous Conductors: Theory and Engineering Applications, Dover Publications, Inc., New-York, 1958.
51. Morrow R. Theory of negative Corona in Oxygen // Physical Review A 32 (3) 1799-1809 (1985).
52. Trichel G.V. // Phys. Rev. 1938. V. 54, p.1078.
53. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Трушкин Н.И. Пульсирующий режим отрицательной короны в азоте. I. Эксперимент // Физика плазмы. – 2001. – Т. 27. – № 6. – С. 550-562.
54. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Трушкин Н.И. Пульсирующий режим отрицательной короны в азоте. II. Расчет // Физика плазмы. – 2001. – Т. 27. – № 6. – С. 563–572.
55. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Дерюгин А.А., Напартович А.П., Панькин М.В., Трушкин Н.И. Интегральные и локальные характеристики протяженной положительной короны в воздухе в режиме нелинейных колебаний: Теория // Физика плазмы. – 1999. – Т. 25. – № 11. – С. 952-956.
56. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Дерюгин А.А., Напартович А.П., Панькин М.В., Трушкин Н.И. Интегральные и локальные характеристики протяженной положительной короны в воздухе в режиме нелинейных

колебаний: Эксперимент // Физика плазмы. – 1999 . – Т. 25. -№ 11. – С. 941-951.

57. Lowke J.J., Morrow R. Theory of Electric Corona Including the Role of Plasma Chemistry // Pure and Appl. Chem, 66 (6), 1994, 1287–1294.

58. Yamada, Kimio . An empirical formula for negative corona discharge current in point-grid electrode geometry // Journal of Applied Physics, 2004, Vol. 96, Issue 5, p. 2472–2475.

59. Зыков В.А. Вольтамперная зависимость коронного разряда острие–диск в воздухе // ТВТ. – 1972. – Т. 10. – № 2.

60. Mellor, D.J. Current-voltage characteristics of corona discharge between coaxial cylinders in helium +1,0% hydrogen // International Journal of Electronics, 1974, Vol. 36, Issue 1, p.13–16.

61. Rajiu, G.R.Govinda; Guru Murthy, G.R. Wire-cylinder corona discharge with the wire at positive potential // International Journal of Electronics, 1979, Vol. 46, Issue 5, p. 497–507.

62. Ferreira, G.F. Leal; Oliveira, O.N.; Giacometti, J.A. Point-to-plane corona: Current-voltage characteristics for positive and negative polarity with evidence of an electronic component // Journal of Applied Physics, 1986, Vol. 59, Issue 9, p. 3045–3050.

63. Bucella, C. Computation of V-I Characteristics in Electrostatic Precipitators // J. Electrostatics, 1996, p.37, 277–291.

64. Choi, B.S., and Fletcher C.AJ. Computation of Particle Transport in an Electrostatic Precipitator , J, Electrostatics, 1997, 40&41, p.413–418.

65. Choi, B.S., and Fletcher C.AJ. Turbulent Particle Dispersion in an Electrostatic Precipitator. Appl. Math. Modelling, 1998, 22, p.1009–1021.

66. Ашмарин Г. В., Лелевкин В. М., Ниязалиев И. А., Токарев А.В., Юданов В. А. Значение электрического ветра для теплообмена в технологических устройствах на основе коронного разряда // Вестник КРСУ. – 2006 г. – Т. 6. – № 5. – С. 147.

67. Месяц Г.А., Насибов А.С., Кремнев В.В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. – М.: Энергия, 1978.

68. Akishev, Yu.S.; Aponin, G.I.; Karal'nik, V.B.; Monich, A.E.; Trushkin, N.L. Structure of the Surface Streamers of an AC Barrier Corona in Argon // Plasma Physics Reports, 2004, Vol.30, Issue 12, p.1012–1027.

69. Cernac, Mirco; Hosokawa, Tatsuzo; Inoshima, Masauyuki. Positive-streamer-like phenomena in point-plane corona gaps: Trichel pulses and high-pressure cathode sheath instabilities // Applied Physics Letters, 1990, Vol. 57, Issue 4, p. 339–341.

