С. П. Зелев Л. С. Рабоча І. О. Шпетний

ОПТИКА ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВИХ ПРИЛАДІВ

Навчальний посібник

Рекомендовано вченою радою Сумського державного університету

УДК 681.7(075.8) ББК 22.341 Я73 3-48

Рецензенти: *Г.С. Воробйов* – доктор фіз.-мат. наук, професор Сумського державного університету; *С.М. Данильченко* – кандидат фіз.-мат. наук, ст. науковий співробітник Інституту прикладної фізики НАН України, м. Суми

Рекомендовано вченою радою Сумського державного університету (протокол №11 від 14.04.2011 р.)

Зелев С.П., Рабоча Л.С., Шпетний І.О.

Оптика електронно-променевих приладів: Навчальний посібник / - Суми: Видавництво СумДУ, 2011.- 208 с. ISBN

У навчальному посібнику розглянуті основні питання геометричної електронної оптики - рух параксіальних електронів в аксіально-симетричних електричному і магнітному полях, принцип дії електростатичних й електромагнітних електронних лінз й основні види їх аберацій. Приділена увага практичному розрахунку оптичних параметрів електронних лінз на конкретних прикладах. Подані різні типи електронно-оптичних відхиляючих систем, які використовуються в електронно-променевих приладах. Розглянуті різноманітні джерела електронів, у тому числі гармати з польовою емісією. Проаналізовані електронно-оптични схеми формування електронних пучків у просвічуючих (ПЕМ) та растрових (РЕМ) електронних мікроскопах, включаючи сучасний РЕМ з автоемісійною гарматою та комбінованою магнітно-електростатичною об'єктивною лінзою. Визначені фактори, які впливають на контраст зображення та роздільну здатність у ПЕМ.

Навчальний посібник призначений для студентів вищих навчальних закладів, що навчаються за напрямом «Електронні пристрої та системи», а також може бути корисним студентам і аспірантам як посібник при вивченні курсу електронної мікроскопії.

> УДК 681.7(075.8) ББК 22.341 Я73

ISBN

© Зелев С. П., Рабоча Л. С., Шпетний І. О., 2011 © Сумський державний університет, 2011

Суми Сумський державний університет 2011

3MICT

	C.	
Частина 1 Основи електронної та іонної оптики	8	
Передмова	8	
Розділ 1 Елементарні частинки і кванти, які		
використовуються в електронних та іонних		
приладах	10	
1.1 Електрон і іони	10	
1.2 Кванти випромінювання (оптичне, рентгенівське		
та радіоактивне випромінювання)	13	
1.3 Енергетичні рівні атома та можливі процеси		
переходу електронів при співзіткненні	15	
1.4 Іонізація і збудження частинок газу	16	
Приклад 1	17	
Розділ 2 Закони руху електронів та іонів в		
електричних і магнітних полях	19	
2.1 Рух електронів та іонів в однорідному електричному		
полі	19	
2.2 Рух електронів та іонів в однорідному магнітному полі	23	
Приклад 2	27	
2.3 Фокусуюча дія однорідного магнітного поля	29	
Приклади 3 та 4	31	
Розділ 3 Основи геометричної електронної оптики	33	
3.1. Умови застосування законів геометричної оптики	33	
3.2. Зіставлення геометричної електронної оптики зі		
світловою оптикою	34	
3.3. Заломлення електронного променя в електричному		
відхиляючому полі	35	
3.4. Заломлення електронного променя в		
плоскопаралельному електричному подвійному шарі	36	
Приклади 5 та 6		
3.5. Побудова зображення в тонкій (слабкій) і товстій		
(сильній) електронних лінзах 3		
Розділ 4 Електростатичні лінзи	41	

4.1 Окрема діаграма	41
4.2 Одиночна лінза	44
4.3 Імерсійна лінза	47
4.4 Імерсійний об'єктив	52
4.5 Електронне дзеркало	55
4.6 Розрахунок фокусних відстаней електростатичних	
лінз	58
4.6.1 Найпростіша лінза з однією діафрагмою	58
Приклад 7	60
4.6.2 Імерсійні лінзи	61
4.6.2.1 Лінза із двох діафрагм з отворами з	
однаковими радіусами	61
Приклад 8	63
4.6.2.2 Лінза з двох циліндрів однакового	
діаметра	68
Приклад 9	69
4.6.3 Одинарна лінза	70
Розділ 5 Магнітні лінзи	72
5.1 Переваги магнітної лінзи перед електростатичною	77
5.2 Розподіл магнітного поля вздовж осі Z в	
електромагнітній лінзі	77
5.3 Визначення максимальної магнітної індукції В ₀ і	
напівширини поля d в електромагнітних лінзах із	
урахуванням матеріалу полюсного наконечника	80
Приклад 10	85
5.4 Оптична сила лінзи	86
Приклад 11	87
5.5 Визначення положення кардинальних точок у	
магнітній лінзі	87
Приклад 12	89
Приклад 13	89
5.6 Електромагнітні лінзи нестандартної конструкції	90
Розділ б Лінзи із сильним фокусуванням	93
Приклад 14	98

Розділ 7 Аберації електронних лінз	100
7.1 Види аберацій	100
7.2 Геометричні аберації	100
7.2.1 Сферична аберація	102
7.2.2 Кома	104
7.2.3 Викривлення зображення	105
7.2.4 Позаосьовий астигматизм	106
7.2.5 Дисторсія	108
7.3 Хроматична аберація	109
7.4 Інші види спотворення зображень в електронних	
лінзах	112
7.4.1 Осьовий астигматизм	112
7.4.2 Дії просторового заряду в електронних пучках	113
7.4.3 Дифракція електронів	116
Приклад 15	118
Список літератури до частини 1	119
Частина 2 Системи формування та відхилення	
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків	120
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків	120 120
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків Передмова Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення	120 120
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків Передмова Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ)	120 120 121
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Пораділ 8 Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ.	120 120 121 121
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини.	120 120 121 121 121
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами.	120 120 121 121 121 121 122
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини.	120 120 121 121 121 121 122 123
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ.	120 120 121 121 121 121 122 123 125
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ. 8.2.1 Котушки СВ без магнітопровода.	120 120 121 121 121 122 123 125 125
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ. 8.2.1. Котушки СВ без магнітопровода. 8.2.1.1 СВ з короткими котушками з	120 120 121 121 121 122 123 125 125
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1 Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ. 8.2.1 Котушки СВ без магнітопровода. 8.2.1.1 СВ з короткими котушками з обмеженим однорідним полем.	120 120 121 121 121 121 122 123 125 125
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ. 8.2.1.1 Котушки СВ без магнітопровода. 8.2.1.1 СВ з короткими котушками з обмеженим однорідним полем. 8.2.1.2 СВ з котушками сідлоподібної форми.	120 120 121 121 121 122 123 125 125 125 125
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1. Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 СВ, утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ. 8.2.1.1 Котушки СВ без магнітопровода. 8.2.1.2 СВ з короткими котушками з обмеженим однорідним полем. 8.2.1.2 СВ з котушками сідлоподібної форми. 8.2.2 Котушки СВ з магнітопроводом.	120 120 121 121 121 122 123 125 125 125 125
Частина 2 Системи формування та відхилення електронних пучків. Передмова. Передмова. Розділ 8 Електронно-оптичні системи відхилення (СВ). 8.1 Електростатичні СВ. 8.1.1 Плоскопаралельні відхиляючі пластини. 8.1.2 Св. утворені похилими пластинами. 8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини. 8.2 Магнітні СВ. 8.2.1.1 СВ без магнітопровода. 8.2.1.1 СВ з короткими котушками з обмеженим однорідним полем. 8.2.1.2 СВ з котушками сідлоподібної форми. 8.2.2 Котушки СВ з магнітопроводом. 8.3 Аберації магнітних СВ.	120 120 121 121 121 122 123 125 125 125 125 125 127 129 134

Розділ 9 Електронні гармати електронних
мікроскопів
9.1 Джерела електронів
9.1.1 Вольфрамові V-подібні катоди
9.1.2 Вольфрамові точкові (вістрійні) катоди
9.1.3 Катоди з гексабориду лантану (LaB ₆)
9.2 Гармати з польовою емісією
Приклад 16
Розділ 10 Системи формування електронних пучків у
ПЕМ
10.1 Система освітлення з дволінзовим конденсором
Приклад 17
10.2 Передполе об'єктива – додаткова конденсорна
лінза
Приклад 18
10.3 Система освітлення з трьома конденсорними
лінзами
10.4 Система освітлення за Келером
10.5 Система юстування освітлювача і компенсація
приосьового астигматизму
10.5.1 Система юстування освітлювача
10.5.2 Компенсація осьового астигматизму
Приклад 19
10.6 Система формування зображення в ПЕМ
10.6.1 П'ятилінзова система формування
зображення
10.6.2 Об'єктивна лінза, контраст зображення
10.6.3 Роздільна здатність ПЕМ
Розділ 11 Системи формування мінімального зонда в
PEM
11.1 РЕМ з триелектродною електронною гарматою з
V-подібним вольфрамовим катодом
11.2 РЕМ з автоемісійною гарматою та високою
роздільною здатністю при низьких прискорюючих

напругах	200
11.3 Комбінована магнітно – електростатична	
об'єктивна лінза в РЕМ	203
Список літератури до частини 2	207

ЧАСТИНА 1 ОСНОВИ ЕЛЕКТРОННОЇ ТА ІОННОЇ ОПТИКИ

ПЕРЕДМОВА

Електронні мікроскопи, мас-спектрометри, електроннопроменеві трубки, прискорювачі - це далеко не весь перелік приладів, що грунтуються на принципах електронної та іонної оптики. Однією з основних функцій електронних та іонних приладів є формування, фокусування й відхилення електронних та іонних пучків електричними і магнітними полями.

Для правильного конструювання і створення нових видів електронно-променевих приладів, а також їх кваліфікованої експлуатації необхідно чітко уявляти для себе закони руху заряджених частинок в електричних та магнітних полях, чому приділено значну увагу в даному посібнику.

У посібнику розглянуто елементи геометричної електронної оптики, в якій не враховуються хвильові властивості електронів, які в більшості положень електронної оптики не відіграють значної ролі. Виняток становить лише розділ, у якому розглядається явище дифракції електронів у лінзах електронного мікроскопа, де визначним фактором є хвильові властивості електронів.

Досить детально розглянуто принцип дії, оптичні характеристики та їх розрахунок для різноманітних типів електростатичних і магнітних лінз, що мають симетрію обертання, та основні види їх аберацій. Розглянуті також лінзи, що не мають симетрії обертання, так звані квадрупольні лінзи. Приділено увагу дії просторового заряду в електронних пучках, що особливо важливо в електроннопроменевих пристроях із великим струмом пучка і при незначних прискорюючих напругах.

У кожному розділі наведені приклади, що ілюструють

основні положення розділу. Вони сприяють більш глибокому розумінню курсу електронної та іонної оптики.

При написанні даного посібника авторами був використаний багаторічний досвід читання курсу «Електронна та іонна оптика» на старших курсах спеціальності «Електронні прилади та пристрої».

Посібник розрахований на студентів та аспірантів електронних спеціальностей. Він виявиться корисним і для наукових співробітників, а також інженерів вищих навчальних закладів (ВНЗ), які використовують електронні та іонні пучки в різноманітних фізичних експериментах.

Автори висловлюють щиру подяку рецензентам проф. Воробйову Г.С. та ст.наук.співроб. Данильченку С.М. за цінні зауваження, які сприяли покращанню змісту посібника.

РОЗДІЛ 1 ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ І КВАНТИ, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В ЕЛЕКТРОННИХ ТА ІОННИХ ПРИЛАДАХ

Принцип дії електронних та іонних приладів грунтується на русі вільних частинок, які завдяки своєму заряду зазнають впливу з боку електричних та магнітних полів.

Розрізняють чотири групи елементарних частинок, які використовуються в цих приладах, а саме:

- електрони;

- іони;

- нейтральні атоми (або молекули);

- кванти електромагнітного випромінювання (фотони, кванти рентгенівського та *γ*-випромінювання).

Властивості цих частинок та їх поведінка визначають принцип дії приладу.

1.1 Електрон і іони

Електрон – це частинка, що має постійний негативний електричний заряд $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ *Кл* (у рівняння підставляється позитивна величина). Маса спокою електрона дорівнює $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-28}$ *г*.

З теорії відносності відомо, що маса частинки, що швидко рухається, збільшується зі збільшенням швидкості руху. Практично це починає відчуватися при швидкостях руху, співрозмірних зі швидкістю світла. Величина маси частинки, що рухається зі швидкістю v, визначається за відомою формулою

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},\tag{1.1}$$

де $\beta = \frac{v}{c}$ (v і c – швидкості електрона і світла відповідно).

Пройшовши різницю потенціалів *U*, електрон набуває кінетичної енергії, що дорівнює

$$\frac{m_0 v_\kappa^2}{2} = eU. \qquad (1.2)$$

Звідси згідно з «класичною» теорією

$$v_{\kappa} = \sqrt{\frac{2e}{m_0} \cdot U} = 600\sqrt{U} \quad , \tag{1.3}$$

де *U* - різниця потенціалів, В; v_{κ} – швидкість, км/с, набута електроном під час руху в електричному полі, при початковій нульовій швидкості.

Однак якщо за співвідношенням (1.3) визначати швидкість руху електрона, то при $U>2,5\cdot10^5$ В отримуємо значення v_{κ} , яке перевищує швидкість світла (рис.1.1), що суперечить основному положенню теорії відносності. Тому для релятивістських електронів закон збереження енергії відповідно до теорії відносності має вигляд

$$m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}} - 1 \right) = eU.$$

Звідси релятивістська швидкість руху електрона, км/с, дорівнює

$$v_p = 600\sqrt{U} \frac{\sqrt{1+10^{-6} \cdot U}}{1+2 \cdot 10^{-6} \cdot U}.$$
 (1.4)

Таблиця 1.1 — Релятивістська швидкість електронів v_p і співвідношення v_p/c для різних значень прискорюючої напруги

U, B	$v_p \cdot 10^8$, $\frac{M}{c}$	$\beta = \frac{v_p}{c}$	$\frac{m}{m_0}$
10^{4}	0,58	0,195	1,020
10^{5}	1,64	0,590	1,195
10^{6}	2,84	0,950	3,029

Таким чином, зі збільшенням величини прискорюючої напруги швидкість електронів зростає не прямолінійно, а з уповільненням, прямуючи до швидкості світла.

При прискорюючих напругах до 20 кВ можна проводити розрахунки без урахування релятивістської поправки на швидкість руху електрона.



Рисунок 1.1 – Залежність швидкості руху v зарядженої частинки від величини прискорюючої напруги U (масштаб логарифмічний)

При великих значеннях прискорюючої напруги необхідно в розрахунках замість істинного значення брати релятивістське значення прискорюючої напруги за формулою $U^* = U(1+10^{-6} \cdot U)$. (1.5)

Наприклад, при $U=10^5$ В $U^*=1,1\cdot 10^5$ В, а при при $U=10^6$ В $U^*=2\cdot 10^6$ В.

В іонах релятивістське відхилення спостерігається при напругах, що перевищують 10⁸ В, наприклад, у потужних установках для розщеплення атомного ядра.

Як приклад наведемо дані для іонів H^+ , He^+ та Hg^+ (табл. 1.2).

Таблиця 1.2 – Характеристики іонів H^+ , He^+ та Hg^+

	······································			
Номер елем. в період. системі	Іон	Заряд q _i ·10 ⁻¹⁹ , Кл	Maca $m_i \cdot 10^{-24}$, ϵ	$\frac{q_i}{m_i} \cdot 10^4$, Кл/г
1 2 80	H^+ He^+ Hg^+	1,6 1,6 1,6	1,68 6,67 331	9,530 2,400 0,048

Відмітимо, що для електрона $e/m_0=1,8\cdot10^8$ *Кл/г*.

Відповідно до формули (1.3) швидкість іонів у 100 - 1000 разів менша, ніж у електронів.

1.2 Кванти випромінювання (оптичне, рентгенівське та радіоактивне випромінювання)

Загальновідомо, що згідно з законами фотоефекту енергія кванта фотона дорівнює

$$E_{\varPhi} = h \, \nu = h \frac{c}{\lambda} = e U_{\varPhi} \,,$$

де $h = 6,625 \cdot 10^{-34} Bm \cdot c^2 (Дж \cdot c)$ - постійна Планка; v - частота випромінювання; $\lambda -$ довжина хвилі, \mathring{A} ; U_{ϕ} – вольт-еквівалент енергії фотона.

Тоді

$$U_{\phi} = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot e} = \frac{12400}{\lambda} \,. \tag{1.6}$$

У табл. 1.3 показані значення енергії для різних квантів випромінювання.

Таблиця 1.3 – Значення енергії квантів випромінювання

Кванти випромінювання	Енергія
Електрон-вольт – енергія, якої набуває електрон при проходженні різниці потенціалів у 1 В, еВ	1
Енергія квантів оптичного випромінювання, еВ:	
- інфрачервона область	10 ⁻³ - 1,5
- видима область	1,5 - 3,3
 ультрафіолетова область 	$3,3 - 10^2$
Енергія квантів рентгенівського випромінювання, кеВ	$10^{-1} - 10^3$
Енергія β - і γ - випромінювання радіоактивного матеріалу, <i>кеВ</i>	10 - 10 ⁴
Енергія космічних променів, меВ	$10^3 - 10^{12}$

Наприклад, для видимого людським оком оптичного випромінювання $U_{\phi} = 1,5 - 3,3$ В.

Тоді відповідно до співвідношення (1.6)

$$\lambda_{\scriptscriptstyle 6u\partial} = \frac{12400}{\lambda} = 8200 \div 3800 \ \text{\AA}.$$

1.3 Енергетичні рівні атома та можливі процеси переходу електронів при співзіткненні

Електрони навколо ядра розташовуються на певних оболонках, що позначаються *K*, *L*, *M*, *N* і т. д.

Усього може бути до 7 оболонок. Кожний електрон в оболонці має певну потенціальну енергію *E*. Величина енергії зростає зі збільшенням радіуса оболонки (тобто у міру віддалення від ядра). Якщо атому надати деяку кількість енергіі із зовні, то електрони можуть подолати силу притягання ядра та перейти із внутрішніх оболонок на зовнішні з більш високою потенціальною енергією (рис. 1.2).



Рисунок 1.2 – Енергетичні рівні атома та утворення квантів світла й рентгенівського випромінювання

У даному випадку атом переходить із нормального в збуджений стан. Проте в збудженому стані атом може знаходитися не більше, ніж $10^{-8} - 10^{-9}$ с. Потім усі електрони, що перейшли на зовнішні оболонки атома, переходять на нормальні для них рівні або навіть на нижче розташовані

рівні з меншою потенціальною енергію. При цьому енергія, що віддається електронами, виділяється у вигляді електромагнітного випромінення — фотона або рентгенівського випромінювання. При цьому енергія фотона E_{ϕ} (або рентгенівського кванта) дорівнює різниці енергій електрона до та після переходу з одного рівня на інший:

$$E_{\Phi} = h \nu = E_1 - E_2$$

Вихід електронів із внутрішніх оболонок відбувається лише в тому випадку, якщо атому передається велика за величиною енергія, оскільки електрони внутрішніх оболонок знаходяться під дією значних сил тяжіння з боку атомного ядра.

1.4 Іонізація і збудження частинок газу

Процес утворення іонів у газах називають іонізацією газів. Він полягає у відриві електрона від нейтрального атома й перетворення його у позитивний іон. Частина електронів може приєднатися до нейтрального атома і тоді з'являться негативні іони.

При переході електрона 1 на більш віддалену орбіту 1' атом переходить у збуджений стан (рис. 1.2).

Мінімальна енергія збудження – це найменша величина енергії, яку необхідно надати електрону із найменшою енергією зв'язку з ядром, щоб перевести його на більш віддалену оболонку:

 $E_3 = eU_3$,

де U₃ – мінімальний потенціал збудження.

Найменша енергія, яка необхідна для повного звільнення найменш пов'язаного з ядром електрона, наприклад 2 (рис.1.2), називається енергією іонізації

$$E_i = eU_i,$$

де U_i – потенціал іонізації, тобто найменша різниця потенціалів, яку необхідно пройти електрону, щоб іонізувати атом.

Потенціал збудження нижче, ніж потенціал іонізації. Для гелію, наприклад, $U_3=20$ B, а $U_1=25$ B.

Відомі такі види іонізації (або збудження):

- електрична - на атоми речовини діють електрони, тобто зіткнення з електронами або іонами;

- теплова - зіткнення з атомами того ж або іншого газу (або речовини), наприклад, при нагріванні;

- фотоіонізація - оптичне збудження, тобто збудження або іонізація квантами світла (фотонами).

Електрон здатний іонізувати атом, якщо його кінетична енергія більша, ніж енергія іонізації даного атома $E_{i} > E_{i}$.

Ймовірність іонізації дорівнює нулю, якщо $E_{\kappa} = E_i$, далі зростає поступово із зростанням E_{κ} і досягає максимуму при $E_{\nu} \approx 4-6 E_i$.

Рекомбінація заряджених частинок – процес, зворотний іонізації. Це утворення нейтральних атомів (або молекул) з вільних електронів і позитивних іонів. Рекомбінація відбувається головним чином в іонізованих газах і приводить до зникнення заряджених частинок.

Приклад 1 Визначити відстань *d*, на якій електрон, що почав рух зі швидкістю v₀=3000 км/с в електричному полі напруженістю Е=400 В/м, збільшить свою енергію у три рази (див. рисунок).



Шоб набути кінцевої енергії, електрон повинен пройти різницю потенціалів U:

Оскільки

рухається,

масі

$$m_0 v_0^2 = eU;$$
 $U = \frac{v_0^2}{e/m_0};$ $E = \frac{U}{d}$ – напруженість поля;
 $d = \frac{U}{E} = \frac{v_0^2}{e/m_0 \cdot E} = \frac{(3 \cdot 10^6)^2}{1.8 \cdot 10^{11} \cdot 400} = 0,125 \, M.$

Примітка: швидкість електрона повинна бути виражена в м/с, а відношення e/m_0 в $\frac{M^2}{R \cdot c^2}$; тобто $v_0 = 3 \cdot 10^6 \frac{M}{c}$, $e/m_0 = 1.8 \cdot 10^{11} \frac{M^2}{R \cdot c^2}$.

РОЗДІЛ 2 ЗАКОНИ РУХУ ЕЛЕКТРОНІВ ТА ІОНІВ В ЕЛЕКТРИЧНИХ І МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

2.1 Рух електронів та іонів в однорідному електричному полі

Дане поле може бути створено двома паралельними пластинами досить великої довжини (щоб знехтувати викривленням поля біля країв), між якими прикладена різниця потенціалів (рис. 2.1).



Рисунок 2.1 – Рух електрона в однорідному електричному полі

Припустимо, що в однорідне поле з напруженістю E влітає електрон з початковою швидкістю v_0 .

Виберемо прямокутну систему координат X i Y, при цьому вісь Y спрямована протилежно напруженості поля E. Початкову швидкість електрона розкладемо на дві складові v_{0x} і v_{0y} . На електрон буде діяти постійна за величиною сила F, спрямована протилежно вектору напруженості E, по осі Y:

$$\vec{F} = -e\vec{E}.$$
 (2.1)

Відповідно до законів механіки постійно діюча сила викликає рівноприскорений рух із прискоренням, прямо пропорційним величині сили й обернено пропорційним масі тіла. Отже, прискорення електрона в напрямку осі *Y* визначається рівнянням

$$a_y = \frac{F}{m} = \frac{e \cdot E}{m} \,. \tag{2.2}$$

Оскільки у напряму осі X потенціал не змінюється, на електрон у цьому напрямку не діють ніякі сили і його рух у цьому напрямку є рівномірним з постійною швидкістю v_{0x} . Розглядаючи незалежно рух електрона у напрямках X і Y, можна визначити відстані, пройдені за час t.

За координатою Y відстань визначається за формулою равноприскореного руху з початковою швидкістю v_{0y} :

$$y = v_{0y}t + \frac{a_yt^2}{2}.$$
 (2.3)

Підставляючи в цей вираз формулу (2.2), отримуємо

$$y = v_{0y}t + \frac{eE}{2m}t^2.$$
 (2.4)

Координата X електрона може бути визначена як відстань, пройдена електроном, що рівномірно рухається зі швидкістю v_{0x} :

$$x = v_{0x}t . (2.5)$$

Таким чином, електрон одночасно виконує два рухи рівномірний у напрямку осі X та рівноприскорений у напрямку осі Y.

Рівняння траєкторії результуючого руху електрона можна знайти, виразивши із виразу (2.5) час $t = x / v_{0x}$ і підставивши його у співвідношення (2.4):

$$y = \frac{v_{0y}}{v_{0x}} x + \frac{eE}{2m v_{0x}^2} x^2.$$
 (2.6)

Співвідношення (2.6) - це рівняння параболи вигляду $y = px^2 + qx$. Вийшовши із поля, електрон буде рухатися прямолінійно по дотичній у точці параболи, у якій припинилася дія поля на електрон.

Розглянемо деякі випадки, що зустрічаються на практиці.

1. Електрон влітає в електричне поле з початковою швидкістю, перпендикулярною напрямку напруженості поля *E*.

У цьому випадку $v_0 = v_{0x}$ і $v_{0y} = 0$, а

$$y = \frac{eE}{2mv_0^2} \cdot x^2. \tag{2.7}$$

Траєкторією руху електрона в даному випадку є також парабола. Знаючи відстань між пластинами d, їх довжину l, потенціал між пластинами U_{nn} , а також прискорюючу напругу U_0 , якою був прискорений електрон, можна визначити кут α , на який відхилиться електрон (рис.2.2):

$$tg\alpha = 0.5 \frac{U_{nn} \cdot l}{U_0 \cdot d}.$$
(2.8)



Рисунок 2.2 – До визначення кута а, на який відхилиться електрон в однорідному електричному полі

2. Початкова швидкість електрона дорівнює нулю, тобто $v_{0x} = 0$ і $v_{0y} = 0$. Тоді $y = \frac{eE}{2m}t^2$; x = 0. Це рівняння рівноприскореного руху в напрямку осі *Y*.

Розглянемо загальний випадок для двох паралельних пластин (рис. 2.3).



Рисунок 2.3 – Загальний випадок для двох паралельних пластин

Якщо електрон влітає в електричне поле, що створене двома пластинами, під кутом α, то його траєкторія може бути такою:

– при $\Delta U < 0$ (гальмуюче поле) траєкторія – парабола;

– при $\Delta U=0$ (поле відсутнє) траєкторія – пряма лінія, продовження траєкторії входу;

– при $\Delta U > 0$ (прискорююче поле) траєкторія руху – парабола, розкрита до правої сторони, тому що електрон притягується до позитивного електрода.

Крім того, ці траєкторії не залежать від маси й заряду частинок, тобто і електрони, і іони будуть рухатися по тих самих траєкторіях, тільки іони повільніше. Наприклад, підставимо у співвідношення (2.7) значення швидкості зарядженої частинки $v = \sqrt{2\frac{e}{m}U}$. Тоді $v^2 = 2\frac{e}{m}U$ і відповідно

$$y = \frac{eE}{2mv^2} x^2 = \frac{eEm}{2m2eU} x^2 = \frac{E}{4U} x^2.$$
 (2.9)

Траєкторії руху заряджених частинок у електричному полі двовимірні, при цьому вони у своєму русі можуть прискорюватися й сповільнюватися.

2.2 Рух електронів та іонів в однорідному магнітному полі

Сила, з якою однорідне магнітне поле діє на електрон, що рухається зі швидкістю v_0 , дорівнює

$$F = ev_0 B \sin \alpha , \qquad (2.10)$$

де B – індукція магнітного поля; α – кут між напрямком індукції поля B і напрямком v_0 .

Напрямок сили *F* можна визначити за правилом гвинта з правою різьбою або за правилом правої руки.

Якщо електрон рухається прямолінійно з початковою швидкістю v_0 і влітає в магнітне поле, то під дією сили F він відхилиться від свого початкового прямолінійного шляху й буде рухатися по складній траєкторії, форма якої визначається початковими умовами руху електрона й напрямком індукції магнітного поля.

На рисунку 2.4 показано правило визначення напрямку сили, що діє на електрон у магнітному полі.



Рисунок 2. 4 – До визначення напрямку сили, що діє на електрон у магнітному полі

Розглянемо кілька випадків для різних початкових умов. 1 У початковий момент часу швидкість електрона $v_0 = 0$. Із співвідношення (2.10) отримуємо, що і F=0. Відповідно на нерухомий електрон магнітне поле не діє. Порівняємо дію електричного поля на електрон, початкова швидкість якого дорівнює нулю – рівноприскорений рух.

2 Початкова швидкість електрона не дорівнює нулю й спрямована вздовж силових ліній магнітного поля, тобто кут α дорівнює 0° або 180°. Тоді sin $\alpha = 0$ і F=0. Електрон буде рухатися в напрямку силових ліній або проти них, не змінюючи ні величини, ні напрямку своєї початкової швидкості.

3 Початкова швидкість електрона не дорівнює нулю і спрямована перпендикулярно до силових ліній, тобто кут $\alpha = 90^{0}$ або 270°. При цьому sin $\alpha = \pm 1$. Тоді

$$F = \pm e v_0 B \sin \alpha. \tag{2.11}$$

Сила *F* завжди перпендикулярна до напрямку швидкості електрона. Тому вона не зможе виконати роботу з переміщення електрона, а отже, не змінить його кінетичної енергії. Дія сили *F* виражається тільки в тому, що вона надасть електрону постійного за величиною прискорення $\frac{F}{m} = \pm \frac{ev_0 B}{m}$, яке, як і сила *F*, буде спрямоване перпендикулярно до швидкості електрона, тобто є доцентровим прискоренням. Але доцентрове прискорення електрона можна виразити також як $\frac{v_0^2}{r}$, тобто $\frac{ev_0 B}{m} = \frac{v_0^2}{r}$.

