

MASARYKOVA UNIVERSITA V BRNĚ
Přírodovědecká fakulta
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Disertační práce
k získání akademického titulu Doktor (Ph.D.)

ve studijním oboru
VLNOVÁ A ČÁSTICOVÁ OPTIKA

MGR. ROBERT KOLAŘÍK

OPTICKÉ VLASTNOSTI NÍZKOENERGIOVÉ AUTOEMISNÍ TRYSKY

Poděkování

Disertační práce byla vypracována během prezenční a následně kombinované formy doktorského studijního programu na Přírodovědecké fakultě Masarykovy university v Brně. K numerickým výpočtům bylo využito programové vybavení Ústavu přístrojové techniky AVČR v rámci grantu GAAV A1065804 (programy ELD, MLD a TraSys). Experimentální část práce probíhala na pracovišti společnosti Delong Instruments, s.r.o.

Mé poděkování patří na prvním místě školiteli Prof. RNDr. Michalu Lencovi, Ph.D. za obětavé vedení, cenné připomínky a náměty po celou dobu studia. Dále bych chtěl poděkovat Doc. RNDr. Bohumile Lencové, CSc. za její rady a neocenitelnou pomoc s počítačovými simulacemi. Můj dík náleží též společnosti Delong Instruments, která mi poskytla prostředky a vybavení nezbytné k realizaci experimentální části práce. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat svým rodičům a sestře za jejich morální podporu a zázemí, které mi vytvořili, čímž významně přispěli k úspěšnému dokončení této práce.

Robert Kolařík

Obsah

Seznam obrázků	5
Seznam tabulek	8
Seznam použitých symbolů	9
Seznam použitých zkratk	11
1 Úvod	12
2 Současný stav problematiky	15
3 Cíle práce	20
I Profil elektronového svazku (obraz zdroje nezatížený osovými vadami)	21
4 Směrová proudová hustota	22
4.1 Definice a obecné vlastnosti	22
4.2 Funkce $B(\vec{r}, t)$ a energie elektronů	23
4.3 Redukovaná směrová proudová hustota	24
5 Lenzova teorie jasu (obecné principy)	26
5.1 Situace v křížišti	27
6 Lenzova teorie jasu (aplikace: 1.část)	29
6.1 Formulace problému a cíl aplikace	29
6.2 Základy paraxiální geometrické optiky	30
6.3 Předpoklady aplikace a její formulace	33
6.4 Příklad tenké elektrostatické čočky	35
6.5 Příklad tlusté čočky	37
6.6 Shrnutí a výsledný tvar R_2	38
6.7 Proud ve svazku a zákony zachování	39

7	Lenzova teorie jasu (aplikace: 2.část)	41
7.1	Návrh a princip metody měření	42
7.2	Fyzikální veličiny ve vztahu k experimentu	45
7.2.1	Aplikace prvního a druhého hlediska	45
7.2.2	Aplikace třetího hlediska	46
7.3	Integrální intenzita a proudová hustota	46
7.4	Rozměr svazku v závislosti na defokusu	50
7.5	Teorie ve vztahu k experimentu a meze její použitelnosti	51
 II Profil elektronového svazku (obraz zdroje zatížený osovými vadami)		55
8	Nemonochromatická vlnová funkce	56
9	Rozložení intenzity v Gaussově rovině	59
 III Optická soustava		62
10	Celkové uspořádání optické soustavy	63
11	Autoemisní tryska	65
11.1	Prostorové uspořádání a provozní specifikace	65
11.2	Elektronový emisní zdroj	66
11.2.1	Specifikace emisních režimů	68
11.2.2	Wolframová katoda aktivovaná ZrO	70
11.2.3	Parametry Schottkyho katody	70
12	Detekční soustava	72
12.1	Elektrony sekundární a zpětně odražené	72
12.2	Princip SE detekce	73
12.3	Rekonstrukce obrazu	74
 IV Experiment		75
13	Základní koncepce experimentu	76
14	Seřízení přístroje	79
14.1	Centrování svazku	80
14.2	Korekce osového astigmatismu	81
15	Průběh měření a jeho výsledky	83

V	Numerické metody a programy	88
16	FEM programy	89
17	Trasování	91
17.1	Interpolační metody	91
17.1.1	Stručný popis metody Slice	92
17.1.2	Stručný popis metody ZRP	94
17.2	Program TraSys	95
VI	Optické parametry a jejich určení	98
18	Optické parametry	99
18.1	Úvod: nástin aplikace trasování	99
18.2	Určení optických parametrů: obecný postup	100
18.3	Charakteristika osových vad	101
18.4	Formování svazku kombinovaným polem	103
18.5	Trasování: vstupní a výstupní data	104
18.5.1	Kinetická energie částice	105
18.5.2	Volba roviny detekce	105
18.6	Členy Pichtovy rovnice	106
18.7	Určení optických parametrů: konkrétní postup	108
18.7.1	Zvětšení úhlové a příčné	109
18.7.2	Otvorová vada	110
18.7.3	Gaussova obrazová rovina	111
18.7.4	Poloha virtuálního zdroje	112
18.7.5	Chromatická vada	112
18.8	Sčítání aberačních koeficientů	114
19	Počítačové simulace	115
19.1	Experiment a simulace	115
19.2	Podmínky simulace obecně	116
19.3	Prostředí ELD a MLD	117
19.4	Prostředí TraSys	123
19.4.1	Interpolace silových polí	123
19.4.2	Vliv různých faktorů na trasování	128
19.4.3	Elektronové trajektorie a jejich průběh	134
19.5	Výpočet optických vlastností	138
VII	Parametry autoemisní trysky	145
20	Počítačové zpracování měření	146

OBSAH	4
<hr/>	
21 Elektronový svazek a charakteristika zdroje	150
21.1 Diskuse výsledků	153
22 Závěr	156
Použité zdroje	159
Přehled vlastních publikací	162

Seznam obrázků

4.1	Veličiny užitá v definici směrové proudové hustoty.	23
5.1	Reálné a virtuální křižště.	28
6.1	Kardinální elementy tlusté čočky.	32
6.2	Kardinální elementy tenké čočky.	35
7.1	Princip měření profilu svazku na rovné hraně.	43
10.1	Schéma uspořádání optické soustavy.	64
11.1	Srovnání termoemisní a autoemisní trysky.	67
11.2	Typy elektronové emise.	68
13.1	Schéma funkce optické soustavy.	78
14.1	Korigovaný astigmatismus.	82
15.1	Studované pracovní režimy autoemisní trysky.	83
15.2	Naměřené profily pro energii svazku 3,89 keV.	84
15.3	Naměřené profily pro energii svazku 1,00 keV.	84
15.4	Fokusační série pro energii svazku 3,89 keV.	86
15.5	Fokusační série pro energii svazku 1,00 keV.	87
18.1	Otvorová vada.	101
18.2	Chromatická vada.	101
18.3	Difrakční vada.	102
18.4	Reálný a virtuální zdroj.	103
18.5	Pracovní podmínky v trysce.	107
18.6	Průběh členů Pichtovy rovnice.	107
18.7	Elektronová trajektorie zatížená otvorovou vadou.	111
19.1	Extrakční oblast trysky, síť.	117
19.2	Extrakční oblast trysky, ekvipotenciály.	117
19.3	Elektrostatická část trysky, síť.	118
19.4	Elektrostatická část trysky, ekvipotenciály.	118
19.5	Magnetická jednopólová čočka, síť.	119

19.6	Magnetická jednopólová čočka, ekvipotenciály.	119
19.7	Detail hrotu katody.	121
19.8	Hrot katody, FEM síť.	122
19.9	Extrakční elektroda, FEM síť.	122
19.10	Anoda, FEM síť.	122
19.11	Magnetická jednopólová čočka, FEM síť.	122
19.12	Osový potenciál a osově pole v okolí hrotu.	125
19.13	Osový potenciál a osově pole mezi extraktorem a anodou.	125
19.14	Osově pole v okolí extraktoru.	126
19.15	Tvar kaustické plochy.	127
19.16	Vliv E_e na trajektorie jako funkce úhlu: extrakční elst. pole.	128
19.17	Vliv E_e na trajektorie jako funkce úhlu: komb. pole.	128
19.18	Vliv zaokrouhlovací chyby na trajektorie jako funkce úhlu: extrakční elst. pole.	129
19.19	Trajektorie v elektrostatické části trysky, vliv E_e	130
19.21	Vliv α_e na trajektorie jako funkce energie: komb. pole.	131
19.22	Vliv FEM sítě na trajektorie jako funkce úhlu.	132
19.23	Vliv FEM sítě na trajektorie jako funkce energie: komb. pole.	132
19.24	Vliv r v oblasti anody na trajektorie jako funkce úhlu: komb. pole.	133
19.20	Vliv α_e na trajektorie jako funkce energie: extrakční elst. pole.	133
19.25	Trajektorie v celé optické soustavě: rovina (r, z)	134
19.26	Trajektorie v celé optické soustavě: rovina (x, z)	135
19.27	Trajektorie v celé optické soustavě: rovina (y, z)	135
19.28	Trajektorie elektronů emitovaných z ekvipotenciály: okolí hrotu.	136
19.29	Trajektorie elektronů emitovaných z ekvipotenciály: celá opt. soustava.	137
19.30	Trajektorie elektronů emitovaných z ekvipotenciály: oblast vlastní trysky.	137
19.31	Poloha Gaussovy roviny v závislosti na buzení mg. čočky.	138
19.32	Trajektorie elektronů s energií 3,89 keV, vliv mg. pole.	139
19.33	Ohnisková délka jednopólové magnetické čočky.	140
19.34	Poloha virtuálního zdroje, vliv magnetického pole.	141
19.35	Trajektorie elektronů s energií 1,00 keV, vliv mg. pole.	142
19.36	Trajektorie v oblasti obrazu, vliv otvorové vady.	142
19.37	Trajektorie v oblasti obrazu, vliv chromatické vady.	143
19.38	Zvětšení komb. a mg. pole trysky.	143
19.39	Otvorová vada komb. a mg. pole trysky.	144
19.40	Chromatická vada komb. a mg. pole trysky.	144
20.1	Průběh chybové funkce	147
20.2	Asymptotické aproximace chybové funkce	147
20.3	Srovnání průběhu chybové a Boltzmannovy funkce.	148
20.4	Podíl koeficientů C_{12} a C_2 pro situaci č. 1.	148
20.5	Rozdělení integrální intenzity pro různé velikosti rozostření: energie svazku 3,89 keV.	149