70. Naidis, J.V. Effects of nonlocality on the dynamics of streamers in positive corona discharge // Technical Physics Letters, 1997, Vol. 23, Issue 6, p.493–495.

71. Popov, N.A. Spatial Structure of the Branching Streamer Channels in a Corona Discharge // Plasma Physics Reports, 2002, Vol.28, Issue 7, p.615–623.

72. Morrow, R., and Lowke, J.J. Streamer Propagation in Air // J. Phys. D: Appl. Phys., 1997, Vol.30, № 4, p.614–627.

73. Chen J. Direct current corona-enhanced chemical reaction // P.h.d. dissertation, University of Minnesota, 2002.

74. Пик Ф. Диэлектрические явления в технике высоких напряжений. – Л.: Госэнергоиздат, 1934.

75. Баньковский Н.Г., Коротков К.Г. Изучение физики процесса газоразрядной визуализации («Эффект Кирлиан») // Письма в ЖТФ. – 1982. – Т.8, №4. – С. 216 – 220.

76. Коротков К.Г. Основы ГРВ биоэлектрографии. – СПб.: ИТМО (ТУ), 2001. – 356 с.

77. Кожаринов В.А. Электрогазоразрядный метод визуализации. – Минск: Наука и техника, 1986.

78. Добровольский Ю.Г. Использование эффекта Кирлиан для контроля качества полупроводниковых пластин // ТКЭА, 1999, №5-6. – С. 22 – 24.

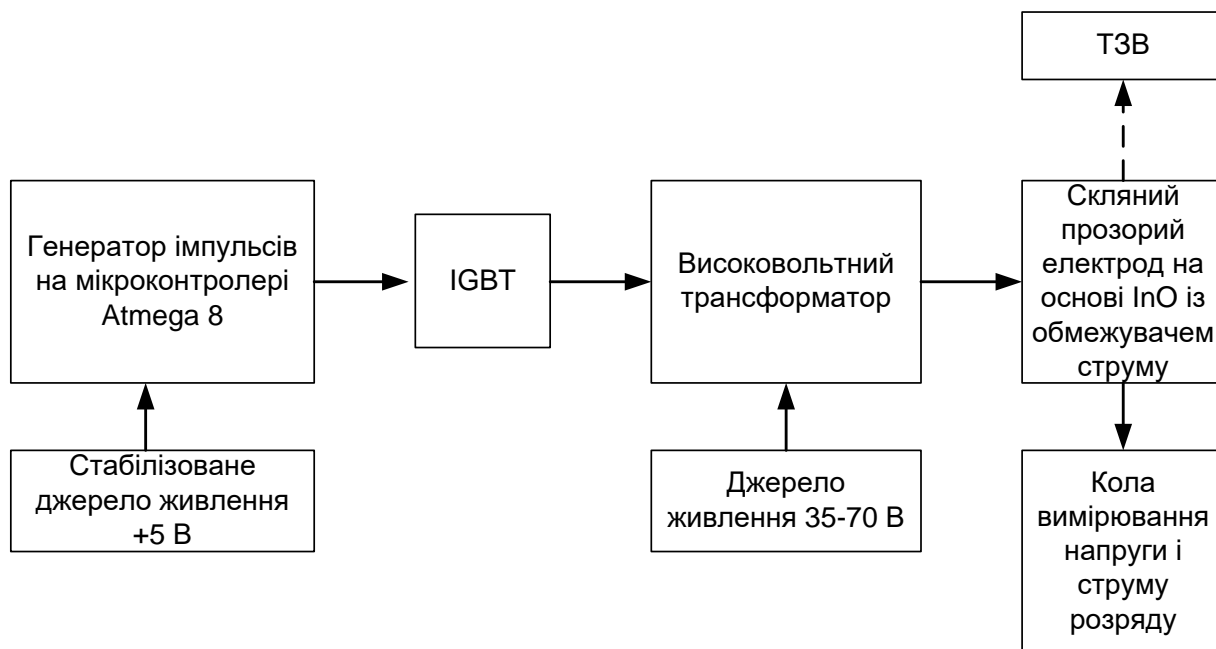
79. Коротков К.Г., Хмыров С.В. Фотографирование поверхности твердого тела посредством газового разряда при атмосферном давлении // Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии. – 1982. – Т.27, №2. – С. 131 – 134.
80. А.с. 10801113 СССР. Разрядно-оптическое устройство / Добровольский Ю.Г., Милованов И.Я., Плащенко Р.И. – 1989.
81. Townsend J.S. // Phil. Mag. 1914. Vol. 28. P. 83–90.
82. Peek F.W., Jr. Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering. New York: McGraw-Hill, 1929.
83. Thomson J.J., Thomson G.P. Conduction of Electricity through Gases. London: Cambridge University Press, 1933.
84. Deutsch W. // Ann. Phys. 1933. Col. 16. P. 588–612.
85. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.: Гостехиздат, 1947. 226 с.
86. Sigmond R.S. // J. Electrostat. 1986. Vol. 18. P. 249–272.
87. Feng J.Q. // J. Electrostat. 1999. Vol. 46. P. 37–48.
88. Budd C., Hare R. // Proc. Roy. Soc. Long. A. 1993. Vol. 443. P. 517–546.
89. Felici N.J. // Direct Current. 1963. Vol. 8. P. 252–260, 278–287.
90. Smith S.A. // IMA J. Appl. Math. 1987. Vol. 39. P. 189–214.
91. Попков В.И. // Изв. АН СССР. ОТН. 1953. Вып. 5. С. 664.
92. Jones J.E., Davies M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1992. Vol. 25. P. 1749–1759.
93. Budd C.J., Wheeler A.A. // IMA J. Appl. Math. 1988. Vol. 40. P. 1–14.
94. Попков В.И. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1980. Вып. 2. С. 95–107.
95. Henson B.L. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 709–715.
96. Sigmond R.S. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 891–898.
97. Henson B.L. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. P. 150–157.
98. Wintle H.J. // IEEE Trans. Electr. Insul. 1986. Vol. 21. P. 365–373.

