

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Інформаційної безпеки та електронних комунікацій

(повне найменування факультету)

Інформаційної безпеки та наноелектроніки

(повне найменування кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проєкту (роботи)

бакалавр

(ступінь вищої освіти)

на тему Вакуумні діоди: робота виходу електронів термоелектронної емісії

(назва теми)

Виконав(ла): студент(ка) 4 курсу, групи БК-310

Спеціальності 153 – "Мікро та наносистемна техніка

(код і найменування спеціальності)

Освітня програма (спеціалізація)

«Мікро та наносистемні прилади і пристрої»

БАЙРАМОВ Т.

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

Керівник ПОГОСОВ В.В

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

Рецензент КУРБАЦЬКИЙ В.П.

(ПРІЗВИЩЕ та ініціали)

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

Факультет інформаційної безпеки та електронних комунікацій

Кафедра інформаційної безпеки та наноелектроніки

Ступінь вищої освіти бакалавр

Спеціальність 153 «Мікро та наносистемна техніка»

(код і найменування)

Освітня програма (спеціалізація) Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої

(назва освітньої програми (спеціалізації))

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о.завідувача кафедри ІБтаН

Андрій КОРОТУН

« » 2024 року

З А В Д А Н Н Я
НА ДИПЛОМНИЙ ПРОЄКТ (РОБОТУ) СТУДЕНТА(КИ)

БАЙРАМОВА Тельмана

(ПРИЗВИЩЕ, ім'я, по батькові)

1. Тема проєкту (роботи) Вакуумні діоди: робота виходу електронів термоелектронної емісії

"Vacuum Diodes: Work Function of Thermionic Emission of Electrons"

керівник проєкту (роботи) д.ф-м.н.проф. ПОГОСОВ Валентин Вальтерович

(науковий ступінь, вчене звання, ПРИЗВИЩЕ, ім'я, по батькові)

затверджені наказом закладу вищої освіти від « 28 » листопада 2023 року №470

2. Строк подання студентом проєкту (роботи) 31.05.2024

3. Вихідні дані до проєкту (роботи) Установка по вимірюванні ВАХ вакуумного діоду EY500A (виробництва ФРН) та вітчизняних діодів 6X6C, 1Б1П, 1Б2П.

Рекомендована та довідникова література, техзавдання

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) Визначення процесу термоелектронної емісії, технічні використання, робота виходу, фізичні фактори, визначаючі роботу виходу визначення роботи виходу із вимірювань ВАХ діода.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень, кількість слайдів, плакатів)

Презентація доповіді (в MS Powerpoint), 15 слайдів

6. Консультанти розділів проекту (роботи)

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	прийняв виконане завдання
1-3	Погосов В.В., професор каф. ІБтаН		
Нормоконтроль	Корольков Р.Ю., доцент каф. ІБтаН		

7. Дата видачі завдання « 15 » квітня 2024 року. _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№з/п	Назва етапів дипломного проекту (роботи)	Строк виконання етапів проекту (роботи)	Примітка
1	Збір і аналіз інформації про явище термоелектронної емісії	15.03.24 – 05.04.24	виконано
2	Систематизація літературних даних	05.04.24 – 10.04.24	виконано
3	Складання і затвердження наукового та технічного завдання	10.04.24– 15.04.24	виконано
4	Формування та уточнення наукового завдання	15.04.24– 17.04.24	виконано
5	Вимірювання ВАХ діоду ЕУ500А (виробництва ФРН)	17.04.24 – 20.04.24	виконано
6	Аналіз розрахунків, співставлення з вітчизняними діодами 6Х6С, 1Б1П, 1Б2П	20.04.24 – 25.04.24	виконано
7	Оформлення ПЗ	25.04.24 – 31.05.24	виконано

Студент(ка)

(підпис)

Тельман БАЙРАМОВ

(Ім'я ПРІЗВИЩЕ)

Керівник проекту (роботи)

(підпис)

Валентин ПОГОСОВ

(Ім'я ПРІЗВИЩЕ)

АНОТАЦІЯ

ПЗ: 56 с., 24 рис., 6 табл., 31 джерела, 1 додаток.

АНОДНА ХАРАКТЕРИСТИКА ЗОННА ТЕОРІЯ, РОБОТА ВИХОДУ, ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ, ПОТЕНЦІЙНИЙ БАР'ЄР, КАТОД, АНОД, ВАКУУМНИЙ ДІОД, СПОРІДНЕНІСТЬ ДО ЕЛЕКТРОНА.

Мета роботи: поглибити і розширити теоретичні і практичні знання в фізиці термоелектронної емісії та вакуумних діодів, сформувати навички орієнтування в потоці науково-технічної інформації та забезпечити їм можливість використання фізичних законів в своїй галузі техніки по застосуванню сучасних, найбільш ефективних методів розрахунків і засобів обчислювальної техніки, по користуванню спеціальною науковою і довідковою літературою, діючими стандартами.

Об'єкт дослідження: вакуумні діоди

Методи дослідження: експериментальний, аналітичний.

ANNOTATION

Contents: 56 pages, 24 figures, 6 tables, 31 references, 1 appendix.

ANODE CHARACTERISTIC, ZONE THEORY, WORK FUNCTION, THERMOELECTRON EMISSION, POTENTIAL BARRIER, CATHODE, ANODE, VACUUM DIODE, ELECTRON AFFINITY.

Objective: To deepen and expand theoretical and practical knowledge in the physics of thermoelectron emission and vacuum diodes, to develop skills in navigating the flow of scientific and technical information, and to enable the application of physical laws in the field of engineering through the use of modern, most efficient calculation methods and computational tools, as well as through the use of specialized scientific and reference literature and existing standards.

Subject of research: Vacuum diodes.

Research methods: Experimental, analytical.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

eV – електрон-Вольт

(CFE) ХПЕ – холодна польова емісія

(PETE) ФПТЕ – фотонно-посилена термоелектронна емісія

ВАХ – вольт амперна характеристика

ЗМІСТ

Вступ.....	8
1 Літературний огляд. Загальні відомості про термоелектронну емісію	9
1.1 Історія відкриття.....	9
1.2 Визначення процесу термоелектронної емісії	12
1.3 Термоелектронна емісія у зовнішньому електростатичному полі.....	13
1.3.1 Закон Річардсона	15
1.3.2 Емісія Шотткі.....	18
1.3.3 Вторинна електронна емісія.....	20
1.4 Залежність від середовища	24
1.5 Технічні використання.....	26
1.6 Робота виходу	28
1.7 Метод заснований на фотоемісії.....	30
1.8 Метод зонду Кельвіна.....	31
1.9 Фізичні фактори, визначають роботу виходу	33
2 Визначення роботи виходу із вимірювань нах діода	36
2.1 Порядок вимірювань анодної характеристики діода	42
2.2 Діод EY500A.....	43
2.2 Діод 6X6C.....	45
2.3 Діод 1Б1П.....	46
2.4 Діод 1Б2П.....	48
Висновки	51
Перелік джерел посилання.....	52
Додаток А паспорт діода EY500A.....	55

ВСТУП

Термоелектронна емісія, або явище випромінювання електронів з поверхні матеріалу при нагріванні, є важливим аспектом в галузі фізики поверхні та електроніки. Цей процес є основою для роботи різних пристроїв, таких як вакуумні діоди, катоди в електронних приладах та інших електронних пристроїв, які використовують ефект термоелектронної емісії.

Метою даної дипломної роботи є дослідження термоелектронної емісії з використанням математичних моделей і експериментальних даних. Особлива увага приділяється аналізу роботи виходу електронів у вакуумних діодах. Цей аналіз є ключовим для розуміння та оптимізації роботи пристроїв.

У теоретичній частині надано огляд основ термоелектронної емісії, включаючи принципи, що лежать в основі роботи вакуумних діодів. Основні аспекти термоелектронної емісії, такі як закон Річардсона-Дашмана, емісія Шотткі, залежність роботи виходу від фізичних параметрів матеріалу, технічні використання, робота виходу. Усе це розглядається у контексті нашого дослідження.

У практичній частині роботи було виміряно та побудовано ВАХ для різних вакуумних діодів. Проаналізувавши ВАХ було отримано роботу виходу, завдяки котрій у свою чергу зроблено висновки про матеріали катода.

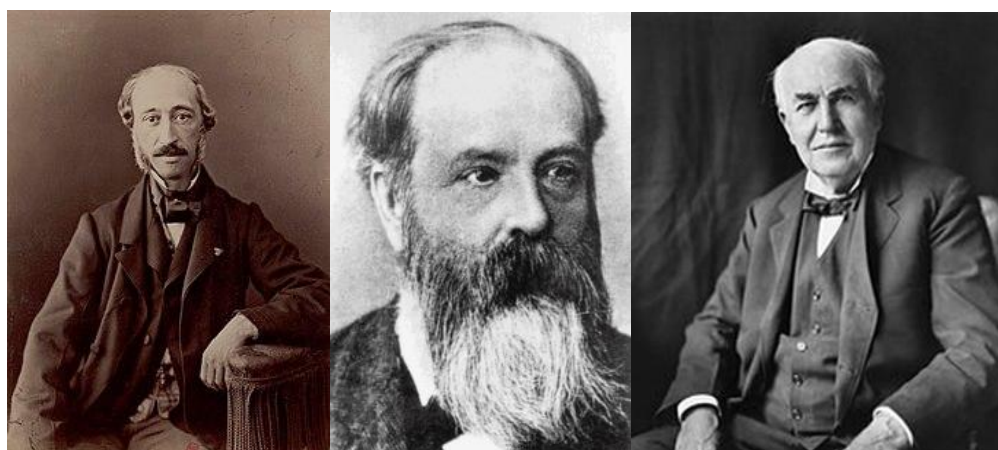
Дослідження роботи виходу у вакуумних діодах має важливе значення для розробки та покращення електронних приладів. Розуміння залежності роботи виходу від параметрів матеріалів дозволяє оптимізувати продуктивність подібних пристроїв та розширити їх застосування у різних технологічних галузях.

Таким чином, ця робота спрямована на поглиблене вивчення термоелектронної емісії та її застосування у контексті вакуумних діодів. Дослідження надає можливість планування відповідних досліджень в області емісійних нанотехнологій.

1 ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ТЕРМОЕЛЕКТРОННУ ЕМІСІЮ

1.1 Історія відкриття

Вперше про це явище повідомив у 1853 році Едмон Беккерель (рис. 1.1 а). Він був заново відкритий в 1873 Фредеріком Гатрі (рис. 1.1 б) у Великобританії. Працюючи із зарядженими об'єктами, Гатрі виявив, що розпечена залізна сфера з негативним зарядом втрачає свій заряд (якось розряджаючи його в повітря) [1].



а

б

в

а – Едмон Беккерель; б – Фредерік Гатрі; в – Томас Едісон.

Рисунок 1.1 – Першовідкривачі термоелектронної емісії:

Фредерік Гатрі також виявив, що цього немає, якщо сфера має позитивний заряд. Серед інших перших авторів були Йоганн Вільгельм Хітторф (1869-1883), Ойген Гольдштейн (1885), і Юліус Ельстер і Ганс Фрідріх Гейтель. (1882-1889). Це явище було заново відкрито 13 лютого 1880 Томасом Едісоном (рис. 1.1 в), який намагався вирішити різні проблеми з лампочками у своїх лампах розжарювання.

Едісон побудував кілька експериментальних лампочок з додатковим дротом, металевою пластиною або фольгою всередині колби, яка була відокремлена від нитки розжарення і таким чином могла служити електродом

(рис. 1.2). Він підключив гальванометр - прилад, що використовується для вимірювання струму (потіку заряду), до виходу додаткового металевго електрода. Якщо фольга була поміщена під негативний електричний потенціал щодо нитки, між ниткою та фольгою не було вимірюваного струму. Коли фольга була піднята до позитивного потенціалу щодо нитки, між ниткою розжарювання через вакуум і фольгою міг виникнути значний струм, якщо нитка розжарення була досить нагріта (власним зовнішнім джерелом енергії) [2].

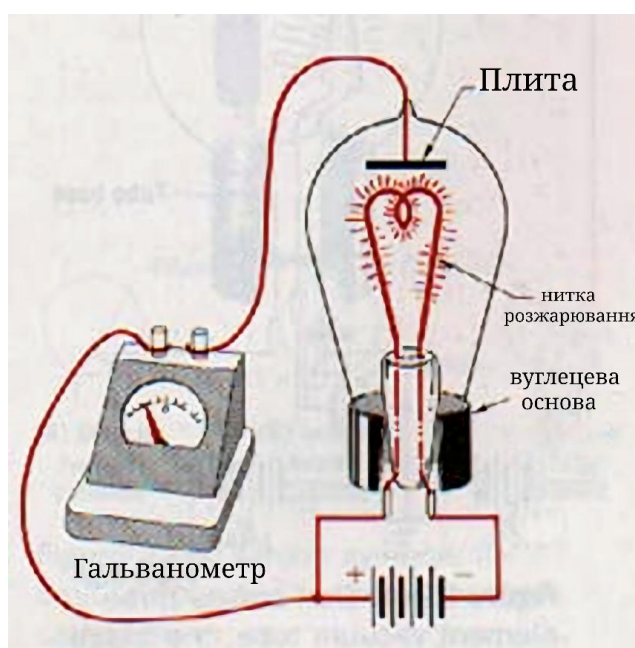


Рисунок 1.2 – Схема за допомогою яких Едісон відкрив термоелектронне випромінювання

Тепер ми знаємо, що нитка випромінювала електрони, які притягувалися до позитивно зарядженої фольги, а чи не до негативно зарядженої. Цей односторонній струм був названий ефектом Едісона (хоча цей термін іноді використовується для позначення самої термоелектронної емісії). Він виявив, що струм, що випромінюється гарячою ниткою розжарення, швидко збільшується зі збільшенням напруги, і 15 листопада 1883 подав заявку на патент на пристрій регулювання напруги, що використовує цей ефект (патент США 307031, перший патент США на електронний пристрій. пристрій). Він виявив, що через пристрій проходить достатній струм для роботи телеграфного ехолота. Вона була

виставлена на Міжнародній електричній виставці у Філадельфії у вересні 1884 року. Вільям Пріс, британський учений, узяв із собою кілька лампочок з ефектом Едісона. В 1885 він представив про них статтю, в якій назвав термоелектронну емісію «ефектом Едісона». Британський фізик Джон Амброуз Флемінг, який працював у британській компанії «Wireless Telegraphy», виявив, що ефект Едісона можна використовувати для виявлення радіохвиль. Флемінг продовжив розробку двоелементної вакуумної лампи, відомої як діод, яку він запатентував 16 листопада 1904 року.