20.6	Rozdělení proudové hustoty pro různé velikosti rozostření: energie svazku 3,89 keV.	149
20.7	Rozdělení integrální intenzity pro různé velikosti rozostření: energie svazku 1,00 keV.	149
20.8	Rozdělení proudové hustoty pro různé velikosti rozostření: energie svazku 1,00 keV.	149
21.1	Závislost FWHM na rozostření: energie svazku 3,89 keV.	151
21.2	Závislost FWHM na rozostření: energie svazku 1,00 keV.	151

Seznam tabulek

4.1	Podmínky zavedení funkce $R(x, y, x', y', z)$	25
6.1	Předpoklady aplikace Lenzovy teorie jasu	34
13.1	Teorie \times Experiment	77
17.1	Stručná charakteristika a srovnání metod Slice a ZRP	92
17.2	Program TraSys : vstupní a výstupní soubory.	96
18.1	Specifikace jednotlivých studovaných situací.	108
19.1	Faktory upravující podmínky simulace.	116
19.2	ELD návrhy: parametry gapů.	120
19.3	ELD a MLD návrhy: základní charakteristika.	121
19.4	Varianty použití jednotlivých návrhů.	124
19.5	Buzení magnetické čočky formující obraz v rovině aperturní clony	138
21.1	Optické parametry autoemisní trysky.	152
21.2	Relativní příspěvky k celkové velikosti stopy (FWHM).	153

Seznam použitých symbolů

a	předmětová vzdálenost	(m)
b	obrazová vzdálenost	(m)
B	směrová proudová hustota	(A/m ² /sr)
\mathbf{B}	indukce magnetického pole	(T)
C	koeficient chromatické vady	(m)
e	velikost náboje elektronu ($e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C)	(C)
E	kinetická energie	(J)
E_e	počáteční kinetická energie elektronu	(eV)
E_o	střední kinetická energie svazku resp. kinetická energie elektronu v rovině předmětu	(eV)
E_i	střední kinetická energie svazku resp. kinetická energie elektronu v rovině obrazu	(eV)
\mathbf{E}	intenzita elektrostatického pole	(V/m)
f	ohnisková délka	(m)
h	Planckova konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J s)	(J s)
$I(\xi, \Delta z)$	rozdělovací funkce integrální intenzity v okolí Gaussovy obrazové roviny	(A)
I'	rozdělovací funkce úhlové intenzity	(A/sr)
I_e	emisní proud	(A)
I_f	žhavicí proud	(A)
I_p	proud svazkem	(A)
J	rozdělovací funkce proudové hustoty	(A/m ²)
$J(\xi, \Delta z)$	(jednorozměrná) rozdělovací funkce proudové hustoty v okolí Gaussovy obrazové roviny	(A/m)
k	vlnový vektor	(1/m)
k	Boltzmannova konstanta ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K)	(J/K)
m	relativisticky korigovaná hmotnost částice	(kg)
M	příčné zvětšení	()
M_a	úhlové zvětšení	()
NI	buzení magnetické čočky	(AT)
p	tlak plynu ve vakuové aparatuře	(Pa)

r	poloměr clony resp. vzdálenost od osy symetrie	(m)
r_f	poloměr fazety	(m)
R	redukována směrová proudová hustota	(A/m ² /sr/V)
R	poloměr interpolované oblasti	(m)
S	koeficient otvorové vady	(m)
t	čas	(s)
\mathbf{t}	jednotkový vektor	
T	teplota	(K)
U	elektrostatické napětí	(V)
\mathbf{v}	vektor rychlosti částice	(m/s)
z_F	ohnisková rovina	(m)
z_o	předmětová rovina	(m)
z_i	Gaussova obrazová rovina	(m)
z_P	hlavní rovina čočky	(m)
α	aperturní úhel	(rad)
α_e	emisní úhel	(rad)
α_o	úhel trajektorie resp. aperturní úhel na straně předmětu	(rad)
α_i	úhel trajektorie resp. aperturní úhel na straně obrazu	(rad)
ΔE	energie rozptyl elektronového svazku	(eV)
Δx_2	pološírka elektronového svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny	(m)
$\Delta x_o, \Delta \sigma_o$	pološírka elektronového svazku v rovině předmětu	(m)
Δx_i	pološírka elektronového svazku v rovině obrazu	(m)
$\Delta \xi_o$	FWHM elektronového svazku v rovině předmětu	(m)
$\Delta \xi_i$	FWHM elektronového svazku v rovině obrazu	(m)
$\Delta x'_o, \Delta \gamma_o$	pološírka úhlové intensity v rovině předmětu	(rad)
$\Delta x'_i$	pološírka úhlové intensity v rovině obrazu	(rad)
$\Delta \xi'_o$	FWHM úhlové intensity v rovině předmětu	(rad)
$\Delta \xi'_i$	FWHM úhlové intensity v rovině obrazu	(rad)
$\Delta z, \Delta b$	velikost rozostření (defokus)	(m)
ε	kinetická energie elektronu	(eV)
ϕ	osový elektrostatický potenciál	(V)
Φ	elektrostatický potenciál	(V)
Φ	výstupní práce	(eV)
λ	vlnová délka	(m)
σ_o	vzdálenost od osy symetrie v rovině předmětu	(m)
σ_i	vzdálenost od osy symetrie v rovině obrazu	(m)
ξ	vzdálenost od osy symetrie	(m)

Seznam použitých zkratek

LEEM	Low Energy Electron Microscope	<i>Nízkoenergiový elektronový mikroskop</i>
PEEM	Photo-Emission Electron Microscope	<i>Fotoemisní elektronový mikroskop</i>
HREM	High Resolution Electron Microscope	<i>Vysokorozlišovací elektronový mikroskop</i>
FWHM	Full Width in Half Maximum	<i>Plná šířka v polovině maxima</i>
TE	Thermionic Emission	<i>Termoemise</i>
CFE	Cold Field Emission	<i>Studená polní emise</i>
TFE	Thermo-Field Emission	<i>Tepelně stimulovaná polní emise</i>
SE	Schottky Emission	<i>Schottkyho emise</i>
SE	Secondary Emission/Electrons	<i>Sekundární emise/elektrony</i>
BSE	Back Scattered Emission/Electrons	<i>Zpětně odražen(á/é) emise/elektrony</i>
CCD	Charge-Coupled Device	
YAG	Yttrium Aluminium Garnet	
YAP	Yttrium Aluminium Perovskite	
P47	Yttrium Silicate	
AD	Analog-Digital	
FDM	Finite Difference Method	<i>Metoda konečných diferencí</i>
FEM	Finite Element Method	<i>Metoda konečných prvků</i>
ELD	Electron Lens Design	
MLD	Magnetic Lens Design	

1

Úvod

Nízkoenergiová elektronová mikroskopie, rastrovací i prozařovací, našla v poslední době široké uplatnění v biologii, metalurgii a průmyslu, hlavně polovodičovém. Stěžejní zásluhu na tom mají některé její přednosti oproti mikroskopii vysokoenergiové, především pokles nebo úplné vyloučení radiačního poškození vzorku a vyšší kontrast obrazu.

Práce s pomalými elektrony nicméně přináší jisté potíže, zejména

- chromatická vada a jevy plynoucí z Coulombovských interakcí se uplatňují významněji,
- u magnetických prvků narůstá citlivost na jejich nesymetrii a anizotropii, tj. jevy způsobené nepřesností mechanického sesazení a nehomogenitou magnetického materiálu a ve svém důsledku zavádějící neosové a rotačně nesouměrné geometrické vady,
- přítomnost rozptylových polí a nestabilita proudových a vysokonapěťových zdrojů narušují vážněji zpracování obrazové informace.

Naštěstí mnohé negativní vlivy dnes dokážeme s úspěchem potlačit. Moderní, počítačem řízené obráběcí stroje zajišťují velmi precizní produkci dílů a rozvinuté technologie tavby umožňují připravit materiály se špičkovými vlastnostmi z hlediska nároků kladených na kovové díly elektronově-optického přístroje. Fantastický rozkvět polovodičového průmyslu umožnil masové využití integrovaných obvodů, které představují jádro moderních elektronických zařízení charakteristických vysokou stabilitou. Z nich se v oblasti elektronové optiky uplatňují především zdroje proměnného proudu a napětí. Naprostou samozřejmostí se stalo i ovládání přístroje prostřednictvím počítače s příslušným programovým vybavením.

Rozlišení dosažitelné při dané intenzitě signálu, tj. pro danou proudovou hustotu v elektronové stopě, představuje v elektronové mikroskopii hlavní kritérium kvality zobrazovacího systému. Každý optický prvek je zatížen určitými vadami, které se různou měrou podílejí na nežádoucí deformaci elektronového svazku, jež determinuje přenosové schopnosti optické soustavy. V ideálním případě se v místě dopadu na vzorek předpokládá svazek dokonale rovnoběžný (prozařovací mód) nebo svazek fokusovaný do stopy, jejíž

rozměr je limitován Fraunhoferovou difrakcí¹ (rastrovací a rastrovací-prozařovací mód). Toho by bylo lze dosáhnout, pokud by soustava měla nulové aberace a zdroj elektronové emise by byl bodový a koherentní.

U všech konvenčních elektronových mikroskopů přispívají ke konečné velikosti zaostřené stopy zdaleka s největší vahou aberace objektivu. Jejich dominance bývá taková, že se vady ostatních prvků vůbec neuvažují² a mez rozlišení se odvozuje ze součtu ploch aberačních disků formovaných objektivem.