99. Hare R.W., Hill R.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. Vol. 24. P. 398–406.
100. Jones J.E. // Proc. R. Soc. Lond. A. 1997. Vol. 453. P. 1033–1051.
101. Ieta A., Kucerovsky Z., Greason W.D. // J. Electrostat. 2005. Vol. 63. P. 143–154.
102. Кирштейн П., Кайно Г., Уотерс У. Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970. 600 с.
103. Пирс Д.Р. Теория и расчет электронных пучков. М.: Сов. Радио, 1956. 215 с.
104. Болтачев Г.Ш., Зубарев Н.М. Аналитическая модель коронного разряда с конического электрода в режиме насыщения // ЖТФ, 2012, Т. 82, вып. 11. – С. 28 – 37.
105. Adamiak K., Atten P. // J. Electrostat. 2004. Vol. 61. P. 85–98.
106. Atten P., Adamiak K., Khaddour B., Coulomb J.-L. // J. Optoelectron. Adv. Mater. 2004. Vol. 6. P. 1023–1028.
107. Taylor G.L. // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1964. Vol. 280. P. 383–397.
108. De La Mora J.F. // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 243. P. 561–574.
109. Morrow R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. P. 3099–3114.
110. Halpern B., Gomer R. // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 51. P. 1031–1047.
111. Amoruso V., Lattarulo F. // J. Electrostat. 1997. Vol. 39. P. 41–52.
112. Amoruso V., Lattarulo F. // J. Electrostat. 2001. Vol. 51–52. P. 307–312.
113. Kucerovsky Z., Greason W.D., Ieta A. // J. Electrostat. 2001. Vol. 50. P. 147–157.
114. Warburg E. // Wied. Ann. 1899. Vol. 67. P. 69–83.
115. Atten P. // Rev. Gen. Electr. 1974. Vol. 83. P. 143–153.
116. Winte H.J. // IEEE Trans. Electr. Insul. 1992. Vol. 27. P. 298–308.
117. Finn J.M., Antonsen T.M., Manheimer W.M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. Vol. 16. P. 281–289.