Звідси можна визначити радіус кривини траєкторії електрона:

$$r = \frac{mv_0}{eB}.$$
 (2.12)

Оскільки у співвідношенні (2.12) всі величини постійні, то й радіус траєкторії також є незмінним.

Таким чином, електрон, який потрапляє в однорідне магнітне поле з початковою швидкістю v_0 , що спрямована перпендикулярно до силових ліній поля, буде рухатися під дією сили F по колу, що лежить у площині, перпендикулярній до силових ліній поля (рис. 2.5).



Рисунок 2.5 – До визначення траєкторії руху електрона, якщо його швидкість V₀, перпендикулярна до вектора індукції В магнітного поля 4 Початкова швидкість електрона спрямована до силових ліній під деяким кутом α , (рис. 2.6). У цьому випадку v_0 можна розкласти на складові v_{011} та $v_{0\perp}$. Під дією v_{011} електрон буде рухатися вздовж силових ліній, як у випадку 2, рівномірно й прямолінійно. Під дією $v_{0\perp}$, як у випадку 3, електрон буде рухатися по колу. Під дією обох складових електрон опише спіраль, радіус якої можна визначити з рівняння (2.12), підставивши в нього замість v_0 величину $v_{0\perp}$:

$$r = \frac{m v_{0\perp}}{eB}.$$
 (2.13)



Рисунок 2.6 – До визначення траєкторії руху електрона, якщо його швидкість спрямована під кутом α до вектора індукції В магнітного поля

Таким чином, магнітне поле на відміну від електричного діє на електрон лише в тому випадку, якщо при своєму русі електрон перетинає силові лінії поля. При цьому змінюється тільки траєкторія руху електрона, а кінетична енергія й швидкість залишаються незмінними.

Закони руху для іонів у магнітному полі такі ж, як і для електронів. Однак у зв'язку з тим, що відношення заряду до

маси для електрона набагато більше, ніж для іонів, то відповідно швидкість руху електрона буде більшою, ніж швидкість руху іона, а радіус кола менше, ніж в іона.

Наприклад,
$$v_e = \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \cdot U$$
 – швидкість електрона;
 $v_i = \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}} \cdot U$ – швидкість іона.
Для електрона $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^8 \frac{K\pi}{c}$; для іона водню H⁺
 $\frac{q_i}{m_i} = 9,53 \cdot 10^4 \frac{K\pi}{c}$.
Радіуси кола:

для електрона
$$r_e = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m}{e} \cdot U}$$
; (2.12 a)
для іона $r_i = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_i}{q_i} \cdot U}$ (2.12 б)

При одній і тій самій прискорюючій напрузі (U) і в однаковому магнітному полі (B) швидкості іонів у десятки й сотні разів менші, а радіуси траєкторій у десятки й сотні разів більші, ніж в електронів.

Приклад 2 У поперечне однорідне магнітне поле (рис. 2.7) з індукцією B=0,28 Т потрапляє пучок іонів із джерела з прискорюючою напругою U=1500В. Визначити радіуси колових траєкторій іонів ${}^{1}H_{2}^{+}$ та ${}^{16}O_{2}^{+}$, а також радіус кола траєкторії електрона.



Рисунок 2.7 – Принципова схема магнітного аналізатора масспектрометра із поперечним магнітним однорідним полем



Співвідношення (2.12 б) дозволяє зробити важливий висновок: іони однієї енергії, але з різним відношенням m_i/q_i будуть рухатися в поперечному магнітному полі по колах різних радіусів, тобто поперечне магнітне поле розділяє в просторі іони пучка з різними m_i/q_i . На цьому принципі побудований мас-спектрометр із поперечним однорідним магнітним полем.

2.3 Фокусуюча дія однорідного магнітного поля

Однорідне магнітне поле створене довгим соленоїдом (рис. 2.8). Електрони, що вилітають із точки 1 під різними кутами α до осі соленоїда, будуть рухатися по спіралях, радіуси яких визначаються відповідними швидкостями v_{01} .



Рисунок 2.8 – Магнітне поле соленоїда

Час, за який електрон проходить повний виток спіралі, можна знайти, якщо довжину кола розділити на лінійну швидкість електрона:

$$\tau = \frac{2\pi r}{v_{0\perp}} = \frac{2\pi rm}{reB} = \frac{2\pi m}{eB}.$$
 (2.14)

Цей час, виходячи зі співвідношення (2.14), визначається індукцією магнітного поля B і не залежить ні від швидкості електрона $v_{0\perp}$, ні від кута α .

Усі електрони, що виходять із точки 1 в різні напрямки, будуть описувати витки спіралей різних радіусів за один і той самий час. Тобто електрони зберуться в точці 2, як у фокусі, потім у точці 3 і т.д. Таким чином, однорідне магнітне поле створює реальне зображення зі збільшенням 1:1, при цьому й об'єкт і його зображення перебувають усередині поля.

Такий спосіб фокусування незручний тим, що для створення однорідного магнітного поля доводиться застосовувати довгі соленоїди.

Якщо складові швидкості електронів уздовж осі Z будуть однакові (або приблизно однакові, як, наприклад, у випадку параксіальних пучків), то електрони, що виходять із точки 1, зберуться в точці 2 на відстані l_0 , що дорівнює

$$l_0 = v_{0\text{II}} \cdot \tau = \sqrt{2\frac{e}{m} \cdot U} \cdot \frac{2\pi m}{eB} = 21,19 \cdot 10^{-6} \, \frac{\sqrt{U}}{B}.$$
 (2.15)

Якщо соленоїд має дуже велику довжину порівняно з радіусом його витків, то напруженість магнітного поля всередині соленоїда в точках на його осі визначається за формулою

$$H = \frac{4\pi WI}{l}, \qquad (2.16)$$

де *W* – число витків соленоїда;

I – струм у соленоїді, А;

l – довжина соленоїда, м.

Відомо, що $B = \mu_0 H$, де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \Gamma_H / M$ - магнітна проникність вакууму.

Щоб здійснити фокусування магнітним полем іонного пучка, потрібні набагато сильніші поля, ніж для електронів, тому що відповідно до співвідношення (2.14) при $\frac{m_i}{q_i} >> \frac{m_e}{e}$ потрібні більші значення *B*, щоб одержати той самий час.

Приклад 3 Визначити l₀ для електронів, якщо *U=10000 В* та *B=0.1 Т.*

Розв'язання.

$$l_0 = 21,19 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{U}}{B} = 21,19 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{10000}}{0,1} = 21,19 \cdot 10^{-3} M =$$

= 21.19 MM

Кутова швидкість обертання електрона в рад/с у магнітному полі дорівнює

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi eB}{2\pi m} = \frac{e}{m}B. \qquad (2.17)$$

Приклад 4 Почавши рух зі стану спокою, електрон пройшов в електричному полі різницю потенціалів *U*=2500 *B*, а потім був напрямлений під прямим кутом у магнітне поле, в якому став обертатися з кутовою швидкістю $\omega = 10^9 \frac{pa\partial}{dc}$. Визначити радіус траєкторії електрона (див. рисунок).

U=2500 B (2.17), визначаємо індукцію магнітного поля, в якому електрон буде обертатися з кутовою $\omega = 10^9 \frac{pa\partial}{c}$, що дорівнює R

Розв'язання.

Користуючись формулою

швилкістю

Оскільки електрон влітає в магнітне поле під прямим кутом до магнітних силових ліній, то відповідно до формули (2.12) радіус кола, по якому він буде обертатися, дорівнює $r = \frac{mv}{\rho R}$. При цьому швидкість, набута електроном, який пройшов різницю потенціалів U = 2500 В згідно з формулою (1.3) дорівнює $v = \sqrt{2 e/m \cdot U}$.

Таким чином,

$$r = \frac{mv}{eB} = \frac{v}{e/m \cdot B} = \frac{\sqrt{2e/m \cdot U} \cdot e/m}{e/m \cdot \omega} = \frac{\sqrt{2 \cdot 1.8 \cdot 10^{11} \cdot 2500}}{10^9} \cong 0.03 \text{ M}.$$

31

 $B = \frac{\omega}{e/m}$

РОЗДІЛ З ОСНОВИ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ЕЛЕКТРОННОЇ ОПТИКИ

3.1 Умови застосування законів геометричної оптики

Закони геометричної оптики описують рух електронів (або іонів) у вакуумі за умови, що в процесі свого руху заряджені частинки взаємодіють тільки з потенційними полями. Наявність розглянутих нижче зовнішніх взаємодій, не пов'язаних з потенційними полями, може привести до значних відхилень руху заряджених частинок від законів геометричної оптики.

1 Взаємодія електронного пучка з молекулами залишкового газу.

Через неідеальність вакууму в приладі електрони, що рухаються, будуть розсіюватися в результаті зіткнень із молекулами газу. Щоб впливом цього процесу можна було знехтувати, довжина вільного пробігу електронів λ_e повинна значно перевищувати довжину електронного пучка l у приладі. Якщо $\lambda_e = 10 \cdot l$, то тільки 10% електронів втрачається в процесі зіткнення з молекулами залишкового газу. При l=50 см, наприклад, ця умова виконується при тиску не вище 10^{-3} Па, звідки випливає необхідність високого вакууму в електронно-оптичних приладах.

2 Взаємодія електронів у пучку.

Другою умовою справедливості законів геометричної оптики є неврахування взаємного відштовхування електронів у пучку. При великій густині об'ємного заряду електрони відштовхують один одного, що викликає викривлення траєкторій, тобто відхилення траєкторії від прямолінійної. Більш докладно це явище буде розглянуто в розділі 7.

3.2 Зіставлення геометричної електронної оптики зі світловою оптикою

Геометрична світлова оптика має як ряд спільних характеристик з електронною оптикою так і ряд відмінностей. У таблиці 3.1 наведено порівняння світлової оптики з електронною, встановлено, що є спільного та відмінного в даних оптичних системах.

	•	•			
	niduduud oi	ριτποροι (ODTUVU 2	enevrr	NUUUN
таолиця 5.1 110			JIII MARI J	UNUKIP	01111010

ГЕОМЕТРИЧНА	ГЕОМЕТРИЧНА
СВІТЛОВА ОПТИКА	ЕЛЕКТРОННА ОПТИКА
1	2
СПІ	ЛЬНЕ
1 Скляні фокусуючі і	Електростатичні фокусуючі і
розсіюючі лінзи	розсіюючі лінзи. Магнітні
	фокусуючі лінзи
2 Скляні призми для	Електростатичні й магнітні
відхилення променя	системи відхилення
PI	3HE
1 Зміна ходу променя	Зміна ходу променя
відбувається стрибкоподібно	відбувається поступово
на межі скло-повітря	
2 Максимальне відношення	Показник заломлення
коефіцієнта заломлення	змінюється в набагато
<u>$n_{cкло}$</u> - 3·1	більших межах
n _{nosimps}	
3 Для скляної лінзи n=const,	При одній і тій самій формі
f=const	полюсів в электростатичній
<i>F</i>	лінзі й формі полюсних наконечників у магнітній лінзі можна одержати різні n=f(E) або n=f(H), а також f

Продовження табл. 3.1

1	2	
4 Гостре фокусування здійснюється переміщенням лінзи	Фокусування здійснюється електричним шляхом	
5 Сканування променя здійснюється за рахунок обертання лінзи	Лінзи нерухомі. Змінюється потенціал на електродах або магнітне поле у котушках	

3.3 Заломлення електронного променя в електричному відхиляючому полі

електричному

Траєкторію електронного променя в





Рисунок 3.1 – Заломлення електронного променя в відхиляючому електричному полі

Унаслідок прикладеної різниці потенціалів між електродами на електрон діє деяка сила, що напрямляє його на електрод.

Весь простір між електродами можна розділити на "електричні подвійні шари" нескінченної довжини (рис. 3.1б), у яких концентрується електричне поле. Простір між шарами вільний від дії поля. У кожному такому подвійному шарі електричний промінь здійснює таке ж переломлення, як і на ділянці поля між двома сусідніми эквіпотенціалями.

3.4 Заломлення електронного променя в плоскопаралельному електричному подвійному шарі

Усередині подвійного шару, утвореного двома тонкими дротяними сітками, при подачі різниці потенціалів ΔU діє однорідне електричне поле. У просторі поза подвійним шаром поля немає.

Нехай електрон влітає в простір подвійного шару під кутом α_1 до нормалі зі швидкістю v_1 (рис. 3.2). Оскільки вздовж осі X сила на електрон не діє, то й складові швидкості електрона v_x до і після проходження ним подвійного шару рівні. Тобто $v_1 \cdot \sin \alpha_1 = v_2 \cdot \sin \alpha_2 = v_X$.

Ураховуючи також те, що відповідно до формули (1.3)

 $v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_1}$; $v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m}U_2}$, отримуємо закон електроннооптичного заломлення:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} = \frac{n_2}{n_1},$$
 (3.1)

де n_1 і n_2 – як і у світловій оптиці - показники заломлення середовища до подвійного шару і після нього.



Рисунок 3.2 – Заломлення електронного променя в плоскопаралельному електричному подвійному шарі

Розглянемо окремі випадки:

1 $U_2 > U_1$ – заломлення променя відбувається в бік нормалі. Тоді поле буде прискорюючим, тобто $v_2 > v_1$.

2 $U_2 = U_1$ – поле відсутнє. Траєкторія не змінюється, тобто $v_2 = v_1$.

3 $U_2 < U_1$ – заломлення променя в бік від нормалі. Це гальмуюче поле, тобто $v_2 < v_1$.

4 $U_2/U_1 = \sin^2 \alpha_1$, тобто $\sqrt{U_2}/\sqrt{U_1} = \sin \alpha_1$, граничні умови для повного відбиття, $\alpha_2 = 90^0$.

5 $U_2/U_1 < \sin^2 \alpha_1$, тобто $\sqrt{U_2}/\sqrt{U_1} < \sin \alpha_1$, повне відбиття в гальмуючому полі.



Приклад 5 Електрон влітає в простір подвійного шару під кутом α_1 =30° до нормалі. Знайти потенціал другої сітки U_2 (див. рисунок), якщо прискорюючий потенціал першої сітки U_1 =100 B, а α_2 =90°.

Розв'язання:

Згідно зі співвідношенням для умови повного відбиття електрона

 $U_2/U_1 = \sin^2 \alpha_1 = 0.25$. Togi U_2 =100·0.25=25 B.



Приклад 6 Електрон влітає в простір подвійного шару під кутом α_1 =30° до нормалі. Знайти потенціал другої сітки U_2 (див. рисунок), якщо прискорюючий потенціал першої сітки U_1 =100 В, а α_2 =90°+60° (див. рисунок).

Розв'язання:

$$\frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{\sin 30^\circ}{\sin 90^\circ + \sin 60^\circ} = 0,268;$$
$$\frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{100}} = 0,268; \quad \sqrt{U_2} = 2,68; \quad U_2 = 7,2B.$$

У співвідношення (3.1) не входять заряд і маса, отже, воно справедливе і для іонів.

В електричному полі змінюються швидкість заряджених частинок і напрямок їх руху, у магнітному полі — тільки напрямок руху.

3.5 Побудова зображення в тонкій (слабкій) і товстій (сильній) електронних лінзах

Тонкі (слабкі) електростатичні й магнітні лінзи — це лінзи, в яких розмір області локалізації поля малий порівняно з фокусною відстанню. Внаслідок малості розмірів цієї області ліворуч і праворуч від лінзи можна припустити, що головні площини простору предмета й простору зображення зливаються в одну головну площину, яку називають також середньою площиною лінзи.

На рисунку 3.5 показано принцип побудови зображення в тонкій (слабкій) електронній лінзі.



Рисунок 3.5 — Побудова зображення в тонкій (слабкій) електронній лінзі: f_1 і f_2 — фокусні відстані простору предмета й зображення; l_1 і l_2 — відстані від головної площини відповідно до предмета і до зображення

У загальному випадку формула тонкої лінзи має вигляд

$$\frac{f_1}{l_1} + \frac{f_2}{l_2} = 1.$$
 (3.2)

При рівності фокусних відстаней ($f_1 = f_2$) отримаємо

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f}.$$
 (3.3)

Таке рівняння справедливе і для скляних лінз.

Як видно, для побудови зображення в тонкій (слабкій) лінзі потрібно знати лише два параметри $-f_1$ і f_2 .

Лінійне збільшення слабкої лінзи дорівнює

$$M^{x} = \frac{x_{2}}{f_{2}} = \frac{f_{1}}{x_{1}} \quad . \tag{3.4}$$

Товсті (сильні) електронні лінзи — це лінзи, для розрахунку яких потрібне знання чотирьох параметрів: F_1 , F_2 — фокусів простору предмета й зображення та H_1 , H_2 — головних площини простору предмета й зображення (рис. 3.6).



Рисунок 3.6 – Побудова зображення в товстій (сильній) електронній лінзі

Ці параметри лінзи називаються кардинальними точками. Знаючи положення кардинальних точок, можна побудувати зображення, як це ілюструє рисунок 3.6.

РОЗДІЛ 4 ЕЛЕКТРОСТАТИЧНІ ЛІНЗИ

Усі електростатичні лінзи можна розділити на такі типи:

- окрема діафрагма;
- одиночна лінза;
- імерсійна лінза;
- імерсійний об'єктив.

4.1 Окрема діафрагма

Якщо між плоскими і розташованими далеко один від одного електродами з потенціалами U_1 і U_2 , що створюють однорідне поле, помістити діафрагму з потенціалом $U_{\mathcal{A}}$, то однорідність поля в області отвору діафрагми порушиться. Еквіпотенціальні лінії, які були плоскими за відсутності діафрагми, згинаються й проникають із області з більшою напруженістю поля в область з меншою напруженістю.

Ці вигнуті еквіпотенціальні поверхні є заломлювальними для електронів і створюють лінзу.

При цьому можливі два випадки, що ілюстровані на рисунку 4.1. У першому випадку на рисунку 4.1а (1) величина E_1 у просторі ліворуч від діафрагми менше, ніж величина E_2 праворуч від неї. Отже, еквіпотенціальні лінії проникають через отвір діафрагми ліворуч. Зростання потенціалу U вздовж осі Z показано на рисунку 4.1 (2), а перша й друга похідні – на рисунку 4.1 (3,4). Якщо $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} > 0$, то діафрагма діє як збиральна лінза. Оптичний еквівалент світлової лінзи такої діафрагми показаний на рисунку 4.1а (5).

Другий можливий випадок (рис. 4.1 б) відповідає зменшенню E при переході через область діафрагми ($E_2 < E_1$).



Рисунок 4.1 — Лінза-діафрагма збирального (а) та розсіювального (б) типу

Аналіз поданого на рисунку 4.1 б (2, 3, 4) характеру розподілу потенціалу вздовж осі Z і його першої та другої похідних показує, що в цьому випадку ми маємо розсіювальну електронну лінзу, оптичний еквівалент якої показаний на рисунку 4.1 б (5).

Розглянемо деякі окремі випадки лінзи - діафрагми.

1 Якщо діафрагма має природний потенціал (тобто потенціал, який мав би простір, зайнятий нею за відсутності діафрагми), то електрони, що проходять через отвір, не будуть відхилятися. Така система не має ні збиральних, ні розсіювальних властивостей (рис. 4.2 а).

2 Якщо діафрагма має потенціал нижче природного, то це збиральна лінза (рис. 4.2 б).

3 Якщо діафрагма має потенціал вище природного, то це розсіювальна лінза (рис. 4.2 в).





Слід зазначити, що однорідні поля, що прилягають до лінзи-діафрагми ліворуч і праворуч, не будучи лінзами, до деякої міри розфокусовують пучки й створюють труднощі для одержання чіткого зображення. Тому як самостійні елементи електронно-оптичних систем діафрагми застосовуються рідко. Однак вони входять як складові частини до багатьох електронно-оптичних систем. Так, наприклад, комбінуючи дві діафрагми, можна одержати імерсійну лінзу, а із трьох діафрагм можна скласти одиночну лінзу.

4.2 Одиночна лінза

Одиночна – це така електростатична лінза, по обидва боки якої потенціали однакові. Одиночну лінзу можна одержати з комбінації трьох діафрагм із невеликими круглими отворами, розташованими поблизу одна від одної.

Зовнішні діафрагми мають однаковий потенціал (більший або менший відносно потенціалу внутрішнього електрода). Така комбінація діафрагм, що утворюють одиночну лінзу, діє як збиральна лінза незалежно від знака потенціалу внутрішнього електрода відносно зовнішнього (позитивний або негативний). Форма еквіпотенціальних поверхонь у обох випадках однакова.

Як видно з рисунка 4.3а,б, існує повна симетрія поля відносно середнього електрода. Поблизу осі в центрі лінзи еквіпотенціальні лінії мають форму гіпербол, асимптоти яких утворюють із віссю Z кут $54^{0}44'$. У точці 0 гіперболічні еквіпотенціальні лінії вироджуються у дві пересічні прямі, що є асимптотами гіпербол.

З наведеного на рисунку 4.3 аналізу одиночної лінзи видно, що поле її може бути розбите на три частини, з яких дві чинять на електрони однакову (збиральну або розсіювальну), а третя – протилежну дію. Загальна збиральна дія поля одиночної лінзи на електронний пучок пояснюється тим, що електрони проходять збиральну область поля з меншими швидкостями, ніж розсіювальну.



Рисунок 4.3 – До аналізу одиночної лінзи

Крім того, одиночна лінза завжди симетрична, тобто фокусні відстані простору предмета і зображення рівні: $f_1 = f_2$, електрони ж, проходячи одиночну лінзу, не змінюють своєї енергії – з якою вони увійшли в лінзу, з такою і виходять із неї, не прискорюючись і не сповільнюючись.

На рисунку 4.4 подана типова для одиночної лінзи залежність оптичної сили 1/f від співвідношення U_2/U_1 потенціалів середнього й крайнього електродів при постійній величині U_1 .



Рисунок 4.4 - Оптична характеристика одиночної лінзи (f - фокусна відстань лінзи)

Як видно із графіка, оптична сила одиночної лінзи при $U_2/U_1=1$ дорівнює нулю, а фокуси перебувають на нескінченно великих відстанях від лінзи. Це й зрозуміло, тому що при цих умовах немає різниці потенціалів між електродами лінзи, а тому напруженість поля лінзи дорівнює нулю й електрони проходять крізь лінзу не відхиляючись.

При збільшенні або зменшенні потенціалу середнього електрода й незмінному потенціалі крайніх електродів оптична сила лінзи збільшується, а фокуси наближаються до лінзи. Графік показує, що оптична сила швидше зростає зі зменшенням потенціалу середнього електрода $(U_2/U_1 < 1)$, ніж з його збільшенням $(U_2/U_1 > 1)$. Тому, як правило, одиночні лінзи використовуються в режимі, коли U₂/U₁<1. Якщо продовжувати зменшувати потенціал на середньому електроді, то при деякому його негативному значенні потенціал всередині лінзи теж стане негативним і електрони перестануть проходити крізь лінзу. При цьому, оскільки швидкості електронів дорівнюють нулю, оптична сила лінзи нескінченно зростає. Цим пояснюється крутий хід кривої оптичної сили в лівій частині графіка ($U_2 < U_1$), де вона йде в нескінченність. У правій частині графіка, де $U_2 > U_1$, при збільшенні U₂ одночасно зі збільшенням напруженості поля зростають і швидкості електронів, що проходять це поле. Тому зростання оптичної сили тут відбувається повільніше і крива йде більш полого.

Найкращі одиночні лінзи мають фокусну відстань 3-5 мм при відстані між середнім і зовнішнім електродами в 3 мм.

4.3 Імерсійна лінза

У світловій оптиці для підвищення роздільної здатності лінзи простір перед лінзою заповнюють мастилом, показник заломлення якого відрізняється від показника заломлення повітря. Таку систему називають імерсійною.

Імерсійною електронною лінзою називається лінза, у якої електронно-оптичні показники заломлення, а отже, і потенціали праворуч і ліворуч від лінзи постійні, але не рівні. Така лінза може, наприклад, бути утворена двома циліндрами, комбінацією циліндра й діафрагми або двома діафрагмами (рис. 4.5).



Рисунок 4.5 – Типи імерсійних лінз

У всіх випадках між електродами, що утворюють лінзу й мають різні потенціали U_1 і U_2 , утворюється аксіальносиметричне поле, що і є електронною лінзою.

Відзначимо деякі загальні властивості імерсійних лінз. 1 Імерсійні лінзи завжди збиральні.

2 Імерсійні лінзи завжди несиметричні, тобто їх фокусні відстані f_1 і f_2 не однакові й співвідносяться як $f_1/f_2 = \sqrt{U_1}/\sqrt{U_2}$.

3 Імерсійна лінза змінює швидкість електронів, що проходять через неї, збільшує або зменшує.

Можливі два випадки в імерсійних лінзах: коли $U_1 < U_2$, і другий випадок, коли, навпаки, $U_1 > U_2$. Характер зміни потенціалу і його першої та другої похідних уздовж осі симетрії лінзи для обох випадків показаний на рисунку 4.6.

Ми бачимо, що з оптичної точки зору в обох випадках поле лінзи складається із двох частин — збиральної та розсіювальної, розташованих по-різному в першому й другому випадках. Однак результуюча дія імерсійної лінзи — збиральна. Крім того, у випадку $U_1 < U_2$ електрони, проходячи лінзу, будуть прискорюватися, у випадку $U_1 > U_2$ — сповільнюватися.

Розглянемо більш детально лінзу, утворену двома циліндрами, з потенціалом першого електрода $U_1 = +100$ в і другого електрода $U_2 = +300$ (рис. 4.7).



Рисунок 4.6 - До аналізу імерсійної лінзи: випадок $U_1 < U_2$ (a) і випадок $U_1 > U_2$ (б)

Простежимо за ходом променя АВСД. У точці В електрон випробовує дію електростатичної сили *F*, спрямованої до осі, у точці С – від осі. Таким чином, поле лінзи ліворуч від середньої площини MN в області низьковольтного циліндра має збиральну дію на електронні промені (збиральна напівлінза), праворуч, в області високовольтного циліндра – розсіювальну дію (розсіювальна напівлінза).



Рисунок 4.7 - Електростатична імерсійна лінза з двох циліндрів

Однак розсіювальна дія завжди менше збиральної, тому що швидкість електронів в області високовольтного циліндра завжди більше й електрони, проходячи лінзу, більш тривалий час зазнають дії фокусуючого поля, ніж розсіювального.

Оцінимо дію лівої й правої частин поля чисельно. Позначимо потенціали лівого й правого циліндрів відповідно U_1 і U_2 , а потенціал у середній площині поля буде дорівнювати $U_{MN} = (U_1 + U_2)/2$. Тоді заломлювальна сила

збиральної напівлінзи пропорційна відношенню $\frac{U_{MN}}{U_1} = \frac{U_1 + U_2}{2U_1}$, а заломлювальна сила розсіювальної

напівлінзи пропорційна
$$\frac{U_2}{U_{_{MN}}} = \frac{2U_2}{U_1 + U_2}$$

Звідси видно, що перше відношення завжди більше, ніж друге, і при більших темпах збільшення U_2 порівняно з U_1 перший вираз зростає безмежно, а другий прямує до 2.

Наприклад, при U_I =100 В, U_2 =300 В i U_{MN} =200 В $\frac{U_{MN}}{U_1}$ = 2, a $\frac{U_2}{U_{MN}}$ = 1,5.

Лінза із двох циліндрів – завжди збиральна. Оптична сила лінзи залежить від відношення потенціалів U_2/U_1 на циліндрах і відношення їх діаметрів (*d*). Відповідні графіки наведені на рисунку 4.8.



Рисунок 4.8 - Залежність фокусної відстані лінзи із двох циліндрів від відношення потенціалів циліндрів та їх діаметрів

Залежності показують зменшення фокусної відстані зі

збільшенням U_2/U_1 і збільшення її при зростанні відношення діаметрів циліндрів d_2/d_1 .

4.4 Імерсійний об'єктив

На практиці значного застосування набув окремий випадок імерсійної лінзи, яка називається імерсійним об'єктивом (рис. 4.9). Заштрихована область на рисунку 4.9 являє собою пучок електронів.

Імерсійний об'єктив складається з катода, від якого починається електростатичне поле, і двох діафрагм, розташованих поблизу катода.

Ближню до катода діафрагму називають сітковою за аналогією із сіткою у триелектродній лампі. Її потенціал може бути як позитивним, так і негативним відносно катода й сильно впливати на хід променів у лінзі.



Рисунок 4.9 – Імерсійний об'єктив і його оптична аналогія

Друга діафрагма називається анодною, її потенціал завжди позитивний. Анодна діафрагма повинна бути розташована близько до сіткової, щоб позитивні еквіпотенціальні поверхні, утворені анодною діафрагмою, могли через отвір сіткової діафрагми досягти окружності катода. Це необхідно, щоб у випадку негативного потенціалу сіткової діафрагми створити прискорююче поле для електронів, що виходять із катода.

Характерною рисою імерсійного об'єктива є те, що електрони входять у лінзу з майже нульовою швидкістю.

Еквіпотенціальні поверхні в області сіткової діафрагми утворюють збиральну лінзу, а в області анодної діафрагми розсіювальну.

Але, враховуючи різні швидкості електронів у цих лінзах, збиральна лінза сильніше від розсіювальної.

Великі збільшення імерсійного об'єктива дозволяють використати його для побудови емісійного електронного мікроскопа.

На рисунку 4.10 зображений найпростіший електронний мікроскоп, призначений для отримання збільшеного зображення поверхні оксидного катода. Він складається з імерсійного об'єктива KD₁D₂ і флуоресційного екрана *S*.