Snaha překonat toto nepříjemné omezení vedla ke studiu rozmanitých mechanismů korekce principiálních vad (sférická-otvorová a chromatická), od hardwarových [1, 2, 3] až po čistě softwarové [4]: elektrostatické zrcadlo, kombinace hexapólových polí, kombinace kvadrupólových a oktupólových polí, monochromátor, energiový filter, integrace signálu rozostřovaného v čase dle určité váhové funkce, atd.

Už dříve byly činěny vesměs neúspěšné pokusy vybavit některé přístroje korektory sférické, příp. chromatické vady. Teprve v poslední době – hlavně díky závratnému pokroku v oblasti počítačové techniky – přinesly tyto snahy první slibné výsledky a mnohdy velmi staré teoretické koncepce se začínají se zdarem (znovu) realizovat.

V situaci, kdy v souvislosti s aplikací korekčních mechanismů přestávají být vady objektivu dominantní, začíná jako jeden z dalších faktorů limitujících rozlišovací schopnost mikroskopu vystupovat do popředí velikost zdroje. Ta je složitou funkcí velikosti a tvaru emisní plochy katody a průběhu pole v trysce.

Budeme-li hovořit o velikosti zdroje, budeme mít vždy na mysli velikost oblasti z jaké – z pohledu optické soustavy následující za tryskou – vycházejí elektrony. Velikost zdroje tedy nezávisí jen na výběru vlastní elektrony emitující katody, ale stejnou měrou na provozních podmínkách a optických vadách trysky.

Přístroje typu LEEM³ patří mezi složitá elektronově-optická zařízení, v jejichž moderní koncepci se uplatňují korektory sférické (elektrostatické zrcadlo), resp. chromatické (energiový filter) vady. Zásadou této skutečnosti se stává žádoucím věnovat zvýšenou pozornost samotné trysce LEEMu. Studium vlastností konkrétní autoemisní trysky pracující s kombinovaným elektromagnetickým polem představovalo podstatu prezentované práce.

V LEEMu se energie ve svazku pohybuje nejčastěji kolem 15 keV. Náš zájem byl ale upřen na oblast velmi nízkých energií (do 5 keV). Za hlavní cíl jsme si kladli vyšetřit chování stávající trysky v mezních provozních podmínkách. Důvodem byla i uvažovaná možnost jejího alternativního využití, např. pro nízkoenergiovou holografii.

Práce byla rozdělena do několika nezávislých, částečně se prolínajících celků:

¹Rozevření elektronového svazku je vymezeno aperturní clonou. Na ní dochází k Fresnelově difrakci, kterou přítomnost fázového objektu-čocky mění na difrakci Fraunhoferovu. V Gaussově obrazové rovině nazýváme rozložení intenzity v takto difragovaném svazku Airyho diskem. Jeho pološířka je přímo úměrná vlnové délce λ elektronu a nepřímo úměrná aperturnímu úhlu. S bodovou stopou lze operovat jen v rámci geometrické optiky, k níž přejdeme od optiky vlnové limitou $\lambda \rightarrow 0$.

²Tato skutečnost není primárně dána samotnou velikostí aberačních koeficientů objektivu, neboť ta je v konkrétní optické soustavě srovnatelná s ostatními čockami, ale polohou objektivu v rámci této soustavy a pracovním režimem mikroskopu.

³zkratka anglického sousloví Low-Energy Electron Microscope, tj. nízkoenergiový elektronový mikroskop

- Část I** je věnována popisu profilu elektronového svazku v okolí obrazu zdroje za předpokladu, že optické vady trysky jsou zanedbatelné a rozložení prostorové i úhlové emise v rovině zdroje má shodně gaussovský průběh. Je ukázáno, že v jisté aproximaci lze z vývoje profilu v okolí obrazu zdroje (fokusační série) odvodit pološířky těchto rozložení $\Delta\sigma_o$ a $\Delta\gamma_o$, které charakterizují katodu. Matematický popis je celý uskutečněn v rámci čistě geometrické optiky; vychází z Lenzovy teorie jasu, jejíž jádro představuje výraz pro směrovou proudovou hustotu.
- Část II** řeší rozdělení intensity v Gaussově rovině pro případ, kdy osově aberace, sférickou a chromatickou, nelze zanedbat. Celý výpočet probíhá v podmínkách vlnové optiky. Základ pro analytické vyjádření profilu stopy představuje difrakční integrál, do něhož je přítomnost čočky a jejích vad zanesena ve formě příslušných fázových posuvů. Problém není rozřešen do konce, neboť se nepodařilo najít vhodnou aproximaci nezbytnou k získání dostatečně obecného analytického řešení. Tuto část práce lze tedy chápat jako nástin jednoho z možných matematických postupů čekajícího dosud na dokončení. Obdržené výsledky se neuplatnily v žádné z dalších částí.
- Část III** vysvětluje strukturu studované optické soustavy, popisuje jednotlivé části celku, uvádí provozní specifikace. Zvláštní pozornost je zaměřena na „srdce“ trysky – katodu.
- Část IV** shrnuje koncepci, přípravu, průběh a výsledky experimentu, jehož smyslem je odhadnout rozměry a vyzařovací charakteristiku použitého zdroje.
- Část V** stručně seznamuje s použitými počítačovými programy a numerickými metodami do nich implementovanými. Programy posloužily k simulaci jednak kombinovaného pole trysky a jednak elektronových trajektorií jím procházejících.
- Část VI** charakterizuje optické parametry trysky a prezentuje způsob jejich určení z počátečního a koncového stavu souboru trajektorií získaných simulací. Dále se zabývá mezemi aplikace jednotlivých numerických metod a nabízí konkrétní výsledky simulací: přímé (rozložení ekvipotenciál, intenzita pole na ose, dráhy elektronů, atd.) a nepřímé (koeficienty osových vad, poloha virtuálního zdroje a Gaussovy roviny, atd.).
- Část VII** svazuje výsledky z části I, IV a VI, tj. teorii, experiment a simulace. Cílem bylo odhadnout, s jakou vahou se na rozměrech elektronové stopy podílejí optické vady a s jakou parametry emitující katody. Je učiněn závěr ohledně kvality trysky a nastíněny možnosti její aplikace.

2

Současný stav problematiky

Z hlediska způsobu aplikace představují rozlišovací schopnost a proudová hustota dvě základní kritéria, podle nichž se fyzikální zařízení pracující s elektronovým svazkem dělí do jednotlivých kategorií.

Rozlišením obecně rozumíme vzdálenost dvou struktur zkoumaného předmětu, které jsme od sebe ještě schopni rozeznat. Jakkoliv je rozlišení stěžejním parametrem každého analytického přístroje, narážejí pokusy o jeho jednoznačnou matematickou definici na částečně subjektivní ráz této veličiny. Základní výzkum v této oblasti přesto zůstává záležitostí poměrně úzké skupiny zainteresovaných odborníků [5, 6, 7]. Tito se zabývají především možnostmi nové definice rozlišení, která by byla jednak přesnější a jednak by se lépe osvědčila v určité oblasti mikroskopie. My se zde omezíme na výklad problematiky jen pro obor rastrovací elektronové mikroskopie, v jehož podmínkách probíhal náš experiment.

V rastrovací mikroskopii je mez rozlišení determinována rozměrem elektronového svazku v rovině vzorku: čím je stopa užší, tím lokálnější informace je dosažitelná. V prvním přiblížení lze rozlišovací schopnost stanovit jako průměr (zaostřeného) svazku v rovině vzorku.

Nemusí být vždycky jednoduché nebo dokonce možné – dáno uspořádáním optické soustavy a vybavením přístroje – změřit rozměr pracovní stopy, ať už přímou nebo nepřímou cestou. Zůstává samozřejmě možnost teoretického přístupu. Použití známého výrazu pro průměry aberačních disků představuje nejrozšířenější, tradiční způsob přibližného odhadu velikosti stopy – rozlišovací schopnosti. Výraz se nejčastěji objevuje ve tvaru [8]

$$\begin{aligned} d(\alpha) &= \sqrt{d_D^2(\alpha) + d_S^2(\alpha) + d_C^2(\alpha) + d_P^2(\alpha)} = \\ &= \sqrt{\left(0,61 \frac{\lambda}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} S \alpha^3\right)^2 + \left(C \frac{\Delta E}{E} \alpha\right)^2 + \left(\frac{2}{\pi \alpha} \sqrt{\frac{I_P}{B}}\right)^2}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

První člen znamená vadu difrakční (λ je de Broglieho vlnová délka elektronu), druhý člen vadu otvorovou (S je koeficient otvorové vady), třetí člen vadu chromatickou (C je koeficient chromatické vady) a čtvrtý člen rozměr zdroje (I_P je proud svazkem a B směrová proudová hustota).

Všechny členy jsou zapsány jako funkce aperturního úhlu α . Dva členy (d_S, d_C) se s rostoucím úhlem zvětšují a dva (d_D, d_P) zmenšují, takže vždy existuje jeden optimální úhel, pro nějž nabývá stopa minimální šířky. Protože nás zajímá rozměr stopy na vzorku, tj. rozměr obrazu zdroje, dosazujeme velikost aperturního úhlu na straně obrazu. To implikuje, že i aberační koeficienty ¹ musejí být vztaženy ke stejné rovině. Obdobně se postupuje, chceme-li znát velikost stopy na straně předmětu.

Výraz (2.1) plně postačuje k řádové znalosti rozlišovací schopnosti. U nekonvenčních přístrojů, kde očekáváme rozlišení blížící se teoretické mezi a potřebujeme jej dopředu odhadnout co nejpřesněji, stává se tato metoda nepoužitelnou. Její korektnost je narušena tím, že aberační disky jsou definovány různým způsobem v různých rovinách. Součet kvadrátů by byl fyzikálně správný, kdyby se sčítaly kvadráty pološířek *Gaussových* nebo *Lorentzových* křivek ležících ve stejné rovině. Ani jeden z těchto dvou předpokladů není splněn.