Термоемісійний діод також може бути налаштований як пристрій, що перетворює різницю тепла в електричну енергію безпосередньо, без рухомих частин (термоелектронний перетворювач, різновид теплового двигуна).

Термоелектронна емісія (також відома як теплова електронна емісія або ефект Едісона) - це вивільнення електронів з електрода під дією його температури (вивільнення електронів, що постачаються теплом). Це тому, що теплова енергія, передана носію заряду, перевищує роботу виходу матеріалу. Носіями заряду можуть бути електрони або іони, а в старій літературі їх іноді називають термоіонами. Після випромінювання в випромінюючій області спочатку залишається заряд, рівний за величиною і протилежний за знаком загальному заряду, що випускається. Але якщо емітер підключений до батареї, заряд, що залишився, нейтралізується зарядом, що подається батареєю, у міру того, як випромінювані носії заряду віддаляються від емітера, і, нарешті, емітер опиниться в тому ж стані, в якому він був до емісії [3-7].

Класичним прикладом термоелектронної емісії є викид електронів із гарячого катода у вакуум вакуумної трубки. Гарячий катод може бути металевою ниткою, металевою ниткою з покриттям або окремою структурою з металу або карбідів або боридів перехідних металів. Емісія вакууму з металів має тенденцію ставати значною лише за температур вище 1000 K (730 °C; 1340 °F).

Цей процес має вирішальне значення в роботі різних електронних пристроїв і може використовуватися для вироблення електроенергії (наприклад, термоемісійні перетворювачі та електродинамічні троси) або для охолодження. Величина потоку заряду різко зростає із зростанням температури.

1.2 Визначення процесу термоелектронної емісії

Термоелектронна емісія – це фізичний процес, у якому електрони вириваються із поверхні матеріалу під впливом теплової енергії(рис. 1.3). Цей процес заснований на явищі теплового руху частинок речовини, яке при досить високій температурі призводить до того, що електрони отримують достатню енергію для подолання потенційного бар'єру на поверхні матеріалу та його залишення.

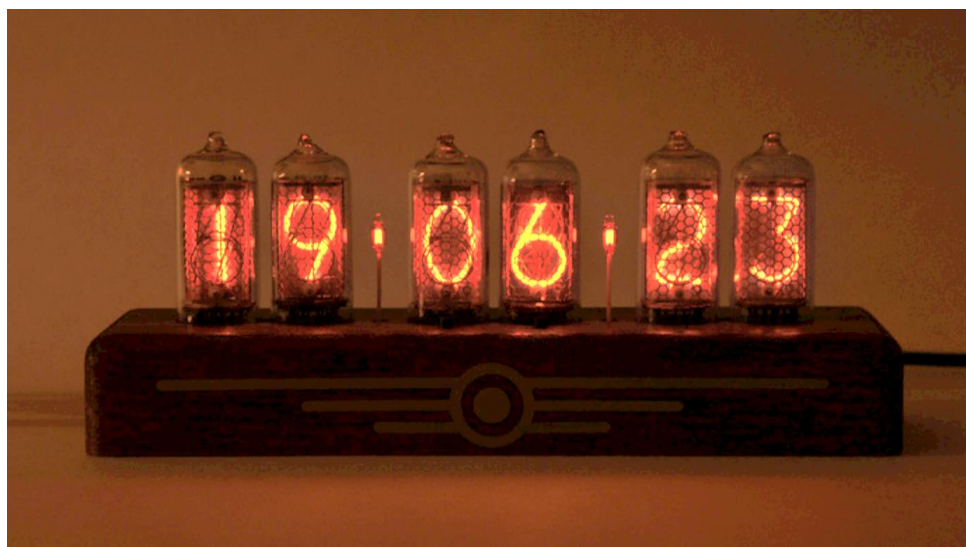


Рисунок 1.3 – Термоелектронна емісія на прикладі газорозрядних ламп

Термоелектронна емісія також відома як термоемісія або термоіонна емісія. Вона відбувається в результаті теплового збудження електронів, що знаходяться в поверхневому шарі матеріалу, що призводить до того, що деякі з цих електронів можуть придбати досить велику енергію для того, щоб залишити поверхню матеріалу і стати вільними електронами в навколишньому просторі. Класичним прикладом термоелектронної емісії є викид електронів із гарячого катода у вакуум вакуумної трубки. Гарячий катод може бути металеву ниткою, металеву ниткою з покриттям або окремою структурою з металу або карбідів або боридів перехідних металів. Емісія вакууму з металів має тенденцію ставати

значною лише за температур вище 1000 K (730 °C; 1340 °F).

Ключовим фізичним параметром, що визначає можливість термоелектронної емісії, є робота виходу (або робота функції) матеріалу - це мінімальна енергія, необхідна електрону для залишення поверхні матеріалу. Коли електрон отримує достатню енергію (що може відбуватися за рахунок теплового руху), може подолати цей бар'єр і емітувати з матеріалу [7-10].

Важливо, що інтенсивність термоелектронної емісії залежить від температури матеріалу. При збільшенні температури збільшується середня енергія теплового руху електронів, що призводить до збільшення числа електронів, здатних подолати бар'єр на поверхні матеріалу та вийти з нього.

1.3 Термоелектронна емісія у зовнішньому електростатичному полі

Ми розглянули явище термоелектронної емісії в припущенні, що електричне поле у вакуумі відсутнє.

У більшості електронних приладів емітер або катод перебуває поблизу інших електродів, потенціал яких у загальному випадку відмінний від нуля. Тому електрони, залишаючи поверхню катода, попадають у зовнішнє електричне поле. Крива зміни енергії на поверхні емітера, а отже і умови емісії електронів при цьому відрізняються від розглянутих вище випадків.

Зміна енергії на поверхні катода (рис. 1.4 а) при наявності зовнішнього гальмівного електричного поля. Результируюча крива 3, отримана при додаванні кривої 1 і 2, визначає зміну потенціалу між емітером і електродом a з потенціалом $-U_a$. Електрон, що має власну енергією E_ϕ , при видаленні від катода на відстань r_a повинен виконати роботу $E'_0 = e(\phi_0 + U_a)$. Інакше кажучи, він може досягти електроду a тільки в тому випадку, якщо одержить додаткову енергію $E'_0 \geq E_0$.

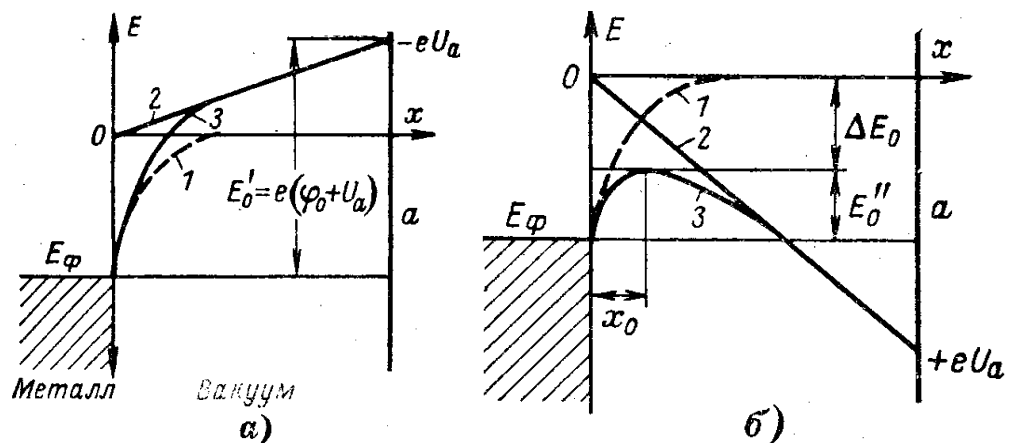
Якщо електроду a надати позитивний потенціал $+U_a$, крива зміни енергії приймає, вид, показаний на рис.1.4б. При цьому енергетичний бар'єр на поверхні

катода зменшується на величину ΔE_0 . Обчислення цієї величини показує, що вона залежить від напруженості зовнішнього поля згідно

$$\Delta E_0 = 2\sqrt{\frac{e^3 E}{b}}, \quad b \equiv 16\pi\epsilon\epsilon_0, \quad (1.1)$$

де E – напруженість електричного поля, ϵ і ϵ_0 – діелектричні проникність середовища та діелектрична стала, відповідно. З урахуванням зовнішнього електростатичного поля, питомий струм термоелектронної емісії можна записати у вигляді

$$j'_{eq} = A_1 T^2 \exp\left(-\frac{1}{kT} \left[E_0 - 2\sqrt{\frac{e^3 E}{b}} \right]\right). \quad (1.2)$$



а – при гальмівному полі; б – при прискорювальному полі

Рисунок 1.4 – Зміна енергетичного бар'єру на поверхні металу при зовнішньому електричному полі [18].

Збільшення струму емісії в результаті впливу зовнішнього прискорювального електростатичного поля називається ефектом Шоттки.

1.3.1 Закон Річардсона

Згідно з зонною теорією, на кожен атом твердого тіла припадає один або два електрони, які можуть вільно переміщатися від атома до атома. Іноді це разом називають «морем електронів». Їх швидкості підпорядковуються статистичного розподілу, а чи не є рівномірними, і іноді електрон має достатню швидкість, щоб залишити метал, не втягуючись назад. Мінімальна кількість енергії, необхідна електрону для того, щоб залишити поверхню, називається роботою виходу [11-17].

Робота виходу притаманна матеріалу і більшість металів становить близько кількох електронвольт. Термoeмісійні струми можна збільшити, зменшивши роботу виходу. Цієї часто бажаної мети можна досягти, нанісши на дріт різні оксидні покриття.

В 1901 Річардсон опублікував результати своїх експериментів: струм від нагрітого дроту, здавалося, залежав експоненційно від температури проводу і мав математичну форму, подібну до рівняння Арреніуса. Пізніше він запропонував, щоб закон емісії мав математичну форму

$$j(T) = AT^2(1 - \bar{R})e^{-\frac{W(T)}{k_B T}}, \quad (1.3)$$

де A – константа, що для металів визначається як $A = 120,4 \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}^4}$; $\bar{R}$ – коефіцієнт відбивання електронів від потенціального бар'єра на межі «тверде тіло – вакуум». J – щільність струму емісії, T – температура металу, W – робота виходу металу, k – стала Больцмана.

Робота виходу електронів залежить як від температури, так і від стану емітуючої поверхні, наявності на поверхні адсорбованих атомів і молекул.

Рівняння (1.3) можна переписати у вигляді:

$$j = A_p T^2 e^{-\frac{W_p}{k_B T}}, \quad (1.4)$$

де A_p – річардсонівська термоелектронна постійна, а W_p – річардсонівська або термоелектронна робота виходу.

Для визначення величин A_p та W_p з експериментальних даних застосовується так званий «метод прямих Річардсона». Після десятичного логарифмування формули (1.4) вона набуває вигляду:

$$\lg\left(\frac{j}{T^2}\right) = \lg A_p - W_p \frac{5040}{T} \quad (1.5)$$

Залежність $j(T)$, побудована у координатах $y = \lg\left(\frac{j}{T^2}\right)$ та $x = \frac{5040}{T}$, представляє собою пряму, коефіцієнт нахилу якої дорівнює W_p , а відрізок, що відтинається цією прямою на осі ординат, чисельно дорівнює $\lg A_p$. Коефіцієнт нахилу річардсонівської прямої дає значення W_p безпосередньо в електронвольтах (рис. 1.5).

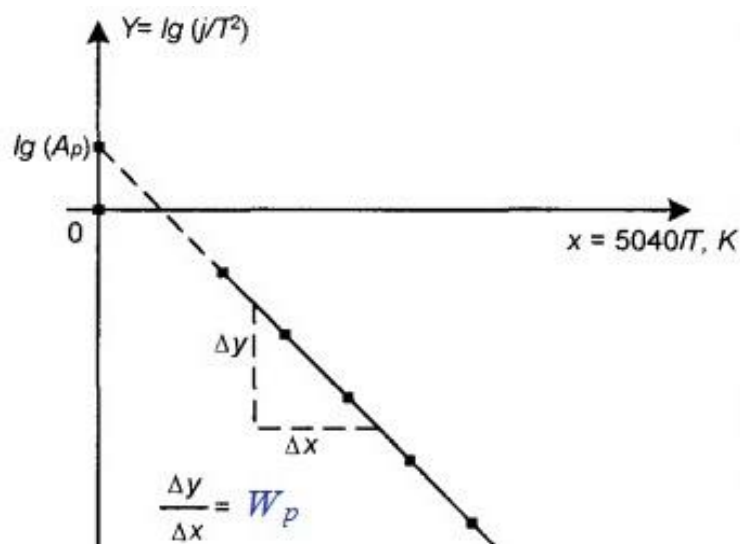


Рисунок 1.5 – Графічний метод Річардсона для розрахунку роботи виходу електрона [18]

Термоелектронна емісія неоднорідних за значенням роботи виходу електронів поверхонь, що називаються «плямистими», розраховується за рівнянням Річардсона – Дешмана за умови введення усереднених характеристик емісії A_p^* , W_p^* .

У період з 1911 по 1930 роки, коли фізичне розуміння поведінки електронів у металах зросло, Річардсон, Сол Дашман, Ральф Х. Фаулер, Арнольд Зоммерфельд та інші теоретичні висловлювання (засновані на різних фізичних припущеннях) запропонували для A_G Річардсон. Лотар Вольфганг Нордхайм. Через понад 60 років серед зацікавлених теоретиків досі немає єдиної думки щодо точного вираження A_G , але є згода, що A_G має бути записано у вигляді(1.6):

$$A_G = \lambda_R A_0 \quad (1.6)$$

де R - поправочний коефіцієнт, що залежить від матеріалу, який зазвичай має порядок 0,5, а A_0 – універсальна константа, що визначається формулою (1.7)

$$A_0 = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} = 1.20173 \times 10^6 \text{ A}^{-2} \text{ K}^{-2} \quad (1.7)$$

де m і e - маса і заряд електрона відповідно, а h - стала Планка.

Фактично, приблизно до 1930 року було досягнуто згоди, що з-за хвильової природи електронів деяка частина електронів, що вилітають, буде відображатися, коли вони досягнуть поверхні емітера, тому щільність емісійного струму буде зменшена, і R буде мати значення $(1 - r_{av})$. Так, іноді можна зустріти рівняння термоелектронної емісії, записане у вигляді (1.8):

$$J = (1 - r_{AV}) \lambda_B A_0 T^2 e^{\frac{-W}{kT}} \quad (1.8)$$

Експериментальні значення «узагальненого» коефіцієнта A_G зазвичай мають порядок A_0 але істотно різняться між різними випромінюючими матеріалами і можуть відрізнятися між різними кристалографічними гранями одного і того ж матеріалу. Принаймні якісно, ці експериментальні відмінності можна пояснити відмінностями у величині R [18].