Рисунок 4.10 — Конструкція імерсійного об'єктива, що використовується для отримання зображення поверхні катода

Катод K являє собою круглу нікелеву пластинку діаметром 4 мм, покриту оксидним шаром. До пластинки приварювалися два вольфрамові дроти, через які пропускався струм для нагрівання катода. D_1 і D_2 – це сіткова та анодна діафрагми. Об'єктив змонтований у відкачаній скляній трубці, дно якої покрито прозорим шаром сірчистого цинку, що флуоресціює під дією електронів і є екраном. Різниця потенціалів між анодною діафрагмою й катодом становила 750 В. Відстань L між катодом та екраном дорівнювала 240 мм.

Потенціал U_1 на сітковій діафрагмі й одночасно відстань *а* між катодом і сітковою діафрагмою підбираються таким чином, щоб на екрані виходило чітке зображення. На рисунку 4.11 наведена ця залежність.



Рисунок 4.11 — Залежність відстані а між катодом і сітковою діафрагмою від співвідношення потенціалів U_1/U_2 , необхідного для одержання чіткого зображення на екрані, для двох значень отворів d у діафрагмах D_1 та D_2 : 1 - d = 1мм, 2 - d = 2мм

Зміна фокусної відстані імерсійного об'єктива від зміни співвідношення U_1/U_2 наведено на рисунку 4.12.



Рисунок 4.12 — Залежність фокусної відстані імерсійного об'єктива від співвідношення потенціалів U_1/U_2 для двох значень отворів d у діафрагмах D_1 и D_2 : 1 - d = 1мм; 2 - d = 2мм

Із рисунка 4.12 видно, що найменша фокусна відстань, якої можна досягти, лежить у межах величини діаметра отвору в діафрагмах, тобто при d=1мм, наприклад, фокусна відстань також дорівнює f=1мм. При цьому значення $U_1/U_2 = -0,3$, тобто при $U_2 = 750$ В величина $U_1 = -225$ В.

У розглянутій системі може бути досягнуто максимальне збільшення *М*=200.

4.5 Електронне дзеркало

За певних умов будь-яка електростатична лінза може служити електронним дзеркалом, якщо потенціал одного з електродів електронної лінзи, наприклад, імерсійної або одинарної, зробити негативним відносно катода. У такому випадку в деякій точці на осі симетрії поля лінзи потенціал виявиться нижче потенціалу катода й електронний пучок буде відбиватися. Лінза перетворюється в електронне дзеркало.

Розглянемо роботу імерсійної лінзи в режимі електронного дзеркала (рис. 4.13). У випадку позитивних потенціалів на обох електродах це звичайна імерсійна лінза, що фокусує пучок електронів у точці F (рис. 4.13 а).



Рисунок 4.13 – Траєкторії електронів в електронному дзеркалі, що складається із двох трубчастих електродів з потенціалами U_1 та U_2

Якщо знижувати потенціал на другому електроді, то, починаючи з деякого негативного потенціалу, електрони не

зможуть пройти через лінзу й будуть повернуті назад. Крім того, у цьому випадку це буде збиральна лінза (рис. 4.13б). При значному негативному потенціалі на другому електроді електронне дзеркало стає розсіювальним (рис. 4.13в, г).

Аналогічну картину можна спостерігати і в одиночній лінзі з негативним середнім електродом при зміні потенціалу на ньому (рис. 4.14).



Рисунок 4.14 – Одиночна лінза як електронне дзеркало

При позитивному або невеликому негативному потенціалі на середньому електроді вона діє як електронна лінза, пропускаючи й фокусуючи електрони (траєкторія І). Якщо знижувати потенціал на середньому електроді, то починаючи з деякого його негативного значення потенціал у центрі лінзи стає також негативного значення потенціал у центрі лінзи стає також негативним, і тоді електрони відбиваються назад. Система стає дзеркалом. Спочатку точки повороту електронних траєкторій лежать у глибині системи, електрони відхиляються до осі (траєкторія ІІ), і в результаті дзеркало стає збиральним. Подальше зниження потенціалу приводить до того, що електрони розвертаються вже в зовнішніх, розсіювальних областях дзеркала (траєкторія ІІІ), яке у цьому випадку буде розсіювальним.

4.6 Розрахунок фокусних відстаней електростатичних лінз

4.6.1 Найпростіша лінза з однією діафрагмою

На рисунку 4.15 показано схему найпростішої лінзи з однією діафрагмою.



Рисунок 4.15 – Найпростіша лінза з однією діафрагмою

Розрахунок фокусних відстаней найпростіших лінз можливий у двох випадках:

 зображення створюється тільки приосьовими (параксіальними) променями, тобто *r* набуває малих значень;
 оптична сила лінзи змінюється практично лише в безпосередній близькості від діафрагми, тобто *R* << *d*.

Радіальна складова напруженості поля E_r відмінна від нуля тільки в області поля зі скривленими еквіпотенціальними поверхнями, тобто поблизу діафрагми (рис. 4.16). Ця область поля і є, власне, лінзою.

Розташовані ліворуч або праворуч від діафрагми однорідні поля до лінзи не відносяться, вони викликають лише зміну поздовжньої складової швидкості електронів, що рухаються під нахилом до осі за межами поля лінзи. Очевидно, що траєкторії електронів у лінзі будуть параболічними. В одинарних лінзах швидкість електронів до і після лінзи однакова; в окремих діафрагмах й імерсійних лінзах швидкість електронів після лінзи може бути більшою (прискорююча лінза) або меншою (сповільнююча лінза) швидкості електронів до лінзи.



Рисунок 4.16 — Розподіл потенціалів і траєкторія електронного променя у двоелектродній лінзі з однією діафрагмою і сіткою: а) $U_C > U_{\mathcal{I}}$ (збиральна лінза); б) $U_C < U_{\mathcal{I}}$ (розсіювальна лінза)

Фокусна відстань простору зображення (фокус із боку діафрагми) дорівнює

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_{\mathcal{A}}} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{\mathcal{A}} - U_C}{U_{\mathcal{A}}},$$
(4.1)

фокусна відстань предметного простору (фокус із боку сітки) дорівнює

$$\frac{1}{f_{1}} = \frac{1}{f_{C}} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{\mathcal{A}} - U_{C}}{\sqrt{U_{\mathcal{A}} \cdot U_{C}}},$$
(4.2)

де U_C – напруга на сітці, В; $U_{\mathcal{A}}$ – напруга на діафрагмі, В; d – відстань між сіткою й діафрагмою, см; $f_{\mathcal{A}}=f_2$ – фокусна відстань із боку діафрагми, см; $f_C=f_1$ – фокусна відстань із боку сітки, см.

Оскільки $R \ll d$, то фокусні відстані лінзи не залежать від радіуса отвору в діафрагмі. Тоді оптична сила лінзи визначається

$$\frac{\sqrt{U_C}}{f_C} = \frac{\sqrt{U_A}}{f_A}.$$
(4.3)

При $U_C > U_A$ – лінза збиральна ($f_2 > 0$), а при $U_C < U_A$ – лінза розсіювальна ($f_2 < 0$).

Приклад 7 Визначити фокусні відстані f_1 , f_2 , оптичну силу лінзи й побудувати траєкторію електронного променя, що входить паралельно оптичній осі, для двоелектродної лінзи з однією діафрагмою й сіткою з такими параметрами: d = 5см; R = 0,1см ($R \ll d$); $U_C = 100$ B; $U_A = 1000$ B.

Розв'язання. Оскільки $U_C < U_A$, то лінза розсіювальна. У наведених формулах (4.1) і (4.2) лінза з однією діафрагмою розглядалася як тонка електронна лінза, тобто головні площини її збігаються із площиною діафрагми. Крім того, слід зазначити, що точність формул (4.1) і (4.2) збільшується в міру збільшення відношення фокусної відстані до діаметра отвору у діафрагмі. Точність розрахунків буде досить високою при $f/D \ge 5$, де D = 2R — діаметр отвору в діафрагмі.

Визначимо фокусні відстані лінзи, користуючись формулами (4.1) і (4.2): $\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_A} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_A - U_C}{U_A} = -\frac{900}{20000}$. Отже, $f_A = f_2 = -22,2$ см — фокусна відстань із боку діафрагми. $\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_C} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{\mathcal{A}} - U_C}{\sqrt{U_{\mathcal{A}} \cdot U_C}} = -\frac{900}{6324,5};$ $f_C = f_1 = -7,0 \ cm - фокусна відстань із боку сітки.$ Визначимо оптичну силу лінзи, користуючись формулою (4.3):

 $\frac{\sqrt{U_C}}{f_C} = \frac{\sqrt{U_A}}{f_A} = -1,42$ – оптична сила розсіювальної лінзи.

Побудуємо траєкторію електронного променя, витримавши при побудові певний масштаб (рис. 4.17).



Рисунок 4.17 — До розрахунку лінзи з однією діафрагмою й сіткою. Масштаб М 1:5

4.6.2 Імерсійні лінзи

4.6.2.1 Лінза із двох діафрагм з отворами з однаковими радіусами

Розподіл потенціалу в такій лінзі при R << d отримується шляхом простого поєднання полів двох лінз із однією діафрагмою, сітки в яких збігаються, а сила заломлення – поєднанням заломлювальних сил останніх.



Рисунок 4.18 – Лінза із двох діафрагм

Незалежно від полярності напруг на діафрагмах лінза завжди буде збиральною. При $U_2 > U_1$ поле першої діафрагми збиральне, а другої — розсіювальне; при $U_2 < U_1$ — має місце зворотна ситуація.

Співвідношення для фокусних відстаней такої лінзи такі:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4d} \cdot \frac{U_2 - U_1}{\sqrt{U_2}} \left[\frac{1}{\sqrt{U_1}} - \frac{1}{\sqrt{U_2}} \right], \tag{4.4}$$

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{4d} \cdot \frac{U_2 - U_1}{\sqrt{U_1}} \left[\frac{1}{\sqrt{U_1}} - \frac{1}{\sqrt{U_2}} \right].$$
(4.5)

Із (4.4) та (4.5) випливає таке співвідношення:

$$\frac{\sqrt{U_2}}{f_2} = \frac{\sqrt{U_1}}{f_1} = \frac{1}{4d} \cdot \frac{(U_2 - U_1) \cdot (\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1})}{\sqrt{U_1 U_2}}, \qquad (4.6)$$

де *d* – відстань між діафрагмами, см;

*U*₁, *U*₂ – напруга на діафрагмах, В;

*f*₁, *f*₂ – фокусні відстані простору предмета й простору зображення, см.

Оптична сила імерсійної лінзи з двома діафрагмами дорівнює сумі оптичних сил (з боку діафрагм) двох лінз із

однією діафрагмою й сіткою кожна, з яких може бути сконструйована початкова лінза. У цьому випадку аналогом співвідношення (4.6) є таке:

$$\frac{\sqrt{U_2}}{f_2} = \frac{\sqrt{U_2}}{f_{\mathcal{A}2}} + \frac{\sqrt{U_1}}{f_{\mathcal{A}1}} \,. \tag{4.7}$$

Приклад 8 Зробити розрахунок імерсійної лінзи з двох діафрагм з параметрами (див. рисунок): d=10 см, R=0,1 см (R << d), $U_{\mathcal{I}I}=20$ В, $U_{\mathcal{I}2}=200$ В, представивши її у вигляді двох лінз із однією діафрагмою і сіткою з потенціалом $U_C = \frac{U_{\mathcal{I}1} + U_{\mathcal{I}2}}{2} = \frac{20 + 200}{2} = 110$ В.



Побудувати траєкторію руху електронного променя і зображення, сформованого лінзою.

Розв'язання. Проведемо розрахунок лівої напівлінзи, користуючись співвідношеннями (4.1) і (4.2):

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_{\mathcal{A}1}} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{\mathcal{A}1} - U_C}{U_{\mathcal{A}1}} = \frac{90}{400};$$

$$f_2 = f_{\mathcal{A}1} = \frac{400}{90} = 4,4 \ cm \quad - \quad фокусна \quad відстань \quad простору зображення.$$

$$\frac{1}{f_C} = \frac{1}{f_1} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{A1} - U_C}{\sqrt{U_{A1} \cdot U_C}} = \frac{90}{20 \cdot 47};$$

 $f_C = f_1 = \frac{20 \cdot 47}{90} = 10.4 \, cm$ – фокусна відстань простору предмета.

На основі розрахунків зобразимо геометричні розміри лівої напівлінзи (рис. 4.19).



Рисунок 4.19 — До розрахунку імерсійної лінзи із двох діафрагм. Ліва напівлінза (збиральна)

Зробимо перевірку розрахунків за формулою (4.3): $\frac{\sqrt{U_{A1}}}{f_{A1}} = \frac{\sqrt{U_C}}{f_C}; \quad \frac{\sqrt{20}}{4,4} = \frac{\sqrt{110}}{10,4} = 1 -$ оптична сила лівої

напівлінзи.

Аналогічним чином розрахуємо праву напівлінзу:

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_{A2}} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{A2} - U_C}{U_{A2}} = -\frac{90}{20 \cdot 200};$$

$$f_2 = f_{A2} = -44.4 \ c_M - \phi \text{окусна відстань простору зображення.}$$

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_C} = -\frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{A2} - U_C}{\sqrt{U_{A2} \cdot U_C}} = -\frac{90}{20 \cdot 148};$$

 $f_1 = f_C = -\frac{20 \cdot 148}{90} = -32,8 \ c_M$ — фокусна відстань простору предмета.

На основі розрахунків зобразимо геометричні розміри правої напівлінзи (рис. 4.20).



Рисунок 4.20 - До розрахунку імерсійної лінзи із двох діафрагм. Права напівлінза (розсіювальна)

$$\frac{\sqrt{U_C}}{f_C} = \frac{\sqrt{U_{A2}}}{f_{A2}}; \qquad \frac{\sqrt{110}}{-32,8} = \frac{\sqrt{200}}{-44,4} = -0,32 - \text{ оптична сила}$$

правої напівлінзи.

Для побудови зображення в імерсійній лінзі необхідно визначити сумарні фокуси простору зображення f_2 і простору предметів f_1 , користуючись формулами (4.5) та (4.6):

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{4d} \cdot \frac{U_{\mathcal{A}2} - U_{\mathcal{A}1}}{\sqrt{U_{\mathcal{A}2}}} \left[\frac{1}{\sqrt{U_{\mathcal{A}1}}} - \frac{1}{\sqrt{U_{\mathcal{A}2}}} \right] = 0,0485;$$

 $f_2 = 20,6 \, см -$ сумарний фокус простору зображення.

Аналогічно для f_l маємо



На рисунку 4.21 показано розподіл фокусів імерсійної лінзи із двох діафрагм.



Рисунок 4.21 - До розрахунку імерсійної лінзи із двох діафрагм. Розподіл фокусів лінзи

З урахуванням проведених розрахунків побудуємо траєкторію руху електронного променя в імерсійній лінзі з двох діафрагм (рис. 4.22).



Рисунок 4.22 – Траєкторія руху електронного променя в імерсійній лінзі з двох діафрагм

Таким чином, побудоване зображення імерсійної лінзи з двох діафрагм із заданими параметрами має такий вигляд (рис. 4.22).



Рисунок 4.23 – Побудова зображення в імерсійній лінзі з двох діафрагм

4.6.2.2 Лінза з двох циліндрів однакового діаметра

Таку лінзу необхідно розглядати як товсту лінзу, тобто для побудови зображення необхідно знати положення чотирьох кардинальних елементів, а не двох, як у тонкій лінзі.

На рисунку 4.24 наведені графіки, що дозволяють визначити положення фокусів і головних площин імерсійної лінзи, що складається із двох циліндрів однакового діаметра.



Рисунок 4.24 — Графік для визначення положень фокусів і головних площин імерсійної лінзи, що складається із двох циліндрів однакового діаметра

Експериментальні й теоретичні дослідження імерсійних лінз показують, що якщо потенціали на циліндрах менше 20 кВ, тобто коли зміною маси електрона можна знехтувати, то електронно-оптичні властивості лінзи визначає не абсолютне значення потенціалів U_2 та U_1 , а їх відношення U_2/U_1 .

Положення фокусів F_1 та F_2 задається їх відстанями $Z(F_1)$ і $Z(F_2)$ від площини, проведеної через зазор між циліндрами (рис. 4.24), причому відстань, відкладена в бік простору зображень $Z(F_2)$ вважається позитивною, а відстань, відкладена у бік простору предметів $Z(F_1)$ – негативною. Крім значень $Z(F_1)$ і $Z(F_2)$ на графіку наведені значення фокусних відстаней f_1 і f_2 , відміряних від головних площин до відповідних фокусів.

Ці відстані також вважаються позитивними, якщо вони відкладені в напрямку простору зображень, і негативними, якщо вони відкладені в протилежному напрямку. Всі відстані на графіку показані у відносних величинах: замість самих значень Z(F) і f показані їх відношення до діаметра циліндрів $\frac{Z(F)}{D}$ та $\frac{f}{D}$. Ці відношення відкладені по осі ординат графіка. Визначивши за графіком значення $Z(F_1)$ і $Z(F_2)$ для потрібного нам відношення U_2/U_1 , знайдемо положення фокусів F_1 і F_2 , а відклавши від них у потрібному напрямку також визначені із графіка відстані f_1 та f_2 , знайдемо положення головних площин. Таким чином, графік дає нам усі дані, необхідні для побудови зображень в імерсійних

Приклад 9 Визначити положення головних площин і фокусів імерсійної лінзи із двох циліндрів однакового діаметра D=1 см при відношенні потенціалів електродів $U_2/U_1=6$. Побудувати зображення, сформоване лінзою.

лінзах розглянутого типу.

Розв'язання. Знайдемо положення головних площин і фокусів, користуючись графіками на рисунку 4.24 при значенні D=1 см і відношенні $U_2/U_1=6$. Знайдені значення відображені на рисунку 4.25 у масштабі 1:1.



Рисунок 4.25 – До розрахунку імерсійної лінзи із двох циліндрів. Усі розміри зазначені в см

Із рисунка 4.25 видно, що головні площини помінялися місцями, а саме: головна площина простору зображень H_2 лежить із боку предмета, а головна площина предметного простору H_1 розташована ближче до простору зображень. Крім того, з рисунка 4.25 видно, що обидві площини зрушені в бік меншого потенціалу. Це теж є характерним для імерсійних лінз.

4.6.3 Одиночна лінза

Ця лінза може розглядатися як поєднання двох лінз із двома діафрагмами. При цьому вважається, що $R \ll d$ і товщина електродів лінзи Δ незначна порівняно з відстанню між ними й діаметром їх отворів (рис. 4.26).

У такому випадку для оптичної сили лінзи справедливе таке співвідношення:

$$\frac{\sqrt{U_1}}{f_2} = \frac{\sqrt{U_1}}{f_1} = \frac{1}{2d} \cdot \frac{(U_2 - U_1)(\sqrt{U_2} - \sqrt{U_1})}{\sqrt{U_1 \cdot U_2}}, \qquad (4.8)$$

де *d* – відстань між діафрагмами, см;

*U*₁ – напруга на зовнішніх діафрагмах, В;

*U*₂ - напруга на середній діафрагмі, В.



Рисунок 4.26 – Схема побудови одинарної лінзи

Оскільки одинарна лінза завжди симетрична, то і фокусні відстані простору предметів і простору зображень рівні, тобто $f_1 = f_2$.

РОЗДІЛ 5 МАГНІТНІ ЛІНЗИ

Однорідне магнітне поле, яке створюється довгим соленоїдом, є найпростішою магнітною лінзою. Але така лінза не становить особливого інтересу, тому що за її допомогою не можна одержати збільшеного зображення.

Набагато більшу фокусуючу дію має коротке неоднорідне магнітне поле, у тому випадку, якщо воно, як і магнітне поле довгої котушки, є аксіально-симетричним. Таке поле створює виток зі струмом або коротка котушка.



Рисунок 5.1 – Розподіл поля й траєкторія електронів у котушці зі струмом (найпростіша магнітна лінза): 1 - силові лінії магнітного поля, 2- проекція траєкторії; 3 - сферичні еквіпотенціальні поверхні; 4 - струм у котушці
У будь-якій точці А магнітного поля напрям вектора швидкості v електронного променя (що створює малий кут з віссю Z) несуттєво відрізняється від напряму аксіальної складової магнітного поля B_z . Однак за рахунок радіальної компоненти B_r електронний промінь відхиляється від площини зображення та набуває суттєвих значень компонента швидкості v_x , яка перпендикулярна до площини зображення (або вектора B_z). Сила, обумовлена v_x та B_z , відхиляє електронний промінь до осі Z, забезпечуючи тим самим фокусуючу дію короткої магнітної лінзи.

При зміні струму в котушці, а отже, й напрямку вектора \vec{B} , збиральна дія лінзи зберігається. Напрямок повороту зображення збігається з напрямком струму, що проходить через виток (проекція траєкторії 2).

ПРАВИЛО ГВИНТА, або ПРАВОЇ РУКИ



Рисунок 5.2 — Походження фокусуючої сили в короткій магнітній лінзі при прямому (а) і зворотному (б) напрямку струму в котушці

Для фокусної відстані короткої магнітної лінзи справедливе співвідношення

$$\frac{1}{f} = 1,03 \cdot 10^{-2} \,\frac{(NI)^2}{U \cdot R},\tag{5.1}$$

де *NI* – число ампер-витків котушки; *R* – радіус котушки, см.

Однак такі котушки мають великі фокусні відстані й не придатні для отримання дуже збільшених зображень. Практично найменша фокусна відстань подібної лінзикотушки приблизно дорівнює її середньому діаметру.

Для зменшення фокусних відстаней застосовують котушки, оточені бронею із заліза або іншого феромагнітного матеріалу з високою магнітною проникністю (рис. 5.3).



Рисунок 5.3 — Конструкція магнітної лінзи: без полюсного наконечника (а) та з полюсним наконечником (б)

У броньованій котушці силові лінії створюваного нею магнітного поля концентруються в основному всередині броні. У щілині броні *S* магнітні силові лінії, які завжди є замкнутими, виходять назовні й замикаються через

повітряний проміжок. Це поле, що називається полем розсіювання, відіграє роль поля лінзи *B*_z.

Застосування залізної броні дозволяє приблизно вдвічі зменшити число ампер-витків, необхідне для отримання заданої фокусної відстані, порівняно з котушкою без заліза або відповідно зменшити фокусну відстань при тих самих ампер-витках. Одержати будь-яку величину короткого фокуса шляхом збільшення збудження лінзи, тобто збільшення ампер-витків, неможливо внаслідок магнітного насичення залізної броні. Тому зменшити фокусну відстань можна лише шляхом ще більшого стиснення поля за рахунок зменшення геометричних розмірів лінзи - ширини щілини S та її діаметра D. Із цією метою в щілину броньованої лінзи вводиться полюсний наконечник (рис. 5.3б), завдяки якому можна, не змінюючи розмірів лінзи, наблизити до оптичної осі феромагнітні елементи магнітопровода, а отже, і магнітне поле розсіювання. Тобто, іншими словами, можна збільшити магнітну індукцію на осі лінзи та найбільше її значення В₂₀ у точці 0 - середині щілини S. Чим менше розмір щілини S у полюсному наконечнику, тим вище концентрація магнітного поля на осі і менше фокусна відстань лінзи. На рисунку 5.4 показана зміна розподілу магнітного поля вздовж осі для лінзи без заліза (1), броньованої лінзи без полюсного наконечника (2) і лінзи з полюсним наконечником (3).

Конструктивно полюсний наконечник зазвичай виконується із трьох кілець: двох магнітних — позиції 1та 2 (рис. 5.5), що виготовляються з пермендюра, й розташованого між ними немагнітного дистанційного кільця (3) з латуні, що фіксує ширину зазору S між магнітними частинами. Параметрами полюсного наконечника є ширина щілини S і діаметр каналу b. Очевидно, що чим менші ці величини, тим більш концентрованим буде поле в зазорі полюсного наконечника і тим більш сильною буде магнітна лінза.



Рисунок 5.4 – Розподіл магнітного поля вздовж осі лінзи: лінза без заліза (1); броньована лінза без полюсного наконечника (2) та лінза з полюсним наконечником (3)

Рисунок 5.5 – Полюсний наконечник магнітної лінзи: 1, 2 - магнітні кільця; 3 - дистанційне кільце

Фокусуюча дія короткого неоднорідного магнітного поля принципово відрізняється від однорідного магнітного поля, створюваного довгою котушкою (соленоїдом). Ці відмінності полягають у такому:

1 В однорідному магнітному полі предмет і його зображення завжди перебувають в області поля; у неоднорідному – предмет і зображення перебувають поза полем лінзи.

2 Поле довгої котушки фокусує лише промені, що входять у лінзу не паралельно її осі, тобто коли v_0 не паралельна v_{0z} , а існує $v_{0\perp}$, то поле короткої лінзи фокусує також і промені, паралельні її осі.

3 За допомогою короткої лінзи можна одержати збільшене зображення предмета.

4 Кут повороту зображення в довгих котушках дорівнює 360° (або $n \cdot 360^{\circ}$), у коротких лінзах кут повороту зображення може бути будь-яким і визначається з такого співвідношення:

$$\Theta = 0.1863 \cdot \frac{NI}{\sqrt{U^*}},\tag{5.2}$$

де U^{*} – релятивістське значення прискорюючої напруги, В.

5.1 Переваги магнітної лінзи перед електростатичною

1 Заломлювальна сила магнітної лінзи легко регулюється зміною сили струму в котушці, тоді як в електростатичній лінзі для цієї мети потрібно змінювати важкокеровану високу напругу.

2 У магнітних лінзах не відбувається електричного пробою, тоді як до електростатичних лінз прикладається дуже велика напруга (наприклад, $5 \cdot 10^4$ B), що часто приводить до пробою.

3 Досвід роботи з електронними мікроскопами показав, що магнітні лінзи мають менші аберації.

5.2 Розподіл магнітного поля вздовж осі Z в електромагнітній лінзі

Для знаходження кардинальних елементів електромагнітних лінз (положення фокусів F_1 , F_2 і головних площин H_1 , H_2), а також фокусних відстаней f_1 , f_2 необхідне знаходження таких аналітичних функцій, які досить добре апроксимували б дійсний розподіл полів в електромагнітних лінзах.

Це питання особливо важливе при вивченні сильних магнітних лінз електронного мікроскопа, до яких належить,

наприклад, об'єктивна лінза. Від режиму роботи об'єктивної лінзи залежить роздільна здатність приладу, а також діаметр електронного зонда й сила струму в зонді.

На вид осьового розподілу поля в лінзі впливають головним чином розмір діаметрів у полюсному наконечнику b_1 , b_2 і величина щілини *S*. Форма інших граничних поверхонь полюсного наконечника впливає на конфігурацію поля несуттєво.

Відомо кілька аналітичних функцій, що апроксимують реальний розподіл магнітного поля. Наприклад, розподіл поля за законом гіперболічного косинуса:

$$B_z = \frac{B_0}{ch\frac{z}{a}},\tag{5.3}$$

де $a = 0,88 \cdot d$.

Ця функція може бути використана для апроксимації поля лінзи, що працює в області, далекій від насичення.

Однак найбільшого поширення одержала модель поля, яке описується функцією

$$B_{z} = \frac{B_{0}}{1 + (\frac{z}{d})^{2}}.$$
 (5.4)

Функція (5.4) добре апроксимує розподіл поля броньованої магнітної лінзи при роботі в режимі насичення магнітного матеріалу полюсних наконечників. У такому режимі працюють сильні магнітні лінзи, у тому числі об'єктивна лінза в електронному мікроскопі.

На рисунку 5.6 показаний розподіл магнітного поля вздовж осі Z в об'єктивній лінзі електронного мікроскопа. Необхідно відзначити, що для одержання мінімальної сферичної аберації об'єктивної лінзи зразок поміщають усередину поля лінзи. Поле з освітленого боку зразка називається передполем і діє як слабка лінза, розміщена перед зразком. Це зменшує розмір зонда, сформований на зразку.



Рисунок 5.6 — Розподіл магнітного поля уздовж осі Z в об'єктивній лінзі електронного мікроскопа: b_1 , b_2 — діаметри каналів у полюсному наконечнику; S — ширина щілини; B_0 — максимальна магнітна індукція на осі Z лінзи (в точці 0); d — напівширина поля, тобто ширина кривої розподілу на половині висоти

Важливим показником при розрахунках є також ступінь концентрації магнітного поля в щілині полюсного наконечника *NI/S* – відношення ампер-витків лінзи *NI* до ширини щілини немагнітного зазору *S*, мм.

При $NI / S \le 1000 - 1100$ Ав/мм насичення в матеріалі полюсного наконечника відсутнє, якщо він виготовлений з пермендюру типу К50Ф2 (сплав заліза та кобальту 49-51%).

5.3 Визначення максимальної магнітної індукції B_{θ} і напівширини поля d в електромагнітних лінзах із урахуванням матеріалу полюсного наконечника

Для розрахунку електромагнітної лінзи необхідно знати величину максимальної магнітної індукції B_0 і напівширину поля *d*. Відомо декілька формул для визначення B_0 :

$$B_0 = \frac{NI \cdot \mu_0}{S} th \frac{aS}{2e}, \qquad (5.5)$$

$$B_0 = \frac{NI \cdot \mu_0}{\sqrt{S^2 + 0.45s^2}},$$
 (5.6)

де B_0 – максимальна магнітна індукція на осі лінзи, Т; μ_0 – магнітна проникність вакууму, що дорівнює $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; S, b – відповідно ширина щілини немагнітного зазору й діаметр внутрішнього каналу полюсного наконечника, м; a = 2,4048 (нуль функції Бесселя нульового порядка).

Найчастіше користуються формулою (5.6). Для полюсних наконечників з різними діаметрами каналів вона набуває вигляду

$$B_{0} = \frac{NI \cdot \mu_{0}}{\sqrt{S^{2} + 0.45 \left(\frac{\theta_{1} + \theta_{2}}{2}\right)^{2}}}.$$
 (5.7)

Однак застосування формул (5.5) і (5.6) має свої обмеження, що визначаються кривою намагнічування матеріалу, з якого виготовлений полюсний наконечник.