Difrakční člen d_D v (2.1) představuje známé *Rayleighovo* kritérium, které v Gaussově obrazové rovině předjímá rozdělení intensity

$$J(x) = \left(2 \frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad (2.2)$$

tvořící tzv. *Airyho* disk, kde $J_1(x)$ je Besselova funkce prvního druhu. Difrakční člen d_D udává současně vzdálenost hlavního maxima a prvního (nultého) minima funkce $J_1(x)$ a plnou šířku její křivky v polovině maxima (FWHM ²).

Airyho disk je obrazem bodového koherentního zdroje přeneseného ideální čočkou ³, tj. čočkou korigovanou na všechny optické vady. Jedná se o projev *Fraunhoferovy* difrakce v Gaussově obrazové rovině. *Rayleighovo* kritérium tvrdí, že dva objekty chovající se jako koherentní bodové zdroje lze od sebe rozeznat, pokud hlavní maximum jednoho *Airyho* disku splývá s prvním minimem druhého. Hlavní maxima jsou v tomto případě posunuta o $(0, 61\lambda/\alpha)$.

Definice difrakčního členu d_D je tedy odvozena od rozložení intensity ve svazku. Geometrické členy d_S a d_C znamenají průměr nejmenších disků, do nichž se účinkem otvorové a chromatické vady rozptýlí celkový signál z bodového zdroje prošlý aperturní clonou. Člen d_P charakterizuje rozměr obrazu zdroje. Pokud uvažujeme Gaussovo rozdělení proudové hustoty a rovnoměrné osvětlení apertury, pak d_P odpovídá FWHM. Vidíme, že bodový zdroj emise dostaneme, když je:

- (a.) proud svazkem I_P nulový, což nemá fyzikální smysl.
- (b.) směrová proudová hustota B nekonečná ($B \rightarrow \infty$).

¹ Vyčíslení aberačních koeficientů se dnes nejčastěji svěřuje speciálním programům, které je počítají numericky. Spolehlivost moderních počítačových simulací je při jejich korektní aplikaci taková, že odchylka od skutečného stavu se běžně pohybuje do 10%. Odchylkou zde rozumíme procentuálně vyjádřený rozdíl mezi vypočtenou a skutečnou hodnotou jednotlivých parametrů: ohnisková délka či poloha obrazu pro dané buzení mg. čočky nebo potenciály na elektrodách elst. čočky, koeficienty osových vad, atd.

² zkratka anglického názvu the Full Width at Half Maximum

³ Předpokládáme, že svazek má kruhový průřez ostře ohraničený aperturní clonou.

Rozdělení proudové hustoty v elektronové stopě může být často velmi složité a stanovit nějakou charakteristickou šířku distribuční křivky (nejčastěji FWHM) jako míru velikosti stopy nebývá vždy nejvhodnějším kritériem. Zvláště to platí v analytické mikroskopii (X-ray, EELS, atd.), kde je dostatečná proudová hustota ve svazku nezbytnou podmínkou efektivního provozu. V takovém případě je vhodnější definovat rozměr stopy jako průměr disku pojímajícího určitou část celkového proudu.

Barth a Kruit [5] nabídli v tomto duchu modifikaci metody sčítání aberačních disků. Nedrželi se kvadratické sumace z (2.1), která postrádá spolehlivý teoretický základ, a vytvořili složitější strukturu aproximativního vztahu tak, aby postihoval skutečnost věrněji:

$$d(\alpha, F) = \left(\left\{ \left[\left(d_D(\alpha) W_D(F) \right)^4 + \left(d_S(\alpha) W_S(F) \right)^4 \right]^{1/3} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(d_P(\alpha) W_P(F) \right)^{4/3} \right\}^{3/2} + \left(d_C(\alpha) W_C(F) \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Průměry aberačních disků jsou definovány jednotně jako průměry oblastí, kam dopadá určitá část F celkového proudu. Z toho důvodu jsou průměry vzaté z (2.1) násobeny v (2.3) odpovídajícími váhovými funkcemi. Váhové funkce obsahují individuální účinek jednotlivých vad na deformaci rozložení proudu ve stopě. Je to zápis následující závislosti: diskem jakého průměru prochází jaká část celkového proudu⁴. Při odvození váhových funkcí se vycházelo z těchto předpokladů: prostorové a energiové rozdělení emise má gaussovský profil a úhlové rozdělení emise je stejnoměrné.

Barth a Kruit nejprve sčítají difrakční a sférickou vadu, které jsou ve vlnově-optických výpočtech neoddelitelné, následně přidávají vliv konečné velikosti zdroje a nakonec chromatický člen. Mocniny v (2.3) byly získány fitováním na přesné numerické výpočty [9] provedené v rámci vlnové optiky [10] pro několik různých F . Z praktického hlediska má smysl volit F jako 50% až 70% podíl celkového proudu.

Vztahy (2.1) a (2.3) mají aproximativní ráz. Barth a Kruit sice sjednocují způsob zavedení průměrů jednotlivých aberačních disků, nicméně neřeší druhý problém: definici aberačních disků v různých rovinách. Jediný korektní způsob, jak skládat příspěvky vad, abychom získali výslednou šířku elektronové stopy, nabízí přesný ray-tracing nebo vlnově-optické simulace. V druhém případě lze řešení hledat v principu jak analyticky, tak numericky [9]. Uvažujeme-li souběžný účinek osových vad, sférické a chromatické, konečné velikosti zdroje a difrakce a předpokládáme-li realistické rozložení emise (energiové, úhlové a prostorové), stává se matematický popis situace natolik složitým, že selhávají snahy o nalezení analytického řešení bez dodatečných zjednodušujících omezení.

V našem článku [11] jsme odvodili analytickou cestou výraz pro intenzitu (rozdělení proudové hustoty) a integrální intenzitu (rozdělení proudu svazkem) v podmínkách vlnové optiky. To znamenalo, že přítomnost čočky a její otvorová a chromatická vada byly zavedeny jako fázové posuvy v difrakčním integrálu – *vlnové* funkci. Podobně jako Barth

⁴Jedná se vlastně o normované rozdělení integrální intenzity.

a Kruit jsme uvažovali Gaussovo rozdělení prostorové emise a energie elektronů a rovnoměrné rozdělení úhlové emise.

Maximální obecnost integrálu intensity si vyžádala aproximativní přístup, pokud jsme měli dosáhnout analytického řešení. Uskutečnili jsme Taylorův rozvoj integrandu kolem nuly vůči jednotlivým parametrům⁵ se zachováním jen nejnižších členů rozvoje tak, aby bylo splněno přiblížení prvního řádu, tj. *lineární* aproximace. Tento krok omezil použitelnost získaného výrazu pro rozdělovací funkci na stav, kdy aberace čočky a velikost zdroje jsou do té míry malé, že jen lehce modifikují rozložení intensity v Airyho disku: intenzita na ose symetrie by neměla klesnout pod polovinu své hodnoty, jakou by nabývala při čisté, nenarušené Fraunhoferově difrakci.

V podmínkách lineární aproximace se výraz pro intenzitu rozpadl na sumu tvořenou šesti nezávislými aberačními členy (Airyho disk, defokus, sférická vada, kombinace defokusu a sférické vady, chromatická vada, konečná velikost zdroje). Kromě vztahu pro integrální intenzitu přejal tuto strukturu i vztah pro rozlišovací schopnost, k němuž jsme došli další aplikací Taylorova rozvoje, tentokrát kolem difrakční meze rozlišení (Rayleighovo kritérium):

$$d(\alpha, \Delta b, F) = \frac{v_d \lambda}{\pi \alpha} - \frac{a_1 \pi \Delta b^2 \alpha^3}{12 \lambda} - \frac{a_2 \pi b^4 C_s \Delta b \alpha^5}{12 \lambda f^4} - \frac{a_3 \pi b^8 C_s^2 \alpha^7}{45 \lambda f^8} - a_4 \frac{I_p}{\lambda \pi \alpha B_0} - \frac{a_5 \pi b^4 \Delta E^2 C_c^2 \alpha^3}{12 \lambda f^4 E^2}. \quad (2.4)$$

Netradiční přístup se promítl především do mocnin aperturního úhlu u jednotlivých členů. Nezvyklé hodnoty mocnin jsou důsledkem skutečnosti, že v (2.4) se nejedná o algebraickou kombinaci aberací, ale o rozvoj kolem rozlišení limitovaného difrakcí: k difrakčnímu členu jsou přičítány vážené kvadráty příspěvků ostatních aberací dělené difrakčním členem.

Při odvozování jsme vyšli z předpokladu, že plocha pod Airyho diskem musí být shodná s plochou pod rozdělovací křivkou intensity deformovanou přítomností vad⁶. Drželi jsme se stejné ideje jako Barth a Kruit a velikost stopy jsme definovali jako oblast, kam dopadá určitá část celkového proudu svazkem. Tato část F může být volena libovolně. Každé její hodnotě odpovídá určitá velikost váhových faktorů v_d a $a_1 \dots a_5$, jež lze snadno získat z našich vztahů.

Řešením rovnice $d[d(\alpha)]^2/d\alpha = 0$, kde $d(\alpha)$ je vzato z tradičního vztahu (2.1), dostáváme optimální úhel $\alpha = \alpha_{opt}$. Pro něj nabývá stopa minimální možné šířky $d(\alpha_{opt}) = d_{min}$. Náš nový vztah je funkcí dvou parametrů, aperturního úhlu a defokusu. Dvoustupňovou optimalizací vůči α a Δb dostaneme $d(\alpha_{opt}, \Delta b_{opt}, F) = d_{min}$.

Je přirozeně možné hledat nejužší průřez svazku i v případě, že velikost jednoho parametru je fixována (zpravidla aperturní úhel) a druhý lze měnit (zpravidla defokus).

⁵Parametry charakterizovaly vliv jednotlivých uvažovaných činitelů (defokus, konečná velikost zdroje, otvorová a chromatická vada).

⁶To je ekvivalentem tvrzení, že vady nesnižují úroveň celkového signálu, ale způsobují jen jeho přerozdělení v prostoru.