У літературі в цій галузі існує значна плутанина, оскільки: багато джерел не роблять різницю між A_G і A_0 , а просто використовують без розбору символ A (а іноді і назву «константа Річардсона»). Також рівняння з поправочним коефіцієнтом, позначеним тут як R , і без нього мають одне і те ж ім'я, ще для цих рівнянь існують різні назви, у тому числі «Рівняння Річардсона», «Рівняння Душмана», «Рівняння Річардсона-Душмана» і «Рівняння Річардсона-Лауе-Душмана».

1.3.2 Емісія Шотткі

У пристроях електронної емісії, особливо в електронних гарматах, термоелектронний емітер електронів буде зміщений негативно по відношенню до навколишнього середовища. Це створює електричне поле величиною E поверхні емітера. Без поля поверхневий бар'єр, видимий електроном, що втікає, з рівня Фермі, має висоту W , рівну локальній роботі виходу. Електричне поле знижує поверхневий бар'єр на величину W і збільшує струм емісії. Це відомо як ефект Шотткі (названий на честь Уолтера Х. Шотткі) або посилена полем термоелектронна емісія. Його можна змодельовати простою модифікацією рівняння Річардсона, замінивши W на $(W - \Delta W)$. Це дає рівняння (1.9)

$$J(E, T, W) = A_G T^2 e^{\frac{-(W - \Delta W)}{kT}},$$

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (1.9)$$

Емісія електронів, яка відбувається в режимі поля та температури, до якого застосовується це модифіковане рівняння, часто називається емісією Шотткі. Це рівняння є відносно точним для напруженостей електричного поля нижче приблизно 10^8м^{-1} . При напруженості електричного поля вище 10^8м^{-1} так зване тунелювання Фаулера-Нордгейма (ФН) починає вносити значний внесок у струм емісії [18-21].

У цьому режимі комбіновані ефекти посиленої полем термоелектронної емісії та автоемісії можна змодельовати за допомогою рівняння Мерфі-Гуда для термопольової (ТФ) емісії. У ще більш високих полях тунелювання ФН стає домінуючим механізмом емісії електронів, і емітер працює в так званому режимі холодної польової електронної емісії (ХПЕ) [22, 23].

Термоелектронна емісія може бути посилена за рахунок взаємодії з іншими формами збудження, такими як світло. Наприклад, збуджені пари Cs у термоемісійних перетворювачах утворюють кластери Cs-рідбергівської речовини, що призводить до зменшення емісійної роботи виходу колектора з 1,5 еВ до 1,0-0,7 еВ. Через довгоживучу природу рідбергівської речовини ця низька робота виходу залишається низькою, що суттєво збільшує ефективність низькотемпературного перетворювача. Фотонно-посилена термоелектронна емісія (ФТЕЕ) – це процес, розроблений вченими зі Стенфордського університету, який використовує як світло, так і тепло Сонця для вироблення електроенергії та підвищує ефективність виробництва сонячної енергії більш ніж удвічі порівняно з нинішнім рівнем. Пристрій, розроблений для цього процесу, досягає максимальної ефективності при температурі вище 200 °С, в той час як більшість сонячних кремнієвих елементів стають інертними після досягнення температури 100 °С. Такі пристрої найкраще працюють у параболічних тарілчастих колекторах, температура яких досягає 800 °С.

Хоча команда використовувала напівпровідник з нітриду галію у своєму експериментальному пристрої, вона стверджує, що використання арсеніду галію може підвищити ефективність пристрою до 55-60 %, що майже втричі перевищує ефективність існуючих систем та на 12-17% більше, ніж існуючі 43-відсоткові багатоперехідні сонячні елементи.

Термоелектронна емісія використовується в електронних вакуумних пристроях, таких як електронні лампи та кенотрони. У цих пристроях електрони виходять з нагрітого катоду через термоелектронну емісію. Це дозволяє створювати електронні пристрої для підсилення сигналів у радіоелектроніці та телекомунікаціях. Також термоелектронна емісія використовується в скануючих електронних мікроскопах для створення потоку електронів, який дозволяє отримувати високороздільні зображення поверхні матеріалів. Також, термоелектронна емісія використовується в нанотехнологіях для створення наноматеріалів і наноструктур. Принцип термоелектронної емісії також застосовується в деяких типах сонячних батарей і теплових конвертерів, де тепла енергія перетворюється на електричну енергію за допомогою випромінювання електронів з нагрітого катоду.

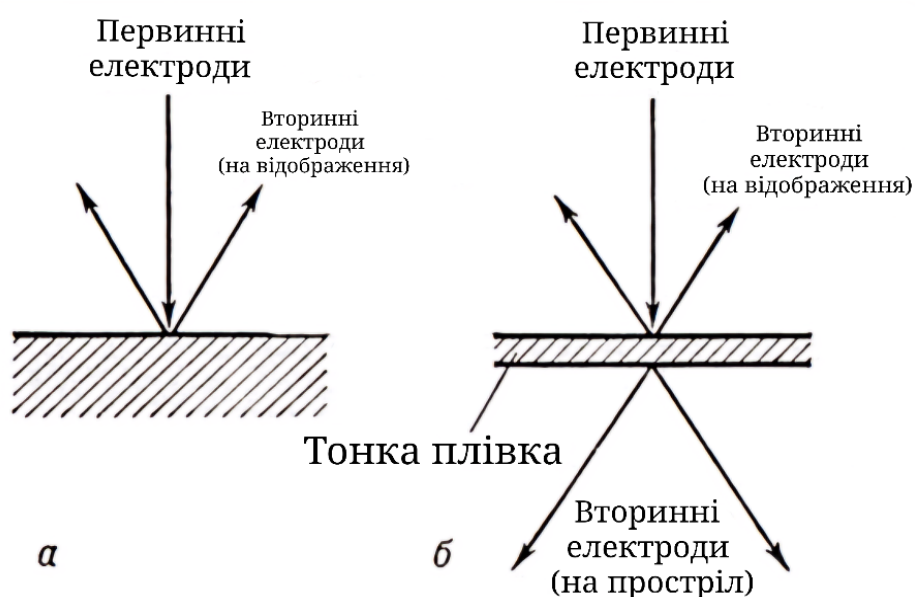
1.3.3 Вторинна електронна емісія

Вторинною електронною емісією називають емісію електронів з поверхні тіла при його бомбардуванні електронами або іонами. Вона була відкрита у 1902 р. німецькими фізиками Аустином і Г.Штарке. Тіло, що піддається бомбардуванню, називають вторинно-електронним емітером, або мішенню. Частина електронів, що падають на поверхню мішені (первинних електронів n_1), випробовує пружне відбиття і рухається у зворотному напрямку; інша частина проникає в товщу тіла і розсіює там свою енергію при взаємодії із кристалічною решіткою і електронами мішені. У результаті цієї взаємодії первинний електрон може або повністю розсіяти свою енергію і залишитися в тілі, або, затративши частину енергії, змінити напрямок руху і знову вийти за межі твердого тіла. Останній випадок, відповідає непружному відбиттю первинних електронів. Енергія, що розсіюється первинним електроном у тілі, може перейти в кінетичну енергію внутрішніх електронів, і вони можуть покинути межі мішені (безпосередньо вторинні електрони).

Таким чином, у результаті бомбардування мішені первинними електронами

утвориться зустрічний потік вторинних електронів, що містить пружно відбиті електрони, електрони непружного відбиття і вторинні електрони. Відносна кількість електронів цих трьох видів, а також загальне число вторинних електронів залежать від енергії первинних електронів, фізико-хімічних властивостей мішені, чистоти її поверхні, кута падіння первинних електронів та інших факторів [18].

У тонких плівках вторинна електронна емісія спостерігається не тільки з поверхні, що піддається бомбардуванню (емісія на відбиття, рис. 1.6 а), але і із протилежної поверхні (емісія на простріл, рис. 1.6 б).



а – на відбиття; б – на простріл

Рисунок 1.6 – Вторинна електронна емісія на відбиття і на простріл

Відношення загальної кількості вторинних електронів n_2 до кількості первинних електронів n_1 називають коефіцієнтом вторинної електронної емісії:

$$\sigma = \frac{n_2}{n_1} = \frac{j_2}{j_1}, \quad (1.10)$$

де j_2 — струм, утворений вторинними електронами, j_1 — струм первинних електронів.

Кількісно вторинна електронна емісія крім коефіцієнта вторинної емісії σ характеризується коефіцієнтами пружного $r = j_r/j_1$ і непружного $\eta = j_\eta/j_1$ відбиття електронів, а також коефіцієнтом емісії безпосередньо вторинних електронів $\delta = j_\delta/j_1$ (j_r, j_η, j_δ — струми, що відповідають пружно відбитим, непружно відбитим і істинно вторинним електронам, $j_2 = j_r + j_\eta + j_\delta$).

У металах щільність електронів провідності велика тому вторинні електрони мають малу імовірність вийти назовні. У діелектриках, де концентрація електронів провідності мала, імовірність виходу вторинних електронів більше. Разом з тим імовірність виходу електронів залежить від висоти потенційного бар'єра на поверхні. У результаті в ряду неметалічних речовин (окиси лужноземельних металів, лужногалоїдні сполуки) $\sigma > 1$ (рис.1.7).

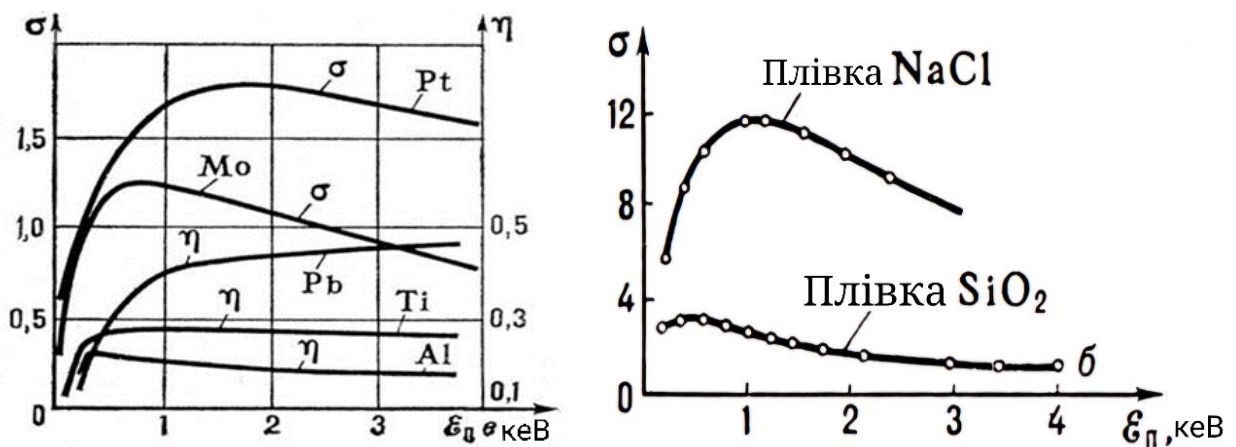
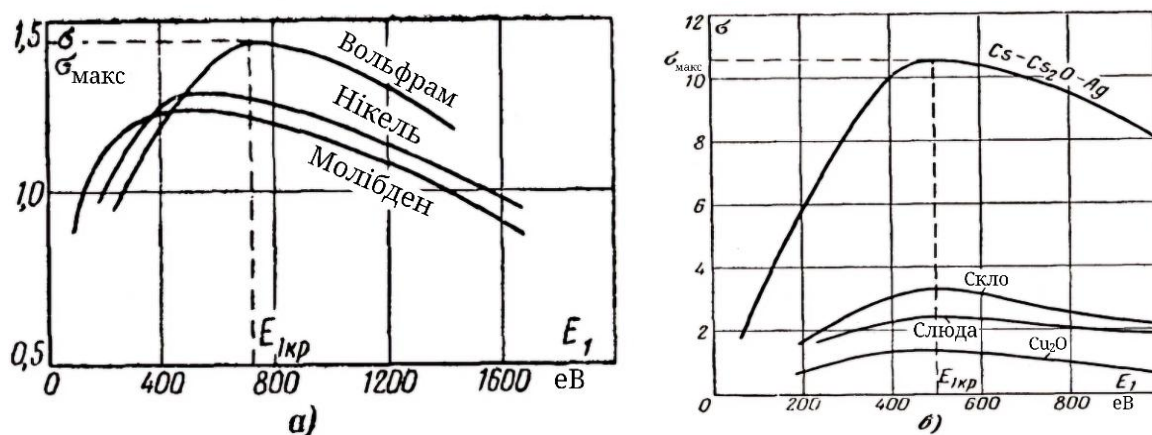


Рисунок 1.7 – Залежність коефіцієнта вторинної електронної емісії σ від енергії первинних електронів E_n [18].



а – для металів; б – для напівпровідників і діелектриків

Рисунок 1.8 – Залежність коефіцієнта вторинної емісії від енергії первинних електронів [18].

У спеціально виготовлених ефективних емітерах (інтерметалеві сполуки типу сурьмянолужних металів, активовані сплави CuAlMg, AgAlMg, AgAlMgZn і ін.) $\sigma \sim 1$. У металів і власних напівпровідниках значення σ порівняно невелике (рис.1.8). У вуглецю (сажі) і окислів перехідних металів $\sigma < 1$, і вони можуть застосовуватися як анти емісійні покриття.

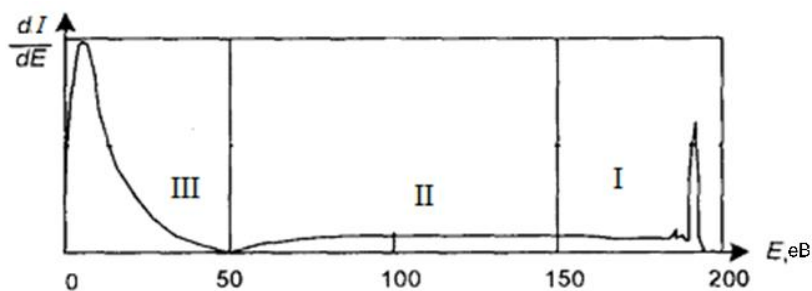


Рисунок 1.9 – Енергетичний спектр вторинних електронів

Область спектра I відповідає пружно відбитим первинним електронам, область II – непружно відбитим первинним електронам, і область III характеризує енергетичний спектр істинно вторинних електронів. Кожне явище

характеризується своїм коефіцієнтом:

$\bar{R}$ – коефіцієнт пружно відбитих електронів, що дорівнює відношенню числа пружно відбитих електронів до числа первинних електронів;

ξ – коефіцієнт непружновідбитих електронів, що дорівнює відношенню числа непружно відбитих електронів до числа первинних електронів;

δ – коефіцієнт істинно вторинної електронної емісії, рівний відношенню числа істинно вторинних електронів до числа первинних електронів.