118. Boltachev G.Sh., Zubarev N.M. // *Europhys. Lett.* 2006. Vol. 76. P. 36–41.
119. Болтачев Г.Ш., Зубарев Н.М. // *Письма в ЖТФ.* 2007. Т. 33. Вып. 21. С. 25–30.
120. Boltachev G.Sh., Zubarev N.M., Zubareva O.V. // *Phys. Rev. E.* 2008. Vol. 77. P. 056 607.
121. Гобсон Е.В. Теория сферических и эллипсоидных функций. М.: Изд. иностр. лит., 1952. 476 с.
122. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 32.
123. Intra P., Tiprayawong N. // *J. Electrostat.* 2010. Vol. 68. P. 254–260.
124. Козлов Б.А., Соловьев В.И. // *ЖТФ.* 2006. Т. 76. Вып. 7. С. 1–7.
125. Li E.-N., Mac Alpine J.M.K. // *IEEE Trans. Diel. Electr. Insul.* 2000. Vol. 7. P. 752–757.
126. Townsend J.S. // *Phil. Mag.* 1898. Vol. 45. P. 469–480.
127. Waters R.T., Rickard T.E.S., Stark W.B. // *Proc. Roy. Soc. Lond. A.* 1970. Vol. 315. P. 1–25.
128. Грузман И.С. Цифровая обработка изображений в информационных системах: учеб. Пособие / И.С. Грузман, В.С. Киричук, В.П. Косых, Г.И. Перетягин, А.А. Спектор.– Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2002. – 352 с.
129. Андреев А.Л. Аппаратные и программные средства оптико-электронных приборов с телевизионными датчиками на ФПЗС: методические указания / А.Л. Андреев, С.Н. Ярышев, А.Р. Стрелков. – СПб.: ИТМО, 1995. – 49 с.
131. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. – М.: Гос. изд. техн.-теор. лит. – 1950. – 672 с.
132. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. – М.: Изд. иностр. лит. – 1960. – 608 с.
133. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Атомиздат. – 1961. – 324 с.

134. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука. – 1992. – 536 с.
135. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. – М.: Мир. – 1968. – 392 с.
136. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. – М.: Атомиздат. – 1964. – 303 с.
137. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. – М.: Атомиздат. – 1975. – 272 с.
138. Базелян Э.М., Ражанский И.М. Искровой разряд в воздухе. – Новосибирск: Наука. – 1988. – 164 с.
139. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука. – 1991. – 224 с.
140. Кожаринов В.В., Зацепин Н.Н., Домород Н.Е. Электроразрядный метод визуализации. – Минск: - 1986. – 134 с.
141. Бахтаев Ш.А. Коронный разряд на микропроводах. – Алма-Ата. – 1984. – 208 с.
142. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. – М.: Изд. МФТИ. – 1997. – 320 с.
143. Reizer Ju.P. Gas Discharge Physics. – Springer. – 2001. – 449 p.
144. Kuffel E., Zaengl W.S., Kuffel J. High Voltage Engineering. – Oxford.: Newnes. – 2000. – 539 p.
145. Naidu M.S., Kamaraju V. High Voltage Engineering. – New York.: McGraw-Hill. – 1996. – 378 p.
146. Advances in High Voltage Engineering. Ed. by Haddad A. and Warne D. - IET. – 552 p.
147. А.с. 10801113 СССР. Разрядно-оптическое устройство /Добровольский Ю.Г., Милованов И.Я., Плащенко Р.И. – 1989.
148. Добровольский Ю.Г. Использование эффекта Кирлиан для контроля качества полупроводниковых пластин //ТКЭА, 1999, №5-6. – С. 22 – 24.

ДОДАТОК А. СТРУКТУРНА СХЕМА ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПРИСТРОЮ



ДОДАТОК Б. СХЕМА ЕЛЕКТРИЧНА ПРИНЦИПОВА ГАЗОРОЗРЯДНОГО ПРИБОРУ