Optimální hodnoty dostáváme řešením rovnic

$$\frac{\partial d(\alpha, \Delta b, F)}{\partial \alpha} = 0 \quad \text{a} \quad \frac{\partial d(\alpha, \Delta b, F)}{\partial \Delta b} = 0 .$$

Vztah (2.4) se zajisté osvědčí při návrhu přístroje se špičkovými parametry, kde jeho tvůrcům půjde o dosažení mezního rozlišení, tj. limitovaného Fraunhoferovou difrakcí. Z článku [11] je patrné, jak složitou strukturu mohou mít příspěvky jednotlivých vad k výslednému rozdělení proudové hustoty ve svazku. To je důvod, proč je téměř nemožné nebo velmi nesnadné oddělit od sebe vliv jednotlivých vad z naměřeného profilu stopy. Experimentátoři proto upřednostňují empirický přístup před exaktním analytickým popisem.

Aproximace profilu zaostřené stopy křivkou Gaussova rozdělení se v praxi mnohokrát osvědčila jako přijatelné postižení reálného stavu. Z toho jsme vycházeli i v naší práci. Opírali jsme se navíc o skutečnost – dodatečně ověřenou cestou počítačových simulací –, že do velikosti stopy dominantně přispívá vlastní rozměr (virtuálního) zdroje ⁷, v tomto případě wolframové katody zakončené monokrystalickým hrotem. Její vyzařovací charakteristika prostorová i energiová se tradičně simuluje Gaussovou křivkou. Naše matematické vyjádření rozložení intenzity ve fokusovaném elektronovém svazku je nové v tom, že jsme i úhlové rozdělení emise uvažovali jako gaussovské.

⁷Naším cílem nebylo hledat optimální provozní podmínky autoemisní trysky, ale studovat její vlastnosti pro konkrétní, stávající uspořádání.

3

Cíle práce

Ústředním tématem je studium optických vlastností konkrétní autoemisní trysky LEEMu pro oblast velmi nízkých energií. Studium sestává z několika dílčích úkolů, neboť komplexní řešení problému vyžaduje kombinaci aproximativního teoretického popisu fyzikální reality, počítačových simulací a vlastního experimentu. Práce si klade několik cílů. Jednotlivé cíle lze pro přehlednost rozdělit do tří základních okruhů:

1. **Teorie.** Vlastnosti elektronové trysky lze odvodit z velikosti a struktury elektronové stopy. Očekáváme, že rozdělení proudové hustoty ve fokusovaném svazku bude jen málo narušeným obrazem zdroje. Naším cílem proto je vypracovat přibližný matematický popis rozložení intenzity ve svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny, když velikost zdroje je hlavním faktorem limitujícím rozlišení. Chceme navrhnout proceduru, jak získané aproximativní vztahy aplikovat na experimentální výsledky s úmyslem extrahovat z nich číselné hodnoty parametrů zdroje. Pokusíme se též o korektní vlnově–optický popis situace v Gaussově rovině.
2. **Simulace.** Práce s počítačovými simulacemi představuje neoddelitelnou součást výzkumné činnosti na poli elektronové mikroskopie. Naším cílem je použít dostupné programové vybavení k výpočtu zobrazovacích schopností trysky a jejích aberací. Elektronová tryska představuje netradiční optický prvek z hlediska aplikace numerických metod nejčastěji koncipovaných k simulaci standardních čoček a jejich chování. Tato okolnost nás nutí k jisté opatrnosti. Z toho důvodu je naším dalším cílem doplnit práci o studii, v níž ukážeme, jak správně zacházet s příslušnými programy a do nich implementovanými metodami v našich specifických podmínkách.
3. **Experiment.** Naším cílem je navrhnout experiment a použít vyšetřovanou autoemisní trysku k jeho realizaci. Výsledkem experimentu by měly být příčné profily elektronové stopy naměřené v různých rovinách. Z šířky a tvaru profilů lze s pomocí počítačových simulací a odpovídající teorie usoudit na vlastnosti a kvalitu trysky.

Část I

Profil elektronového svazku
(obraz zdroje nezatížený osovými
vadami)

4

Směrová proudová hustota

4.1 Definice a obecné vlastnosti

Optické vlastnosti každého zobrazovacího nebo analytického přístroje nejsou určeny jen přenosovými funkcemi jeho optických prvků (čoček, deflektorů, multipólů, ...), ale též parametry zdroje v elektronové optice označovaného jako *katoda*. Nároky kladené na zdroj jsou stanovovány podle toho, za jakým účelem je daný přístroj konstruován a za jakých podmínek má být provozován. V prozařovacích elektronových mikroskopech je zpravidla požadována dostatečná prostorová a časová koherentnost, naopak u technologických zařízení je požadován velký výkon.

Zavedení *směrové proudové hustoty* (anglicky *brightness*)

$$B = B(x, y, z, x', y') , \quad (4.1)$$

kde $x' = dx/dz$ a $y' = dy/dz$, představuje standardní způsob, jak charakterizovat elektronový zdroj z hlediska prostorové koherence, která je mírou jeho kvality pro zobrazovací účely [12].

Průměrná směrová proudová hustota $\bar{B}(x, y, z, x', y')$ je definována jako emisní proud elektronů šířících se do elementu prostorového úhlu z elementu plochy kolmého na osu svazku. Je pak zřejmé, že kvalita zdroje je přímo úměrná velikosti směrové proudové hustoty. Krajního případu, kdy má \bar{B} nekonečnou velikost, lze teoreticky dosáhnout dvěma různými způsoby:

1. urychlovací napětí roste do nekonečna (viz kap. 4.2 na následující straně),
2. *virtuální* zdroj (viz kap. 5.1 na straně 27) má nulové rozměry, tj. je *bodový*.

Matematickému zápisu směrové proudové hustoty byla v minulosti věnována velká pozornost [13]. Pro naše účely je nejvhodnější pracovat se *zobecněnou směrovou proudovou hustotou* [14] definovanou

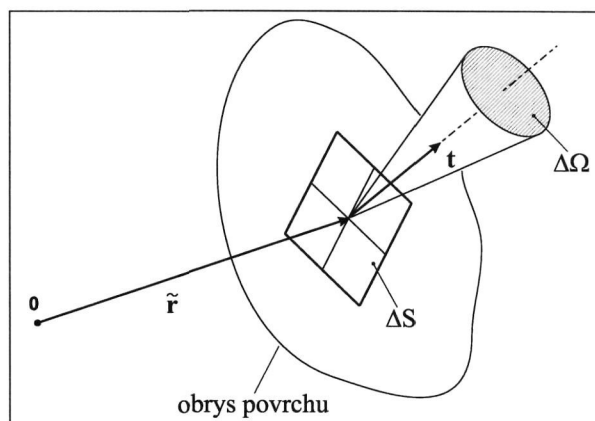
$$B(\vec{r}, t) = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \lim_{\Delta \Omega \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta I}{\Delta S \Delta \Omega} \right) . \quad (4.2)$$

Zde \mathbf{t} představuje jednotkový vektor tečný v bodě $\tilde{\mathbf{r}} = [x, y, z]$ k elektronové trajektorii tímto bodem procházející, $\Delta S = \Delta x \Delta y$ je ploška normálová k \mathbf{t} a se středem v bodě $\tilde{\mathbf{r}}$, kde má svůj vrchol kuželový element pevného prostorového úhlu $\Delta\Omega = \Delta x' \Delta y'$ směřující do blízkého okolí \mathbf{t} ; ΔI je definováno jako emisní proud procházející ploškou ΔS a šířící se do úhlového elementu $\Delta\Omega$ (viz obr. 4.1).

Výhodnost práce s funkcí $B(\tilde{\mathbf{r}}, \mathbf{t})$ spočívá v tom, že není omezena na paraxiální oblast a lze s ní pracovat i v blízkosti povrchu katody. Nevýhodou je, že limita v (4.2) neumožňuje měřit její velikost přímo.

V literatuře jsou popsány dvě metody – *metoda dvou apertur* a *čočková metoda* – umožňující nepřímou stanovit průměrnou hodnotu směrové proudové hustoty za předpokladu stejnoměrného osvětlení všech apertur při experimentu [15].

Pokud je úhlové rozložení dopadajícího signálu *gaussovské*, lze z čočkové metody s využitím *Lenzovy teorie jasu* [16] odvodit i osovou hodnotu B_0 [14]. Ta je u rotačně souměrných systémů s emisí v optimálním pracovním režimu ¹ současně hodnotou maximální. Řádová znalost B_{max} je nezbytná, máme-li korektně započíst podíl vlivu zdroje na velikost elektronové stopy.



Obr. 4.1: Veličiny užití v definici směrové proudové hustoty.

ΔS je element povrchu; $\Delta\Omega$ je úhlový element, jehož osa splývá s jednotkovým vektorem \mathbf{t} normálovým k povrchu.

4.2 Funkce $B(\tilde{\mathbf{r}}, \mathbf{t})$ a energie elektronů

V elektronové optice se energie elektronů běžně uvádí v *elektronvoltech* (eV). Je to výhodné, protože kinetická energie studeného ² nerelativistického elektronu je po emisi z povrchu katody v každém bodě úměrná potenciálu elektrostatického pole v daném bodě dle jednoduchého vztahu $E(\tilde{\mathbf{r}}) = e\Phi(\tilde{\mathbf{r}})$, kde e je velikost náboje elektronu.

Elektrony nicméně opouštějí povrch katody vždy s určitou počáteční rychlostí. Její příspěvek k celkové pohybové energii emitované částice je pro případ *Schottkyho emise* ³ [17]

¹Tvar emisního obrazce je dán teplotou a mikroskopickou strukturou hrotu katody, velikostí extrakčního napětí a vakuovými podmínkami v elektronové optické aparatuře.

²Jako „studený“ označujeme elektron, jehož rychlost na povrchu katody je $\mathbf{v} = 0$. Trajektorie takto emitovaného elektronu je v každém bodě elektrostatického pole kolmá na rovinu tečnou k dané ekvipotenciále v místě jejího průniku s trajektorií, tj. tangenciální složka vektoru rychlosti zůstává nulová.