Повний коефіцієнт вторинної емісії σ визначається співвідношенням:

$$\sigma = \bar{R} + \xi + \delta. \quad (1.11)$$

Всі складові коефіцієнта вторинної електронної емісії в першу чергу залежать від величини роботи виходу електронів, а також від параметрів пучка первинних електронів і властивостей емітера.

В діелектриках та емітерах з широкою забороненою зоною та малою спорідненістю до електрона коефіцієнт σ має значення порядку 100.

1.4 Залежність від середовища

У вакуумі емісійна здатність матеріалу часто вища порівняно з умовами у газовій середовищі. Це пояснюється тим, що відсутність газових молекул у вакуумі не ускладнює процес виходу електронів з поверхні. Без наявності газового середовища, яке могло б здійснювати поглинання або розсіювання електронів, електрони мають більше можливостей вийти з матеріалу.

У вакуумі температурна залежність емісії прямолінійніша порівняно з умовами у газовій середі через відсутність впливу газових молекул на процес емісії. При підвищенні температури матеріалу збільшується середня енергія

теплого руху електронів, що сприяє збільшенню числа електронів, здатних подолати енергетичний бар'єр на поверхні матеріалу і вийти у вакуум. Таким чином, плотність термоелектронної емісії зростає пропорційно квадрату температури за законом Ричардсона-Душмана.

Термоелектронна емісія в газових середовищах відрізняється від емісії у вакуумі через присутність газових молекул, які істотно впливають на цей процес. Розглянемо докладніше вплив газів, умови емісії та явище іонізації газів у контексті термоелектронної емісії. Газові молекули, що знаходяться навколо поверхні, що емітує, можуть поглинати або розсіювати електрони, що вибиваються з матеріалу. Це призводить до зменшення ефективності емісії, тому що не всі електрони, які мають достатню енергію, зможуть подолати газовий шар і залишити матеріал. За високих температур газове середовище може утворювати тонку плівку навколо поверхні матеріалу через адсорбцію газових молекул. Ця плівка може ускладнювати вихід електронів з матеріалу.

У газовому середовищі електрони мають подолати енергетичний бар'єр, викликаний взаємодією з газовими молекулами, щоб залишити поверхню матеріалу. Це ускладнює процес емісії проти вакуумом. Ефективність термоелектронної емісії у газовому середовищі залежить від тиску та складу газу. Високий тиск або наявність газів із високою йонізаційною енергією можуть сильно обмежувати емісію електронів.

Високоенергетичні електрони, що вибиваються з поверхні матеріалу, можуть іонізувати газові молекули при зіткненні з ними. Це процес, при якому електрон передає достатню енергію газовій молекулі, щоб вона стала іоном. При досить високих енергіях електронів і велику кількість іонізації газів може утворюватися плазма навколо поверхні, що емітує. Плазма є іонізованим станом газу, який може істотно змінити умови емісії електронів. Іонізація газів істотно впливає на процес термоелектронної емісії, оскільки вона змінює умови навколо поверхні, що емітує. Це може призвести до зміни ефективності емісії і навіть виникнення інших фізичних явищ, пов'язаних з плазмою.

1.5 Технічні використання

Явище термоелектронної емісії полягає у випромінюванні електронів нагрітими тілами. При цьому середня кінетична енергія вільних електронів повинна дорівнювати або більше роботи виходу.

Це явище є основою принципу дії електровакуумних приладів (радіоламп, електронно-променевих трубок тощо.).

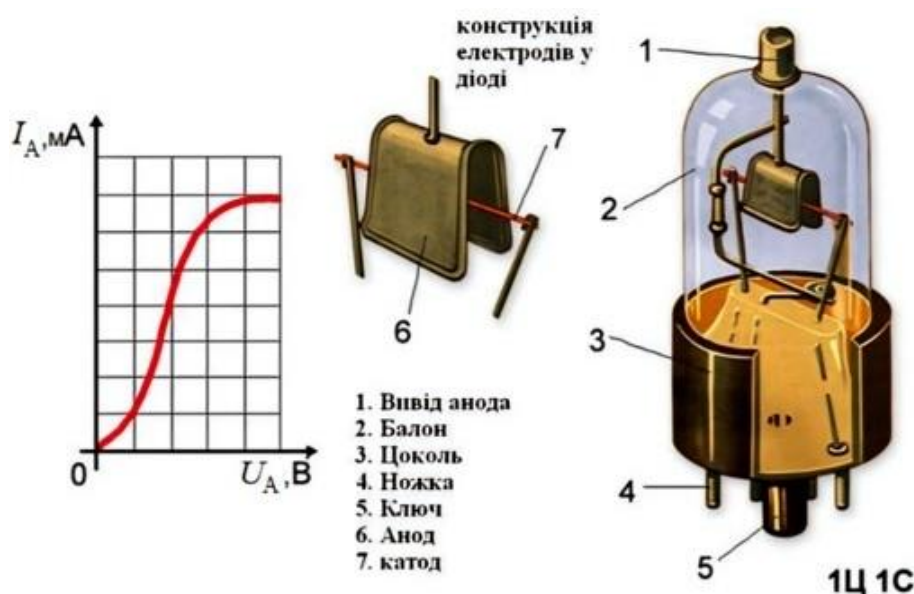


Рисунок 1.10 – Схема діоду 1Ц 1С

Сучасний діод (рис 1.10) складається із скляного або металевого балона, з якого ретельно відкачано повітря. У балон впаяно два електроди, один з яких (катод) К роблять у вигляді нитки з тугоплавкого металу, зазвичай вольфраму, яка може розжарюватися від джерела струму (батареї розжарення) для створення електронного «хмару» в балоні. Анод діода А найчастіше має форму циліндра, всередині якого вздовж осі розташований катод, що розжарюється.

Розглянутий катод – катод прямого розжарення – застосовується рідко. Найбільш поширені катоди непрямого підігріву. Вони є напівпровідниковим шаром, нанесеним на керамічну трубочку. Нагріваються ці катоди мініатюрною електричною пічкою.

При збільшенні анодної напруги дедалі більше емітованих катодом електронів захоплюється електричним полем, і сила анодного струму різко зростає до того часу, поки напруга досягне значення U_h , у якому все емітовані катодом за одиницю часу електрони переміщатимуться полем до анода. Сила анодного струму досягає максимального значення I_h , яке називається силою струму насичення діода, і подальше підвищення анодної напруги не веде до збільшення сили анодного струму. Анодна напруга отримала назву напруги насичення.

При напрузі $U_a=0$ сила струму I дуже мала, значно менше сили струму насичення, тому вважають, що вольтамперна характеристика проходить через початок координат, тобто нехтують силою струму I_0 і вважають, що $I_0=0$.

Дуже важливим та необхідним елементом телевізора, осцилографа, радіолокатора та інших приладів є електронно-променева трубка. У вузькому кінці вакуумного балона знаходиться циліндричний катод, що підігрівається електричним струмом за допомогою металевої спіралі. Діафрагма виділяє вузький електронний пучок (електронний промінь). В електричному полі між катодом та циліндричними анодами та електрони розганяються до швидкості близько 10^4 км/с. Катод з підігрівачем, діафрагма та анод утворюють електронну гармату.

Електронний промінь проходить через два конденсатори, пластини яких розміщені у взаємно перпендикулярних площинах, і потрапляє на екран, покритий речовиною, що світиться під дією електронів. У місці падіння променя на екрані виникає крапка, що світиться.

При подачі на пластини конденсатора b постійної напруги напрям електронного променя зміниться і точка, що світиться, зміститься вздовж вертикалі. У разі змінної напруги електронний промінь буде коливатися у вертикальній площині і на екрані з'явиться вертикальна лінія, що світиться, довжина якої залежить від значення прикладеної напруги.

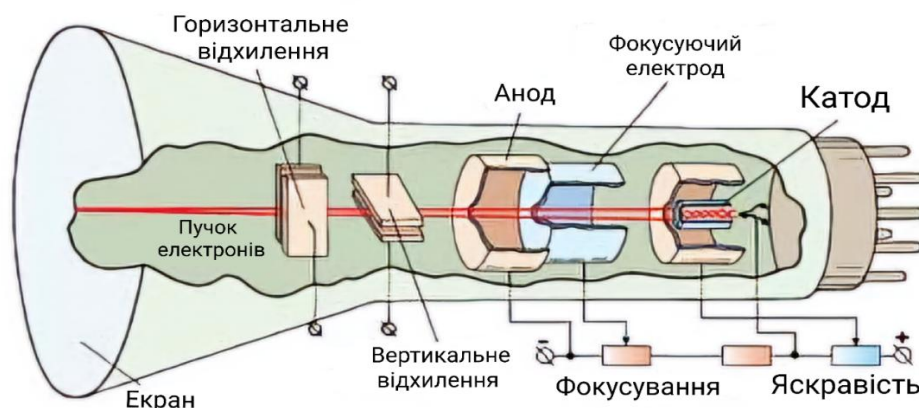


Рисунок 1.11 – Електронно-променева трубка

Електронно-променева трубка є основною частиною електронного осцилографа, що широко використовується в науці та техніці при вивченні різноманітних швидкоплинних процесів (як електричних, так і неелектричних після перетворення їх на електричні).

Крім неї, в осцилографі є генератор пилкоподібної напруги (генератор розгортки), джерело живлення електронної гармати, блоки з регуляторами фокусування та яскравості, а також деякі інші допоміжні пристрої та деталі. Зокрема, для спостереження слабких електричних сигналів в осцилографі передбачений підсилювач, причому відповідним регулятором можна змінювати амплітуду коливань, що спостерігаються на екрані, в потрібних розмірах.

1.6 Робота виходу

У фізиці твердого тіла робота виходу - це мінімальна термодинамічна робота (тобто енергія), необхідна для видалення електрона з твердого тіла в точку у вакуумі безпосередньо поза поверхні твердого тіла. Тут «безпосередньо» означає, що кінцеве положення електрона знаходиться далеко від поверхні в атомному масштабі, але все ж таки занадто близько до твердого тіла, щоб на нього могли впливати навколишні електричні поля у вакуумі. Робота виходу не є

характеристикою об'ємного матеріалу, а властивістю поверхні матеріалу (залежно від грані кристала та забруднення).

Робота виходу W для даної поверхні визначається різницею $W = -e\phi - E_F$, де $-e$ це заряд електрона, ϕ – електростатичний потенціал у вакуумі поблизу поверхні, а E_F – рівень Фермі (електрохімічний потенціал електронів) усередині матеріалу. $e\phi$ є енергією електрона, що лежить у вакуумі поблизу поверхні. Насправді E_F безпосередньо управляють напругою, прикладеним до матеріалу через електроди, а робота виходу зазвичай є фіксованою характеристикою матеріалу поверхні. Отже, це означає, що при додатку напруги до матеріалу електростатичний потенціал ϕ , що виникає у вакуумі, буде дещо нижчим від прикладеної напруги, причому різниця залежить від роботи виходу поверхні матеріалу. Переставивши наведене вище рівняння, отримаємо $\phi = V - W/e$. V – напруга матеріалу (виміряна вольтметром через прикріплений електрод) щодо електричного заземлення, яке визначається як має нульовий рівень Фермі [24-29]. Той факт, що ϕ залежить від поверхні матеріалу, означає, що простір між двома різнорідними провідниками матиме вбудоване електричне поле, коли ці провідники перебувають у повній рівновазі один з одним (електрично закорочені один на одного і мають рівні температури). Робота виходу відноситься до переміщення електрона в положення, яке знаходиться далеко від поверхні (на багато нм), щоб можна було знехтувати силою між електроном і його образним зарядом на поверхні. Електрон також повинен бути близько до поверхні порівняно з найближчим краєм грані кристала або будь-якою іншою зміною в структурі поверхні, наприклад, зміною складу матеріалу, покриттям поверхні або реконструкцією. Вбудоване електричне поле, що виникає в результаті цих структур, та будь-яке інше навколишнє електричне поле, що є у вакуумі, виключаються при визначенні роботи виходу.

Деякі фізичні явища дуже чутливі до значення виходу. Дані про ці ефекти можна підігнати до спрощених теоретичних моделей, що дозволяє отримати значення роботи виходу. Ці феноменологічно вилучені роботи виходу можуть трохи відрізнятися від термодинамічного визначення цього вище. Для

неоднорідних поверхонь робота виходу варіюється від місця до місця, і різні методи дають різні значення типової роботи виходу, оскільки вони усереднюють або по-різному вибирають серед мікроскопічних функцій виходу.

1.7 Метод заснований на фотоemisії

Фотоелектронна emisія або зовнішній фотоeфект – це явище випускання електронів під дією квантів електромагнітного випромінювання.

Фотоелектронна emisія була відкрита в 1887 році німецьким фізиком Генріхом Рудольфом Герцем. У 1888 році російський вчений Олександр Григорович Столетов, що активно досліджував явище фотоeфекту, встановив пропорційність струму фотоелектронної emisії інтенсивності світлового потоку.

Закон Столетова: за незмінного спектрального складу випромінювання сила струму фотоemisії (тобто кількість електронів, що емітуються в одиницю часу) пропорційна інтенсивності падаючого випромінювання.

У 1905 році німецький фізик Альберт Ейнштейн встановив закон збереження енергії для фотоелектронів у вигляді:

$$h\nu = W + E_{\text{к, max}} , \quad (1.12)$$

де W – робота виходу електронів, $E_{\text{к, max}}$ – максимальна кінетична енергія емітованих електронів. З цього співвідношення випливає, що максимальна кінетична енергія електронів, що емітуються не залежить від інтенсивності випромінювання за незмінного спектрального складу випромінювання і лінійно зростає з його частотою.

Якщо кінетична енергія емітованих електронів близька до нульового значення, то значення частоти $\nu = \nu_0$ називається пороговою, а відповідна їй довжина хвилі випромінювання λ_0 – червоною або довгохвильової межею зовнішнього фотоeфекту.

У металах положення рівня Фермі, що визначає роботу виходу співпадає з найвищим заповненим рівнем, з якого і відбувається фотоemisія.