Припустимо, що діаметр отвору в полюсному наконечнику малий ($b \rightarrow 0$), а його робочі поверхні паралельні, і розглянемо ділянку наконечника, що знаходиться далеко від

отвору.

Можна припустити, що індукція B_0 у щілині і B_1 на торцях полюсного наконечника однакова, якщо проникність заліза нескінченна (рис. 5.7).

Тоді згідно зі співвідношенням (5.5) $B_I = B_0 = \frac{\mu_0 \cdot NI}{S}$, оскільки при $b \rightarrow 0$ $th \frac{aS}{2b} \rightarrow 1$. У цьому випадку $\frac{NI}{S} \approx \frac{B_1}{\mu_0}$.

Рисунок 5.7 – Схема насичення матеріалу полюсного наконечника

Дія насичення для пермендюру марки К50 Φ 2 починає проявлятися, коли B_1 досягне значення \approx 1,3T, тобто

$$\frac{NI}{S} = \frac{B_1}{\mu_0} = 1000 \, A \, \text{s/mm}$$

Іноді полюсні наконечники слабких електромагнітних лінз виготовляють із пермалою марки 50 H або 79 HM. Криві намагнічування цих матеріалів показують, що для пермалою 50 H дія насичення починає проявлятися при $B\approx0.8$ T (рис. 5.8), тобто значення *NI/S*, при якому починає проявлятися насичення матеріалу, для пермалою 50 H дорівнює 640 Ав/мм, а для пермалою 79 HM – 360 Ав/мм).



Рисунок 5.8 – Криві намагнічення пермендюру К50Ф2 (1), пермалою 50H (2) та 79HM (3), що використовують для виготовлення полюсних наконечників електромагнітних лінз

Ці умови відображені на рисунку 5.9 і їх необхідно враховувати при знаходженні B_0 . При більших значеннях *NI/S* починає проявлятися насичення матеріалу полюсного наконечника й фактичне значення B_0 буде менше, ніж розрахункове. Так, при *NI/S*=1250 Ав/мм для полюсного наконечника з пермендюру К50Ф2 розрахункове значення B_0 дорівнює 1,3 Т, а виміряне експериментальних шляхом – 1,2 Т.

Результати досліджень наведені на рисунках 5.8 та 5.9. Відповідні висновки щодо насичення матеріалів полюсних наконечників були отримані у лабораторії електронних мікроскопів ВАТ «Selmi», м. Суми.



Рисунок 5.9 – Залежність максимальної магнітної індукції B_0 на осі лінзи від збудження NI/S, отримана експериментальним шляхом для полюсних наконечників із параметрами $b_1=b_2=4$ мм, S = 4мм, виготовлених з пермалою 79HM, 50H та пермендюру $K50\Phi 2$

Для вимірювання магнітної індукції на осі лінз розміщували мініатюрний датчик Холла розміром 1х1мм, виготовлений в Інституті магнетизму НАНУ (м. Київ) спеціально для даної мети. Малі розміри датчика Холла дозволили зробити точні вимірювання магнітної індукції на осі лінз. Слід також зазначити, що результати цих досліджень багаторазово використовувалися при розробленні електромагнітних лінз різних моделей електронних мікроскопів.

Для визначення напівширини поля *d* (рис.5.10) найчастіше користуються емпіричними співвідношеннями:

- для симетричних наконечників
$$2d = 0,96\sqrt{S^2 + 0,45e^2}$$
;
(5.8)
- для несиметричних - $2d = 0,96\sqrt{S^2 + 0,45\left(\frac{e_1 + e_2}{2}\right)^2}$.

Рисунок 5.10 – До визначення напівширини поля магнітної лінзи

Слід відзначити, що для *NI/S*=1000 Ав/мм насичення з'являється лише на робочих поверхнях полюсного наконечника, виготовленого з пермендюру К50Ф2, а не в інших областях магнітопровода (рис. 5.11).

Якщо магнітопровід обраний правильно, а значення NI/S перевищує 1000 Ав/мм, то розподіл B(z) розширюється, тобто напівширина поля d збільшується, однак у каналі лінзи не повинно з'являтися ніякого стороннього поля.



Рисунок 5.11 – Розподіл поля на осі магнітної лінзи із сильним збудженням: NI=8000Ав; S=2мм; D=4мм

Математично величина розширення поля може бути визначена в такий спосіб:

$$\frac{d'-d}{d} = m \frac{NI - 1000S}{1000S},$$
(5.9)

де *т*=0,14.

У практичних електромагнітних лінзах з полюсними наконечниками з пермендюру К50Ф2 значення *NI/S*, як правило, не перевищує 1500 Ав/мм і поширення поля відсутнє (рис. 5.12).

Приклад 10 Лінза має полюсний наконечник з пермендюру К50Ф2 з параметрами: $b_1=b_2=10$ мм, S=8 мм, NI=2000 Ав. Визначити B_0 , d.

Розв'язання . $\frac{NI}{S} = \frac{2000}{8} = 250 \frac{Ae}{MM}$ – насичення відсутнє. За формулами (5.4) та (5.6) визначаємо B_0 та d:



Рисунок 5.12 – Зміна напівширини поля d'/d від збудження лінзи. Матеріал полюсного наконечника – пермендюр К50Ф2

$$B_0 = \frac{\mu_0 \cdot NI}{\sqrt{S^2 + 0.45 \cdot e^2}} = 0.24 T,$$

2d = 0.96 \cdot \sqrt{S^2 + 0.45 \cdot e^2}} = 10 мм, d = 5 мм - напівширина
поля.

5.4 Оптична сила лінзи

Якщо розподіл магнітного поля вздовж осі лінзи підпорядковується закону $B_z = \frac{B_0}{1 + (\frac{z}{d})^2}$, то оптична сила

лінзи визначається безрозмірною величиною

$$K^{2} = \frac{eB_{0}^{2}d^{2}}{8m_{0}U^{*}} = 0,22 \cdot 10^{11} \cdot \frac{B_{0}^{2}d^{2}}{U^{*}}, \qquad (5.10)$$

Приклад 11 Визначити оптичну силу розглянутої в прикладі 10 лінзи при прискорюючій напрузі *U*=75кВ.

Розв'язання. Раніше ми визначили для даної лінзи: $B_0=0,24$ T, d=5 мм; $U_{75\kappa B}^*=80625$ B.

Знаходимо $K^2 = 0,39$.

Параметр K^2 може використовуватися для класифікації магнітних лінз: при $K^2 << I$ лінза слабка, при $K^2 \ge I$ – сильна.

Фокусна відстань магнітної лінзи з боку предмета та з боку зображення дорівнює

$$f_{1,2} = \frac{d}{\sin\frac{\pi}{\sqrt{1+K^2}}},$$
 (5.11)

де величина $\sqrt{1+K^2} = \omega$.

5.5 Визначення положення кардинальних точок у магнітній лінзі

Розглянемо основні співвідношення для кардинальних точок у магнітній лінзі (рис. 5.13).

Фокуси простору предмета $F_1\,$ і простору зображення F_2 дорівнюють:

$$Z(F_1) = d \cdot ctg \frac{\pi}{\omega}, \qquad Z(F_2) = -d \cdot ctg \frac{\pi}{\omega} \quad . \tag{5.12}$$

Головні площини простору предмета *H*₁ і простору зображення *H*₂ дорівнюють:

$$Z(H_1) = d \cdot ctg \frac{\pi}{2\omega}, \qquad Z(H_2) = -d \cdot ctg \frac{\pi}{2\omega} \quad . \tag{5.13}$$



Рисунок 5.13 – До визначення кардинальних точок магнітних лінз

Фокусна відстань простору предмета f_1 та фокусна відстань простору зображення f_2 відповідно визначаються: $f_1 = Z(F_1) + Z(H_1)$ та $f_2 = Z(F_2) + Z(H_2)$.

Приклад 12 Визначити фокусну відстань розглянутої в прикладі 10 лінзи, де *d*=5мм, *K*²=0,39.

Розв'язання.
$$f_{1,2} = \frac{d}{\sin \frac{\pi}{\sqrt{1+K^2}}} = 10,89 \text{ мм}$$

Між положенням предмета Z_1 і зображенням Z_2 , а також положенням фокальних точок F_1 і F_2 у магнітній лінзі існує така залежність:

$$\overline{Z}_1 = Z_1 - Z(F_1); \quad \overline{Z}_2 = Z_2 - Z(F_2); \quad \overline{Z}_1 \cdot \overline{Z}_2 = f_1 \cdot f_2.$$
 (5.14)

Збільшення лінзи дорівнює

$$M^* = \frac{f_1}{\overline{Z}_1} = \frac{\overline{Z}_2}{f_2}.$$
 (5.15)

Приклад 13 Визначити положення кардинальних точок – $Z(F_1)$, $Z(F_2)$, $Z(H_1)$, $Z(H_2)$ за формулами (5.12), (5.13).

Розв'язання

$$\begin{split} &Z(F_1) = d \cdot ctg \, \frac{\pi}{\omega} = -9,67 \, \text{ mm} \, ; \\ &Z(F_2) = -d \cdot ctg \, \frac{\pi}{\omega} = 9,67 \, \text{ mm} \, ; \\ &Z(H_1) = d \cdot ctg \, \frac{\pi}{2\omega} = 1,22 \, \text{ mm} \, ; \\ &Z(H_2) = -d \cdot ctg \, \frac{\pi}{2\omega} = -1,22 \, \text{ mm} \, . \end{split}$$

Побудуємо зображення предмета (рис. 5.14), який знаходиться на відстані $Z_I=12$ мм від середньої площини лінзи, визначимо положення зображення та збільшення лінзи. $\overline{Z}_1 = Z_1 - Z(F_1) = 12 - 9.67 = 2.33$ мм:

$$M^{x} = \frac{f_{1}}{\overline{Z}_{1}} = \frac{10,89}{2,33} = 4,67^{x} - 36$$
ільшення лінзи;
$$\overline{Z}_{2} = M^{x} \cdot f_{2} = 4,67 \cdot 10,89 = 50,9 \text{ мм}.$$



Рисунок 5.14 – Побудова зображення предмета

Виконаємо перевірку правильності розв'язання прикладу відповідно до співвідношення (5.14):

$$\overline{Z}_1 \cdot \overline{Z}_2 = f_1 \cdot f_2 = 118,6.$$

5.6 Електромагнітні лінзи нестандартної конструкції

Конструкція котушки з охолодженням обмотки медичним ефіром за принципом парової камери показана на рисунку 5.15. Котушка складається з металевого корпусу (1), одна із щічок (2) якого охолоджується проточною водою (3).



Рисунок 5.15 – Конструкція котушки з охолодженням обмотки за принципом парової камери: 1 – металевий корпус; 2 – щічки; 3 – камери для охолодження проточною водою; 4 – робочий об'єм; 5 – отвір; 6 – паропроводи

Котушка займає робочий об'єм (4) і виконана секційно, щоб була можливість проходження через обмотку робочої рідини. Через отвір (5) з робочого об'єму відкачується повітря й заливається робоча рідина.

Ефект охолодження досягається за рахунок випаровування робочої рідини, що просочувала обмотку, пара якої конденсується на охолодженій водою щічці (2). Сконденсована рідина знову надходить в обмотку по паропроводах (6), якими є діелектричні стрижні, прокладені паралельно осі котушки. Густина струму такої котушки може бути доведена до 15 А/мм², при цьому температура в центральній частині котушки, як правило, не перевищує 70°С.

Істотний вплив на режим роботи такої котушки має кількість робочої рідини. Оптимальний об'єм робочої рідини

становить близько 15% вільного від котушки робочого об'єму (4).

Ще однією позитивною якістю "парової" котушки є швидкий вихід на постійний температурний режим. Час встановлення постійної температури в обмотці становить 2-3 хвилини з моменту подачі живлення, тоді як у звичайній котушці, охолоджуваній водою, цей процес займає не менше півгодини. Це полегшує роботу стабілізаторів струму лінз.

Застосування електромагнітних лінз із "паровими" котушками дозволило значно зменшити габарити колони електронного мікроскопа й створити електронний мікроскоп з міні-лінзами ПЕМ-100.

РОЗДІЛ 6 ЛІНЗИ ІЗ СИЛЬНИМ ФОКУСУВАННЯМ

У таких лінзах силові лінії поля лежать в поперечній площині до пучка заряджених частинок (рис. 6.1). Тому електростатичні системи такого роду називаються поперечними.



Рисунок 6.1 – Поле квадрупольної електростатичної лінзи

Поперечні поля сильніше відхиляють заряджені частинки, ніж поля з обертальною симетрією. Тому вони більше придатні для фокусування частинок з великою енергією, наприклад, у лінійних прискорювачах заряджених частинок. Застосовуються вони, зокрема, і в мас-спектрометрах для фокусування пучків іонів. Розглянемо дію такої лінзи (рис. 6.1) на позитивний іон, що входить у поле з траєкторією паралельно осі Z. Якщо іон потрапляє в поле в точці P_1 , то на нього буде діяти сила, що відхиляє його до осі Z.

Якщо іон потрапляє в поле в точці P_2 , то він буде відхилятися в напрямку від осі Z. Отже, у площині XZ поле збирає іони, а в площині YZ — розсіює. Якщо іон перебуває в будь-якій іншій точці, що не лежить у жодній із площин симетрії, то на нього діє сила, що відхиляє його від площини XZ і наближає до площини YZ.

При практичному виготовленні квадрупольної лінзи електроди можуть мати різну форму, зокрема, вони можуть бути у вигляді круглих циліндрів (рис. 6.2).



Рисунок 6.2 – Електростатична лінза із сильним фокусуванням

У площині XZ фокусна відстань позитивна і лінза є збиральною. У площині YZ фокусна відстань негативна (уявний фокус), що відповідає розсіювальній лінзі (рис. 6.3).



Рисунок 6.3 – Фокусні відстані квадрупольної електростатичної лінзи

Фокусні відстані для слабкої (тонкої) квадрупольної електростатичної лінзи визначаються формулами:

$$f_{2X} = \frac{1}{q^2 L},$$
 $f_{2Y} = -\frac{1}{q^2 L},$ (6.1)

де $q^2 = \frac{V}{a^2 U}$ – стала лінзи;

V-потенціал електродів, В;

а – відстань від осі до електрода, м;

U-прискорюючий потенціал, В;

L – довжина лінзи, м;

Для слабкої (тонкої) лінзи характерно, що $L \ll f$, тобто довжина лінзи набагато менше фокусної відстані.

Фокусні відстані f_{2X} і f_{2Y} для слабких лінз однакові за величиною, але протилежні за знаком і відраховуються від середньої площини лінзи.

Лінза вважається слабкою, якщо оптична сила лінзи $qL \le 0.5 - 0.6$, що найчастіше зустрічається на практиці.

Квадрупольна лінза створює лінійне зображення пучка заряджених частинок (рис. 6.4).



Рисунок 6.4 – Оптична аналогія квадрупольної лінзи

Крім електростатичних, існують також магнітні квадрупольні лінзи (рис.6.5), принцип дії та електроннооптичні властивості яких аналогічні.

Як ми бачили, квадрупольна лінза не може створити добре сфокусованого зображення точки. Для цього може бути застосована комбінація двох квадрупольних лінз, поля яких повернені на 90°, так званий дуплет.

Розглянемо хід траєкторій електронів, що вийшли з деякої точки А на осі Z (рис. 6.6) у площині YZ й XZ. За наявності тільки однієї першої лінзи траєкторії електронів у площині YZ зійшлися б у точці В на осі Z (пунктирні лінії) і

зображенням точки А була б деяка пряма *a* – *a* у площині XZ.



Рисунок 6.5 — Магнітна квадрупольна лінза із круглими полюсними наконечниками: 1 - полюс; 2 - ярмо; 3 – обмотка

Однак якщо на шляху пучка поставити другу лінзу, яка б збирала тепер пучок у площині XZ і розсіювала б його в площині YZ, то, мабуть, можна так підібрати її параметри й положення, що пучок знову зійдеться в деякій точці B₁, яка є добре сфокусованим зображенням точки A.



Рисунок 6.6 – Отримання точкового зображення за допомогою дуплету

Зрозуміло, що при зміні положення об'єкта або відстані між лінзами точкове зображення знову перетвориться в лінійне. Тому для створення якісних систем, що забезпечують точне фокусування, застосовують більш складні комбінації із трьох (триплет) або більшої кількості квадрупольних лінз.

Приклад 14 Квадрупольна електростатична лінза утворена чотирма плоскими пластинами, що віддалені одна від одної на відстані 24 мм і мають довжину 45 мм. Напруга на пластинах 125 В (рис. 6.7).



Рисунок 6.7 – Квадрупольна лінза

Визначити оптичну силу лінзи, а також фокусну відстань f_{2X} , на якій лінза сфокусує пучок іонів, прискорених потенціалом 10000 В, в лінію.

Розв'язання. Знайдемо постійну лінзи q^2 :

$$q^{2} = \frac{V}{a^{2} \cdot U} = 86,8 \frac{1}{M^{2}}, \quad q = 9,3 \frac{1}{M}.$$

Визначимо оптичну силу квадрупольної лінзи, що дорівнює qL: qL = 0,42.

Оскільки дана величина менше 0,6, то лінза слабка. Визначимо фокусну відстань лінзи за формулою (6.1):

РОЗДІЛ 7 АБЕРАЦІЇ ЕЛЕКТРОННИХ ЛІНЗ

7.1 Види аберацій

Говорячи про зображення, які створюються електронними лінзами, ми мали на увазі, що всі електронні траєкторії параксіальні, що приводило до можливості отримання неспотворених зображень. Насправді всі траєкторії, крім однієї, що збігається з віссю Z, будуть у тому або іншому ступені непараксіальними, а, отже, одержувані за їх допомогою зображення не будуть збігатися із зображеннями, побудованими на основі теорії параксіальних променів. З'являються спотворення зображення – так звані геометричні аберації.

Крім того, вважалося, що швидкості всіх електронів однакові. Насправді ж в електронному пучку завжди має місце деяке розходження електронів за швидкостями, а оскільки оптична сила електронних лінз залежить від швидкості електронів, то зображення, отримані в реальних немонохроматичних пучках, будуть також спотворюватися. Виникає так звана хроматична аберація.

Крім того, електрони, створюючи просторовий заряд, взаємодіють один з одним, що не враховувалося раніше. Це також може бути джерелом спотворення зображень.

Слід також ураховувати, що за певних умов може проявитися вплив дифракції електронів і, нарешті, причиною спотворень може бути порушення аксіальної симетрії полів, що утворюють електронні лінзи.

7.2 Геометричні аберації

Уявимо собі лінзу (рис. 7.1) у вигляді деякої еквівалентної площини Л, у якій заломлюються електронні промені. При цьому радіальний розмір лінзи завжди

обмежений деякою величиною *D*, так званою апертурою лінзи.



Рисунок 7.1 – Схема виникнення геометричних аберацій

Тоді параксіальні промені 1 і 2, що виходять із деякої точки A в площині предмета a, повинні зібратися в деякій точці C у площині параксіального зображення c (площині гаусівського зображення). Якщо ж поряд з цим із точки A виходять промені, що не задовольняють умові параксіальності, наприклад, промінь 3, то він не потрапить у точку C, а відхилиться від неї на деяку величину Δ , яка і є мірою аберації лінзи.

Розрізняють п'ять видів геометричних аберацій:

- сферична;
- кома;
- спотворення зображення;
- астигматизм;
- дисторсія.

Крім того, магнітне поле, що є для електронів анізотропним середовищем, викликає появу додаткових,

специфічних тільки для магнітних лінз аберацій:

- анізотропна кома;
- анізотропний астигматизм;
- анізотропна дисторсія.

Усі геометричні аберації пов'язані з апертурним кутом α_0 лінзи й відстанню від точки об'єкта до осі – β (табл. 7.1).

Аберація	Залежність	
	від $lpha_0$	від <i>в</i>
1 Сферична	α_0^3	
2 Кома	α_0^2	в
3 Спотворення зображення	$lpha_0$	β^2
4 Позаосьовий астигматизм	$lpha_0$	β^2
5 Дисторсія		B^3

Таблиця 7.1 – Види аберацій та їх залежність від α_0 і β

Аберації, що залежать від апертурного кута α_0 , проявляються в тому, що точка об'єкта не зображується точкою.

Аберації, не залежні від α_0 , хоча й дозволяють отримати зображення точки у вигляді точки, однак викликають її зміщення щодо положення в ідеальному зображенні. Тобто перша група аберацій викликає появу нерізкості зображення, друга – спотворення його форми.

Розглянемо детально кожен вид аберацій.

7.2.1 Сферична аберація

Сферична аберація є єдиною геометричною аберацією, яка впливає на зображення точок, що лежать на оптичній осі лінзи. Сферичною вона названа у світловій оптиці тому, що виникає при відхиленні поверхні лінзи від сферичної форми (рис. 7.2).



Рисунок 7.2 – Схема виникнення сферичної аберації

Причиною виникнення сферичної аберації є порушення умови лінійного збільшення заломлювальної здатності лінзи у міру віддалення променів від осі. Це означає, що промені, які падають під великим кутом, заломлюються сильніше, ніж потрібно для утворення гаусівського зображення (у світловій оптиці має місце зворотний випадок).

Припустимо, що об'єктом для лінзи, розташованої у площині Л (рис. 7.2), є точка 0, що лежить у площині a на оптичній осі Z. Тоді промені 1–1, що йдуть з точки 0 під малими кутами до осі Z, є параксіальними і зійдуться в точці C, утворюючи гаусівське зображення точки 0 – 0'.

Промені 2 – 2, що йдуть під великими кутами до осі, будучи непараксіальними, заломлюються в площині лінзи сильніше й зійдуться не в площині Гаусса, а перед нею, створюючи навколо точки 0' деяке коло. Крайні промені пучка 3–3, що йдуть по краям апертури лінзи, найменш параксіальні. Вони заломлюються найсильніше і дадуть у площині Гаусса коло найбільшого радіуса.

Таким чином, у гаусовій площині замість точки виникає

коло розсіювання. Радіус кола розсіювання, віднесений до площини об'єкта, дорівнює

$$\Delta r_{c\phi} = \frac{1}{4} C_{c\phi} \alpha_0^3, \qquad (7.1)$$

де *С_{сф}* – постійна сферичної аберації, характеристика лінзи.

Сказане залишається справедливим і у тому випадку, якщо апертурна діафрагма в лінзі відсутня і її роль виконує поперечний перетин пучка всередині лінзи.

У світловій оптиці $C_{c\phi}$ може бути позитивною й негативною, тому можлива корекція. В електронних лінзах $C_{c\phi}$ завжди позитивна і ніколи не може дорівнювати нулю. У першому наближенні можна вважати, що для магнітних лінз постійна сферичної аберації приблизно дорівнює мінімальній фокусній відстані лінзи:

$$C_{c\phi} \approx f_{\rm Mih}$$
 .

Електростатичні лінзи мають сферичну аберацію майже на порядок більшу. Сферична аберація за своїм впливом на якість зображення найбільш шкідлива з геометричних аберацій.

7.2.2 Кома

Аберація кома полягає в тому, що зображення точки виходить у вигляді несиметричної плями розсіювання.

Виникнення ізотропної коми пов'язане з тим, що при зображенні точки, яка не лежить на осі, косі пучки, що беруть участь у формуванні зображення, проходять через різні ділянки лінзи, отримуючи різне заломлення. Внаслідок цього зображення являє собою результат накладення кружків розсіювання, радіуси яких пропорційні $\delta \alpha^2$ (табл. 7.1), а центри зміщені в радіальному напрямку. Більш далекі кружки будуть мати меншу освітленість.



Рисунок 7.3 – Схема виникнення коми

Анізотропна кома, що з'являється в магнітних лінзах, відрізняється тим, що хвіст комети буде спрямований не по радіусу, а ніби закручений.

7.2.3 Викривлення зображення

Як ми бачили, кома виникає за наявності широкого електронного пучка, несиметричного відносно оптичної осі Z. Уявимо, що точки об'єкта, розташованого в предметній площині, випускають досить вузькі пучки, так, що явищами коми й сферичної аберації можна знехтувати (рис. 7.4).

Пучок, що виходить із точки 0, яка лежить на осі Z, зійдеться в точці 0' – гаусівському зображенні точки 0, оскільки промені, що утворюють цей пучок, можна вважати параксіальними. Однак з віддаленням точок об'єкта від оптичної осі (точки A_1 та A_2) пучки, що випускаються ними, будуть усе більше непараксіальними, і в результаті цього вони будуть сходитися в точках A'_1 і A'_2 , тобто не в площині Гаусса, а перед нею.



Рисунок 7.4 – Схема виникнення викривлення зображення

Зображення отримується ніби на деякій криволінійній поверхні. У площині Гаусса всі точки об'єкта, за винятком тих що лежать на осі, зображуються нерізко у вигляді кружків розсіювання, радіуси яких пропорційні: $R_1 \sim e_1^2 \cdot \alpha_0$, $R_2 \sim e_2^2 \cdot \alpha_0$.

7.2.4 Позаосьовий астигматизм

Астигматизм, що виникає при похилому падінні електронного пучка на лінзу, називається позаосьовим астигматизмом, або астигматизмом косих пучків (рис. 7.5).

Промені, що виходять із точки об'єкта А у вигляді круглого прямого конуса, перетинають площину зображення Гаусса в загальному випадку по еліпсу. Розглянемо два плоских пучки променів, що лежать в двох взаємно перпендикулярних площинах: меридіональній м–м та сагітальній с–с. Внаслідок того що меридіональний і сагітальний пучки проходять через різні ділянки лінзи з різною заломлювальною здатністю, фокусні відстані лінзи



для розглянутих пучків виявляються також різними.

Рисунок 7.5 – Схема виникнення астигматизму косих пучків (позаосьового астигматизму)

Меридіональні пучки фокусуются в точці А_м, а сагітальні – в точці А_с. Точка об'єкта А отримає два зображення у вигляді кривих ліній. Одна із цих ліній лежить на меридіональній сферичній поверхні М і утворюється в результаті перетинання сагітальних променів, інша – на сагітальній сферичній поверхні С і утворюється в результаті перетинання меридіональних променів. У площині зображення Гаусса точка А одержить зображення у вигляді еліпса А.

Відстань між поверхнями M і C називається астигматичною різницею, або астигматизмом. Астигматизм збільшується у міру віддалення точки A від оптичної осі пропорційно $g^2 \alpha_0$.

Поверхня К рівновіддалена від поверхонь М і С. У ній зображення точки А буде представлятися не еліпсом, як у площині Гаусса, а кружком. Поверхня К — поверхня

зображення з найменшою аберацією астигматизму.

Анізотропний астигматизм (рис. 7.6) діє аналогічно до описаного вище, але осі еліпса виявляються повернутими відносно осей еліпса ізотропного астигматизму.



Рисунок 7.6 – Анізотропний астигматизм

7.2.5 Дисторсія

Як розглядалося вище, промені, що падають на лінзу під більшим кутом, заломлюються сильніше, ніж ті, що падають під меншим кутом, що і є причиною сферичної аберації.

Таким чином, фокусні відстані для цих променів різні. Але зміна фокусної відстані відповідно до формули (3.3) приводить до зміни збільшення лінзи.

Зміна збільшення веде до появи специфічного виду аберації, відомого як дисторсія. Вона не залежить від апертури пучків, що формують зображення, і проявляється у вигляді спотворення геометричної форми зображення без порушення його різкості.

Характер цього спотвореняя показаний на рисунку 7.7 на прикладі тест-об'єкта у вигляді квадратної сітки.



Рисунок 7.7 – Спотворення форми об'єкта дисторсією лінзи: a – тест-об'єкт (квадратна сітка); б – бочкоподібна дисторсія; в – подушкоподібна дисторсія; г – анізотропна дисторсія

Залежно від того, яке зображення формує лінза – дійсне або уявне, дисторсія буде мати подушко- або бочкоподібний вигляд. В обох випадках зміщення точок зображення стосовно ідеального зображення пропорційно третьому ступеню їх віддалення від оптичної осі, тобто β^3 (табл. 7.1) і не залежить від α_0 . Подушкоподібна дисторсія має позитивний знак, бочкоподібна – негативний.

Для магнітних лінз поряд із ізотропною дисторсією існує анізотропна дисторсія, що викликана поворотом зображення в магнітному полі.

Насамкінець слід відмітити, що всі п'ять перелічених видів геометричних аберацій властиві як магнітним, так і електростатичним лінзам. Однак у магнітних лінзах існують ще анізотропні кома, астигматизм і дисторсія.

7.3 Хроматична аберація

Поряд з розглянутими вище геометричними абераціями важливу роль в електронній оптиці відіграє хроматична аберація. Вона виникає за рахунок того, що електрони, які попадають у лінзу, мають різні енергії. Причиною тому можуть бути коливання величини прискорюючої напруги, розходження енергії електронів при виході їх з катода та інше. Оскільки фокусна відстань лінзи залежить від енергії (або швидкості) електронів, то електрони з різною енергією будуть давати зображення в різних площинах, а в гаусівській площині замість точки буде кружок розсіювання (рис. 7.8).



Рисунок 7.8 – Схема виникнення хроматичної аберації

Радіус кружка, віднесений до площини об'єкта, дорівнює:

$$\Delta r_{xp} = \frac{1}{2} C_{xp} \alpha_0 \frac{\Delta U}{U}, \qquad (7.2)$$

де *С_{хр}* – постійна хроматичної аберації лінзи,

 α_0 – апертурний кут,

 $\frac{\Delta U}{U}$ – відносне розходження швидкостей електронів,

виражене через прискорюючу напругу.

Розглянемо причини виникнення хроматичної аберації в просвічуючому електронному мікроскопі (ПЕМ) як в одному з найбільш складних електронно-оптичних приладів.

У сучасних ПЕМ існують три важливі причини, що

викликають хроматичну аберацію. Розглянемо ці причини в порядку зменшення їх значущості.