³Při experimentu jsme pracovali s autoemisní tryskou v režimu Schottkyho emise; její stručný výklad je proto podán v kap. 11.2.1 na straně 68.

zahrnut v zobecněném elektrostatickém potenciálu $\Phi_T(\vec{r})$ následovně

$$\Phi_T(\vec{r}) = \Phi(\vec{r}) + \left(\frac{kT + \delta W}{e} \right), \quad (4.3)$$

kde první člen představuje napětí v bodě \vec{r} vůči katodě, druhý vyjadřuje termální příspěvek k energii elektronů dělený nábojem (k je *Boltzmannova konstanta* a T je teplota na povrchu katody) a třetí specifikuje deformaci *potenciálové bariéry*⁴ opět dělenou nábojem.

Daleko od povrchu katody, tj. v oblasti, kde jsou elektrony dostatečně urychleny, lze druhý i třetí člen ve výrazu pro $\Phi_T(\vec{r})$ zanedbat, naproti tomu se zde ale nelze v obecném případě obejít bez relativistické korekce. Proto se zavádí

$$\hat{\Phi}(\vec{r}) = \Phi(\vec{r}) (1 + \epsilon\Phi(\vec{r})) \quad (4.4)$$

jako relativisticky korigované urychlující napětí, kde $\epsilon = e/(2mc^2)$ (e značí velikost náboje elektronu a m jeho klidovou hmotnost, c je rychlost světla ve vakuu).

Pokud není emise limitována *prostorovým nábojem* [18, 19], platí v blízkosti katody přímá úměrnost⁵

$$B(\vec{r}, t) \approx E_T(\vec{r}) = e\Phi_T(\vec{r}) \quad (4.5)$$

s rostoucí vzdáleností od katody přecházející do tvaru

$$B(\vec{r}, t) \approx \hat{E}(\vec{r}) = e\hat{\Phi}(\vec{r}). \quad (4.6)$$

4.3 Redukovaná směrová proudová hustota

Abychom mohli *redukovanou směrovou proudovou hustotu* zavést vztahem

$$R(x, y, x', y', z) = \frac{B(\vec{r}, t)}{\phi(z)}, \quad (4.7)$$

musí experiment probíhat za podmínek, které nás opravňují k některým nezbytným zjednodušením. Výchozí předpoklady a z nich vyplývající aproximace shrnuje tab. 4.1 na následující straně.

⁴Jedná se o potenciálovou bariéru mezi materiálem katody a vakuem. Elektronům v materiálu musí být dodána určitá energie, aby bariéru překonaly a vstoupily do vakuu.

⁵V případě emise limitované prostorovým nábojem je $\Phi_T = \Phi - \Phi_m + kT/e$. Současně platí relace $B \approx \Phi_T \times \exp(e\Phi_m/kT)$. Člen Φ_m z výrazu pro Φ_T zde vystupuje v exponenciále, takže se nejedná o přímou úměrnost.

Předpoklad	Aproximace
práce s autoemisní tryskou bez reálného křižště	vliv prostorového náboje je zanedbatelný, tudíž platí (4.5) a (4.6)
termální energie elektronů $\leq 1\text{eV}$ a pokles potenciálové bariéry $\leq 2\text{eV}$	druhý a třetí člen u (4.3) lze zanedbat a tudíž pokládáme $\Phi_T(\vec{r}) = \Phi(\vec{r})$
energie elektronů podél celé optické dráhy menší než 5keV	relativistické jevy není třeba brát v úvahu, neboť $1 - \left(\Phi(\vec{r}) / \hat{\Phi}(\vec{r}) \right) \leq 5 \cdot 10^{-3}$ a tudíž pokládáme $\hat{\Phi}(\vec{r}) = \Phi(\vec{r})$
omezení se na paraxiální oblast rotačně symetrického pole	výraz $\Phi(\vec{r})$ lze v dalších úvahách nahradit průběhem potenciálu na optické ose $\phi(z)$

Tab. 4.1: Podmínky zavedení funkce $R(x, y, x', y', z)$

Z *Liouvilleova teorému* a ze *zákona zachování energie* plyne, že redukovaná směrová proudová hustota musí být *konstantní*⁶ podél každé trajektorie. Je tedy plně určena počátečními podmínkami.

Maximální hodnota $R(x, y, x', y', z) = R_{max}$ nezávisí na fokusačních schopnostech optické soustavy ani na jejích vadách. Pokud se neuplatní *Boerschův jev* [19, 20], je jedinou *invariantní* vlastností zdroje elektronů.⁷

⁶Při zanedbatelnosti vzájemných interakcí částic lze k popisu šíření elektronových paprsků použít šesti-rozměrný fázový prostor. Z *Liouvilleova teorému* pak plyne, že fázová hustota ρ^* je podél každé trajektorie konstantní vzhledem k času: $\rho^*(\mathbf{r}^*(t)) = \text{konst} \{ \mathbf{r}^* = [x, y, z, p_x, p_y, p_z] \}$ (v případě termoemise vymizí závislost směrové proudové hustoty na t a fázová hustota ρ^* je čistou funkcí energie elektronů: $\rho^* = \rho^*(E)$) [14].

⁷Pro osově symetrický případ opět předpokládáme rovnost $R_{max} = R_0$, kde R_0 je osová hodnota redukované směrové proudové hustoty. Přehledný a jednoduchý důkaz o nezávislosti $B_0 = R_0\phi(z)$ na prvcích optické soustavy podává Reimer [21].

5

Lenzova teorie jasu (obecné principy)

Lenzova teorie jasu vypracovaná Lenzem a zobecněná Kasperem a Lenzem [16] je velmi užitečná při studiu chování elektronových svazků. Stěžejní roli v její koncepci sehrává funkce $R(x, y, x', y', z)$ (viz kap. 4.3 na straně 24).

Hawkes [14] podává výklad teorie pro případ paraxiálního relativistického pohybu v rotačně symetrickém elektrostatickém poli se započtením vlivu prostorového náboje. Ve dvou limitních případech (zanedbatelný a rozhodující vliv prostorového náboje) s její pomocí odvozuje přibližné vztahy pro profil elektronového svazku v okolí reálného křižště.

My si situaci zjednodušíme tak, že budeme uvažovat jen pohyb nerelativistický a zanedbáme vliv prostorového náboje. Vzhledem k analogii optických vlastností elektrostatického a magnetického pole dané symetrie bude možné všechny prezentované výsledky aplikovat i při práci s čočkou tvořenou polem magnetickým nebo kombinovaným.

Paraxiální pohybová rovnice nabývá v rovině (x, z) tvar

$$x'' + \frac{1}{2} \frac{\phi'}{\phi} x' + \frac{1}{4} \frac{\phi''}{\phi} x = 0 \quad (5.1)$$

a obdobně pro rovinu (y, z) .

Požadavek invariančnosti funkce $R(x, y, x', y', z)$ podél libovolné trajektorie je matematicky vyjádřen nulovostí jejího totálního diferenciálu

$$\frac{dR}{dz} = \frac{\partial R}{\partial x} x' + \frac{\partial R}{\partial y} y' + \frac{\partial R}{\partial x'} x'' + \frac{\partial R}{\partial y'} y'' + \frac{\partial R}{\partial z} = 0. \quad (5.2)$$

Dosazením do (5.2) za x'' a y'' z (5.1) se zbavíme derivací druhého řádu. Dostáváme tak homogenní lineární parciální diferenciální rovnici, jejíž řešení budeme hledat ve tvaru exponenciální funkce

$$R = R_0 \exp \left\{ -\sqrt{\frac{\phi(z)}{\phi_0}} \left[\mathcal{A}(x^2 + y^2) + 2\mathcal{B}(xx' + yy') + \mathcal{C}(x'^2 + y'^2) \right] \right\}, \quad (5.3)$$

kde ϕ_0 je konstanta, již ztotožníme s potenciálem počátečního stavu a $\mathcal{A}(z)$, $\mathcal{B}(z)$ a $\mathcal{C}(z)$ jsou funkce, které je třeba určit. Po úpravách dostáváme

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dz} = & (x^2 + y^2) \times \left(\mathcal{A}' + \frac{\phi'}{2\phi} \mathcal{A} - \frac{\phi''}{2\phi} \mathcal{B} \right) + \\ & (xx' + yy') \times \left(\mathcal{B}' + \mathcal{A} - \frac{\phi''}{4\phi} \mathcal{C} \right) + \\ & (x'^2 + y'^2) \times \left(\mathcal{C}' + 2\mathcal{B} - \frac{\phi'}{2\phi} \mathcal{C} \right) = 0 . \end{aligned} \quad (5.4)$$

Aby byla (5.4) splněna, musí se nule rovnat nezávisle všechny tři složené výrazy u proměnných x , x' , y a y' . Tak obdržíme soustavu tří diferenciálních rovnic pro funkce $\mathcal{A}(z)$, $\mathcal{B}(z)$ a $\mathcal{C}(z)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}' + \frac{\phi'}{2\phi} \mathcal{A} - \frac{\phi''}{2\phi} \mathcal{B} &= 0 , \\ \mathcal{B}' + \mathcal{A} - \frac{\phi''}{4\phi} \mathcal{C} &= 0 , \\ \mathcal{C}' + 2\mathcal{B} - \frac{\phi'}{2\phi} \mathcal{C} &= 0 , \end{aligned} \quad (5.5)$$

přičemž platí, že diskriminant

$$\Delta = \mathcal{A}(z) \mathcal{C}(z) - \mathcal{B}^2(z) = \text{konst} > 0 . \quad (5.6)$$

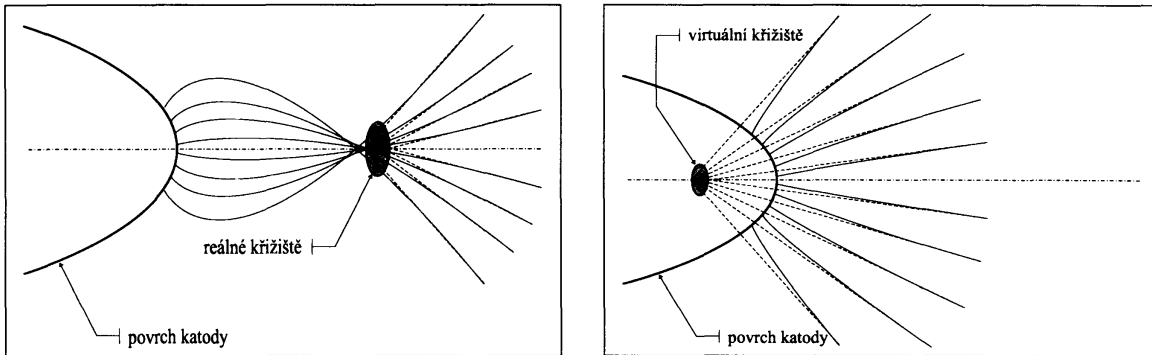
5.1 Situace v křížišti

Křížištěm rozumíme rozložení intenzity ve svazku v rovině $z = z_c$, kde má elektronová stopa nejmenší příčný průřez. Geometrie elektronové trysky rozhoduje o tom, zda pracujeme s křížištěm *reálným* nebo *virtuálním* (viz obr. 5.1 na následující straně). Křížiště virtuální [22] je definováno jako oblast, kde se protínají zpětně projektované asymptoty reálných trajektorií emitovaných částic. Asymptotami rozumíme tečny k drahám elektronů v oblasti, kde tyto opouštějí urychlující silové pole.