У 1931 р. англійський фізик Ральф Говард Фаулер побудував напівфеноменологічну теорію фотоemisії металів. В основі цієї теорії лежить припущення, що у електронів, які поглинули енергію фотона, енергія збільшується, що еквівалентне зниженню висоти поверхневого потенціального бар'єра. Провівши викладки тому ж порядку, що і при виведенні рівняння Річардсона для термоелектронної emisії, можна отримати вираз для густини струму фотоemisії.

У напівпровідниках рівень Фермі знаходиться в забороненій зоні, а найвищий заповнений рівень, з якого відбувається фотоemisія електронів, відповідає верхній межі валентної зони E_v . Поріг фотоefекту або мінімальна енергія, яку потрібно надати електрону, щоб перевести його на рівень вакууму, відповідає енергії від стелі валентної зони до рівня вакууму. Іншими словами, поріг фотоefекту напівпровідників дорівнює сумі ширини забороненої зони ΔE_g та енергії електронної спорідненості E_a :

$$h\nu = W + E_{\kappa, \max} . \quad (1.13)$$

1.8 Метод зонду Кельвіна

Метод зонда Кельвіна заснований на виявленні електричного поля (градієнта ϕ) між матеріалом зразка та матеріалом зонда. Електричне поле можна змінювати напругою ΔV_{sp} , прикладеним до зонда щодо зразка. Якщо напруга вибрана такою, щоб виключити електричне поле (умова плоского вакууму), то

$$e\Delta V_{sp} = W_s - W_p . \quad (1.14)$$

Оскільки експериментатор контролює і знає V_{sp} , то перебування стану плоского вакууму безпосередньо дає різницю в роботі виходу між двома матеріалами. Єдине питання: як виявити стан плоского вакууму? Зазвичай електричне поле виявляється шляхом зміни відстані між зразком та зондом. Коли відстань змінюється, але V_{sp} залишається постійним, струм буде текти через зміни ємності. Цей струм пропорційний електричному полю вакууму, тому коли електричне поле нейтралізується, струм не тече [24].

Хоча метод датчика Кельвіна вимірює тільки різницю роботи виходу, можна отримати абсолютну роботу виходу, спочатку калібрував датчик по еталонному матеріалу (з відомою роботою виходу), а потім використовуючи той же датчик для вимірювання бажаного зразка. Техніку зонда Кельвіна можна використовувати для отримання карт роботи виходу поверхні з надзвичайно високою просторовою роздільною здатністю, використовуючи гострий кінчик зонда.

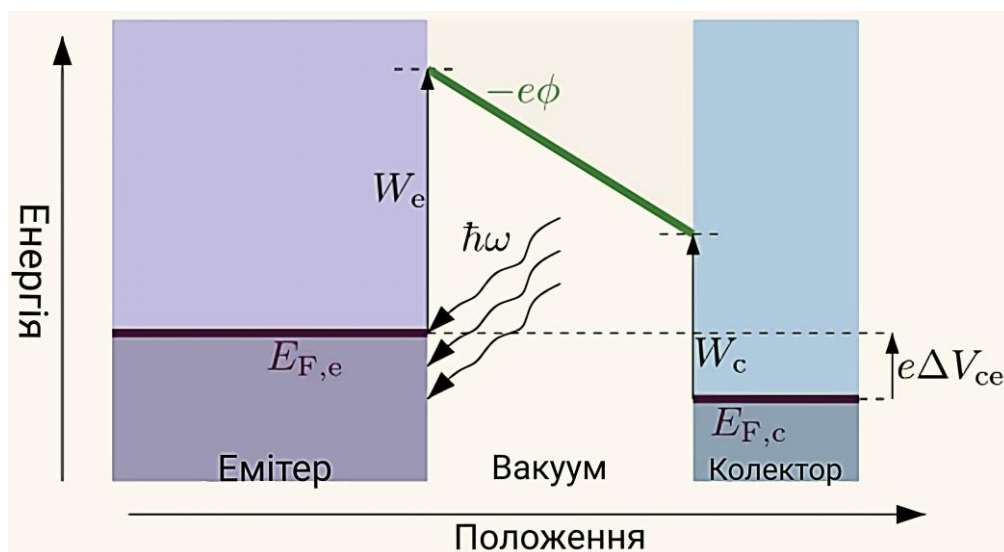


Рисунок 1.12 – Фотоелектричний діод у конфігурації прямого зміщення, який використовується для вимірювання роботи виходу W_e освітленого випромінювача.

1.9 Фізичні фактори, визначаючі роботу виходу

Поверхневий диполь. Робота виходу непросто залежить від «внутрішнього рівня вакууму» всередині матеріалу (тобто його середнього електростатичного потенціалу) через утворення подвійного електричного шару атомного масштабу на поверхні. Цей поверхневий електричний диполь викликає стрибок електростатичного потенціалу між матеріалом та вакуумом [24-29].

За виникнення поверхневого електричного диполя відповідальні різні чинники. Навіть на абсолютно чистій поверхні електрони можуть трохи поширитися у вакуум, залишаючи після себе трохи позитивно заряджений шар матеріалу. Насамперед це відбувається в металах, де пов'язані електрони стикаються не з потенціалом жорсткої стінки на поверхні, а з потенціалом поступового наростання через тяжіння заряду зображення. Кількість поверхневого диполя залежить від детального розташування атомів на поверхні матеріалу, що призводить до зміни роботи виходу різних граней кристала.

Легування та вплив електричного поля

У напівпровіднику робота виходу чутлива до рівня легування поверхні напівпровідника. Оскільки легування поблизу поверхні також можна керувати за допомогою електричних полів, робота виходу напівпровідника також чутлива до електричного поля у вакуумі.

Причина залежності полягає в тому, що, як правило, рівень вакууму та край зони провідності зберігають фіксовану відстань незалежно від легування. Ця відстань називається спорідненістю до електрона (зверніть увагу, що вона має інше значення, ніж спорідненість до електрона в хімії); наприклад, у кремнії спорідненість до електрона становить 4,05 еВ. Якщо спорідненість до електрона E_{EA} і рівень Фермі поверхні, прив'язаний до зони E_F - E_C відомі, то робота виходу визначається виразом,

$$W = E_{EA} + E_C - E_F, \quad (1.15)$$

де E_c береться на поверхні.

Виходячи з цього можна було б очікувати, що шляхом легування більшої частини напівпровідника можна буде налаштувати роботу виходу. Насправді, однак, енергії зон поблизу поверхні часто прив'язані до рівня Фермі через вплив поверхневих станів. Якщо існує велика щільність поверхневих станів, робота виходу напівпровідника буде дуже слабо залежати від легування або електричного поля.

Теоретичне моделювання роботи виходу утруднено, оскільки точна модель вимагає ретельного розгляду як багатьох електронних ефектів, так і хімії поверхні; Обидві ці теми вже власними силами складні.

Однією з перших успішних моделей тенденцій виходу металу з металу була модель желе, яка враховувала коливання електронної щільності поблизу різкої поверхні (вони схожі на коливання Фріделя), а також хвіст електронної щільності, що виходить за межі поверхні. Ця модель показала, чому щільність електронів провідності (представлена радіусом Вигнера-Зейтца r_s) є важливим параметром щодо роботи виходу.

Модель желе є лише частковим поясненням, оскільки її прогнози ще показують значні відхилення від реальних робочих функцій. Пізніші моделі були зосереджені на включенні більш точних форм електронного обміну та ефектів кореляції, а також на обліку залежності від граней кристала (для цього необхідно включити реальні атомні ґрати, ніж нехтують у моделі желе).

Поведінка електронів у металах змінюється залежно від температури та значною мірою відображається роботою виходу електрона. Теоретична модель для прогнозування температурної залежності роботи виходу електрона, пояснює основний механізм і передбачає цю температурну залежність для різних кристалічних структур за допомогою обчислюваних та вимірюваних параметрів.

Загалом з підвищенням температури РВЕ зменшується за рахунок

$$W(T) = W_0 - \gamma \frac{(k_B T)^2}{W_0}, \quad (1.16)$$

де γ – це обчислювана властивість матеріалу, яка залежить від кристалічної структури (наприклад, BCC, FCC), W_0 – робота виходу електрона при $T = \beta_0$ є постійним протягом усієї зміни.

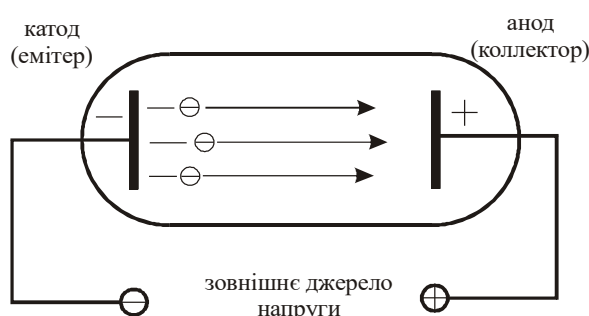
Робота виходу залежить від конфігурації атомів на поверхні матеріалу і представлена у таблиці 1.1. Наприклад, у полікристалічному сріблі робота виходу дорівнює 4,26 еВ, але в кристалах срібла вона варіюється для різних граней кристала: грань (100): 4,64 еВ, грань (110): 4,52 еВ, грань (111): 4,74 еВ.

Таблиця 1.1 – Роботи виходу металів в еВ

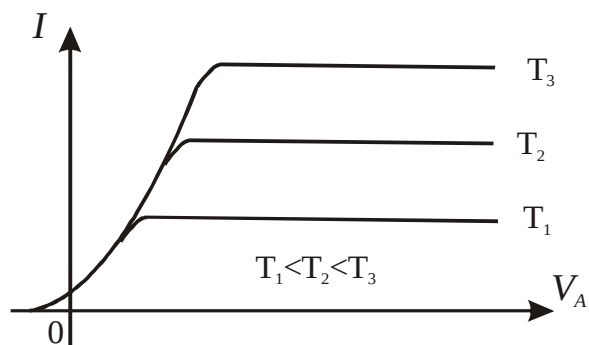
Ag	4.26 – 4.74	Al	4.06-4.26	As	3.75
Au	5.10 – 5.47	B	4.45	Ba	2.52 – 2.70
Be	4.98	Bi	4.31	C	5.00
Ca	2.87	Cd	4.08	Ce	2.90
Co	5.00	Cr	4.50	Cs	2.14
Cu	4.53 – 5.10	Eu	2.50	Fe	4.67 – 4.81
Ga	4.32	Gd	2.90	Hf	3.90
Hg	4.475	Ln	4.09	Ir	5.00 – 5.67
K	2.29	La	3.50	Li	2.90
Lu	3.30	Mg	3.66	Mn	4.10
Mo	4.36 – 4.95	Na	2.36	Nb	3.95 – 4.87
Nd	3.20	Ni	5.04 – 5.35	Os	5.93
Pb	4.25	Pd	5.22 – 5.60	Pt	5.12 – 5.93
Rb	2.26	Re	4.72	Rh	4.98
Ru	4.71	Sb	4.55 – 4.70	Sc	3.50
Se	5.90	Si	4.60 – 4.85	Sm	2.70
Sn	4.42	Sr	2.59	Ta	4.00 – 8.00
Tb	3.00	Te	4.95	Th	3.40
Ti	4.33	Tl	3.84	U	3.63 – 3.90
V	4.30	W	4.32 – 4.55	Y	3.10
Yb	2.60	Zn	3.63 – 4.90	Zr	4.05

2 ВИЗНАЧЕННЯ РОБОТИ ВИХОДУ ІЗ ВИМІРЮВАНЬ ВАХ ДІОДА

Вперше явище термоелектронної емісії виявив у досліді Т. А. Едісон (1883 р.). Найпростіший прилад для спостереження термоелектронної емісії (термоелектронний діод) складається з двох металевих електродів, вміщених в об'єм з низьким тиском залишкових газів (рис. 2.1, а). Електрод, який емітує електрони, зазвичай називають катодом, хоча залежно від виду емісії використовують й інші терміни (термоемітер, фотоемітер, автоемітер). Електрод, який отримує електрони, зазвичай називають анодом або колектором. Незалежно від вживаної назви і знаку потенціалу, поданого на електроди, роботу виходу електронів катоду позначимо W_K , а роботу виходу електронів аноду - W_A .



а – принципова схема;



б – ВАХ ідеального діода

Рисунок 2.1 – Термоелектронний діод

Прикладаючи різницю потенціалів U_A між катодом і анодом і вимірюючи струм I , який протікає між електродами, отримаємо вольт амперну характеристику (ВАХ) діода, тобто залежність анодного струму від анодної напруги (рис. 2.1, б).

Для електронів провідності тверде тіло представляють у вигляді енергетичної потенціальної ями з плоским дном, а на межі розділу (тверде тіло – вакуум) є потенціальний бар'єр – сходинок прямокутної форми (рис. 2, а). Із рис. 2, б можна побачити, що при відмінній від нуля температурі серед

електронів провідності у твердому тілі є такі, енергія яких вища рівня вакууму. Ці електрони можуть попадати у вакуум, рухаючись над потенціальним бар'єром на межі.

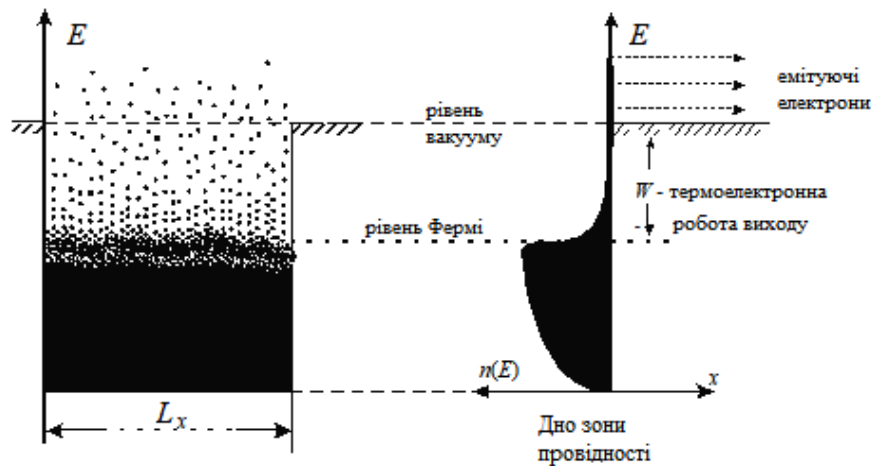


Рисунок 2.2 – Уявлення про тверде тіло як прямокутна потенціальна яма з плоским дном та потенціальними бар'єрами на межі тіла та густина розподілу електронів за енергіями в металі

Потенціальний бар'єр характеризується двома параметрами:

- 1) відстанню по осі енергії від рівня Фермі в кристалі до рівня вакууму – цю величину називають термоелектронною роботою виходу W ;
- 2) середнім значенням коефіцієнта надбар'єрного відбивання для електронів, які вилітають із катоду у вакуум.