1 Розходження енергій електронів, що вилітають з нитки розжарювання. При установленні досить великої напруги зміщення в електронній гарматі (робота з мінімальним струмом пучка), при прискорюючій напрузі U=100 кВ розходження енергій електронів за результатами експериментальних досліджень становить у середньому $\Delta U=1$ еВ. Отже, відношення $\Delta U/U=10^{-5}$.

2 Нестабільність прискорюючої напруги і струму збудження в магнітній об'єктивній лінзі. У цьому випадку величина Δr_{xp} визначається залежністю

$$\Delta r_{xp} = \frac{1}{2} C_{xp} \alpha_0 \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta I}{I}\right)^2} .$$
(7.3)

У сучасних ПЕМ джерело високої напруги має стабільність $\Delta U/U=2\cdot 10^{-6}$ 1/хв, а стабілізатор струму об'єктивної лінзи має стабільність $1\cdot 10^{-6}$ 1/хв. Це приводить

до того, що величина $\sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta I}{I^2}\right)} = 2 \cdot 10^{-6}$, тобто

приблизно в п'ять разів менше, ніж значення $\Delta U/U=10^{-5}$, зазначене в п.1.

3 Втрати енергії електронів при проходженні їх через зразок. Слід відмітити, що у сучасних ПЕМ використовуються зразки, товщина яких досягає величини t < 100 нм, і тому ця причина виникнення хроматичної аберації менш значна, ніж причини, зазначені в п.1 та п.2.

Необхідно відзначити також, що величина сталої хроматичної аберації C_{xp} для магнітних лінз має порядок величини фокусної відстані лінзи, а для електростатичних лінз ця величина в декілька разів більше.

7.4 Інші види спотворення зображень в електронних лінзах

7.4.1 Осьовий астигматизм

Особливий вид спотворень в електронних лінзах визивається відступом форми електростатичного й магнітного полів від обертально-симетричної. Порушення обертальної симетрії поля може бути пов'язане з рядом причин:

 неточність виготовлення, наприклад, овальність отворів в електродах електростатичних лінз або овальність каналів у полюсних наконечниках;

– неточність установлення електродів або полюсних наконечників, що зводиться до зміщення й нахилу їх осей;

– у магнітних лінзах неоднорідність матеріалу полюсних наконечників (раковини, включення);

– зовнішні магнітні поля й забруднення, на яких можуть накопичуватися заряди, також ведуть до порушення обертальної симетрії полів.

Оскільки на відміну від описаного в геометричних абераціях астигматизму косих пучків цей вид аберацій властивий і електронам, що вилітають із точки на осі, тому він називається «осьовим астигматизмом» (рис. 7.9).

Усі перелічені фактори приводять до того, що поле лінзи із кругового деформується в еліптичне, яке в одному напрямку діє сильніше, а в іншому, перпендикулярному до ноього, слабкіше. У результаті промені, що виходять із осьової точки, мають різне заломлення в різних площинах і утворюють подібно позаосьовому астигматизму два штрихових зображення (штрихові фокуси), що відповідають двом фокальним лініям F_c та F_m .

Обидва зображення знаходяться на однаковій відстані перед і за площиною Гаусса.



Рисунок 7.9 - Схема виникнення осьового астигматизму електронної лінзи

Осьова відстань між штриховими фокусами називається астигматичною різницею і є мірою осьового астигматизму.

У площині зображення Гаусса точка зображується кружком розсіювання, радіус якого в перерахуванні на площину об'єкта дорівнює

$$\Delta r_{acm} = \alpha_0 \frac{\Delta f_a}{2},$$

де Δf_a – астигматична різниця;

α₀ – апертурний кут лінзи.

7.4.2 Дія просторового заряду в електронних пучках

Одним із прийнятих вище припущень при розгляді геометричної електронної оптики було неврахування взаємодії електронів, тобто дії просторового заряду в електронних пучках. Насправді взаємодія электронів, що зводиться до взаємного розштовхування, приводить у кожному разі до розширення електронних пучків, тобто появи спотворень в електронних зображеннях. Точка об'єкта, з якої виходять електрони, природно, перестає відображатися у вигляді точки.

Вплив просторового заряду позначається тим сильніше, чим більше величина струму пучка й чим менше швидкість електронів або чим менше пройдена електронами різниця потенціалів. Останнє означає, що чим нижче швидкість електронів у пучку, тим більший час їх польоту в робочому об'ємі приладу й тим сильніше позначається ефект їх взаємодії.

Залежність відстані Z, на якій паралельний пучок електронів розширюється на 10%, від прискорюючої напруги *U* при різних значеннях густини струму пучка *j* визначається залежністю (7.4):

$$\frac{r}{r_0} - 1 = 2,4 \cdot 10^4 \cdot \frac{j}{U^{\frac{3}{2}}} \cdot Z^2, \qquad (7.4)$$

де r_0 – радіус пучка при Z=0; r – радіус пучка в точці Z, см; j – густина струму пучка, А/см².

При розширенні пучка на 10% (це припустима величина в електронній оптиці) $r/r_0 - 1 = 0,1$, отже:

$$Z \cong 2 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{U^{\frac{3}{4}}}{i^{\frac{1}{2}}} , \qquad (7.5),$$

де $r/r_0 = 1, 1.$

Співвідношення (7.5) графічно зображено на рисунку 7.10. Діаграма показує, що чим більше густина струму пучка, тим більше густина просторового заряду електронів і тим сильніше позначаться на характеристиках руху електронів власні поля, створені електронами, що рухаються. З іншого боку, чим більше прискорююча напруга, тим більше енергія електронів і тим менше позначаться на характеристиках руху власні поля електронного пучка.



Рисунок 7.10 - Залежність відстані Z, на якому паралельний пучок електронів розширюється на 10%, від прискорюючої напруги U при різних значеннях густини струму пучка j. У заштрихованій області $r/r_0-1 \le 0,1$: 1 — паралельний пучок; 2 — електронний мікроскоп; 3 — телевізійна трубка; 4 — рентгенівська трубка

Дія просторового заряду в пучках характеризується коефіцієнтом просторового заряду Р, або первеансом, що враховує величину струму пучка й прискорюючої напруги.

$$P = \frac{I}{U^{\frac{3}{2}}}, \quad \frac{A}{B^{\frac{3}{2}}}.$$
 (7.6)

Як видно з формули (7.6), розширення електронного пучка пропорційно первеансу.

Практично в більшості "класичних" електроннопроменевих приладів, де, як правило, використовуються пучки, що мають малі струми, і первеанс не перевищує величин порядку 10^{-9} A/B^{3/2}, дія просторового заряду може не враховуватися.

В електронному мікроскопі, наприклад, при струмі пучка I=100 мкА і прискорюючій напрузі U=100 кВ первеанс дорівнює $P=3\cdot10^{-12}$ А/В^{3/2}.

7.4.3 Дифракція електронів

Як зазначалося раніше, зменшення апертури електронних лінз призводить до зменшення як геометричної, так і хроматичної аберацій. Однак, як відомо, електрони мають хвильові властивості, і ці властивості в певних умовах можуть виявитися визначальними.

Мабуть, єдиним класом електронно-променевих приладів, у якому дифракція відіграє істотну роль, є електронні мікроскопи. На рисунку 7.11 показано схему виникнення дифракції на апертурі об'єктивної лінзи растрового електронного мікроскопа (РЕМ).



Рисунок 7.11 — Схема виникнення дифракції на апертурі об'єктивної лінзи в РЕМ

Точка об'єкта Р на площині зображення буде мати кінцеві розміри Р' внаслідок хвильової природи електронів й обмеження апертури лінзи. Діаметр кружка розсіювання $d_{\mathcal{I}}$ визначається залежністю (7.7):

$$d_{\mathcal{A}} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{\alpha_0},\tag{7.7}$$

де λ – довжина хвилі електронів (Å), що визначається залежністю

$$\lambda = \frac{12,26}{\sqrt{U^*}},\tag{7.8}$$

де U^* – напруга, В;

α₀ – апертурний кут лінзи, рад.

Зі співвідношення (7.7) видно, що чим менше апертурний кут α_0 і чим більше довжина хвилі електронів (при зменшенні прискорюючої напруги), тим більше діаметр кружка розсіювання $d_{\mathcal{A}}$, викликаний дифракцією електронів.

Ефективний діаметр зонда на об'єкті в РЕМ визначається такою залежністю:

$$d_{3} = \sqrt{d_{0}^{2} + d_{c\phi}^{2} + d_{xp}^{2} + d_{\partial u\phi p}^{2}}, \qquad (7.9)$$

де d_0 – розмір зонда, геометрично зменшений лінзами;

 $d_{c\phi} = \frac{1}{2}C_{c\phi}\alpha_0^3$ – збільшення зонда за рахунок сферичної аберації;

 $d_{xp} = C_{xp} \alpha_0 \frac{\Delta U}{U}$ – збільшення зонда за рахунок хроматичної аберації;

 $d_{\partial u \phi p} = 1,22 \frac{\lambda}{\alpha_0}$ – збільшення зонда за рахунок дифракційного

ефекту;

 α_0 – апертура об'єктивної лінзи;

 $C_{c\phi}$, C_{xp} – коефіцієнти сферичної й хроматичної аберацій об'єктивної лінзи.

Приклад 15 Визначимо діаметр зонда, сформований на об'єкті в РЕМ з такими параметрами:

U=30кВ – прискорююча напруга мікроскопа;

*d*₀=50Å – діаметр зонда, геометрично зменшений лінзами (без урахування впливу аберацій);

 $\Delta U=2eB$ – розходження енергій електронів, що вийшли з катода;

С_{сф}= 20мм, *С_{хр}* = 8мм – коефіцієнти сферичної й хроматичної аберацій об'єктивної лінзи;

 $\alpha_0 = 6,3 \cdot 10^{-3}$ – апертура об'єктивної лінзи.

Розв'язання. Визначимо довжину хвилі електронів при прискорюючій напрузі *U*=30кВ: $\lambda = \frac{12,26}{\sqrt{U^*}}$, Å;

при цьому
$$U^* = U(1+10^{-6} \cdot U) = 30880$$
B; $\lambda = \frac{12,26}{\sqrt{30880}} = 0,0697$ Å.

Визначимо внесок сферичної й хроматичної аберацій, а також дифракційного ефекту в розмір зонда на об'єкті:

$$d_{c\phi} = \frac{1}{2}C_{c\phi}\alpha_0^3 = 25 \text{ Å}; \quad d_{xp} = C_{xp}\alpha_0 \frac{\Delta U}{U} = 33 \text{ Å};$$
$$d_{\partial u\phi p} = 1,22\frac{\lambda}{\alpha_0} = 13 \text{ Å}.$$

Користуючись співвідношенням (7.9), визначимо ефективний діаметр зонда на об'єкті:

$$d_3 = \sqrt{d_0^2 + d_{c\phi}^2 + d_{xp}^2 + d_{\partial u\phi p}^2} = 66 \text{ Å}.$$

Список літератури до частини 1

- 1. Зинченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике.-Харьков: ХГУ, 1961.-362 с.
- Кноль М. Техническая электроника / М. Кноль, И. Эйхмейер/ перевод с немецкого. – Москва: Энергия, 1971. Т I –472 с.; Т II–456 с.
- 3. Шерстнев Л.Г. Электронная оптика и электронно-лучевые приборы. Москва: Энергия, 1971.–368 с.
- 4. Пилянкевич А.Н. Электронные микроскопы /А.Н. Пилянкевич, А.М. Климовицкий. Киев: Техника. 1976. 168 с.
- Костенко В.П. Исследование максимальной магнитной индукции линз электронных микроскопов с различными параметрами формы полюсных наконечников /В.П. Костенко, В.А. Коноваленко, С.Ф. Зелев. – С. - Петербург: ОМП, 1970, №1, С.76–77.
- 6. Зелев С.Ф. Зависимость максимальной магнитной индукции и полуширины поля линз электронных микроскопов от формы и материала полюсных наконечников. С.- Петербург: ОМП, 1982, №9, С. 20–22.
- 7. Силадьи М. Электронная и ионная оптика. Москва: Мир, 1990. 639 с.

ЧАСТИНА 2 СИСТЕМИ ФОРМУВАННЯ ТА ВІДХИЛЕННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ

ПЕРЕДМОВА

У другій частині посібника докладно розглянуті електронно-оптичні системи відхилення (СВ) – електростатичні та магнітні, їх аберації, а також конструктивне розташування СВ у приладі.

Початковим елементом у формуванні електронних пучків є електронна гармата. Традиційно в електронних гарматах як джерело електронів використовуються вольфрамові Vподібні або вістрійні катоди, а іноді й катоди з гексабориду лантану (LaB₆), що мають у 10 разів більшу електронну яскравість, ніж V-подібні катоди. Однак останнім часом в аналітичних ПЕМ і РЕМ все частіше стали застосовуватися електронні гармати з польовою емісією з катодом ZrO/W (катод Шотткі), яскравість яких у 10^2 разів більша, ніж у катодів LaB₆, і які, крім того, мають великий термін служби (до 2000 годин).

Крім електронної гармати, у формуванні електронних пучків у ПЕМ використовуються конденсорні лінзи. У даному посібнику розглянуті системи освітлення в ПЕМ, що складаються з двох або трьох конденсорних лінз. Розглянуто роботу передполя об'єктивної лінзи як додаткової конденсорної лінзи та систему освітлення об'єкта в ПЕМ паралельним пучком (освітлення за Келером). Приділено увагу системам юстування освітлювача і компенсації приосьового астигматизму. Досить докладно висвітлено питання формування контрасту в ПЕМ – амплітудний і фазовий контрасти, а також роздільної здатності в ПЕМ за точками і за лініями.

РОЗДІЛ 8 ЕЛЕКТРОННО-ОПИЧНІ СИСТЕМИ ВІДХИЛЕННЯ (СВ)

Електронно-оптичними системами відхилення (СВ) називаються такі електростатичні або магнітні системи, силові лінії яких перпендикулярні до напряму електронного пучка.

Основні характеристики СВ у сукупності з приладом, в якому вони встановлені, такі:

1) кут відхилення;

2) величина відхилення;

3) чутливість.

Електростатичні СВ бувають у вигляді відхиляючих пластин, а магнітні СВ – у вигляді відхиляючих катушок. У телевізійних трубках використовуються магнітні СВ, оскільки вони мають менші аберації і великий кут відхилення, а в осцилографічних трубках – електростатичні СВ, тому що вони забезпечують високу швидкість відхилення і прості у виготовленні.

8.1 Електростатичні СВ

8.1.1 Плоскопаралельні відхиляючі пластини

На рисунку 8.1 показана система відхилення з плоскопаралельними відхиляючими пластинами: ГП – головна площина, лежить у середині відхиляючого поля; U_{nn} – різниця потенціалів, прикладена до пластин (для збереження симетрії потенціал анода повинен бути арифметично середнім потенціалом на відхиляючих пластинах).

Розглянемо основні характеристики системи відхилення. 1 Кут відхилення:

$$tg\gamma_c = 0.5 \frac{U_{nn} \cdot l}{U_0 \cdot d}.$$
(8.1)

При цьому максимальний (геометрично можливий) кут відхилення визначається геометрією СВ і дорівнює

$$tg \gamma_{Makc} = \frac{d/2}{l/2} = \frac{d}{l}.$$
 (8.2)



Рисунок 8.1 — Відхиляюча система з плоскопаралельними відхиляючими пластинами: K — катод, A — анод, $\Gamma\Pi$ — головна площина; $U_{n\pi}$ — різниця потенціалів; U_0 — прискорююча напруга

2 Величина відхилення:

$$h_c = L \cdot tg \gamma_c = L \cdot \frac{U_{n\pi} \cdot l}{2d \cdot U_0} = \frac{L \cdot l}{2d} \cdot \frac{U_{n\pi}}{U_0}.$$
(8.3)

3 Чутливість відхиляючої системи – це відношення відхилення на люмінесцентному екрані h_c , мм, до напруги між пластинами U_{nn} , В:

$$\varepsilon_{c} = \frac{h_{c}}{U_{nn}} = \frac{L \cdot l}{2d} \cdot \frac{U_{nn}}{U_{0} \cdot U_{nn}} = \frac{L \cdot l}{2d} \cdot \frac{l}{U_{0}}, \frac{MM}{B}.$$
 (8.4)

8.1.2 СВ, утворена похилими пластинами

Як випливає зі співвідношення (8.4), чутливість цієї CB (рис. 8.2) можна підвищити за рахунок зменшення відстані

між пластинами d. Однак зближення паралельних пластин веде до зменшення кута відхилення. Зближення ж пластин із вхідного боку можливе. Розмір d_1 можна вибрати таким, що майже дорівнює діаметру пучка. При цьому пластини будуть нахилені до осі під кутом α .



Рисунок 8.2 — Відхиляюча система, утворена похилими пластинами

При однакових розмірах *l* і значенні *d*₂=*d* (для паралельних пластин) чутливість СВ із похилими пластинами в 1,5 раза більша за чутливість СВ із плоскопаралельними пластинами.

8.1.3 Викривлені і скошені відхиляючі пластини

На рисунку 8.3 показано геометрію викривлених та скошених відхиляючих пластин.

Максимальну відхиляючу дію електростатичне поле буде чинити на електронний промінь у тому випадку, коли у всій області відхилення сила *F*, що діє на електрон, буде перпендикулярна до напряму його руху. Така ідеальна електростатична система утворюється двома вигнутими пластинами. Радіус кривини вибирають таким чином, щоб межа променя, що відхиляється, при максимальному відхиленні знаходилася на однаковій відстані від верхньої (або нижньої) відхиляючої пластини на всій їх довжині (як траєкторія польоту лижника на трампліні).



Рисунок 8.3 – Викривлені та скошені відхиляючі пластини

Проте викривлені СВ не отримали значного поширення через складності точного їх виготовлення. У той самий час, якщо замінити складну криву скошеною лінією, то можна отримати СВ, що майже не поступається за чутливістю ідеальній системі. Такі СВ широко застосовуються в осцилографічних трубках. У порівнянні з плоскопаралельною системою при однакових габаритах $(l_1+l_2=l; d_2=d)$ чутливість СВ зі скошеними пластинами в 1,8 раза більше.

Стосовно електростатичних СВ можна зробити такі узагальнювальні висновки:

1 Чутливість електростатичного відхилення при однакових початкових умовах руху не залежить від величини заряду і маси частинок. Отже, електрони і негативні іони будуть відхилятися за однаковими траєкторіями.

2 Чутливість обернено пропорційна прискорюючій напрузі.

3 Електростатичні СВ практично не вимагають затрат потужності.

4 Внаслідок великої величини аберацій і складності їх виправлення електростатичні СВ зазвичай використовуються тільки при відносно малих кутах відхилення $\alpha \le 15 - 20^{\circ}$.

8.2 Магнітні СВ

Магнітні СВ виконуються у вигляді неекранованих котушок або котушок з магнітопроводом. При однаковому числі ампер-витків і однакових розмірах котушки з магнітопроводом мають більшу відхиляючу здатність, ніж котушки без магнітопровода, завдяки більш сильній концентрації поля. Для котушок без магнітопровода кут відхилення променя γ_{M} може бути визначений виходячи з геометрії котушок. Для котушок з магнітопроводом розрахунки проводяться, як правило, за емпіричними формулами, попередньо установивши розподіл поля вздовж оптичної осі.

Для відхилення променя в одному напряму необхідно мати дві котушки, а для відхилення у двох взаємноперпендикулярних напрямах — чотири котушки, що створюють приблизно однорідні взаємно перпендикулярні магнітні поля. Магнітні СВ використовуються в електронних мікроскопах.

8.2.1 Котушки СВ без магнітопровода

8.2.1.1 CB з короткими котушками з обмеженим однорідним полем

Короткими котушками називають котушки, область локалізації поля яких вздовж оптичної осі мала порівняно з довжиною електронного променя (рис. 8.4). При невеликих кутах відхилення головна площина СВ лежить всередині області локалізації відхиляючого поля.



Рисунок 8.4 – Відхиляюча система з коротким однорідним магнітним полем: К – катод; А – анод; ГП – головна площина

Кут відхилення γ_{M} визначається виходячи з того, що електрон у магнітному полі відхиляється по радіусу, а при виході з нього рухається по прямій, дотичній до траєкторії в кінці дії магнітного поля.

Для обмеженого магнітного поля при невеликих кутах відхилення маємо

$$\gamma_M \approx \sin \gamma_M \approx t g \gamma_M = \frac{l}{R}$$
.
Ураховуючи, що $R = \frac{mv}{eB}$ і $v = \sqrt{\frac{2e}{m}U_o}$, отримаємо для

електрона

$$\gamma_{M} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{l \cdot B}{\sqrt{U_{0}}} = 0.37 \cdot \frac{l \cdot H}{\sqrt{U_{0}}}, \qquad (8.5)$$

де H – напруженість магнітного поля, A/см;

l – розмір області існування відхиляючого поля вздовж оптичної осі, см;

 $B = \mu_0 \cdot H$, де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ Г/см.

Величина відхилення *h_м*:

$$h_{M} = L \cdot tg \gamma_{M} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{lBL}{\sqrt{U_{0}}},$$

де *L* – відстань від головної площини СВ до екрана, мм.

Чутливість СВ — це відношення відхилення на люмінесцентному екрані h_{M} , мм, до числа ампер-витків відхиляючої котушки NI:

$$\varepsilon_{M} = \frac{h_{M}}{NI} = \sqrt{\frac{e}{2m} \cdot \frac{lBL}{\sqrt{U_{0}} \cdot NI}}, \frac{MM}{Ae}.$$

8.2.1.2 СВ із котушками сідлоподібної форми

Така відхиляюча система (рис. 8.5) складається з двох напівкотушок по *N*/2 витків. Кожна напівкотушка містить дві частини обмотки — поздовжні провідники, паралельні оптичній осі, і дві торцеві частини обмотки *T*. Торцеві частини обмотки не впливають на відхилення променя, а створюють лише аберації.

Кожна, паралельна оптичній осі, частина обмотки створює напруженість поля $H'_1 = \frac{NI/2}{2\pi R}$. Поле H'_1 перпендикулярне

як до оптичної осі, так і до радіуса-вектора *R*.

Горизонтальна складова напруженості поля дорівнює $H_1 = H'_1 \cdot \cos \varphi_M$, де $\cos \varphi_M = e / R$ (рис. 8.5).

Відповідно
$$H_1 = \frac{NI/2}{2\pi R} \cdot \frac{s}{R} = \frac{NI \cdot s}{4\pi R^2}$$
, при цьому $R^2 = a^2 + s^2$

Оскільки всі прямолінійні ділянки обмотки роблять однаковий внесок у магнітне поле, сумарна напруженість поля в області оптичної осі дорівнює $H = 4 H_1 = \frac{NI \cdot g}{\pi \cdot (a^2 + g^2)}$.



Рисунок 8.5 — Відхилення електронного променя котушками сідлоподібної форми: N/2 — число витків однієї напівкотушки; I струм котушки; H — напруженість магнітного поля; T — торці обмотки; P — електронний промінь; ГП — головна площина; E люмінесцентний екран Підставивши знайдене значення Н у формулу (8.5), отримаємо кут відхилення:

$$\gamma_{M} = 0.37 \frac{l \cdot H}{\sqrt{U_{0}}} = 0.37 \frac{l \cdot NI \cdot e}{\sqrt{U_{0}} \cdot \pi(a^{2} + e^{2})} = 0.118 \frac{NI}{\sqrt{U_{0}}} \frac{l \cdot e}{a^{2} + e^{2}} .$$
(8.6)

Необхідна кількість ампер-витків у сідлоподібній CB без магнітопровода для відхилення електронного променя на кут γ_{M} (за умови $a^2 << e^2$, яка практично завжди виконується) визначається за формулою

$$NI \approx 8,47 \cdot \frac{\sqrt{U_0 \cdot \gamma_{\mathcal{M}} \cdot \mathbf{e}}}{l}.$$
(8.7)

Деякі загальні закономірності магнітного відхилення можна сформулювати так.

1 На відміну від електростатичного відхилення чутливість при магнітному відхиленні залежить від заряду і маси частинки. Отже іони, що мають значно більшу масу, ніж електрони, у магнітних полях відхиляться значно менше.

2 Чутливість магнітного відхилення пропорційна $1/\sqrt{U_0}$ і відповідно зменшується із збільшенням прискорюючої напруги повільніше, ніж чутливість електростатичного відхилення, яка пропорційна $1/U_0$. Цей факт вказує на перевагу застосування магнітних CB у високовольтних електронно-променевих приладах.

3 Магнітні CB на відміну від електростатичних більш енергетично затратні.

8.2.2 Котушки СВ із магнітопроводом

Конструктивно такі СВ можуть бути виконані як із внутрішнім, так і з зовнішнім магнітопроводом. При цьому магнітопровід виготовляється із матеріалу з високою магнітною проникністю. Це, як правило, пермалой марки 79HM або стрічка з аморфного заліза, навита у вигляді сердечника.

На практиці найчастіше застосовуються СВ з котушками сідлоподібної форми з зовнішнім магнітопроводом або тороїдальні СВ із внутрішнім магнітопроводом (рис. 8.6 і рис. 8.7).



Рисунок 8.6 — Відхиляюча система з котушками сідлоподібної форми з зовнішнім магнітопроводом для електронно-променевої трубки

Для визначення числа ампер-витків у CB, необхідного для отримання потрібного кута відхилення променя *у*_{*M*}, розглянемо пару котушок сідлоподібної відхиляючої системи, оточених магнітопроводом (рис. 8.8).



Рисунок 8.7 – Тороїдальна СВ з внутрішнім магнітопроводом

Для силової лінії 1, виходячи з закону повного струму, можна записати

$$\oint \vec{H} \, \vec{dl} = NI \,,$$

де інтеграл від напруженості поля (циркуляція) береться вздовж замкнутої силової лінії.

Нехтуючи магнітним опором магнітопровода і вважаючи поле в межах відхилення строго однорідним, тобто H=const, можемо інтеграл по всій силовій лінії замінити інтегралом по її прямолінійній ділянці всередині котушки, довжина якої дорівнює внутрішньому діаметру магнітопровода, тобто: l=d. Тоді $H \cdot d = NI$.

Звідси, використовуючи співвідношення (8.5), можна визначити число ампер-витків, необхідне для отримання відхилення променя на кут γ_{M} :

$$NI = 2,7 \cdot \sqrt{U_0} \cdot \gamma_{_M} \cdot \frac{d}{l}, \qquad (8.8)$$

де *d* – внутрішній діаметр магнітопровода; *l* – довжина CB;

*γ*_м – кут відхилення електронного променя, рад.





Формула (8.8) справедлива як для сідлоподібної СВ з магнітопроводом, так і для тороїдальної СВ.

Необхідно також зазначити, що виходячи з формул (8.7) і (8.8) та вважаючи $d \approx 2b$, можна стверджувати, що наявність магнітопровода в сідлоподібній СВ збільшує її ефективність приблизно в 1,5 раза.

При попередніх міркуваннях ми вважали, що поле, яке створюють котушки, однорідне. Насправді, щоб поле було дійсно однорідним, функція розподілу витків по колу повинна підлягати закону косинуса. На практиці відхиляючі котушки виконують із секцій з різною кількістю витків. При цьому кількість витків максимальна на краях котушки і убуває за законом косинуса до середини котушки (рис. 8.9).



Рисунок 8.9 – Розподіл витків за законом косинуса в тороїдальній котушці за напрямком X-X

8.3 Аберації магнітних систем відхилення

Слід зазначити, що при тих самих кутах відхилення аберації магнітних СВ набагато менші порівняно з електростатичними. Суттєвою причиною цього є той факт, що магнітне поле не змінює енергії електронів. Тому у випадку великих кутів відхилення магнітні СВ мають переважне застосування.

Аберації при відхиленні променя в декартовій системі координат визначаються як величини ΔX і ΔY – складові зміщення точки перетину параксіальної траєкторії з екраном. Вирази для аберацій третього порядку ΔX і ΔY містять суму членів, що являють собою добуток вигляду:

$$A_i \cdot w^n \cdot tg^m \alpha$$

де *w* – половина кута розхилу пучка, що входить в СВ;

а – кут відхилення пучка за допомогою СВ;

A_i – абераційні коефіцієнти, що визначаються магнітним полем СВ та її розташуванням на приладі.

Кути *w* і α вимірюються в радіанах, коефіцієнти *A_i* мають размірність довжини.

Показники степенів *n* і *m* дорівнюють n=1, m=2 у випадку астигматизму; n=0, m=3 для дисторсії; n=2, m=1 для коми. Таким чином, абераційні викривлення дорівнюють:

$$\Delta \operatorname{acturmatu3my} = A_a \cdot w \cdot \alpha^2 \tag{8.9}$$

 $\Delta \text{ дисторсії} = A_{\partial} \cdot \alpha^3 \tag{8.10}$

$$\Delta \operatorname{KOMM} = A_{\kappa} \cdot w^2 \cdot \alpha \tag{8.11}$$

На рисунку 8.10 наведені залежності коефіцієнтів астигматизму A_a та дисторсії A_∂ від i_3/i_1 для випадку відхилення пучка однією або двома парами котушок. Ці залежності зняті експериментально для тороїдальної СВ, що має розміри:

$$l = 40$$
 мм; $d = 50$ мм; $L = 200$ мм,

де l – довжина CB; d – внутрішній діаметр магнітопровода CB; L – відстань від середини CB до люмінесцентного екрана; i_3/i_1 – коефіцієнт кутового розподілу обмотки (для намотки за законом косинуса $i_3/i = 0,117$, для рядової намотки – $i_3/i_1 = 0,33$).



Рисунок 8.10 — Експериментальні залежності абераційних коефіцієнтів від кутового розподілу обмотки. Коефіцієнт астигматизму для відхилення пучка в одному напрямку (1), для відхилення по діагоналі растра (2), коефіцієнт дисторсії по діагоналі (3)

Як видно з графіків на рисунку 8.10, одночасне усунення аберацій астигматизму і дисторсії неможливе. Практично доцільно у СВ домагатися усунення астигматизму.