Rozměry a poloha virtuálního křížiště bezprostředně souvisejí s tvarem katody. Elektrony emitované z jejího povrchu se chovají, jakoby vycházely z virtuálního křížiště. Proto někdy hovoříme i o virtuálním zdroji. Narozdíl od velikosti samotné emisní plochy má pro nás znalost jeho parametrů stěžejní význam, neboť právě tyto určují, s jakou vahou se na šířce elektronové stopy podílí vlastní zdroj.

Zajímavou a pro další výpočty důležitou vlastností Lenzovy teorie je, že dává $\mathcal{B}(z_c) = 0$. Jako důsledek zvoleného tvaru $R(x, y, x', y', z)$ v (5.3) se tak výraz pro směrovou proudovou hustotu v rovině křížiště zjednodušuje na součin dvou vzájemně nekorelovaných distribučních funkcí s gaussovským rozložením

$$B(x, y, x', y', z_c) = J(x, y, z_c) P(x', y', z_c) , \quad (5.7)$$



Obr. 5.1: Reálné a virtuální křížiště.

kde $J(x, y, z)$ představuje lokální proudovou hustotu a $P(x', y', z)$ se interpretuje jako směrová hustota pravděpodobnosti. Obě lze vyjádřit prostřednictvím (4.7)

$$J(x, y, z) \approx \iint_{-\infty}^{\infty} R(x, y, x', y', z) dx' dy' , \quad (5.8)$$

$$P(x', y', z) \approx \iint_{-\infty}^{\infty} R(x, y, x', y', z) dx dy . \quad (5.9)$$

Dodejme, že ztotožnění roviny křížiště z_c s rovinou předmětu z_o , tj. rovinou, v níž je definován počáteční stav, nevede ke ztrátě obecnosti teorie.

6

Lenzova teorie jasu (aplikace: 1.část)

6.1 Formulace problému a cíl aplikace

Vyústěním každé fyzikální teorie by měla být snaha o ověření jejích principů. Teprve aplikace na konkrétní experimentální výsledky a porovnání teoretických předpokladů se skutečností je přirozeným završením celého procesu poznávání. Hlavní cíl prezentované práce spočívá právě ve snaze o prolnutí teorie a experimentu, ikdyž ve speciálním a poměrně jednoduchém případě.

Jelikož budeme popisovat elektronový svazek v rozmanitých rovinách kolmých na optickou osu, je nezbytné zavést skutečně jednoznačné značení. Kartézské souřadnice libovolné roviny na straně předmětu budeme opatřovat indexem **1** a na straně obrazu indexem **2**. Indexy **o** a **i** budeme připisovat k souřadnicím předmětové a obrazové roviny a ke kardinálním elementům čočky podle toho, k jaké straně se vztahují. Výrazy pro jednotlivé funkce poneseou index roviny, v níž jsou definovány.

V experimentální části práce jsme se nepřímou, metodou rastrovací elektronové mikroskopie [8], pokoušeli měřit profil elektronové stopy v okolí obrazu křížiče. Protože rastrovací mikroskop pracuje se zaostřeným svazkem v rovině preparátu, rozumíme zde předmětem vlastní zdroj elektronů, přičemž nic nebrání tomu, abychom rovinu předmětu z_o identifikovali s rovinou křížiče z_c . Úkolem optické soustavy je pak přenést se zmenšením zdroj v co nejvyšší kvalitě do roviny obrazu. Vyhovuje-li tato rovina čočkové rovnici, označíme ji z_i a budeme o ní hovořit jako o rovině *Gaussově*.

Ze znalosti rozložení intensity v rovině geometrického obrazu a jejím těsném okolí lze stanovit parametry zdroje a odhadnout, s jakou vahou se na rozměrech elektronového svazku podílejí vlastní aberace optické soustavy. Užití Lenzovy teorie jasu k vyhodnocení experimentálních dat je jednou z možných cest.

Jádro teorie představuje výraz (5.3). Posláním tohoto oddílu bude pro dva různé případy (viz kap. 6.3 na straně 33) a při splnění předpokladů uvedených v tab. 6.1 na straně 34 odvodit konkrétní tvar redukované směrové proudové hustoty v obecné rovině z_2 blízké rovině Gaussově.

Studovanou funkci označíme

$$R_2 = R(x_2, y_2, x'_2, y'_2, \Delta z) , \quad (6.1)$$

kde $\Delta z = z_2 - z_i$ je rozostření (*defokus*) udávající vzdálenost od Gaussovy roviny ve směru optické osy.

Protože všechny další úvahy předpokládají, že zobrazení probíhá v podmínkách tzv. *paraxiální geometrické optiky*, je vhodné jí věnovat samostatnou kapitulu.

6.2 Základy paraxiální geometrické optiky

Pojmem paraxiální optika (někdy též Gaussova) označujeme optiku, jejíž matematický aparát popisuje s dostatečnou přesností chování částic v blízkosti osy. Trajektorie částic, které se podřizují jejím zákonům, splňují Newtonovu čočkovou rovnici. Paraxiální optika předpokládá jen určitý charakter funkční závislosti elektrostatičkého, příp. magnetického pole na souřadnicích z a $\mathbf{r} = [x, y]$. Při práci s ní se tak nezbytně dopouštíme jistého zjednodušení. Aby toto bylo ospravedlnitelné právě v blízkosti optické osy, zavádíme *paraxiální aproximaci*, z níž požadovaný charakter závislosti získáme.

Paraxiální aproximace nachází v elektronové optice široké uplatnění, neboť vzhledem k poměrně velkým geometrickým vadám ve srovnání s optikou světelnou jsme nuceni pracovat jen s velmi úzkými svazky částic kolem optické osy. Podrobný popis aproximace a četné příklady jejího užití lze nalézt v celé řadě knih renomovaných autorů [18, 23, 24, 25], a proto zde podáme jen stručný nástin jejího odvození.

V elektronové optice zpravidla řešíme jen stacionární úlohy, neboť pracujeme se silovými poli v čase konstantními, případně proměnnými s periodou několikanásobně delší, než je doba průletu částice optickou soustavou. Je pak vhodné namísto řešení $x = x(t)$, $y = y(t)$ a $z = z(t)$ pohybové rovnice nabitě částice v obecně složeném poli

$$\frac{d}{dt} (m\mathbf{v}) = Q \left[\mathbf{E}(\tilde{\mathbf{r}}, t) + \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}(\tilde{\mathbf{r}}, t) \right] \quad (6.2)$$

m	...	relativistická hmotnost částice
\mathbf{v}	...	vektor rychlosti částice
Q	...	náboj částice
\mathbf{E}	...	vektor intensity elektrostatičkého pole
\mathbf{B}	...	vektor indukce magnetického pole
$\tilde{\mathbf{r}}$	=	$[x, y, z]$

hledat řešení $x = x(z)$ a $y = y(z)$ rovnice její *trajektorie*, tj. parametrizovat diferenciální rovnici nikoli časem, ale z -ovou souřadnicí. Toto je výchozí předpoklad paraxiální aproximace. Dodejme, že podmínkou přechodu od proměnné t k nové nezávislé proměnné z je

nenulovost složky rychlosti částice ve směru osy z podél celé trajektorie a že optickou osu považujeme za přímku.

Dalším nezbytným krokem je nahrazení skalární funkce elektrostatického potenciálu $\Phi(\mathbf{r}, z)$ a vektoru magnetické indukce $\mathbf{B}(\mathbf{r}, z) = [B_z(\mathbf{r}, z), \mathbf{B}_r(\mathbf{r}, z)]$ v rovnici trajektorie jejich polynomiálními rozvoji. Pro osově symetrickou situaci vypadají první členy rozvoju následovně ¹

$$\begin{aligned}\Phi(r, z) &= \phi(z) - \frac{r^2}{4} \phi''(z) + \frac{r^4}{64} \phi^{(4)}(z) - \dots, \\ B_z(r, z) &= B(z) - \frac{r^2}{4} B''(z) + \frac{r^4}{64} B^{(4)}(z) - \dots, \\ B_r(r, z) &= -\frac{r}{2} \left(B'(z) - \frac{r^2}{8} B^{(3)}(z) + \frac{r^4}{192} B^{(5)}(z) - \dots \right),\end{aligned}\tag{6.3}$$

kde $\phi(z)$ a $B(z)$ označují velikost funkcí $\Phi(r, z)$ a $\mathbf{B}(r, z)$ na optické ose. Z aplikace polynomiálního rozvoje vyplývá, že pole na optické ose (elektrostatické i magnetické) má v podmínkách paraxiální aproximace vždy nulovou radiální složku a jeho vektor má tedy směr osy z .