Для прямокутного потенціального бар'єра Річардсон і Дешман (1928 р) обчислили максимальну густину струму (струму насичення) термоелектронної емісії, яку може забезпечити при температурі T термодатод з роботою виходу електронів W :

$$j = A_0 (1 - \bar{R}) T^2 e^{-\frac{W}{k_B T}}, \quad (2.1)$$

де $A_0 = \frac{4\pi m_e e k_B^2}{h^3} = 120,4 \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}^2}$ – термoeмісійна стала Зоммерфельда; T – температура катоду за абсолютною шкалою Кельвіна (К); $\bar{R}$ – коефіцієнт відбивання електронів на межі тіло – вакуум (зазвичай не перевищує 0,07 і при оціночних розрахунках ним нехтують); W – робота виходу електронів із катоду; k_B – стала Больцмана, $k_B = \frac{1}{11600} \frac{\text{еВ}}{\text{К}}$.

Для розрахунків рівняння (2.1) використовують найчастіше у вигляді:

$$j = 120,4 T^2 e^{-\frac{11600}{T} W} \left(\frac{\text{А}}{\text{см}^2} \right), \quad (2.2)$$

де роботу виходу виражають в електронвольтах. Силу струму I термоелектронної емісії визначають за виразом: $I = jS$, де S – площа емітуючої поверхні катоду.

Оскільки точне значення $\bar{R}$ у загальному випадку невідоме, замість істинної роботи виходу електронів $W_{\text{іст}}$, яка є у рівняннях (2.1) – (2), вводять ефективну роботу виходу W_{eff} таку, що:

$$A_0 (1 - \bar{R}) T^2 e^{-\frac{W_{\text{іст}}}{k_B T}} = A_0 T^2 e^{-\frac{W_{\text{eff}}}{k_B T}}. \quad (2.3)$$

Це призводить до того, що ефективна робота виходу дещо вища істинної роботи виходу $W_{\text{іст}}$, а саме:

$$W_{\text{eff}} = W_{\text{іст}} - k_B T \ln(1 - \bar{R}). \quad (2.4)$$

Далі, опускаючи деталі, будемо записувати струм насичення ВАХ термоелектронної емісії рівнянням:

$$I_{\text{нас}} = BST^2 e^{-\frac{W}{k_B T}}. \quad (2.5)$$

Емісійний коефіцієнт катоду B залежить від матеріалу катоду та стану його поверхні.

В рівнянні (2.5) – дві невідомі величини – S і W . Тому потрібно знайти $I_{\text{нас}}$ за двох різних температур катоду T_1 і T_2 і розв'язати систему рівнянь (2.4) відносно W :

$$W = \frac{\ln I_{\text{нас}T_1} - \ln I_{\text{нас}T_2}}{\ln T_1^2 + \ln T_2^2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)^{-1}. \quad (2.6)$$

Недолік цього методу – напівпровідник використовується як катод, який нагрівається до високої температури. Також необхідні виміри температури катоду. В іншій різновидності методу термоелектронної емісії напівпровідниковий матеріал, роботу виходу якого потрібно визначити, розташовується на аноді.

В області ВАХ, де струм змінюється при підвищенні U_A , він описується виразом:

$$I = I_{\text{нас}} \exp \left[\frac{e(U_A - U_{\text{конт}})}{k_B T} \right], \quad (2.7)$$

де $I_{\text{нас}}$ – струм насичення, $U_{\text{конт}}$ – контактна різниця потенціалів між напівпровідником та електродом з відомою роботою виходу W , $(-e)$ – заряд електрона.

На прямій гільці ВАХ ($U_A > 0$) для випадку $W_A > W_K$

$$U_{\text{конт}} = \frac{1}{e}(W_A - W_K) > 0. \quad (2.8)$$

Використання формули (2.7) можливо у двох варіантах:

1. Насичення струму наступає при $U_A - U_{\text{конт}} = 0$. За ВАХ діоду знаходять $U_{\text{конт}}$, а потім при відомій роботі виходу одного з електродів (катода) знаходять з виразу (2.8) роботу виходу напівпровідникового матеріалу:

$$W_A = W_K + eU_{\text{конт}} \quad (2.9)$$

Нагадаємо, що робота виходу напівпровідника або діелектрика (на аноді) знаходиться з експериментальних даних як

$$W_A = \frac{1}{2}E_g + \chi, \quad (2.10)$$

де E_g – ширина забороненої зони, χ – спорідненість до електрона (табл 2.1).

Таблиця 2.1 – Ширина забороненої зони та спорідненість до електрона різних елементів і сполук

Матеріал	E_g , eB	χ , eB	Матеріал	E_g , eB	χ , eB
Si	1.12	4.05	CdTe	1.44	4.28
Ge	0.66	4.13	AlN	6.2	0.6
AlP	2.45	3.44	GaN	3.42	3.3

Продовження таблиці 2.1

Матеріал	E_g , eB	χ , eB	Матеріал	E_g , eB	χ , eB
AlAs	2.15	3.51	InN	1.9	5.8
AlSb	1.60	3.65	SiO ₂	8.8	1.1
GaP	2.27	3.08	CaF ₂	12.2	1.5
GaAs	1.42	4.07	Si ₃ N ₄	5	1.8
GaSb	0.68	4.06	Al ₂ O ₃	8	1.35
InP	1.34	4.38	ZnTe	2.26	3.5
InSb	0.35	4.92	CdS	2.42	4.5
ZnS	3.58	4.59	CdSe	1.7	4.95
ZnSe	2.67	3.9			

2. За іншим варіантом в одних і тих же умовах вимірюють ВАХ, змінюючи анод з напівпровідникового матеріалу на металевий анод з відомою роботою виходу. Маємо дві ВАХ, зміщені одна відносно одної на величину $\Delta U_{\text{конт}}$ (рис. 2.2). Вимірявши $\Delta U_{\text{конт}}$ і знаючи, що $W_1 > W_2$,

$$e\Delta U_{\text{конт}} = W_1 - W_2 > 0, \quad (2.11)$$

при відомій роботі виходу матеріалу одного з анодів ми маємо змогу знайти роботу виходу матеріалу іншого аноду.

$$W_1 = e\Delta U_{\text{конт}} + W_2 \rightarrow W_1 > W_2. \quad (2.12)$$

Недолік цього методу – необхідність зміни анодів в діоді без його розгерметизації за допомогою складного механічного пристрою.

2.1 Порядок вимірювань анодної характеристики діоду

1. Зібрано схему згідно рис. 2.3.
2. Живлення подається до катоду діоду згідно режиму лампи.
3. Знімається анодна характеристика ВАХ діода і формується таблиця (значення U_A та відповідні їм значення I_A).

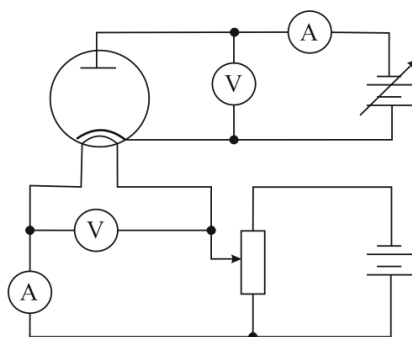


Рисунок 2.3 – Принципова схема вимірювання ВАХ діоду

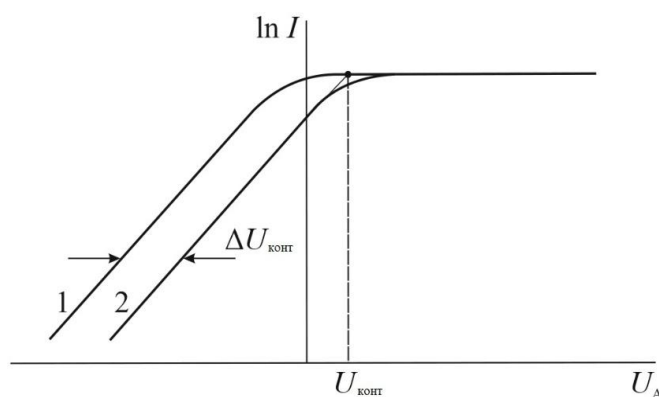


Рисунок 2.4 – ВАХ діоду при заміні матеріалу аноду. Залежності 1 і 2 зняті при різних матеріалах аноду

2.2 Діод EY500A

Результати вимірювання зведено до таблиці 2.2.

Таблиця 2.2 – Дані для ВАХ діода EY500A

U, V	I, A	ln(I)
2	1,25	0,2231436
4	50	3,912023
6	80	4,3820266
8	140	4,9416424
10	175	5,164786
12	220	5,3936275
14	260	5,5606816
16	320	5,768321
18	370	5,913503
20	440	6,0867747
22	505	6,2245584
24	590	6,3801225
26	675	6,5147127
28	750	6,6200732
30	850	6,7452363

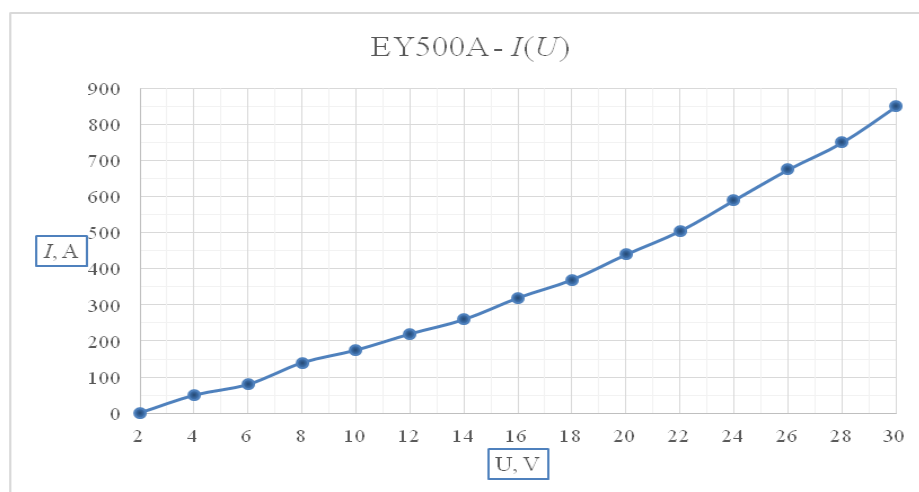


Рисунок 2.5 – ВАХ діода EY500A

Далі будуємо графік залежності логарифму струму від напруги:

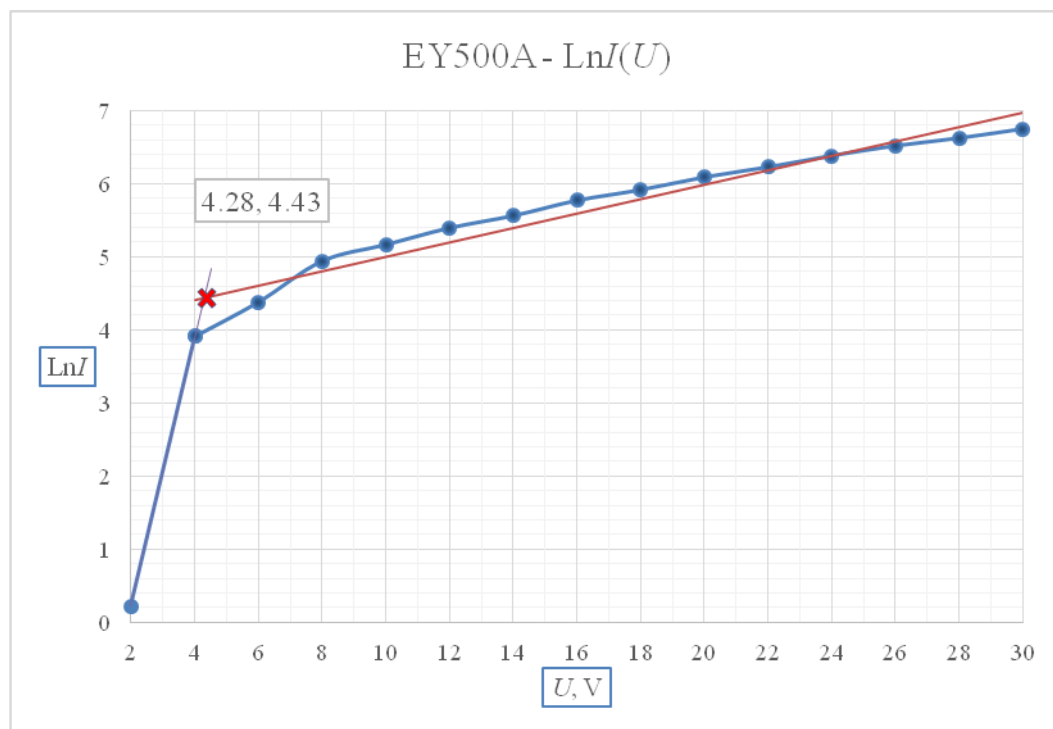


Рисунок 2.6 – Графік залежності натурального логарифму струму від напруги

Після побудови графіку залежності логарифму струму від анодної напруги, зроблені апроксимації у вигляді двох прямих ліній. В результаті чого отримаємо контактну різницю потенціалів між анодом та катодом. Звідси, використовуючи (2.9) можливо отримати і саму роботу аноду:

$$W_A = W_K + eU_{\text{конт}}, \quad W_A = 4.5\text{eV} + 4.28\text{eV} = 8.78\text{ eV}$$

Далі, використовуючи таблицю 2.1 та вираз (2.10), бачимо що найближчі показники ширини забороненої зони та спорідненості електрона відповідають сполуці CaF_2 :

$$W_A = \frac{1}{2}E_g + \chi, \quad \frac{1}{2}12.2 + 1.5 = 7,6\text{eV}.$$

2.3 Діод 6Х6С

Проаналізувавши ВАХ діоду 6Х6С [30]:

Таблиця 2.3 – Данні, отримані для діода 6Х6С

U	I	ln(I)
1	1	0
2	1,70	0,5306283
4	4,40	1,4816045
6	7,50	2,014903
8	10,60	2,360854
10	14,95	2,7047113
12	19,38	2,9642416
14	23,80	3,1696856
16	28,47	3,3488509
18	33,60	3,5145261
20	39,10	3,6661225
22	45,00	3,8066625
24	50,00	3,912023