8.4 Конструктивне розташування СВ у приладі

Розглянемо це питання на прикладі використання CB в електронних мікроскопах як найбільш прецизійних електронно-оптичних приладах, де застосовується велика кількість різноманітних CB (рис. 8.11).



Рисунок 8.11 — Робота відхиляючої системи в електронному мікроскопі при різному розташуванні поверхів СВ (І та ІІ) відносно об'єкта: a) прилад ЕМВ-100Б (ВАТ «SELMI»); б) прилади ПЕМ-125К (ВАТ «SELMI»), JEM-100СХ II (фірма JEOL, Японія)

В електронних мікроскопах застосовуються СВ двох типів:

- із сполученими поверхами І та ІІ, коли обидва поверхи СВ розташовані порівняно далеко від об'єкта (A>L) (рис. 8.11 а);
- із рознесеними поверхами І та ІІ, коли поверх ІІ розташований близько до об'єкта (L>A) (рис. 8.11 б).

Припустимо, що кут нахилу променя на об'єкті дорівнює θ . Для цього необхідно, щоб СВ І відхилила промінь на кут α , а СВ ІІ на кут $\beta = \theta + \alpha$. Кути α і β залежать від геометрії СВ. Виходячи із рисунка 8.11, маємо:

$$tg\alpha = \frac{X}{L}; \quad tg\theta = \frac{X}{A}; \quad X = A \cdot tg\theta; \quad tg\alpha = \frac{A}{L} \cdot tg\theta. \quad (8.12)$$

Таким чином, чим ближче СВ II до об'єкта, тим менші кути нахилу α (СВ I) та β (СВ II), і, отже, менші значення аберації астигматизму, що вносяться системою відхилення і залежать від α^2 і β^2 (співвідношення 8.9).

Розрахунки показують, що завдяки різному розташуванню поверхів СВ астигматизм у приладі ЕМВ–100Б (*A*=110мм, *L*=40мм) приблизно в 8 раз більше, ніж у приладі ПЕМ–125К (*A*=30мм, *L*=90мм).

РОЗДІЛ 9 ЕЛЕКТРОННІ ГАРМАТИ ЕЛЕКТРОННИХ МІКРОСКОПІВ

Електронна гармата – це стабільне джерело електронів, що використовується для формування електронного пучка, основними елементами якої є катод, фокусуючий електрод (циліндр Венельта) і анод.

9.1 Джерела електронів

В електронній мікроскопії зазвичай використовуються чотири типи джерел електронів:

- вольфрамові V подібні катоди;
- вольфрамові точкові (вістрійні) катоди;
- джерела з гексабориду лантану (LaB₆);

- гармати з польовою емісією.

До джерел електронів ставлять такі вимоги:

1 Висока електронна яскравість (густина струму на одиницю тілесного кута).

2 Великий час роботи катода при наявному вакуумі.

3 Стабільна емісія при тривалій (до хвилини) експозиції.

4 Розходження електронів, що виходять з катода, за енергіями повинно бути мінімальним.

9.1.1 Вольфрамові V - подібні катоди

Найчастіше в електронних мікроскопах застосовується V- подібний вольфрамовий катод, що працює як термоемітер, тобто випромінює вільні електрони при нагріванні до досить високої температури (більше 2500 К). Під час цього процесу певний відсоток електронів набуває енергії, достатньої для подолання роботи виходу матеріалу катода φ і залишає його.

Густина струму емісії j_0 (А/см²), що виходить з катода, визначається за формулою Річардсона – Дешмана

$$j_0 = AT^2 \cdot e^{-\varphi/kT}, \qquad (9.1)$$

де A – стала, що залежить від матеріалу катода, $\frac{A}{c m^2 \cdot K^2}$ (для

вольфрама прийнято А=60);

Т-температура катода, К;

 φ – робота виходу матеріалу катода, eB (для вольфраму 4,5 eB);

k – стала Больцмана, *k*=8,6·10⁻⁵ eB/K=1,38·10⁻²³ Bт·c/K.

Катод виготовляється з вольфрамового дроту діаметром 0,1-0,2 мм.

Результати експериментальних досліджень показують, що термін служби катода (в годинах) практично обернено пропорційний густині струму емісії, тобто

$$t_{\kappa a moda} = \frac{32}{j_0}.$$
 (9.2)

Ця величина лише незначною мірою залежить від діаметра дроту катода. Для обладнання, що інтенсивно працює, термін служби катода в 30 годин є цілком прийнятним. Термін служби залежить також від вакууму, в якому він працює. Проте вже при вакуумі вище, ніж 10^{-2} Па ця обставина на термін служби катода позначається несуттєво. У сучасних електронних мікроскопах вакуум у районі електронної гармати зазвичай $10^{-3} - 10^{-4}$ Па.

Для формування пучка прискорених електронів використовується триелектродна гармата. Принципова схема триелектродної гармати з автоматичним зміщенням наведена на рисунку 9.1.



Рисунок 9.1 — Триелектродна електронна гармата із автоматичним зміщенням: 1 — катод; 2 — циліндр Венельта; 3 анод; 4 — електронний пучок; 5 — змінний резистор, що регулює величину напруги зміщення U_{3M} між катодом і циліндром Венельта; 6 — R_1 і R_2 балансні резистори, що підтримують постійний потенціал на кінці катода; 7 — еквіпотенціальні лінії

Під дією електричного поля, сформованого у гарматі, електрони фокусуються в кросовер з діаметром d_0 і розбіжністю пучка α_0 . В електричному полі гармати розрізняються три ділянки. Перша ділянка – поле в області катода і фокусуючого електрода. Далі йде поле, еквіпотенціалі якого являють собою площини. Третя ділянка – в області анодного отвору. Найбільш істотний вплив на структуру пучка електронів здійснює поле першої ділянки, де швидкості електронів ще малі, а кривина еквіпотенціальних поверхонь і градієнт потенціалу значні. Менше впливає плоске поле. Поле в області анодного отвору на форму пучка електронів не впливає, тому що до анода електрони надходять уже з великими швидкостями.

При прискорюючій напрузі, наприклад, $5 \cdot 10^4$ В, що подається на фокусуючий електрод, потенціал на катоді може бути на 0 – 500 В меншим.

Таким чином, прискорююча напруга забезпечує необхідну швидкість електронів, а напруга зміщення U_{3M} визначає параметри пучка, який генерується електронною гарматою: діаметр найменшого перерізу пучка d_0 (кросовер), густину струму j_0 в кросовері і апертурний кут α_0 , що характеризує розбіжність пучка.

Усі ці величини визначають електронну яскравість гармати:

$$R = \frac{j_0}{\pi \cdot \alpha_0^2}, \quad \frac{A}{cM^2 \cdot cmep}.$$
 (9.3)

Як ми бачимо, на електрони, що вилітають з катода, діє електричне поле, що прискорює електрони – між анодом і катодом і гальмуюче поле – між катодом і циліндром Венельта. Якщо гальмуюче поле буде дуже великим, то електрони не зможуть його подолати і гармата закрита, тобто не випромінює електрони. Якщо ж це поле мале (або дорівнює нулю), то всі електрони прискорюються і проходять через отвір в аноді. Однак у цьому випадку виходить дуже розбіжний пучок.

Оптимальним є такий режим роботи гармати, коли прискорююча напруга відбирає не всі емітовані електрони і навколо катода утворюється просторовий заряд (електронна хмара), з якої і надходять електрони в пучок. Просторовий заряд дозволяє істотно зменшити вплив коливань струму розжарення катода на струм пучка. Крім того, при такому режимі розподіл інтенсивності в пучку практично стає незалежним від поверхневої структури катода і пов'язаної з нею неоднорідністю емісії з різних його ділянок.

На рисунку 9.2 показаний зв'язок між струмом емісії, яскравістю і напругою зміщення. Як видно з рисунка, є деяке оптимальне значення напруги зміщення, при якій яскравість максимальна.



Рисунок 9.2 – Графіки залежності струму емісії та яскравості від напруги зміщення (прискорююча напруга 5·10⁴ В): 1 – струм; 2 – яскравість (в умовних одиницях)

Важливо також отримати стабільний, добре регульований струм пучка. У міру зростання струму розжарення $I_{\rm H}$ температура катода підвищується і починається емісія електронів. На рисунку 9.3 показана емісійна характеристика електронної гармати з автоматичним зміщенням, на якій струм пучка I_0 представлений в залежності від струму розжарення $I_{\rm H}$.

Якщо опір зміщення точно відповідає максимальній яскравості, то при зростанні струму розжарення катода вище деякої величини струм пучка залишається постійним. Цей

режим насичення реалізується внаслідок того, що зі збільшенням струму розжарення I_{μ} до величини, необхідної для емісії, збільшується також напруга зміщення, що викликає зростання гальмуючого поля у катоді і тим самим обмежує зростання струму пучка I_0 . За рахунок цієї умови балансу, що називається насиченням, і створюється гармата з авторегулюванням і з стабільним струмом пучка.



Рисунок 9.3 – Емісійна характеристика електронної гармати з автоматичним зміщенням. Графік залежності струму пучка I_0 від струму розжарення катода I_n

Наявність сконденсованих масляних парів і розпорошеного вольфраму на стінках камери електронної гармати спричиняють появу мікророзрядів в гарматі. Якщо розряд малий, супутнє йому зростання струму пучка буде збільшувати напругу зміщення, що знімається з опору R_{3M} , що буде перешкоджати початковому збільшенню струму пучка (рис. 9.1). Це стабілізує високу напругу і довжину хвилі електронів.

Апертурний кут пучка, що виходить з електронної гармати, визначається зі співвідношення

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{\Delta U}{U}}, \qquad (9.4)$$

де ΔU – потенціал, що відповідає середній енергії електронів, що випромінюються катодом, В.

Величина ΔU може бути визначена із формули

$$k \cdot T = e \cdot \Delta U \,. \tag{9.5}$$

Звідси
$$\Delta U = \frac{k \cdot T}{e} = 8 \cdot 10^{-5} T$$
.

Наприклад, при температурі катода T=2800 К, $\Delta U=0,24$ В. Тоді при прискорюючій напрузі U=100 кВ значення $\alpha_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$.

Максимальна величина електронної яскравості може бути визначена з рівняння Ленгмюра:

$$R = \frac{j_0 \cdot e \cdot U^*}{\pi \cdot k \cdot T} = 1,16 \cdot 10^4 \cdot \frac{j_0 \cdot U^*}{\pi \cdot T}, \qquad (9.6)$$

де U^* – релятивістська прискорююча напруга, В.

У таблиці 9.1 наведені залежності густини струму емісії, максимальної електронної яскравості (при U=100кВ) та терміну служби катода від температури катода. Таким чином, густину струму емісії в 1 А/см² можна вважати прийнятною. В окремих випадках вона може бути збільшена до 5 – 10 А/см². Ці ж залежності зображені графічно на рисунку 9.4.

Знаючи максимальне значення електронної яскравості R і апертуру гармати α_0 , можна визначити радіус кросовера $r_{\kappa p}$, задаючись при цьому певним значенням струму пучка I.

Наприклад, при U=100кВ, T=2600К та I=50мкА потенціал, відповідний середній енергії електронів, що випромінюються катодом при температурі T=2600К, дорівнює $\Delta U = 0,224$ В, а апертурний кут пучка
$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{\Delta U}{U}} = 1,49 \cdot 10^{-3}.$$

Таблиця 9.1 – Залежність густини струму емісії (*j*₀), терміну служби катода (*t*) та електронної яскравості (*R*) від температури катода

Температура катода, К	Густина струму емісії <i>j</i> ₀ , А/см ²	Термін служби катода, год	Максимальна електронна яскравість <i>R</i> , А/см ² ·стер
2500	0,3	106	$4,8.10^{4}$
2550	0,5	64	$7,9.10^4$
2600	0,7	45	$1,1.10^{5}$
2650	1,1	29	$1,7.10^{5}$
2700	1,6	20	$2,4.10^{5}$
2750	2,5	13	$3,7.10^{5}$
2800	3,5	9	$5,1.10^{5}$
2850	5,1	6	$7,3.10^{5}$
2900	7,3	4	$1,0.10^{6}$
2950	10,6	3	$1,5.10^{6}$
3000	14,2	2	$1.9 \cdot 10^{6}$

Максимальна електронна яскравість дорівнює
$$R = 1,1 \cdot 10^5 \frac{A}{cm^2 \cdot cmep}$$
.

Виходячи із формули (9.3), квадрат радіуса кросовера, дорівнює

$$r_{\kappa p}^2 = \frac{I}{R \cdot \pi^2 \cdot \alpha_0^2} = 2078$$
 мкм², звідки $r_{\kappa p} = 45$ мкм.

Таким чином, ми визначили усі параметри електронної гармати з вольфрамовим V - подібним катодом.



Рисунок 9.4 –Залежність густини струму емісії *j*₀, терміну служби катода t та електронної яскравості R від температури катода T (координата R в логарифмічному масштабі)

9.1.2 Вольфрамові точкові (вістрійні) катоди

Яскравість електронного джерела може бути підвищена за рахунок застосування катода, виконаного у вигляді вістря з вольфрамового дроту, яке приварюється за допомогою точкового зварювання до вершини звичайного V - подібного катода (рис. 9.5). Яскравість збільшується внаслідок додаткової емісії електронів під впливом сильного поля, що виникає поблизу вістря катода, напруженість якого може досягати величини порядка $10^8 - 10^9$ В/см. Крім того, зменшення протяжності емітуючої частини катода зменшує апертуру пучка α_0 і згідно з формулою (9.3) збільшує електронну яскравість.



Рисунок 9.5 – Вістрійний катод

Величина d знаходиться у межах 0,5 - 1,0 мм, a дорівнює приблизно 1 мм, величина h становить 0,3 - 0,7 мм. Заточування вістря з вольфрамового дроту проводиться електролітичним травленням з одночасним електрополіруванням. Радіус кривизни вістря звичайно становить 0,1 - 1 мкм. До недоліків вістрійних катодів слід віднести велике розходження в терміні служби — від декількох годин до декількох десятків годин.

9.1.3 Катоди з гексабориду лантану (LaB₆)

Ці джерела забезпечують приблизно десятикратне збільшення яскравості порівняно з V - подібними катодами. Однак для своєї роботи вони вимагають більш високого вакууму $P=1\cdot10^{-4}$ Па. Гексаборид лантану має високу температуру плавлення, хімічно інертний, має низьку роботу виходу, забезпечує високу густину емісійного струму.

Власне, катод являє собою стрижень з монокристалу гексабориду лантану з орієнтацією (100), що має висоту 2,5 мм, поперечний переріз 1х1 мм, заточений у формі конуса з кутом при вершині 90° (або 60°) і радіусом закруглення вістря близько 5 – 10 мкм (рис. 9.6). Останнім часом для просвічуючих і растрових електронних мікроскопів застосовується катод LaB₆ зварної конструкції (рис. 9.6 б).



Рисунок 9.6 — Принципова конструкція катодних вузлів із гексабориду лантану (LaB₆) з механічним кріпленням катода (а) та зварна конструкція (б): 1 — катод; 2 — графітовий фіксатор; 3 — вольфрамовий тримач; 4 — центральна пластина; 5 — притискна пластина; 6 — стійка; 7 — гвинт; 8 — керамічний ізолятор

За конструкцією він простіший за катод, в якому монокристал LaB₆ кріпиться механічним способом, проте термін життя таких катодів близько 200 годин, а з механічним кріпленням — близько 700 годин. Складність виготовлення полягає в зварюванні монокристалічного стрижня LaB₆ з вольфрамовим дротом, що здійснюється за допомогою використання спеціальних паст із тугоплавких металів. Зазвичай така технологія є секретом фірми-виробника, наприклад, DENKA (Японія).

Катод LaB₆ має менше розходження за енергіями електронів, ніж V - подібний катод, що сприяє отриманню знімків з високою роздільною здатністю через знижену хроматичну аберацію.

9.2 Гармати з польовою емісією

Якщо біля поверхні металу створити сильне електричне поле порядку 10^7 В/см, то виникає новий вид електронної емісії – емісія під дією поля, або польова емісія. Електронна яскравість гармат з польовою емісією в 100 разів більше, ніж у гармати з катодом із LaB₆, при цьому пучок електронів має високу когерентність. Відомі два види гармат з польовою емісією – холодноемісійна польова електронна гармата (CFE) і термопольова електронна гармата (SE), робота якої грунтується на ефекті Шотткі.

Холодноемісійна польова електронна гармата. У холодноемісійній польовій електронній гарматі як емітер використовується монокристал вольфраму, поверхня якого відповідає кристалографічній площині (310). Емітер працює при кімнатній температурі без нагрівання. Вольфрамовий катод виготовлений у формі вістря з радіусом кривизни на кінці вістря ~ 0,1 мкм, що знаходиться в електричному полі напруженістю ~ $5 \cdot 10^9$ В/м. Емісія з такого катода називається автоелектронною. Розходження електронів за енергіями у

такому катоді не перевищує 0,35 - 0,7 еВ. Однак, з іншого боку, на поверхні емітера з'являється забруднення у вигляді адсорбенту молекул залишкового газу, що викликає нестабільність струму емісії та разом з тим його повільне зменшення. Для відновлення робочої функції катод необхідно прогріти шляхом спалаху до температури *T*=1700 К, щоб видалити шар адсорбованих газів. Така термічна обробка емітера поступово збільшує радіус його вістря. Для роботи холодноемісійних гармат необхідний робочий вакуум $P \le 1 \cdot 10^{-8}$ Па.

Термопольова електронна гармата. У таких гарматах як емітер служить монокристал вольфраму з орієнтацією площин емісії (100), покритий шаром ZrO, що забезпечує зниження роботи виходу електронів з 4,6 еВ до 2,8±0,2 еВ. При нагріванні такого емітера у сильному електричному полі до температури T=1600 - 1800 К електрони проходять через потенційний бар'єр, який зменшений за рахунок сильного електричного поля. Це явище називається ефектом Шотткі, звідки й походить назва таких гармат – SE. У порівнянні з холодноемісійною польовою електронною гарматою CFE у гармати SE менший дрейф струму емісії, що забезпечує стабільний струм емісії без необхідності процедури прогріву, оскільки на емітері не утворюється забруднень у вигляді адсорбенту. Для роботи термопольових електронних гармат SE необхідний робочий вакуум $P \le 1 \cdot 10^{-6}$ Па.

З точки зору економічності обслуговування, а також з огляду на вимоги до вакууму електронні джерела SE мають перевагу над джерелами CFE.

У таблиці 9.2 наведена порівняльна характеристика електронних гармат із зазначеними двома джерелами. Гармати з польовою емісією застосовуються у всіх сучасних аналітичних просвічуючих і растрових електронних мікроскопах, які використовуються в областях нанотехнології, включаючи біотехнологію, матеріалознавство,

	Термоел	лектронна	Польова емісія		
Характеристика	V-	точковий	LaB ₆	Гермопольова	Холодна
	подібний			емісія SE	емісія CFE
Матеріал катода	W	W	LaB ₆	ZrO/W(100)	W(310)
Діаметр: кросовера або віртуального джерела	30 мкм	1—5 мкм	5–10 мкм	30÷60 нм	5÷7 нм
Температура катода, К	2800	2800	1600	1800	300
Яскравість, А/см ² ·стер·кВ	$\sim 1 \cdot 10^{4}$	$\sim 2 \cdot 10^{4}$	$\sim 1.10^{5}$	$\sim 1 \cdot 10^7$	$\sim 2 \cdot 10^{7}$
Розходження електронів за енергією, eB	0,7–2,4	2	1	0,35–0,7	0,3–0,7
Радіус вістря катода, мкм	60	0,1–1,0	5–10	1,0–0,4	< 0,1
Струм емісії з катода, мкА	~ 200	~ 10	~ 20	~ 200	5
Дрейф струму емісії	1%/год	2%/год	3%/год	6%/год	5%/15хв
Термін роботи катода, год	~ 100 (j = 0,3A/cm ²)	$\begin{array}{c} \sim 20 \\ (j = \\ 3 \text{ A/cm}^2) \end{array}$	~ 10000 (j = 5 A/cm ²)	>2000	>2000
Робочий вакуум, мм рт.ст	10-5	10-5	10-6	≤1·10 ⁻⁸	$\leq 1 \cdot 10^{-10}$
Технічне обслуговування	Не потрібне	Не потрібне	Не потрібне	Декілька разів потрібне нарощування нового вістря	Кожні декілька годин необхідне очищення вістря катода шляхом спалаху
Вартість / простота у користуванні	Низька/ проста	Низька/ проста	Низька/ проста	Висока/ проста	Висока/ складна

Таблиця 9.2 – Порівняльні характеристики електронних гармат з різними джерелами електронів

напівпровідникову технологію, а також у приладах електронно-променевої літографії.

На рисунку 9.7 зображена принципова конструкція електронної гармати з термопольовою емісією, яка оснащена електромагнітною лінзою, а на рисунку 9.8 показана зона емісії такої гармати для низьковольтного РЕМ.



Рисунок 9.7 – Принципова конструкція електронної гармати з термопольовою емісією: 1 – катод; 2 – супресор; 3 – екстрактор; 4 – магнітопровід лінзи; 5 – котушка; 6 – діафрагма; 7 – пучок электронів

При роботі з вимкненою магнітною лінзою гармати з польовою емісією не створюють кросовера, як це має місце при термоелектронній емісії. При розрахунку таких гармат ураховують так зване віртуальне джерело діаметром d_6 , місце розташування якого знаходиться на умовному продовженні траєкторії пучка електронів, що виходять з гармати (рис. 9.8).



Рисунок 9.8 – Зона емісії термопольової гармати для РЕМ з прискорюючою напругою 0,2 – 15 кВ з вимкненою магнітною лінзою гармати (d_в – віртуальне джерело електронів)

Магнітна лінза служить для зміни апертурного кута α_0 пучка, що виходить з гармати, і впливає на остаточний розмір віртуального джерела за рахунок аберацій лінзи. Зображення віртуального джерела з малими абераціями може бути отримано, якщо магнітна лінза короткофокусна. У такому випадку абераціями магнітної лінзи з боку джерела електронів можна знехтувати. Оптимальний той випадок, коли віртуальне джерело розташоване у фокусі магнітної лінзи. Такий режим роботи лінзи називається телескопічним, і в цьому випадку з лінзи виходить паралельний пучок електронів (рис. 9.9).

Телескопічний режим роботи особливо важливий під час роботи приладу зі зниженими прискорюючими напругами, наприклад, 1 кВ, коли істотно збільшуються аберації лінзи.



Рисунок 9.9 — Утворення телескопічного режиму роботи магнітної лінзи: f — фокусна відстань магнітної лінзи; d_{в еф} — ефективний діаметр віртуального джерела електронів (з урахуванням аберацій магнітної лінзи)

Створення телескопічного режиму вимагає значного збільшення кількості робочих ампер-витків магнітної лінзи, що призводить до зниження сферичної і хроматичної аберацій лінзи і, як наслідок, до незначного збільшення ефективного діаметра віртуального джерела електронів d_{geo} .

Приклад 16 Визначити діаметр віртуального джерела гармати з термопольовою емісією (SE) для двох прискорюючих напруг $U_0 = 30$ і 1 кВ.

Розв'язання. Діаметр віртуального джерела електронів у гарматі з польовою емісією визначається за такою формулою:

$$d_{\theta} = \frac{r}{m} \sqrt{\frac{2U_t}{U_0}}, \qquad (9.7)$$

де r – радіус вістря катода, мкм (можна взяти r = 1 мкм);

m – кутове збільшення траєкторії електронів, що вийшли з катода (для джерел SE m = 0,22, для CFE m = 0,42);

 $U_t = \kappa \cdot T = 8,61 \cdot 10^{-5} \cdot T$ – еквівалент напруги середньої енергії поперечної емісії;

 U_0 – напруга екстракції емітера, В.

1 Прискорююча напруга $U_0 = 30$ кВ. У цьому випадку прискорююча напруга дорівнює напрузі екстракції емітера. При T = 1800К:

$$d_{_{G}} = \frac{1 \cdot 10^{^{3}}}{0,22} \sqrt{\frac{2 \cdot 8,61 \cdot 10^{^{-5}} \cdot 1800}{30000}} = 14,6 \text{ hm} .$$

2 Прискорююча напруга *U*₀=1 кВ.

Оскільки емітер знаходиться під потенціалом -1 кВ (відносно анода), а екстрактор (рис. 9.10) під напругою +4 кВ, то в такому випадку напруга екстракції емітера $U_0 = 5$ кВ.



Рисунок 9.10 — Розподіл потенціалів у гарматі з термопольовою емісією (SE) при роботі у низьковольтному режимі

Тоді					
	d _	$1 \cdot 10^{3}$	$2 \cdot 8,61 \cdot 10^{-5}$	·1800	- 35 111
	и _в –	0,22 \	5000		— 33 нм

РОЗДІЛ 10 СИСТЕМИ ФОРМУВАННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ У ПЕМ

10.1 Система освітлення з дволінзовим конденсором

Розглянемо систему освітлення, що найбільш часто застосовується в ПЕМ, яка складається з триелектродної електронної гармати з V - подібним вольфрамовим катодом і дволінзового конденсорного блока. В принципі може бути використаний і однолінзовий конденсор, проте він дозволяє сформувати на об'єкті зонд діаметром не менше 30 – 50 мкм, що дорівнює приблизно діаметру кросовера електронної гармати.

При великих збільшеннях (більших 10000^{x}) необхідно опромінювати об'єкт струмом великої густини, що викликає перегрів об'єкта, температуру якого можна знизити, зменшуючи опромінювану область до декількох мікрон у діаметрі. Розрахунки показують, що при густині струму на об'єкті 3,3 А/см² зменшення діаметра пучка з 70 мкм до 2 мкм призводить до зниження температури в зоні опромінення з 700 – 800°С до 25°С.

З цією метою в ПЕМ застосовують довгофокусну другу конденсорну лінзу II_K , яка переносить зображення, утворене першою короткофокусною лінзою I_K , в площину об'єкта. Змінюючи фокусну відстань лінзи I_K і фокусуючи пучок на об'єкті за допомогою лінзи II_K , підбирають такий режим, щоб освітлена область об'єкта цілком заповнювала б оглядовий люмінесцентний екран (рис. 9.11).

Наприклад, збільшення $M = 100000^{x}$, діаметр оглядового екрана 10 см. Тоді $d_{nyuka} = \frac{100000 \ MKM}{100000^{x}} = 1 \ MKM$.

Тобто при збільшенні М=100000^x і діаметрі оглядового екрана 10 см необхідно мати діаметр пучка на об'єкті 1 мкм.



Рисунок 10.1 – Дволінзовий конденсор у ПЕМ (розміри в дужках відповідають приладу ПЕМ-125К)

Переваги дволінзового конденсора: 1 Виключається термічне перевантаження об'єкта. 2 Підвищується густина струму на об'єкті і, отже, яскравість кінцевого зображення, що полегшує дослідження на просвіт таких об'єктів, як металева фольга.

3 Освітлюється лише частина зразка, що досліджується, тому прилеглі області не захоплюються пучком і не забруднюються продуктами розкладу органічних речовин, що знижує роздільну здатність приладу.

Перша конденсорна лінза. Для отримання пучка, що освітлює малу ділянку об'єкта порядку декількох мікрон, використовується лінза з великим зменшенням, тобто досить сильна, або короткофокусна. Перша конденсорная лінза утворює зменшене приблизно в 50 – 100 разів зображення кросовера, що має зазвичай величину порядку 100 мкм. Через малість утвореного зображення, діаметр якого становить величину порядку 1 мкм, і малого коефіцієнта сферичної аберації (у зв'язку з малою фокусною відстанню лінзи) впливом сферичної аберації і осьового астигматизму першої конденсорной лінзи можна знехтувати.

Приклад 17 Розглянемо розрахунок фокусних відстаней першої конденсорной лінзи I_K з такими параметрами полюсного наконечника: $\mathcal{J}_I = \mathcal{J}_2 = 2$ мм (діаметри верхнього та нижнього каналів), S = 2 мм (ширина щілини). Діапазон робочих ампер-витків NI = 550 - 2700 Ав при прискорюючій напрузі 100 кВ. Визначимо також максимальне зменшення зонда першою конденсорною лінзою для випадку, коли розмір $a_I = 150$ мм (рис. 10.1)

Розв'язання:

Мінімальна фокусна відстань електромагнітної лінзи визначається залежністю

$$f_{_{MH}} = 0.5 \cdot \sqrt{S^2 + 0.45 \mathcal{I}^2} \quad , \tag{10.1}$$

де S – ширина щілини в полюсному наконечнику, мм; \mathcal{A} –діаметр верхнього і нижнього каналів наконечника, мм. Для нашої лінзи $f_{_{MiH}} = 1,2 \text{ мм}$.

Параметр лінзи, при якому фокусна відстань мінімальна, визначається експериментальною залежністю $NI_0/\sqrt{U^*}$, яка показана на рисунку 10.2. Для значень \mathcal{I}/S в інтервалі від 1 до 4 $NI_0/\sqrt{U^*} \cong 13,5$,

де NI_0 – ампер-витки лінзи, при яких фокусна відстань мінімальна (при заданій прискорюючій напрузі).



Рисунок 10.2 — Залежність параметра лінзи $NI_0/\sqrt{U^*}$ від розмірів полюсного наконечника

Для лінзи І_к $\mathcal{I}/S = 1$. Отже $NI_0 / \sqrt{U^*} = 13,5$. При U=100кВ ($U^*=109788$ В) $NI_0 = 4473$ Ae.

Практично ампер-витки лінзи *NI* змінюються в широкому діапазоні, а разом з ними і фокусна відстань лінзи *f*. Для визначення фокусної відстані лінзи *f* при робочих ампер-витках *NI* користуються таким співвідношенням:

$$\frac{f}{f_{MiH}} = \frac{0,897}{\frac{NI}{NI_0} \cdot \sin 2,029 \frac{NI}{NI_0}}.$$
 (10.2)

Графічно ця залежність показана на рисунку 10.3. При значеннях $NI/NI_0 < 0,35$ можна користуватися даними таблиці 10.1.