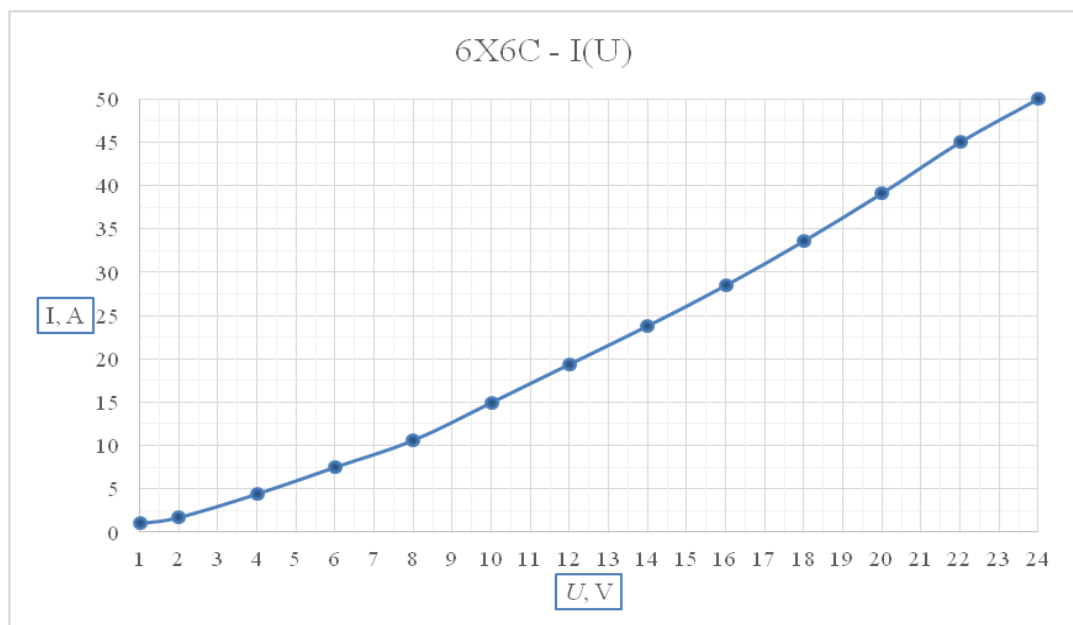


Рисунок 2.7 – ВАХ діода 6Х6С

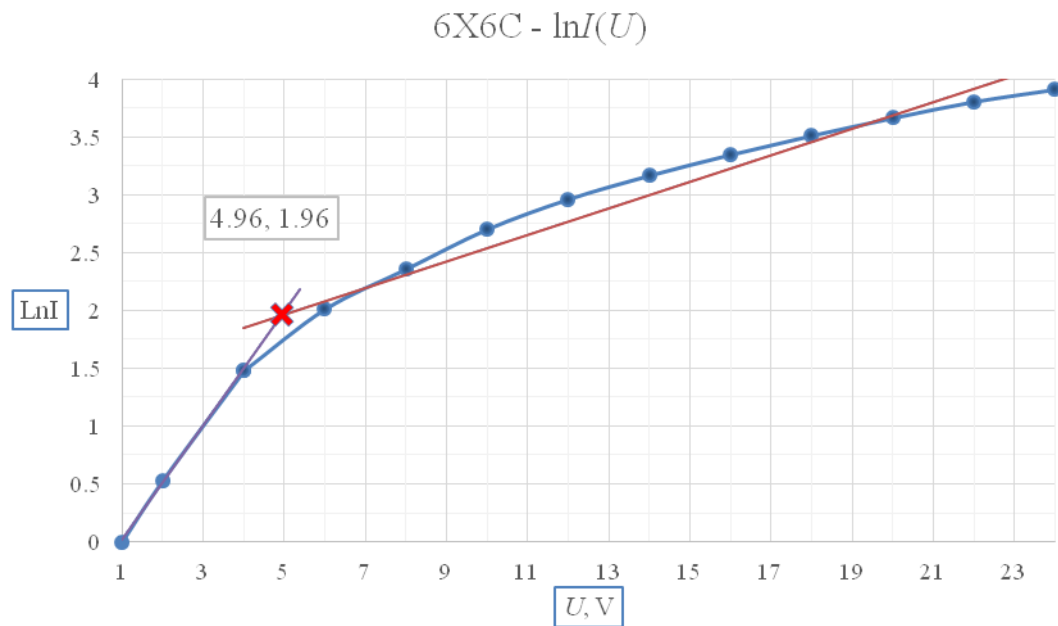


Рисунок 2.8 – Графік залежності логарифму струму від напруги
отримаємо контактну різницю потенціалів між анодом та катодом. Звідси, використовуючи (2.9) можливо отримати і саму роботу аноду:

$$W_A = W_K + eU_{\text{конт}}, \quad W_A = 4,5\text{eV} + 4,96\text{eV} = 9,46\text{ eV}.$$

Використовуючи таблицю 2.1 та вираз (2.10) бачимо що найближчі показники ширини забороненої зони та спорідненості електрона відповідають сполуці CaF_2 :

2.4 Діод 1Б1П

Аналогічну процедуру виконуємо для діода 1Б1П [30].

Таблиця 2.4 – Данні, отримані для діода 1Б1П

U, V	I, A	ln(I)
1	0,03	-3,506558
2	0,08	-2,525729
3	0,17	-1,771957
4	0,28	-1,272966

Продовження таблиці 2.4

U, V	I, A	ln(I)
5	0,425	-0,855666
6	0,56	-0,579818
7	0,7	-0,356675
8	0,81	-0,210721
9	0,89	-0,116534
10	0,94	-0,061875

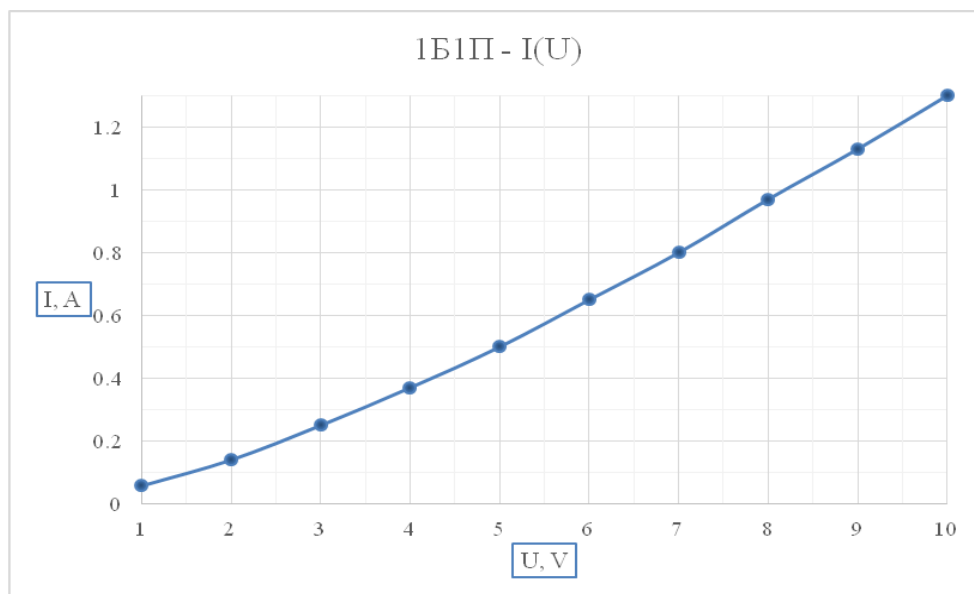


Рисунок 2.9 – ВАХ діода 1Б1П

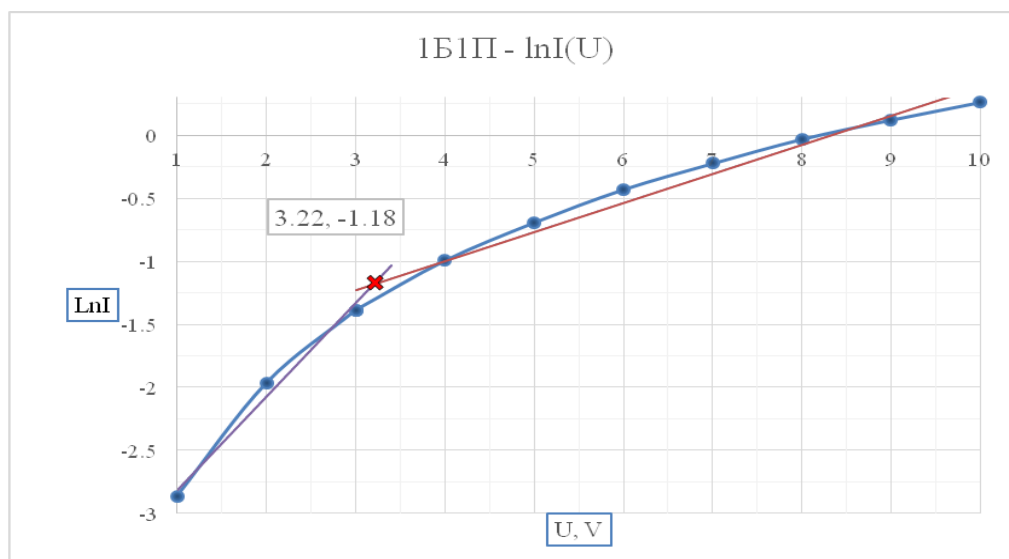


Рисунок 2.10 – Графік залежності логарифму струму від напруги

$$W_A = W_K + eU_{\text{конт}}, \quad W_A = 4.5\text{eV} + 3.22\text{eV} = 7.72\text{eV}$$

Проаналізувавши таблицю 2.1 бачимо що найближчі показники ширини забороненої зони та спорідненості електрона відповідають сполуці CaF_2 .

2.5 Діод 1Б2П

Аналогічну процедуру виконуємо для діоду 1Б2П [30].

Таблиця 2.5 – данні, отримані для ВАХ діода 1Б2П

U, V	I, A	ln(I)
1	0,03	-3,506558
2	0,08	-2,525729
3	0,17	-1,771957
4	0,28	-1,272966
5	0,425	-0,855666
6	0,56	-0,579818
7	0,7	-0,356675
8	0,81	-0,210721
9	0,89	-0,116534
10	0,94	-0,061875

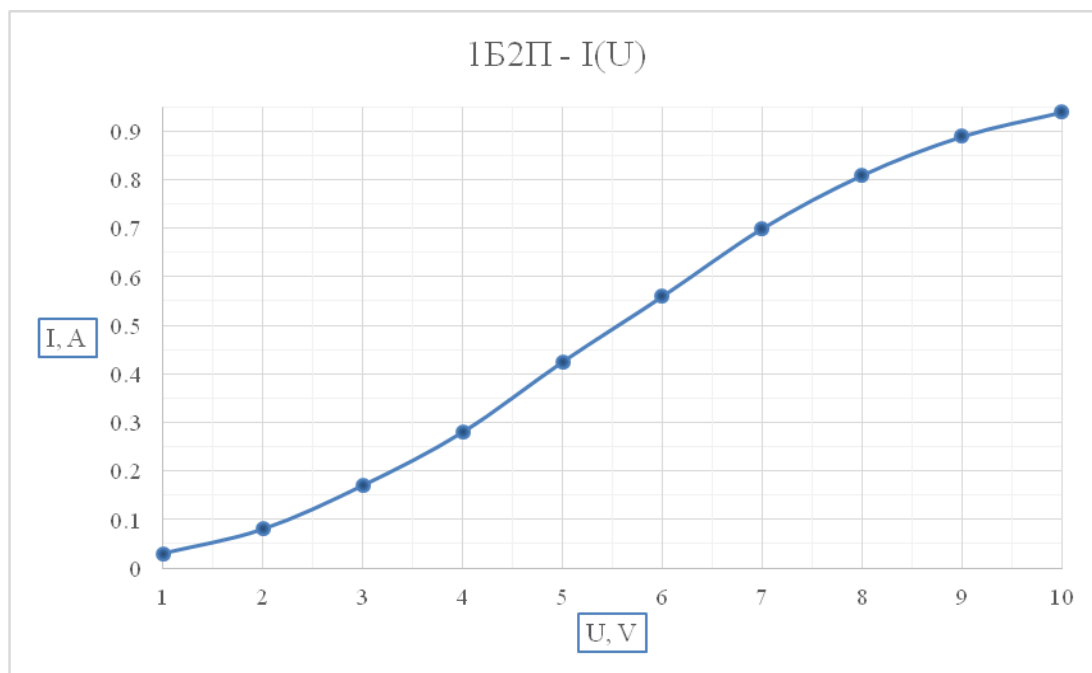


Рисунок 2.11 – ВАХ діода 1Б2П

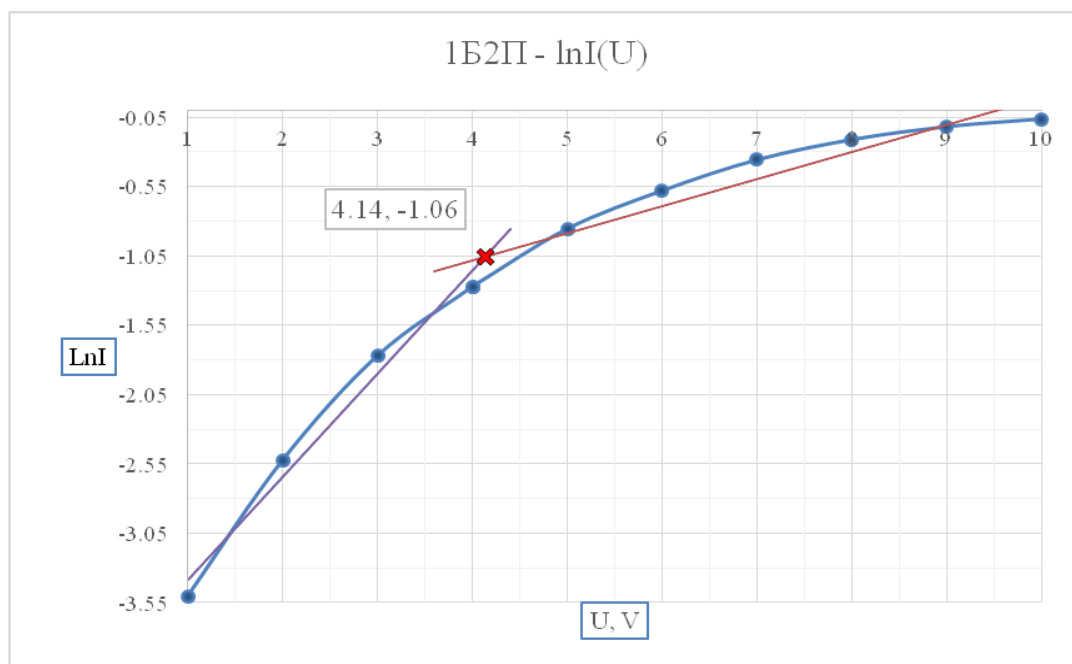


Рисунок 2.12 – Графік залежності напруги від натурального логарифму струму

$$W_A = W_K + eU_{\text{конт}}, \quad W_A = 4.5\text{eV} + 4.14\text{eV} = 8.64\text{eV}$$

Проаналізувавши таблицю 2.1 бачимо що найближчі показники ширини забороненої зони та спорідненості електрона відповідають сполуці CaF_2 .