Таблиця 10.1 – Залежність f/f_{MiH} від NI/NI_0

NI/NI_0	0,34	0,33	0,325	0,315	0,31	0,28	0,27	0,26	0,25	0,241	0,23	0,21	0,19	0,15	0,22
f/f_{MiH}	4,145	4,379	4,5	4,77	4,91	5,95	6,37	6,85	7,38	7,92	8,66	10,33	12,55	20,0	30,0

При максимальних робочих ампер-витках NI = 2700 Ав фокусна відстань лінзи складає $f_{Ik}=1,8$ мм. Визначимо зменшення зонда першою конденсорною лінзою при максимальних робочих ампер-витках.

Згідно з рисунком 10.1 $M_{I\kappa}=a_I/a_I$. У короткофокусній лінзі $a_I=f$, тобто розташування зображення практично збігається з фокусом лінзи.



Рисунок 10.3 – Універсальна залежність для симетричних лінз

При *а*₁ = 150 мм:

$$M_{I\kappa} = \frac{150}{18} = 83.3^{x}$$
.

При діаметрі кросовера 90 мкм (був визначений нами раніше) мінімальний розмір зонда після першого конденсора дорівнює

$$d_{I_{K}} = \frac{d_{\kappa poc}}{M_{I_{K}}} = \frac{90}{83.3^{x}} = 1,08 \text{ MKM}$$

Задаючись різними значеннями робочих ампер-витків у діапазоні NI = 550 - 2700 Ав, знайдемо відповідні значення фокусних відстаней лінзи *f*. Розрахункові значення зображені в графічному вигляді на рисунку 10.4 для прискорюючої напруги U = 100 кВ.



Рисунок 10.4 — Залежність фокусної відстані лінзи I_K з параметрами полюсного наконечника $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_2 = 2$ мм, S = 2мм від кількості ампер-витків при U = 100кВ

Друга конденсорна лінза. Друга конденсорна лінза (рис. 10.5) переносить зображення, сформоване лінзою I_K , в площину об'єкта. Оскільки друга конденсорна лінза – це довгофокусна лінза, тобто слабка, вона має великий коефіцієнт сферичної аберації, що призводить до збільшення діаметра пучка на об'єкті. Крім того, друга конденсорна лінза має осьовий астигматизм, що призводить до зниження інтенсивності освітлення об'єкта і її нерівномірності. Для усунення приосьового астигматизму друга конденсорна лінза

оснащується стигматором – пристроєм, що дозволяє скорегувати цю аберацію.



Рисунок 10.5 – Схема роботи лінзи II_к (розміри взяті з приладу ПЕМ-125К)

Визначимо мінімальний діаметр зонда на об'єкті, що формується лінзою ІІк, взявши згідно з рисунком 10.5 такі розміри: $a_2 = 105$ мм, $e_2 = 165$ мм. Параметри полюсного наконечника лінзи ІІ_К такі: $\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2 = 12$ мм. S = 12 мм.

У симетричній лінзі $f_1 = f_2 = f$. Для лінзи II_K предметом є зонд, сформований лінзою I_K, а зображення повинно бути сформовано в площині об'єкта.

Згідно з законами геометричної оптики

$$f = \frac{a_2 \cdot a_2}{a_2 + a_2} = 64 \text{ MM}$$

Збільшення (або зменшення) лінзи ІІ_К визначається таким чином:

$$M_{II\kappa} = \frac{\boldsymbol{6}_2}{\boldsymbol{a}_2} = \frac{f}{\overline{z}_1} = \frac{\overline{z}_2}{f}$$

У даному випадку лінза II_K переносить зображення, сформоване лінзою I_K , у площину об'єкта з деяким збільшенням

$$M_{II\kappa} = \frac{165}{105} = 1,57^x$$

Таким чином, найменший діаметр зонда, сформований на об'єкті лінзою ІІ_к, дорівнює

$$d_{II\kappa} = d_{I\kappa} \cdot 1,57^x = 1,69$$
 мкм.

Робочі ампер-витки лінзи II_K для режима формування мінімального діаметра зонда на об'єкті можна визначити із залежності (10.2), знаючи f, $f_{мін}$ і NI_0 .

Для лінзи II_K $f_{_{MiH}} = 0.5\sqrt{S^2 + 0.45 \, \mu^2} = 7.2 \, \text{мм}$.

 $NI_0 = 4473$ (для симетричного полюсного наконечника при U=100 кВ). Для випадку, коли f = 64 мм, знаходимо, що $f/f_{\rm MiH}=8,88$ і, користуючись таблицею 10.1, визначаємо $NI/NI_0=0,22$. Звідси NI=984 Ав. Визначимо внесок сферичної аберації лінзи II_к у діаметр зонда на об'єкті. Діаметр кола розсіювання для сферичної аберації в площині об'єкта дорівнює

$$d_{c\phi} = \frac{1}{2} C_{c\phi \ II\kappa} \cdot (1 + M_{II\kappa})^4 \cdot \alpha_{oce}^3, \qquad (10.3)$$

де $C_{c\phi II\kappa}$ – коефіцієнт сферичної аберації лінзи ІІк; $M_{II\kappa}$ – збільшення (або зменшення) лінзи ІІк; α_{oc6} – апертура освітлювача.

Для слабких електромагнітних лінз, якою є лінза II_K , коли $\kappa^2 << 1$, коефіцієнт сферичної аберації може бути визначений із такого співвідношення:

$$\frac{C_{c\phi}}{d} = \frac{2}{\pi^3 (\kappa^2)^3},$$
 (10.4)

де κ^2 – оптична сила лінзи;

d – напівширина поля лінзи.

Для лінзи ІІк значення d і κ^2 визначаються із співвідношень (5.8) і (5.10):

$$2d = 0,96\sqrt{12^2 + 0,45 \cdot 12^2} = 13,8 \text{ MM}, \qquad d = 6,9 \text{ MM},$$
$$\kappa^2 = 0,22 \cdot 10^{11} \cdot \frac{B_0^2 \cdot d^2}{U^*}.$$

При цьому значення максимальної магнітної індукції *B*₀ на осі лінзи визначається на основі співвідношення (5.6):

$$B_0 = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 984}{\sqrt{12^2 + 0.45 \cdot 12^2} \cdot 10^{-3}} = 0,085 T.$$

Знаходимо κ^2 при U=100000 В (U*=109788 В):
 $\kappa^2 = 0.22 \cdot 10^{11} \frac{0.085^2 \cdot 6.9^2 \cdot 10^{-6}}{109788} = 0.068.$

 $C_{c\phi}$ для лінзи ІІ_К дорівнює:

$$C_{c\phi II\kappa} = \frac{2 \cdot 6,9}{\pi^3 \cdot 0,068^3} = 1419 \, \text{MM}$$

Знайдемо діаметр кола розсіювання для сферичної аберації лінзи $\Pi_{\rm K}$ у площині об'єкта, взявши згідно з рисунком 10.5

$$\alpha_{ocs} = \frac{r}{f_2} = \frac{100 \cdot 10^{-3}}{64} = 1,56 \cdot 10^{-3},$$
$$d_{c\phi II\kappa} = \frac{1}{2} \cdot 1419 \cdot (1+1,57)^4 \cdot (1,56 \cdot 10^{-3})^3 = 0,117 \text{ MKM}.$$

Прийнято вважати допустимим, якщо $d_{c\phi} \leq 0,2 \ d_{II\kappa}$. У нашому випадку $d_{II\kappa}=1,69$ мкм, тобто ця умова виконується. Таким чином, повний діаметр зонда d_3 на об'єкті, що формується лінзою ІІ_к, дорівнює

$$d_3 = \sqrt{d_{II\kappa}^2 + d_{c\phi II\kappa}^2} = \sqrt{1,69^2 + 0,117^2} = 1,69 \text{ MKM}.$$

Максимальний струм, який може бути отриманий у зонді діаметром *d*₃, визначається таким співвідношенням:

$$i_{3} = \frac{\pi^{2}}{4} \cdot R \cdot d_{3}^{2} \cdot \alpha_{oc6}^{2} , \qquad (10.5)$$

де R – електронна яскравість, $\frac{A}{cM^2 \cdot cmep}$ (візьмемо

$$R=1,1\cdot10^{5}\frac{A}{cM^{2}\cdot cmep}$$
для U=100 кВ);
$$i_{3}=\frac{\pi^{2}}{4}\cdot1,1\cdot10^{5}\cdot(1,69\cdot10^{-4})^{2}\cdot(1,56\cdot10^{-3})^{2}=18,8\cdot10^{-9} A.$$

У такому випадку густина струму на об'єкті буде дорівнювати

$$j_{oo} = \frac{i_3 \cdot 4}{\pi \cdot d_3^2} = 0.83 \frac{A}{cM^2}$$

10.2 Передполе об'єктива – додаткова конденсорна лінза

У сучасних ПЕМ об'єктивна лінза являє собою лінзу конденсор-об'єктив. Це сильна електромагнітна лінза з великим числом ампер-витків, об'єкт в якій розташований практично у середній площині лінзи, тобто в магнітному полі. При цьому верхня частина поля такої лінзи (передполе) відіграє роль додаткової конденсорної лінзи (рис.10.6), що зменшує діаметр зонда на об'єкті ще в 5 – 10 разів і дозволяє отримати зонд на об'єкті діаметром ~ 0,2 мкм.



Рисунок 10.6 – Дія передполя об'єктивної лінзи

Приклад 18 Визначити зменшення зонда передполем об'єктивної лінзи у приладі ПЕМ-125К (рис. 10.7).

Вихідні дані для розрахунку: $z_0 = -0,3$ мм (положення об'єкта відносно середньої площині лінзи); $z_1 = 125$ мм (відстань від середньої площини лінзи до селекторної діафрагми, де формує зображення об'єктивна лінза); параметри полюсного наконечника: $\mathcal{A}_1 = 7$ мм (верхній канал); $\mathcal{A}_2 = 4$ мм (нижній канал); S = 7 мм (ширина щілини).



Рисунок 10.7 – Зменшення зонда на об'єкті передполем об'єктивної лінзи у приладі ПЕМ-125К

$$\begin{aligned} d &= \frac{0.97}{2} \sqrt{S^2 + 0.45 \left(\frac{\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2}{2}\right)^2} = \frac{0.97}{2} \sqrt{7^2 + 0.45 \left(\frac{7+4}{2}\right)^2} = \\ &= 3.8 \text{ MM} ; \\ \varphi_{30\delta p} &= \arccos \ ctg \ \frac{z_{30\delta p}}{d} = \arccos \ ctg \ 32.89 = 1^{\circ}45' \ a\delta o \ 0.03 \ pad ; \\ \varphi_0 &= \arccos \ ctg \ \frac{z_0}{d} = \arccos \ ctg \ \frac{-0.3}{3.8} = \arccos \ ctg \ -0.0789 = 94^{\circ}30' \\ a\delta o \ 1.648 \ pad ; \\ \omega &= \frac{\pi}{\varphi_0 - \varphi_{30\delta p}} = 1.94 \Rightarrow \omega^2 = 3.76; \\ \kappa^2 &= \omega^2 - 1 = 3.76 - 1 = 2.76 ; \\ M^x &= \frac{\omega \cdot \sin \varphi_0}{\sin \omega (\pi - \varphi_0)} = \frac{1.94 \cdot \sin 94^{\circ}30'}{\sin 1.94 \ (180^{\circ} - 94^{\circ}30')} = 7.9^x \quad - \end{aligned}$$

зменшення зонда передполем об'єктивної лінзи у приладі ПЕМ-125 К. Таким чином, з урахуванням зменшення зонда передполем об'єктивної лінзи в приладі ПЕМ-125К може бути отриманий зонд на об'єкті діаметром $d_0 = \frac{d_3}{M^X} = \frac{1,69}{7,9^X} = 0,21 \text{ мкм}$.

10.3 Система освітлення з трьома конденсорними лінзами

У деяких аналітичних ПЕМ, наприклад, приладах фірми JEOL (Японія), використовується трилінзова освітлювальна система, що дає можливість проведення аналізу з дуже малої ділянки об'єкта (діаметром менше 1 нм).

На рисунку 10.8 наведені різні режими роботи освітлювальної системи ПЕМ з трьома конденсорними лінзами. На рисунку 10.8 а показана умова роботи освітлювача в режимі паралельного пучка з високою когерентністю на широкій області зразка. У такому випадку сильно збуджується лінза Шк, фокусуючи електрони в передньому фокусі передполя об'єктивної лінзи. На рисунку 10.8 б показана умова роботи освітлювача при отриманні зонда малого діаметра. Лінза Ш_к вимикається і електрони фокусуються на зразку за допомогою передполя об'єктивної лінзи. Кут освітлення (а₁) стає значним, забезпечуючи велику інтенсивність електронів у пучку. Такий режим роботи підходить для аналізу малих областей, зокрема для режиму рентгенівського мікроаналізу (РМА). На рисунку 10.8 в показаний режим роботи при малому куті освітлення (α₂) з використанням малої апертурної діафрагми в лінзі ІІк. За таких умов зразок висвітлюється пучком малого діаметра з відносно високою когерентністю.

У режимах роботи, показаних на рисунках 10.8 б і 10.8 в, можлива зміна кута освітлення (α) за рахунок зміни збудження конденсорних лінз ІІк і Шк при збереженні малого діаметра зонда, що зручно для спостереження картин дифракції в збіжному електронному пучку.



Рисунок 10.8 — Режими роботи освітлювальної системи ПЕМ з трьома конденсорними лінзами: режим освітлення зразка паралельним пучком (а); режим отримання малого зонда на зразку (б); режим нанодифракції з малим кутом освітлення (в)

10.4. Система освітлення за Келером

Освітлення за Келером (рис. 10.9) визнається найкращим методом освітлення об'єктів у мікроскопії з точки зору теорії та практики. Сьогодні цей метод використовується практично у всіх аналітичних ПЕМ.



Рисунок 10.9 — Система освітлення за Келером у приладах фірми Carl Zeiss (Німеччина)

Найбільшого розвитку метод освітлення за Келером набув у ПЕМ, що випускаються фірмою Carl Zeiss. Це прилади EM 910, EM 912, Libra 120 і Libra 200.

Суть освітлення за Келером полягає в тому, що лінза Шк фокусує пучок у фокус передполя об'єктивної лінзи і на об'єкт йде паралельний пучок. При паралельному освітленні виходить відмінна дифракційна картина, а також зображення фазового контрасту практично вільне від спотворень.

У приладах фірми Carl Zeiss освітлення за Келером має такі особливості:

1) змінна діафрагма конденсорної лінзи ІІІ_к використовується як апертура пучка, що висвітлює об'єкт, при цьому розмір апертурної діафрагми вибирається автоматично залежно від збільшення (патент фірми Carl Zeiss). Для приладів ЕМ 910 і ЕМ 912 ці дані наведені в таблиці 10.2;

2) пучок напрямляється у необхідну діафрагму лінзи Шк за допомогою СВ лінзи Ш_к, а потім повертається на оптичну вісь за допомогою СВ передполя ОЛ, при цьому фокусується пучок у фокус передполя ОЛ за допомогою лінзи Ш_к.

Таблиця 10.2 – Для приладів ЕМ 910 і ЕМ 912

Tion come rightropy of III to a cont	251-11 11-21-11-2
діаметр діафрагми пік, мкм	зопльшення
Ø 38	$\geq 163000^{x}$
Ø 75	$80000^{\rm x} - 163000^{\rm x}$
Ø 150	$40000^{\rm x} - 80000^{\rm x}$
Ø 300	$20000^{\rm x} - 40000^{\rm x}$
Ø 600	$4000^{x} - 20000^{x}$

На рисунку 10.10 зображені два режими мікродифракції: стандартний з використанням селекторної діафрагми (рис. 10.10 а) і при освітленні за Келером із застосуванням змінної діафрагми в лінзі Ш_к (рис. 10.10 б).

Стандартний режим з використанням селекторної *діафрагми*. У цьому режимі а-а – ділянка об'єкта, вибрана селекторною діафрагмою, а с-с – ділянка об'єкта, що освітлюється пучком. Дифраговані промені з ділянки об'єкта



Рисунок 10.10 — Режим мікродифракції при освітленні за Келером: стандартний режим із використанням селекторної діафрагми (а); режим зі змінною діафрагмою в лінзі Шк (б)

поза вибраної зони проходять у селекторну діафрагму (пунктирні промені).

Режим зі змінною діафрагмою в лінзі Шк. У цьому режимі діаметр освітленої ділянки на об'єкті d залежить від розміру діафрагми \mathcal{I} у лінзі Ш_к та від співвідношення відстаней a/b, де b = - фокусна відстань передполя ОЛ.

Для ЕМ 910 і ЕМ 912: $d = \frac{\mathcal{I} \cdot e}{a} = \mathcal{I} \frac{5,2}{71,6} = \frac{\mathcal{I}}{13,76}$, тобто

діафрагма Д зменшується на об'єкті в 13,76 разів. Діаметр ділянки, що освітлюється на об'єкті d залежно від розміру діафрагми Д, буде дорівнювати:

Розмір діафрагми Д, мкм	Діаметр ділянки, що
	освітлюється d, мкм
38	$38/13,76 \cong 2,5$
75	$75/13,76 \cong 5,0$
150	$150/13,76 \cong 10$
300	$300/13,76 \cong 20$
600	$600/13,76 \cong 40$

У такому режимі роботи інформація, що отримується від об'єкта в режимі дифракції і в режимі зображення, відповідає одна одній.

10.5 Система юстування освітлювача і компенсація приосьового астигматизму

10.5.1 Система юстування освітлювача

Роз'юстування освітлювальної системи призводить до втрати освітленості об'єкта. Лінза I_K має механічне поперечне переміщення і легко юстується відносно електронної гармати і лінзи I_K . У системах з високим ступенем однорідності матеріалу магнітопровода лінз і при високій точності обробки каналів необхідність у механічному юстуванні першого конденсора щодо другого відпадає.

Для нахилу і переміщення пучка на об'єкті застосовується двоярусна система відхилення (СВ). Принцип роботи її полягає у такому. Для нахилу пучка на об'єкті на кут θ_2 пучок спочатку відхиляється за допомогою СВ1 на кут θ_1 у зворотному напрямку, а потім за допомогою СВ2 відхиляється в протилежний бік, забезпечуючи кут нахилу пучка на об'єкті θ_2 (рис. 10.11).



Рисунок 10.11 — Принцип роботи системи нахилу та переміщення пучка на об'єкті : режим нахилу пучка (а); режим переміщення пучка (б)

Існує геометрична залежність між θ_1 і θ_2 , що визначається формулою

 $tg \theta_2 = \frac{l_1}{l_2} tg \theta_1$, де l_1 – відстань між CB1 і CB2; l_2 – відстань між CB2 та об'єктом.

Спочатку здійснюється підбір співвідношення струмів між CB1 і CB2 таким чином, щоб при зміні кута нахилу пучка на об'єкті θ_2 пучок не зміщувався з оптичної осі – точки 0 на об'єкті. Оскільки відхиляючі котушки верхнього поверху (CB1) і нижнього поверху (CB2) не можуть бути фізично розташовані одна під одною в одній площині, то проводиться ще одне схемне підстроювання, так звана компенсація, шляхом перерозподілу струмів між котушками X-X і Y-Y.

Для здійснення переміщення пучка по об'єкту подається струм у СВ1. Оскільки система нахилу пучка вже налаштована, то на об'єкті пучок переміщується таким чином, що кут його нахилу не змінюється (рис. 10.11 б).

Коли системи нахилу і переміщення пучка на об'єкті налаштовані, то ручкою потенціометра «нахил пучка» можна змінювати кут нахилу пучка на об'єкті, не змінюючи переміщення пучка та, навпаки, ручкою потенціометра «переміщення пучка» можна переміщати пучок по об'єкту, не змінюючи кута нахилу пучка.

Необхідно відзначити ще одну важливу роль, яку виконує в ПЕМ система нахилу і переміщення пучка на об'єкті, – це перехід з режиму світлопільного зображення в темнопільний режим роботи (рис. 10.12).

Припустимо, що електронний пучок надходить у систему відхилення CB1 зі зміщенням відносно оптичної осі ОО на величину Δx . Для забезпечення світлопільного режиму в ПЕМ CB1 і CB2 повинні спрямувати пучок на об'єкт по оптичній осі, тобто без нахилу.



Рисунок 10.12 – Перехід із світлопільного режиму роботи ПЕМ у темнопільний: світлопільний режим (а); темнопільний режим (б)

Для отримання темнопільного режиму пучок повинен бути спрямований на об'єкт під деяким кутом θ , що і забезпечують CB1 та CB2. У сучасних ПЕМ є дві кнопки: «світлопільний режим» та «темнопільний режим». Оскільки налаштування CB на той чи інший режими здійснюється завчасно, то перехід із світлопільного режиму роботи у темнопільний здійснюється автоматично натисканням відповідної кнопки, що дуже зручно під час роботи.

Необхідно зазначити, що в ПЕМ системи відхилення використовуються не тільки в освітлювачі, а також в

електронній гарматі і системі формування зображення. У сучасних ПЕМ всі механічні юстування замінюються по можливості електричними системами відхилення. З цією метою в колоні ПЕМ використовуються до п'яти і більше систем відхилення пучка.

10.5.2 Компенсація приосьового астигматизму

Оскільки лінза $I_K \ \epsilon$ сильною електромагнітною лінзою ($\kappa^2 > 1$), то вона має невелику сферичну аберацію і осьовий астигматизм. Лінза II_K навпаки — слабка ($\kappa^2 <<1$) і тому має значну сферичну аберацію та астигматизм. Сферична аберація збільшує діаметр зонда на об'єкті, її компенсувати неможливо. Осьовий астигматизм компенсується спеціальними пристроями — стигматорами (рис. 10.13).



Рисунок 10.13 – Принципові схеми електростатичного (a) та електромагнітного (б) стигматорів. 1 – поле, що вноситься стигматором

Для корекції астигматизму магнітних лінз застосовують електростатичні або електромагнітні стигматори, які розташовуються дуже близько від фокальної площини лінзи. У найпростішому випадку стигматор складається з чотирьох електростатичних електродів або електромагнітних полюсів, які збуджуються так, як показано на рисунку 10.13.

Електроди стигматора повинні розташовуватися за напрямом меридіональної (м-м) та сагітальної (с-с) осей еліпса лінзи. Поєднання електродів з напрямами цих осей раніше забезпечувалось шляхом механічного обертання стигматора. З ряду причин слід уникати використання рухомих частин усередині мікроскопа, тому обертання поля стигматора доцільно виконувати електричним способом. Для цього замість чотирьох електродів (або полюсів) використовуються вісім електродів і, шляхом регулювання напруги або струму живлення одночасно досягаються необхідна напруженість і орієнтація обертового поля стигматора.



Рисунок 10.14 – Принцип дії восьмиполюсного електростатичного (а) та електромагнітного (б) стигматорів. 1 – обертове поле, що вноситься стигматором



Рисунок 10.15 – Принципова конструкція конденсорної лінзи ІІк електронного мікроскопа ПЕМ-125К: 1, 2 – магнітопроводи лінзи; 3 – котушка; 4 – стигматор

Приклад 19 Визначимо необхідну кількість ампер-витків в одній котушці восьмиполюсного стигматора лінзи II_K електронного мікроскопа ПЕМ-125К за умови: овальність отворів $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_2 = 10$ мкм, їх неспіввісність – 40 мкм (згідно з кресленнями). Максимальна прискорююча напруга мікроскопа – 125 кВ.

Розв'язання

Залежність між величиною осьового астигматизму Z_a та максимальною похибкою δ в овальності отворів у полюсному наконечнику лінзи або неспіввісністю цих отворів (у розрахунок береться більша величина, в даному випадку – неспіввісність отворів \mathcal{J}_1 і \mathcal{J}_2) визначається за формулою

$$\frac{Z_a}{\delta} = 100 \left(2 + 3\frac{S}{\mathcal{A}}\right) \left(\frac{U^*}{NI^2}\right), \qquad (10.5)$$

де *NI* – робочі ампер-витки лінзи при даній прискорюючій напрузі (у даному випадку *NI* = 1160 Ав).

Для лінзи II_{K} при прискорюючій напрузі 125 кВ отримаємо

$$\frac{Z_a}{\delta} = 100 \left(2 + 3\frac{12}{12}\right) \left(\frac{140293}{1160^2}\right) = 52.$$

Таким чином, величина осьового астигматизму лінзи II_K дорівнює $Z_a = 2080 \, M \kappa M$.

Для корекції астигматизму Z_a потрібна оптична сила електромагнітного стигматора, який являє собою квадрупольну лінзу (рис. 10.16), що дорівнює:

$$q^{2} = \frac{1}{2} \frac{Z_{a}}{f} \frac{1}{L f \left(1 - \frac{d}{g}\right)^{2}},$$
 (10.6)

де d – відстань від середньої площини лінзи до стигматора, м (у даному випадку d = 0);

s – відстань від середньої площини лінзи II_K до об'єкта, м (у даному випадку s = 0,170 м);

L – довжина стигматора, м (у даному випадку L = 0,006 м); f – фокусна відстань лінзи II_K в режимі фокусування пучка на об'єкті, м (у даному випадку f = 0,064 м).

Тоді $q^2 = 42,3 \ m^{-2}$; а $q = 6,5 \ m^{-1}$.

Як правило, в практиці конструювання стигматорів виконується умова *qL*<0,1. У нашому випадку

$$qL = \frac{1}{6,5} \left(\frac{1}{m} \right) \cdot 6 \cdot 10^{-3} (m) = 0,039$$
.

Для визначення необхідної кількості ампер-витків у одній котушці стигматора скористаємося співвідношенням

$$NI_{cmuzM} = 1,34 \cdot \sqrt{U^*} \cdot r^2 \cdot q^2, \qquad (10.7)$$

де r – відстань від центра обмотки стигматора до оптичної осі, м (у даному випадку r = 0,014 м).

Для прискорюючої напруги 125 кВ знаходимо

 $NI_{cmuzM} = 4,16 \ As$. Робочий струм у стигматорі дорівнює $I_{pob} = 0,018 \ A$, а густина струму в обмотці стигматора дорівнює $j = 0,9 \ \frac{A}{MM^2}$.



Рисунок 10.16 - Котушка стигматора лінзи ІІ_к приладу ПЕМ-125К

Оскільки усі вісім котушок стигматора не можуть бути абсолютно однаковими за силою їх впливу на електронний пучок, то для виключення цього явища кожна протилежна пара котушок 1–5, 2–6, 3–7, 4–8 (рис. 10.14 б) живиться через потенціометр «центрівка», як показано на рисунку 10.17.



Рисунок 10.17 - Схема центрування котушок стигматора

10.6 Системи формування зображення в ПЕМ

10.6.1 П'ятилінзова система формування зображення

У сучасних ПЕМ (СМ10, СМ12 – Philips; JEM-1200EX – JEOL; ПЕМ-125К – ВАТ «SELMI» та ін.) застосовується п'ятилінзова система формування зображення (об'єктивна, три проміжних і проекційна лінза).



Рисунок 10.18 — П'ятилінзова система формування зображення в ПЕМ

Переваги п'ятилінзової системи порівняно з чотирилінзовою, що застосовувалась у більш ранніх приладах (JEM–100CX, JEOL; EM-125, BAT «SELMI» та ін.), полягають у такому:

1 П'ятилінзова система дозволяє виключити поворот зображення та мікродифракційної картини. Це досягається тим, що сума ампер-витків лінз П1, П2 і П3 залишається постійною при зміні збільшення або довжини дифракційної камери. При цьому об'єктивна і проекційна лінзи працюють з незмінним постійним збудженням. Оскільки кут повороту зображення в магнітній лінзі при постійній прискорюючій напрузі залежить тільки від її ампер-витків, то при незмінній сумі ампер-витків усіх п'яти лінз поворот зображення відсутній.

2 Однією з істотних аберацій системи формування зображення є дисторсія. Як відомо, вона може бути подушкоподібною або бочкоподібною. Якщо лінза створює дійсне зображення, то дисторсія подушкоподібна, якщо зображення, створюване лінзою, уявне, то дисторсія бочкоподібна. У збільшувальній системі з трьох проміжних лінз П1, П2 і П3 як мінімум одна з трьох лінз створює уявне зображення з бочкоподібною дисторсією, компенсуючи тим самим подушкоподібну дисторсією, створювану іншими лінзами системи формування зображення. Завдяки цьому в приладах СМ10 і СМ12, наприклад, величина дисторсії зображення не перевищує 1,5%, у той час як у приладах більш раннього випуску різних фірм з чотирилінзовою системою збільшення величина дисторсії становила від 5% і більше.

У деяких моделях електронних мікроскопів у системах формування зображення використовується більше п'яти лінз. Так, у приладі JEM-1200EX та інших модифікаціях цієї фірми є об'єктивна міні-лінза (ОМ-лінза), яка працює при малих збільшеннях, коли основна об'єктивна лінза вимкнена. ОМ- лінза — це котушка з невеликою кількістю ампер-витків, яка розташована разом зі стигматором об'єктивної лінзи і котушками зміщення зображення на одному каркасі. Застосування ОМ-лінзи зменшує дисторсію зображення на малих збільшеннях.

В електронних мікроскопах, оснащених енергетичним фільтром омега-типу, вбудованому в колону мікроскопа, використовується сім лінз у системі формування зображення у варіанті: об'єктивна лінза, чотири проміжні лінзи до фільтра і дві проекційні лінзи після енергетичного фільтра (у приладах фірми JEOL) або у варіанті: об'єктивна лінза, три верхніх проекційних лінзи до фільтра і три нижніх проекційних лінзи після фільтра і три нижніх гроекційних лінзи після фільтра (у приладах фірми Carl Zeiss).

10.6.2 Об'єктивна лінза, контраст зображення

Об'єктивна лінза – перша лінза, яка формує зображення за допомогою електронів, що пройшли через зразок. Якість зображення в ПЕМ визначається, головним чином, досконалістю об'єктивної лінзи. Основні аберації об'єктивної лінзи – сферична, хроматична і осьовий астигматизм. Осьовий астигматизм компенсується стигматором об'єктивної лінзи. Коефіцієнти сферичної $C_{c\phi}$ і хроматичної C_{xp} аберацій залежать, головним чином, від величини збудження об'єктивної лінзи (кількість робочих ампер-витків). При більш високому збудженні об'єктивної лінзи коефіцієнти $C_{c\phi}$ і C_{xp} зменшуються, що забезпечує більш високу роздільну здатність мікроскопа.

Об'єктивні лінзи всіх сучасних ПЕМ оснащені евцентричними гоніометрами з боковим введенням об'єкта. При цьому мікроскоп комплектується, як правило, цілим рядом полюсних наконечників об'єктивної лінзи – високої роздільної здатності, великого кута нахилу об'єкта, високого контрасту та ін. Усі полюсні наконечники мають різні оптичні розміри – діаметри верхнього та нижнього каналів і ширину щілини немагнітного зазору. Проте істотною обставиною при зміні полюсних наконечників є те, що об'єкт в магнітне поле об'єктивної лінзи вводиться за допомогою утримувача об'єктів весь час в одну й ту ж площину, яка лежить на евцентричній осі гоніометра. При цьому відстань від середньої площини об'єктивної лінзи до об'єкта Z_0 і робочі ампер-витки лінзи для кожного полюсного наконечника свої.

У випадку об'єктивної лінзи приладу ПЕМ-125К з різними полюсними наконечниками ця обставина відображена на рисунку 10.19.



Рисунок 10.19 — Розташування об'єкта в об'єктивній лінзі приладу ПЕМ-125К з різними полюсними наконечниками: ВР — високої роздільної здатності; ВН — великого кута нахилу об'єкта (±60°); ВК — високого контрасту. 1 — об'єкт; Z₀ — відстань до об'єкта від середньої площини лінзи

Евцентричний гоніометр характеризується тим, що при нахилі об'єкта досліджувана ділянка не зміщується з оптичної осі мікроскопа. Досліджувана ділянка об'єкта знаходиться на перетині оптичної осі мікроскопа і евцентричної осі гоніометра.

У таблиці 10.2 наведені основні оптичні характеристики об'єктивної лінзи з різними полюсними наконечниками приладу ПЕМ-125К.

Таблиця 10.2 – Параметри об'єктивної лінзи мікроскопа ПЕМ-125 К з різними полюсними наконечниками

	Полюсний наконечник				
Параметри лінзи	BP	BH	ВК		
Робочі ампер - витки (при U=100 кВ)	6290 Ав	6290 Ав	5500 Ав		
Φ окусна відстань, f	2,4 мм	3,1 мм	3,7 мм		
Коефіцієнт сферичної аберації, С _{сф}	1,8 мм	2,2 мм	2,7 мм		
Коефіцієнт хроматичної аберації, <i>С_{хр}</i>	1,9 мм	2,4 мм	2,9 мм		

Контраст зображення. Всі об'єкти, які досліджуються в ПЕМ, можна розділити на два класи – неперіодичні об'єкти (наприклад, біологічні) і об'єкти з періодичною структурою (наприклад, кристали). У зв'язку з цим можна говорити про два типи контрасту зображення – амплітудний і фазовий. Розглянемо утворення амплітудного та фазового контрасту в ПЕМ.

Амплітудний контраст. З фізичної точки зору амплітудний контраст виникає внаслідок відсікання об'єктивною діафрагмою частини розсіяних електронів від подальшої їх участі у формуванні зображення. Величина амплітудного контрасту зростає при зменшенні прискорюючої напруги і розміру об'єктивної діафрагми. Щоб збільшити амплітудний контраст з деякою втратою в роздільній здатності, можна зменшити кут обрізання шляхом збільшення фокусної відстані об'єктивної лінзи.

Пояснення механізму формування амплітудного контрасту в ПЕМ зображене на рисунку 10.20.



Рисунок 10.20 – Механізм формування амплітудного контрасту в ПЕМ

Проходячи через об'єкт, електрони розсіюються, при цьому ділянки з більшою товщиною і густиною розсіюють

електрони на більший кут. Апертурна діафрагма відіграє основну роль у механізмі формування амплітудного контрасту. Сильно розсіяні електрони не потраплять в отвір діафрагми і не візьмуть участі у формуванні зображення. У точці А електрони розсіються на кут α , в точці В – на кут β . До екрана надійде більше електронів від точки В і вона буде світліше точки А.

Для амплітудного контрасту необхідно відзначити ще одну важливу обставину. Як відомо, для реалізації максимальної роздільної здатності приладу об'єктивна лінза повинна відтворювати зображення в площині Гаусса, де аберації мінімальні. Однак у цьому випадку контраст зображення об'єктів неперіодичної структури не буде максимальним. Величина максимального контрасту згідно з Шерцером визначається за співвідношенням:

$$\Delta f_0 = -1.2 \cdot \sqrt{C_{c\phi} \cdot \lambda} , \qquad (10.8)$$

де Δf_0 – дефокусування об'єктивної лінзи;

 $C_{\mathrm{c}\varphi}$ – коефіцієнт сферичної аберації об'єктивної лінзи;

λ – довжина хвилі електронів.

Від'ємний знак при Δf_0 означає, що для отримання найбільшого контрасту потрібне невелике недофокусування об'єктивної лінзи (фокусування за Шерцером).

Розглянемо це на прикладі об'єктивної лінзи мікроскопа ПЕМ-125К. Під час роботи з полюсним наконечником високої роздільної здатності (ВР) при прискорюючій напрузі 100 кВ ($\lambda = 0,0037$ нм) отримаємо $\Delta f_0 = -98$ нм.

Мінімальний крок фокусування з полюсним наконечником ВР дорівнює 4 нм. Отже, недофокусування становить приблизно 25 ступенів плавного регулювання струму об'єктивної лінзи.

Фазовий контраст виникає внаслідок інтерференції прямого і дифрагованого електронних пучків, що пройшли через об'єктивну діафрагму.

За умовою Брегга – Вульфа $n\lambda = 2d \cdot \sin \theta$ при малих кутах θ і при n = 1 кут дифракції дорівнює



Рисунок 10.21 — Утворення світлопільного та темнопільного фокусів об'єктивної лінзи ПЕМ при дослідженні кристалічних об'єктів

Для графітизованої сажі (d = 0,344 нм) при U = 100 кВ ($\lambda = 0,0037$ нм) $v = 1,07 \cdot 10^{-2}$ рад.

Оскільки прямі 1-1' та дифраговані промені 2-2' входять в лінзу під різними кутами, то внаслідок сферичної аберації об'єктивної лінзи фокуси у них різні і, крім того, світлопільний і темнопільний фокуси зміщені на величину r_E , яка у загальному випадку дорівнює

$$r_E = M^x \cdot v(C_{c\phi} v^2 - \Delta f_0), \qquad (10.9)$$

де *М^x* – збільшення мікроскопа;

v – кут дифракції;

Ссф – коефіцієнт сферичної аберації об'єктивної лінзи;

 Δf_0 – дефокусування об'єктивної лінзи.

При точному фокусуванні світлопільного зображення, сформованого центральним пучком ($\Delta f_0=0$), зміщення дифрагованого зображення на екрані дорівнює

$$r_E = M^x \cdot C_{c\phi} \cdot v^3.$$

Наприклад, для ПЕМ-125К з полюсним наконечником ВР при $M^x = 300000^x$, $C_{c\phi} = 1,8$ мм, $v = 1,07 \cdot 10^{-2}$ (графітизована сажа) $r_E = 0,66$ мм.

Світлопільне і темнопільне зображення будуть суміщені одне з одним і з оптичною віссю ОО' в об'єктивній лінзі з коефіцієнтом сферичної аберації $C_{c\phi}$ і при куті дифракції v, якщо дотримується умова

$$\Delta f_0 = C_{c\phi} \cdot v^2$$

Для об'єкта графітизована сажа недофокусування об'єктивної лінзи становить: $\Delta f_0 = -206 \ \text{нм}$.

Фазовий контраст можна підвищити за рахунок застосування похилого освітлення об'єкта, що досягається за допомогою СВ нахилу пучка на об'єкті. На рисунку 10.22 показані положення об'єктивної діафрагми, дифракційного кільця графітизованої сажі, центрального (недифрагованого) пучка та оптичної осі (центр екрана) при прямому і похилому освітленні об'єкта.

Необхідно звернути увагу на те, що розмір апертурної діафрагми об'єктивної лінзи повинен бути таким, щоб можна було спостерігати перше дифракційне кільце графітизованої сажі. Крім того, виставлення нахилу пучка повинне здійснюватися з великою точністю, тобто відстані a'=e' (рис. 10.22 б).



Рисунок 10.22 — Пряме (а) та похиле (б) освітлення об'єкта: х — центр екрана (оптична вісь); • — центральний (недифрагований) пучок

Якщо радіус дифракційного кільця дорівнює R, то точність установки нахилу пучка повинна бути менше, ніж 0,2 R.

10.6.3 Роздільна здатність ПЕМ

Роздільна здатність ПЕМ може бути визначена при використанні таких об'єктів:

- об'єкт з аморфною, неперіодичною структурою така роздільна здатність називається «за точками»;
- об'єкт з періодичною структурою така роздільна здатність називається «за лініями», причому в цьому випадку вона може бути визначена в прямому або нахиленому пучку.

Розглянемо всі три види роздільної здатності ПЕМ окремо.

Роздільна здатність ПЕМ за точками. Роздільна здатність за точками визначається формулою

$$d_{_{MiH}} = 0,65 \, \sqrt[4]{C_{c\phi} \cdot \lambda^3} \,.$$
 (10.10)

Наприклад, електронний мікроскоп ПЕМ-125К з полюсним наконечником ВР дозволяє реалізувати роздільну здатність за точками при прискорюючій напрузі 100 кВ (λ =0,0037 нм) d = 0,35 нм.

Необхідно зазначити, що роздільна здатність за точками найбільш реально відображає справжню структуру досліджуваного об'єкта.

Роздільна здатність за лініями в прямому пучку. Роздільна здатність ПЕМ у цьому випадку визначається такою залежністю:

$$d = \sqrt{\Delta F_0 \cdot \lambda} , \qquad (10.11)$$

де ΔF_0 – зміна фокусної відстані обєктивної лінзи внаслідок хроматичної аберації.

При розгляді хроматичної аберації в розділі 7 було встановлено, що найбільший вклад у величину хроматичної аберації вносить розходження енергій електронів, що виходять з катода. Нестабільність прискорюючої напруги і коливання струму об'єктивної лінзи позначаються у меншій мірі. Показано, що якщо розходження енергій $\Delta E = 1$ еВ, нестабільність прискорюючої напруги $\Delta U/U = 2 \cdot 10^{-6}$, а нестабільність струму об'єктивної лінзи $\Delta I/I = 1 \cdot 10^{-6}$, то при U = 100 кВ:

$$\frac{\Delta E}{U} = 10^{-5}, \qquad \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta I}{I}\right)^2} = 2 \cdot 10^{-6}.$$

Під час роботи з полюсним наконечником ВР маємо $f_0 = 2,4$ мм, $C_{xp} = 1,9$ мм (таблиця 10.2). Тоді

$$\frac{\Delta F_0}{f_0} = \frac{C_{xp}}{f_0} \cdot \frac{\Delta E}{U} + \frac{C_{xp}}{f_0} \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta I}{I}\right)^2} \ .$$

Для наведених даних приладу ПЕМ-125К отримаємо:

$$\frac{\Delta F_0}{2,4} = 9,4\cdot 10^{-6} \quad \text{mm}; \quad \Delta F_0 = 2,4\cdot 9,4\cdot 10^{-6} \quad \text{mm} = 22,5 \text{ mm}.$$

У такому випадку роздільна здатність за лініями в прямому пучку приладу ПЕМ-125К з полюсним наконечником ВР при прискорюючій напрузі 100 кВ дорівнює d = 0,28 нм.

Як видно, роздільна здатність за лініями менша, ніж роздільна здатність за точками, однак інформативність такого зображення гірша, ніж при роздільній здатності за точками.

Роздільна здатність за лініями в нахиленому пучку. Вплив зміни фокусної відстані об'єктивної лінзи ΔF_0 буде набагато меншим, якщо перейти від прямого освітлення об'єкта до нахиленого (рис. 10.23).



Рисунок 10.23 – Схема освітлення об'єкта при нахиленому пучку

Роздільна здатність ПЕМ за лініями в нахиленому пучку визначається формулою

$$\frac{d}{2} = \left(\varepsilon + \frac{v}{2} \right) \Delta F_0 + \frac{8\delta}{3\pi} \Delta F_0 + \frac{16\delta}{3\pi} \Delta f_0 + 2C_{c\phi} \left(\varepsilon + \frac{v}{2} \right) \delta^2. \quad (10.12)$$

Розглянемо складові формули (10.12): І $\left(\varepsilon + \frac{v}{2}\right) \Delta F_0$ – вплив неточності установки кута нахилу

пучка ε відносно кута Брегга– Вульфа $\frac{v}{2}$.

Ідеальний випадок, коли $\varepsilon = -\frac{v}{2}$. При розрахунках можна допускати, що $(\varepsilon + \frac{v}{2}) \le 10^{-3}$.

II $\frac{8\delta}{3\pi}\Delta F_0$ — вплив апертури пучка на дифракцію, враховуючи, що пучок на об'єкт падає не по ідеальній лінії, а під деяким кутом δ .

III $\frac{16\delta}{3\pi} \Delta f_0$ – вплив неточності установки величини дефокусування об'єктивної лінзи.

IV $2C_{c\phi}\left(\varepsilon+\frac{v}{2}\right)\delta^2$ – вплив сферичної аберації об'єктивної

лінзи, враховуючи, що пучок входить в лінзу не по ідеальній лінії, а з апертурою δ .

Дефокусування об'єктивної лінзи при нахиленому пучку (для випадку оптимального кута нахилу $\varepsilon = -\frac{v}{2}$) дорівнює

$$\Delta f_0 = -\frac{1}{4} C_{c\phi} \cdot v^2.$$
 (10.13)

Роздільна здатність за лініями в нахиленому пучку для ПЕМ-125К з полюсним наконечником ВР при умові:

$$U=100$$
 кВ; $\delta = \frac{r_{\kappa}}{L} = \frac{0.1}{165} = 6 \cdot 10^{-4}$; $\Delta F_0 = 22,5$ нм ($\Delta E = 1$ eB);
 $\Delta f_0 = 4$ нм; $C_{c\phi} = 1,8$ мм
отримаємо $d=0,077$ нм.

Як видно, роздільна здатність в нахиленому пучку за лініями набагато менша, ніж у прямому пучку за одних і тих самих умов її визначення. У приладі ПЕМ-125К у нахиленому пучку реалізовано роздільну здатність 0,14 нм (тест-об'єкт – монокристалічне золото). Прийнято вважати, що зображення ліній, отриманих у нахиленому пучку, свідчить про високі стабільність електроживлення приладу, механічну стійкість і роздільну здатність оптики. Однак виділення структурної інформації з таких зображень є вкрай важким завданням.

РОЗДІЛ 11 СИСТЕМИ ФОРМУВАННЯ МІНІМАЛЬНОГО ЗОНДА В РЕМ

11.1 РЕМ з триелектродною електронною гарматою з V-подібним вольфрамовим катодом

Електронно-оптична система растрового електронного мікроскопа, яка зображена на рисунку 11.1, повинна формувати на досліджуваному зразку електронний зонд діаметром 5 - 10 нм при струмі в зонді $10^{-11} - 10^{-10}$ А.

Для цього в РЕМ використовуються дволінзова конденсорна система (лінзи І_к, ІІ_к) і об'єктивна лінза.

Оскільки товщина лінзи, як правило, мала порівняно з розмірами a_1 , b_1 , то при розрахунках можна використовувати формулу (3.3):

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_1} = \frac{1}{f_1}$$

Зменшення електронного зонда такою лінзою і загальне зменшення системи лінз дорівнює:

$$M_1^x = \frac{a_1}{s_1}; \qquad M_{3ac}^x = M_1^x \cdot M_2^x \cdot M_3^x = \frac{a_1}{s_1} \cdot \frac{a_2}{s_2} \cdot \frac{a_3}{s_3}.$$

Таким чином, геометричне зменшеня розміру зонда (без урахування аберацій) становить

$$d_0 = \frac{d_{\kappa poc}}{M_{2a2}^x}$$

При $d_{\kappa poc}$ =30 мкм, наприклад, для отримання на зразку зонда діаметром d_0 =5 нм загальне зменшення електронно-оптичної системи має дорівнювати

$$M_{3ac}^{x} = \frac{d_{\kappa poc}}{d_{0}} = \frac{30000}{5} = 6000^{x}.$$



Рисунок 11.1 – Хід променів в електронно-оптичній колоні типового РЕМ з триелектродною електронною гарматою з V-подібним вольфрамовим катодом

Згідно з формулою (7.9) ефективний діаметр зонда на об'єкті в РЕМ дорівнює

$$d_{3} = \sqrt{d_{0}^{2} + d_{c\phi}^{2} + d_{xp}^{2} + d_{\partial u\phi p}^{2}}$$

Визначимо чисельно ефективний діаметр зонда на об'єкті, що формується електронно-оптичною системою РЕМ, яка зображена на рисунку 11.1 з такими параметрами:

U = 30 кВ – прискорюючи напруга мікроскопа;

 $d_0 = 5$ нм — діаметр зонда, геометрично зменшений лінзами (без урахування аберацій);

 $\Delta U = 2 \, \text{eB} - \text{розходження енергій електронів, що вийшли з катода;}$

 $C_{c\phi} = 20$ мм, $C_{xp} = 8$ мм – коефіцієнти сферичної та хроматичної аберацій об'єктивної лінзи;

 $\alpha_0 = 6,3 \cdot 10^{-3}$ – апертура об'єктивної лінзи.

Довжина хвилі електронів при прискорюючій напрузі $U = 30 \text{ kB}; \quad U^* = U(1+10^{-6} \cdot U) = 30880 \text{ В дорівнює}$

$$\lambda = \frac{1,226}{\sqrt{U^*}} = \frac{1,226}{\sqrt{30880}} = 6,97 \cdot 10^{-3} \text{ hm} .$$

Внесок сферичної і хроматичної аберацій, а також дифракційного ефекту в розмір зонда на об'єкті:

$$\begin{split} d_{c\phi} &= \frac{1}{2} C_{c\phi} \cdot \alpha_0^3 = \frac{1}{2} \cdot 20 \cdot 10^6 \cdot (6,3 \cdot 10^{-3})^3 = 2,5 \text{ hm}, \\ d_{xp} &= C_{xp} \cdot \alpha_0 \cdot \frac{\Delta U}{U} = 8 \cdot 10^6 \cdot 6,3 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{2}{30000} = 3,3 \text{ hm}, \\ d_{\partial u\phi p.} &= 1,22 \cdot \frac{\lambda}{\alpha_0} = 1,22 \cdot \frac{0,00697}{6,3 \cdot 10^{-3}} = 1,3 \text{ hm}, \\ d_3 &= \sqrt{d_0^2 + d_{c\phi}^2 + d_{xp}^2 + d_{\partial u\phi p.}^2} = \sqrt{5^2 + 2,5^2 + 3,3^2 + 1,3^2} = 6,6 \text{ hm}. \end{split}$$

Максимальний струм, який може бути отриманий на об'єкті при такому діаметрі зонда, визначається залежністю

$$I_{3_{MAKC}} = \frac{9}{64} \pi^2 R \frac{(d_3)^{\frac{8}{3}}}{(2C_{c\phi})^{\frac{2}{3}}}.$$
 (11.1)

Для даного прикладу $R = 1,61 \cdot 10^5 \frac{A}{cm^2 \cdot cmep}$ (при

температурі катода T = 2820 К та густині струму в кросовері $j_0 = 4,1 \ A/cm^2$) отримаємо:

$$U_{3_{MAKC}} = \frac{9}{64} \pi^2 \cdot 1,61 \cdot 10^5 \frac{(5 \cdot 10^{-7})^{\frac{8}{3}}}{4^{\frac{2}{3}}} = 1,4 \cdot 10^{-12} A.$$

Значний недолік традиційної електронно-оптичної схеми РЕМ, наведеної на рисунку 11.1, полягає в тому, що при прискорюючій напрузі 1 кВ такий РЕМ має роздільну здатність не нижче 15 нм.

Зараз існують принципово нові колони РЕМ, в яких зазначений недолік подоланий. При прискорюючій напрузі 1 кВ такі РЕМ мають роздільну здатність 2,5 – 3 нм. При підвищених прискорюючих напругах (20 – 30 кВ) їх роздільна здатність становить 1 нм, у той час як у традиційних РЕМ дорівнює приблизно 5 нм.

Розглянемо одну з таких нових колон РЕМ.

11.2 PEM з автоемісійною гарматою та високою роздільною здатністю при низьких прискорюючих напругах

На рисунку 11.2 показані основні електронно-оптичні елементи колони GEMINI, створеної для роботи з малими прискорюючими напругами з високою роздільною здатністю. Такий РЕМ призначений для вивчення поверхні тонких шарів і в тому числі непровідних зразків. Зі зниженням прискорюючої напруги зменшуються яскравість гармати і роздільна здатність приладу.



Рисунок 11.2 – Основні електронно-оптичні елементи колони GEMINI – растрового електронного мікроскопа серії LEO 1500 фірми LEO (Німеччина)

Бустер променя підтримує високу прискорюючу напругу пучка електронів (10 кВ) протягом усієї колони, і тільки після растрової ВС електрони гальмуються до потрібної енергії – такої, з якої вони вийшли з катода. На рисунку 11.2 потенціали на електродах відповідають початковій напрузі 1 кВ. Пучок по всій довжині колони фокусується тільки один раз – на зразку. Оптимальний апертурний кут і струм пучка встановлюються за допомогою електромагнітної діафрагми (багатодіркового пристрою) та магнітної лінзи гармати.

У кінцевому рахунку переваги колони GEMINI можна звести до чотирьох основних:

1 У колоні GEMINI електронні пучки перетинаються лише один раз – на зразку (рис. 11.3).



Рисунок 11.3 – Хід променів у колоні GEMINI без утворення кросовера

У класичних колонах РЕМ має місце багаторазовий перетин променя, при цьому для кожного кросовера потрібна своя лінза, щоб його регулювати. Це робить колони РЕМ дуже високими. Крім того, біля кросоверів променя електрони взаємодіють один із одним, збільшуючи розходження електронів за енергіями. Це призводить до збільшення хроматичної аберації і погіршення роздільної здатності РЕМ.

2 Використання максимально короткої колони зменшує випадкові взаємодії електрон – електрон.

3 Бустер променя підтримує енергію пучка в діапазоні 10 кВ протягом усієї довжини колони, навіть при виборі низьких прискорюючих напруг. Це також забезпечує захист від зовнішніх електромагнітних полів, тому що при малих енергіях пучка взаємодія зовнішніх полів істотна.

4 Комбінована магнітно-електростатична об'єктивна лінза набагато зменшує сферичну і хроматичну аберації лінзи. Крім того, при розгортанні пучка в растр низькоенергетичні електрони схильні до значної хроматичної аберації. Але оскільки в колоні GEMINI пучок має високу енергію навіть при проходженні растрової CB, то хроматична аберація зменшується до 40 разів.

11.3 Комбінована магнітно-електростатична об'єктивна лінза в РЕМ

Комбінована магнітно-електростатична лінза являє собою з'єднання сильної магнітної лінзи з імерсійною електростатичною лінзою, в якій верхнім електродом служить прискорююча трубка (бустер променя), а нижнім електродом є заземлений внутрішній полюсний наконечник магнітної лінзи. На рисунку 11.4 наведена одна з конструкцій комбінованої магнітно-електростатичної об'єктивної лінзи низьковольтного РЕМ.



Рисунок 11.4 — Комбінована магнітно-електростатична об'єктивна лінза для низьковольтного РЕМ: основні електроннооптичні елементи об'єктивної лінзи (а); роль бустера в розподілі енергії електронів уздовж осі Z в об'єктивній лінзі (б)

Параметри електростатичної лінзи наступні: діаметр верхнього каналу 4 мм; діаметр нижнього каналу 3,4 мм; відстань між електродами 4 мм. Максимальна кількість ампер-витків магнітної лінзи може досягати 1500 Ав.

На бустер променя подавався потенціал +8 кВ відносно землі. Весь канал об'єктивної лінзи електрони проходять під потенціалом +8 кВ і тільки пройшовши електростатичну лінзу, вони гальмуються до первинного потенціалу, тобто до такого, з яким вони вилетіли з катода, наприклад, 1 кВ, як це показано на рисунку 11.4 б; на зразок електрони падають з кінцевим потенціалом $U_{\kappa i \mu} = 1$ кВ.

У результаті багатьох досліджень, проведених у процесі розроблення такої комбінованої об'єктивної лінзи для низьковольтного PEM, було встановлено таке: 1 При спільній дії магнітного і електростатичного полів коефіцієнти сферичної і хроматичної аберацій лінзи істотно зменшуються.

2 Велике значення для роботи електростатичної лінзи має імерсійний коефіцієнт, тобто відношення кінцевого потенціалу електронів до потенціалу бустера $\kappa_{iM} = \frac{U_{\kappa iH}}{U_{\delta y cm}}$. Якщо, наприклад, кінцевий потенціал електронів дорівнює $U_{\kappa iH} = 0,5$ кВ, а потенціал бустера $U_{\delta y cm} = 8$ кВ, то $\kappa_{iM} = \frac{0,5}{8} = \frac{1}{16}$. Чим більше імерсійний коефіцієнт, наприклад, $\kappa_{iM} = \frac{0,2}{8} = \frac{1}{40}$,

тим менше значення мають коефіцієнти сферичної і хроматичної аберацій лінзи.

Дані досліджень комбінованої магнітно-електростатичної лінзи з параметрами, наведеними на рисунку 11.4, подані в таблиці 11.1.

Таблиця 11.1 — Оптичні характеристики комбінованованої магнітно-електростатичної лінзи ($U_{буст} = +8 \text{ кB}$). Джерело електронів — гармата з польовою емісією (катод Шотткі ZrO/W).

Енергія первинних електронів, кеВ	Імерсійний коефіцієнт U _{кін} /U _{буст}	WD, мм	<i>С_{сф},</i> мм	<i>С_{хр},</i> мм	Розд. здатність РЕМ, нм
0,2	1/40	1,0	0,48	0,51	7,6
0,5	1/16	1,4	0,66	0,79	4,7
1,0	1/8,0	2,0	0,96	1,11	3,3
5,0	1/1,6	4,5	3,15	2,38	1,5
10,0	1/0,8	7,0	7,99	3,93	1,2

3 Істотним у роботі комбінованої лінзи є те, що магнітне і статичне поля повинні діяти на електрони в об'єктивній лінзі не послідовно один за одним, а спільно, тобто ці поля повинні накладатися одне на одне.

4 Дослідження комбінованої об'єктивної лінзи показали, якщо зразок знаходиться в області, вільній від магнітного і електростатичного полів, то не можна отримати високих результатів із роздільної здатності. Оптимальним є варіант, коли в області об'єкта присутні обмежене магнітне поле (~100 мТ) і невелике електростатичне поле (~ 100 В/мм) при робочому відрізку WD = 1 мм.

5 Така комбінована об'єктивна лінза в комплекті з гарматою з польовою емісією забезпечує високу роздільну здатність РЕМ і під час роботи з великими прискорюючими напругами. Так, при робочому відрізку WD = 2 мм і прискорюючій напрузі в діапазоні від 20 кВ до 30 кВ роздільна здатність РЕМ дорівнює 1 нм, при цьому напруга на бустер променя дорівнює нулю, тобто працює тільки магнітна частина об'єктивної лінзи.

Список літератури до частини 2

- 1. Электронная микроскопия / под ред. Л.А. Лебедева. Москва: ГИТТЛ. 1954. 636 с.
- 2. Лейзеганг З. Электронная микроскопия /перевод с немецкого. Москва: ИЛ, 1960. 240 с.
- 3. Хокс П. Электронная оптика и электронная микроскопия. Москва: Мир, 1974. 320 с.
- Гоулдстейн Дж. Практическая растровая электронная микроскопия /Дж. Гоулдстейн, Х. Яковица. – Москва: Мир, 1978. – 656 с.
- 5. Frosien J. Compound magnetic and electrostatic lenses /J. Frosien, E. Plies, K. Anger/ J. Vac. Sci. Technol. – 1989. – B, Vol. 7. – No.6. – P.1874.
- 6. Knell G. Nucl. Instr. and Meth /G. Knell, E. Plies. A 427 (1999). P. 99 103.
- 7. Knell G. Ultramicroscopy / G. Knell, E. Plies. 81 (2000). P. 123-127.
- Speidel R., Elektron beam test system with fieldemission gun /R. Speidel, P. Brauchele/ Optik, 77. – №1. – 1987. – P. 46–54.
- Swanson L.W. A comparison of Schottky and gold field emission cathodes / FEI Co. Beaverton, OR 97006. – 1989.– P. 1–8.

10. Синдо Д. Аналитическая просвечивающая электронная микроскопия /Д. Синдо, Т. Оикава. – Москва: Техносфера, 2006. – 256 с.

Навчальне видання

Зелев Станіслав Пилипович Рабоча Лариса Станіславівна Шпетний Ігор Олександрович

ОПТИКА ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВИХ ПРИЛАДІВ

Навчальний посібник

Художнє оформлення обкладинки Л.С. Рабочої Редактор Т.Г. Чернишова Комп'ютерне верстання Л.С. Рабочої, І.О. Шпетного

Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 12,32. Обл.-вид. арк.. 9,20. Тираж 300 пр. Зам. №

Видавець і виготовлювач Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, м. Суми, 40007 Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007 р.