У роботі [31] досліджувалися електричні властивості структур золото – фторид кальцію – кремній з плівками діелектрика номінальної товщини близько 10 нм. Такі плівки розглядаються як перспективні для різних приладів НВЧ

електроніки, в яких фторид відіграватиме роль бар'єрного шару. Було показано, що характеристики отриманих структур та їх поведінка загалом якісно відповідають відомим моделям для таких систем.

Одним із найактуальніших завдань НВЧ-мікроелектроніки є пошук нових матеріалів для різних приладів, насамперед транзисторів. При цьому, крім пошуку нових напівпровідників, які можуть прийти на зміну кремнію (Si), важливим виявляється підбір ізоляторів. В даний час у фокусі уваги знаходяться в основному аморфні high-k-оксиди з більшою, ніж у традиційної для електроніки двоокису кремнію SiO₂, проникністю ϵ ; серед таких, наприклад, HfO₂, ZrO₂. Дана робота присвячена зовсім іншому матеріалу – епітаксійному кристалічному фториду кальцію (CaF₂). Інтерес до плівок CaF₂ на Si пов'язаний з кращими, ніж у SiO₂ та ряду high-k-оксидів, діелектричними властивостями даного матеріалу ($\epsilon = 8.43$, заборонена зона: $E_g = 12.1$ eV, ефективна маса носіїв: $m_e = 1.0 m_0$, розрив зони провідності на кордоні з кремнієм $\chi = 2.38$ eV). Близькість постійних ґрат Si і CaF₂ дозволяє вирощувати шари одного матеріалу на поверхні іншого молекулярно-променевою епітаксією. Потенційні сфери застосування шарів CaF₂ різноманітні. По-перше, фторид кальцію розглядався як перспективний діелектрик для бар'єрного шару в резонансно-тунельних діодах та надрешітках (у парі з Si або CdF₂). Далі, він потенційно цікавий для підзатворного ізолятора у класичних польових транзисторах на кремнії, GaAs та алмазі. Нещодавно було продемонстровано, що CaF₂ застосовний і в транзисторах нового типу - з двовимірним (2D) струмопровідним каналом MoS₂; у цих приладах плівка MoS₂ наноситься поверх ізолюючої епітаксійної плівки фториду. Попередні дослідження показали, що застосування CaF₂ у названих приладах дозволяє поліпшити їх характеристики (порівняно, наприклад, з випадком використання SiO₂) а іноді взагалі виявляється єдиною можливим. Всі згадані прилади призначені для функціонування у НВЧ-діапазоні.

З урахуванням сказаного, цілеспрямоване вивчення електричних характеристик шарів фториду та оптимізація процесу їх формування виявляються необхідними кроками для подальшого розвитку цієї сфери. Критерій «якості» шару - величина струму витоку через шар CaF₂.

ВИСНОВКИ

Згідно з теорією термоелектронної емісії з ВАХ вакуумних приладів можна «виміряти» роботу виходу електронів аноду. Робота виходу є яскравою характеристикою матеріалу.

В бакалаврській роботі досліджено експериментальні ВАХ вакуумних діодів: ЕУ500А, 6Х6С, 1Б1П та 1Б2П.

Для вимірювань діода ЕУ500А використано стандартні лабораторні пристрої. ВАХ діодів 6Х6С, 1Б1П та 1Б2П узяті з паспортних даних довідників [30].

В результаті аналізу залежності логарифму струмів від анодної напруги вдалося виміряти роботу виходу матеріалів анодів. Традиційно вважається, що матеріал анода є метал (вольфрам або нікель). Але в результаті власних вимірювань та порівняння з еталонними ВАХ, взятими з паспортних даних діодів: ЕУ500А ($W_A = 8.78$ еВ), 6Х6С ($W_A = 9.46$ еВ), 1Б1П ($W_A = 7.72$ еВ) та 1Б2П ($W_A = 8.64$ еВ), виявлено, що катоди вкривають шаром скляноподібного діелектрика. Порівняння тільки з табл. 2.1 показують, що підходить CaF_2 ($W_A = 7.6$ еВ). При таких оцінках не враховувався ефект Шотткі.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. **H. Kawano**, Effective Work Functions of the Elements: Database, Most probable value, Previously recommended value, Polycrystalline thermionic contrast, Change at critical temperature, Anisotropic dependence sequence, Particle size dependence, Prog. Surf. Sci. **97**, 100583 (2022).
2. **R. Y. Liu**, A. Huang, C. C. Huang, C.-Y. Lee, C.-H. Lin, C.-M. Cheng, K.-D. Tsuei, H.-T. Jeng, I. Matsuda, S.-J. Tang, Deeper insight into phase relations in ultrathin Pb films, Phys. Rev. **92**, 115415 (2015).
3. **O. Singh-Miller**, N. Marzari, Surface energies, work functions, and surface relaxations of low-index metallic surfaces from first principles, Phys. Rev. B **80**, 235407 (2009).
4. **E. Ogando**, N. Zabala, E. V. Chulkov, M. J. Puska, Self-consistent study of electron confinement to metallic thin films on solid surfaces, Phys. Rev. B **71**, 205401 (2005).
5. **L. Gao**, J. Souto-Casares, J. R. Chelikowsky, and A. A. Demkov, Orientation dependence of the work function for metal nanocrystals, J. Chem. Phys. **147** 214301 (2017).
6. **R. Tran**, X.-G. Li, J. H. Montoya, D. Winston, K. A. Persson, and S. P. Ong,
7. Anisotropic work function of elemental crystals, Surf. Sci. **687**, 48 (2019).
8. **R. E. Sonntag**, Thermionic Emission and the Work Function – USA, 2001. 206 – 211.
9. **I. Akinwande**, Nanoelectronic Device Applications Handbook / J. H. Burghartz, I. Akinwande – USA, 2005. 354-391.
10. H. Zappe, Springer Handbook of Microscopy – Germany, 2019. 701 – 709.
11. **D. K. Ferry**, Transport in Nanostructures / D. K. Ferry, S. M. Goodnick – USA Tempe, AZ, 1997. 298 – 324.
12. **K. Masek**, Electron Emission from Metals as a Function of Temperature / M. Yamashita, K. Masek – Tokyo, 1976. 14 – 21.
13. https://tirit.org/articles/surface_theory_sessile.php

14. **Фоменко В.С.** Эмиссионные свойства химических элементов и их соединений - Киев: Наукова думка, 1980.- 339 С.
15. **Шпак, А. П.** Введение в физику ультрадисперсных сред [Текст] / А. П. Шпак, В. В. Погосов, Ю. А. Куницкий. – К: Академперіодика, 2006. – 424 с.
16. **Погосов, В. В.** Введение в физику зарядовых и размерных эффектов. Поверхность, кластеры, низкоразмерные системы [Текст] / В. В. Погосов. – М.: Физматлит, 2006. – 328 с.
17. **Погосов, В. В.** Нанофізика і нанотехнології [Текст] / В. В. Погосов, Ю. А. Куницький, А. В. Бабіч, А. В. Коротун, А. П. Шпак. – Запоріжжя: ЗНТУ, 2011. – 384 с.
18. **H. Bruining**, Physics and Applications of Secondary Electron Emission – USA, 1954. 59 – 71.
19. **Guomin Hua**, Electron Work Function: A Novel Probe for Toughness – Canada, 2016. 28 – 32.
20. **Richard G. Forbes**. Theoretical Treatment of Electron Emission and Related Phenomena / M. S. Mousa, Richard G. Forbes – Germany, 2020. 143 – 149.
21. **Д.С. Гурлев**. Справочник по электронным приборам – Киев, 1979. 5 – 7.
22. **Модинос, А.** Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия [Текст] / А. Модинос. – М.: Наука, 1990. – 320 с.
23. **Киттель, Ч.** Квантовая теория твёрдых тел [Текст] / Ч. Киттель. — М.: Наука, 1967. — 491 с.
24. **Лифшиц, И. М.** Электронная теория металлов [Текст] / И. М. Лифшиц, М. . Азбель, М. И. Каганов. — М.: Наука, 1971. — 415 с.
25. Поверхностные свойства твердых тел [Текст] / Под ред. М. Грина. – М.: Мир, 1972. – 432 с.
26. **Зенгуил, Э.** Физика поверхности [Текст] / Э. Зенгуил. – М.: Мир, 1990. – 536 с.
27. Теория неоднородного электронного газа / ред. Лунквист С., Марч Н.М., М.: Мир. 1987.
28. **Lang, N. D.** Theory of metal surfaces: Work function [Text] / N. D. Lang, W.

- Kohn // Phys. Rev. B. – 1971. – Feb. – Vol. 3, no. 4. – Pp. 1215–1223.
29. Kevin L. Jensen Introduction to the Physics of Electron Emission[Text] / Kevin L. Jensen – USA, 2018. – 208 с.
30. **Бройде А.М.** - Справочник По Электровакуумным и Полупроводниковым Приборам (1962)
31. **А.Г. Банщиков**, Ю.Ю. Илларионов, С.М. Сутурин, М.И. Векслер, Н.С. Соколов Сб. докладов XI Научно-технической конференции "Электроника и микроэлектроника СВЧ". С-П. 2022. с. 40-44.

ДОДАТОК А

Паспорт діода EY500A

Netzröhre für GW-Heizung
indirekt geheizt
Parallelspeisung
DC-AC-heating
indirectly heated
connected in parallel

TELEFUNKEN

EY 500 A

Schalter-Diode
für Farbfernsehgeräte
Booster diode
for colour TV sets

Vorläufige technische Daten · Tentative data

U_f	6,3	V
I_f	ca. 2,1	A

Meßwerte · Measuring values

$U_a/I_a = 45,5 \Omega$ bei $I_a = 440$ mA

Nennwert-Grenzdaten (max.) · Design centre ratings (max.)

N_a	11	W
I_a	440	mA
I_{asp}	800	mA
$-U_{a/ksp}^{1)}$	5,6 ³⁾	kV
$U_{f/ksp}^{1)}$	6,3	kV
$t_{stift}^{2)}$	140	°C

Kapazitäten · Capacitances

$C_{a/k}$	13,5	pF
$C_{f/k}$	3,7	pF

¹⁾ Impulsdauer max. 22% einer Periode, t_{max} 18 μ s.
Pulse duration max. 22% per period, t_{max} 18 μ s.

²⁾ Absoluter Grenzwert.
Es ist sicherzustellen, daß durch ausreichende Wärmeableitung über Fassung und Fassungsfedern die angegebene Stiftemperatur in keinem Fall überschritten wird.
Absolute maximum rating by heat conduction throughout socket and socket contact springs must be assured that this abs. max. temperature of the pins is never exceeded under the worst probable conditions.

³⁾ Absoluter Grenzwert 7 kV.
Absolute maximum rating 7 kV.

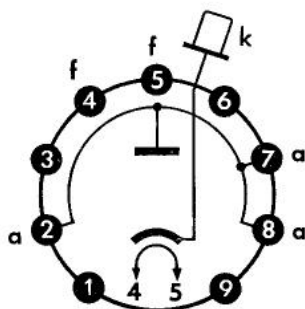
010968



Рисунок А1 – Паспорт діода EY500A (с. 1)

EY 500 A**TELEFUNKEN****Sockelschaltbild**

Basing diagram

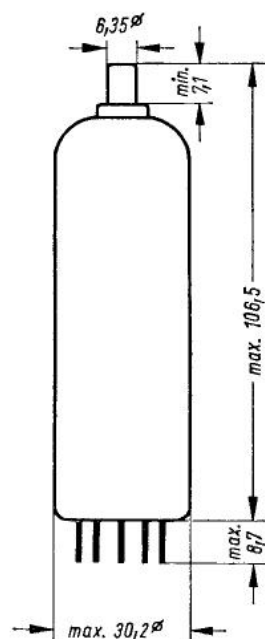
**Magnoval**

Freie Stifte dürfen nicht als Stützpunkte
für Schaltmittel benutzt werden.

Free pins not to be connected externally.

Abmessungen in mm

Dimensions



Gewicht · Weight
max. 45 g

Einbau:

Die Röhre muß durch eine zusätzliche Halterung gegen Herausfallen aus der Fassung geschützt werden. Ein Klemmen der Röhre im zylindrischen Teil des Kolbens ist nicht zulässig.

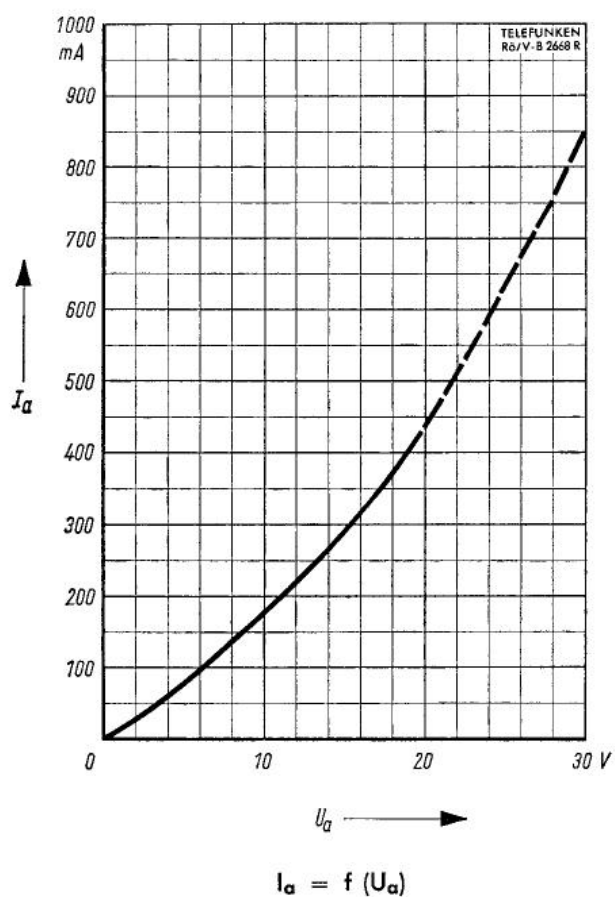
Special precautions must be taken to prevent the tube from becoming dislodged from the socket. It is not allowable to clamp the tube on the cylindrical part of the bulb.

Einbaulage: beliebig

Mounting position: any



TELEFUNKEN

EY 500 A


020968



Рисунок АЗ – Паспорт діода EY500A (с.3)