Vlastní aproximace spočívá v tom, že souřadnice trajektorií x, x', y a y' považujeme za dostatečně malé, abychom po dosazení (6.3) do rovnice trajektorie v ní mohli zanedbat všechny členy, kde souřadnice nebo jejich vzájemné součiny vystupují ve stupni vyšším než prvním.

V našem případě rotačně souměrné čočky to znamená, že předpokládáme pohyb elektronů jen v takovém elektrostatickém a magnetickém poli, jejichž složky odpovídají relacím

$$\begin{aligned}E_x &= \frac{x}{2} \phi''(z), & E_y &= \frac{y}{2} \phi''(z), & E_z &= -\phi'(z) \\ & & & \text{a} & & \\ B_x &= -\frac{x}{2} B'(z), & B_y &= -\frac{y}{2} B'(z), & B_z &= B(z).\end{aligned}\tag{6.4}$$

Z platnosti (6.4) se vychází při odvozování optických vlastností čočky. Odchyly od regulérních trajektorií částic způsobené složitější závislostí polí na souřadnicích, než jaké připouští paraxiální aproximace, se pak řeší zavedením geometrických vad 3. řádu (otvorová vada, koma, ...).

Přímým důsledkem paraxiální aproximace pro rotačně souměrný případ je možnost hledat řešení nezávisle v rovině (x, z) a (y, z) . Vzhledem k symetrii úlohy nám stačí znát řešení v libovolné rovině, v níž leží optická osa. Této skutečnosti později využijeme.

Přenosová matice T^{12} [23] představuje základ, z něhož lze vystavět celou paraxiální geometrickou optiku rotačně symetrických soustav. Za předpokladu, že předmět i obraz

¹Jelikož za těchto podmínek je pole v libovolné rovině z explicitní funkcí vzdálenosti od osy a nezávisí přímo na souřadnicích polohy, zaměníme vektorovou proměnnou $\mathbf{r} = [x, y]$ za skalární velikost $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

leží vně pole ², mluvíme o *asymptotickém* zobrazení ³, pro něž matice

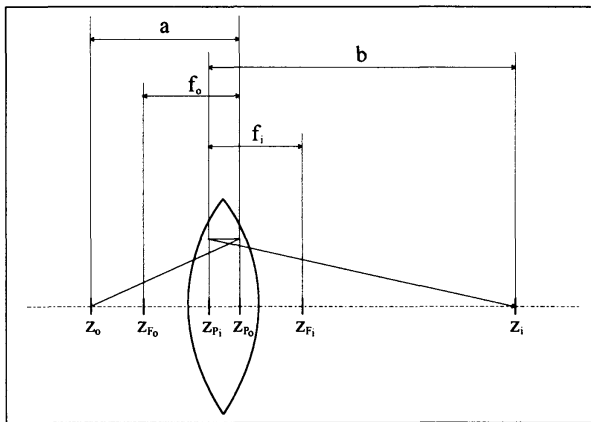
$$T^{12} = \frac{1}{f_i} \begin{pmatrix} -(z_2 - z_{F_i}) & (f_o f_i + Q_{12}) \\ -1 & z_1 - z_{F_o} \end{pmatrix}, \quad (6.5)$$

kde $Q_{12} = (z_1 - z_{F_o})(z_2 - z_{F_i})$.

Fyzikální význam veličin vystupujících v přenosové matici je zřejmý z obr. 6.1. Hovoříme o *kardinálních elementech* čočky: jako z_{F_o} a z_{F_i} označujeme předmětovou a obrazovou ohniskovou rovinu, f_o a f_i jsou předmětová a obrazová ohnisková dálka, relacemi

$$z_{P_o} = z_{F_o} + f_o \quad \text{a} \quad z_{P_i} = z_{F_i} - f_i \quad (6.6)$$

jsou definovány předmětová a obrazová hlavní rovina.



Obr. 6.1: Kardinální elementy tlusté čočky.

z_{P_o} a z_{P_i} jsou předmětová a obrazová hlavní rovina;
 z_{F_o} a z_{F_i} jsou předmětová a obrazová ohnisková rovina;
 f_o a f_i jsou předmětová a obrazová ohnisková dálka;
 z_o a z_i jsou poloha předmětu a obrazu;
 a a b jsou předmětová a obrazová vzdálenost.

$z_1 = z_o$ a $z_2 = z_i$. Když rovnici uvedeme ve tvaru $Q_{12} = -f_i f_o$, dostáváme jeden z možných zápisů *Newtonovy čočkové rovnice*. Platí

$$T^{oi} = \frac{1}{f_i} \begin{pmatrix} -(z_i - z_{F_i}) & 0 \\ -1 & z_o - z_{F_o} \end{pmatrix}. \quad (6.8)$$

Roznásobením

$$\begin{pmatrix} x_i \\ x'_i \end{pmatrix} = T^{oi} \begin{pmatrix} x_o \\ x'_o \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

Spojitosť mezi pohybem částice před a za čočkou je vyjádřena rovnicí

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = T^{12} \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix}, \quad (6.7)$$

kde x_1 je poloha a x'_1 směrnice asymptoty trajektorie v obecné rovině z_1 na straně předmětu a x_2 je poloha a x'_2 směrnice asymptoty trajektorie v obecné rovině z_2 na straně obrazu.

Z matice (6.5) plynou vzájemné vazby mezi parametry souhrně postihujícími chování čočky. Ideální (tj. vadami nezátížená) čočka je v rámci geometrické optiky definována jako prvek zobrazující bod na bod. Znamená to, že poloha x_i nesmí záviset na směrnici x'_o . Matematicky je tato podmínka zapsána rovnicí $T_{12}^{oi} = 0$, kde T_{12}^{oi} je maticový element speciálního případu přenosové matice, kdy

²Je-li předmětem vlastní zdroj, pak zde polem rozumíme jen jeho fokusační nikoli extrakční složku.

³Jako asymptotický označujeme virtuální předmět nebo obraz.

obdržíme dvojici rovnic

$$x_i = -\frac{(z_i - z_{F_i})}{f_i} x_o = M x_o \quad \text{a} \quad x'_i = -\frac{1}{f_i} x_o + \frac{(z_o - z_{F_o})}{f_i} x'_o, \quad (6.10)$$

kde $M = -(z_i - z_{F_i})/f_i$ je *příčné zvětšení*. To se uplatní v praktických vztazích

$$z_o = z_{F_o} + \frac{f_o}{M} \quad \text{a} \quad z_i = z_{F_i} - f_i M. \quad (6.11)$$

Pokud je x_o souřadnicí bodu zdroje, můžeme člen $(-x_o/f_i)$ v (6.10) zanedbat vzhledem k několikařádkovému rozdílu mezi rozměry samotného zdroje a ostatních optických prvků. Potom jednoduše zapíšeme

$$x'_i = M_a x'_o, \quad (6.12)$$

kde $M_a = (z_o - z_{F_o})/f_i$ je *úhlové zvětšení*. Z definice obou zvětšení plyne

$$M M_a = \frac{f_o}{f_i}. \quad (6.13)$$

V podmínkách paraxiální optiky je relace (6.13) bezprostředně svázána s energií částice v rovině předmětu a obrazu vyjádřenou prostřednictvím elektrostatických potenciálů poměrem

$$\frac{f_o}{f_i} = \sqrt{\frac{\phi_o}{\phi_i}}. \quad (6.14)$$

Toto je známá *Lagrangeova - Helmholtzova formule* [24].

Další speciální případ přenosové matice $T^{12} = T^p$ dostáváme, pokud $z_1 = z_{P_o}$ a $z_2 = z_{P_i}$. S pomocí (6.6) nacházíme, že $T_{11}^p = 1$ a $T_{12}^p \equiv 0$. Hlavní roviny se tedy chovají jako pár sdružených rovin s jednotkovým zvětšením.

6.3 Předpoklady aplikace a její formulace

Lenzova teorie jasu byla vybudována v podmínkách paraxiální geometrické optiky tak, aby dobře postihovala úhlové a prostorové rozdělení intenzity ve svazku i pro větší vzdálenosti od katody. Budeme nyní předpokládat, že parametry zdroje zodpovídají za dominantní příspěvek do rozměru elektronové stopy v blízkosti roviny obrazu zdroje. Ostatní optické jevy a vady zanedbáme.

Při odvozování optického stavu v okolí obrazu virtuálního křižště vyjdeme čistě z předpokladů a závěrů Lenzovy teorie v podobě podané v oddíle 5 na straně 26 a uplatníme vybrané vztahy z kap. 6.2 na straně 30. Pak se ale neobejdeme bez doplnění stávajícího aproximativního přístupu o nové předpoklady a další zjednodušení, jak je shrnuje tab. 6.1 na následující straně.

Jelikož jádro výrazu pro redukovanou směrovou proudovou hustotu tvoří exponenciální funkce, budeme pro dvě následující situace hledat konkrétní podobu exponentu funkce R_2 :

Předpoklad	Zanedbaný jev	Poznámka
práce s autoemisní tryskou bez reálného křižště	Boerschův jev	Stejně jak jsme již zanedbali vliv prostorového náboje, abychom mohli zavést funkci $R(x, y, x', y', z)$, neuvažujeme nyní žádný další projev vzájemného elektrostatického působení elektronů.
aperturní úhel je významně větší než jeho optimální hodnota	vlnový charakter	Zanedbatelný vliv <i>Airyho</i> disku, tj Fraunhoferovy difrakce v Gaussově obrazové rovině.
kvalitní elektronová čočka	sférická vada	
dostatečná monochromaticnost zdroje a kvalitní elektronová čočka	chromatická vada	
působení extrakční a fokusační části trysky na elektrony lze popisovat odděleně	vliv fokusačního pole na tvar a polohu virtuálního zdroje	Předpoklad je samozřejmě splněn automaticky, je-li elektronová tryska koncipována tak, že se v ní neprolíná vliv pole extrakčního a fokusačního (v opačném případě má zanedbání této skutečnosti charakter aproximace).
rozmítání svazku vůči optické ose přístroje se děje pod velmi malými úhly	vliv rastrování na změnu délky optické dráhy elektronu	Předpokládáme, že optická osa přístroje a osa symetrie svazku trvale splývají.

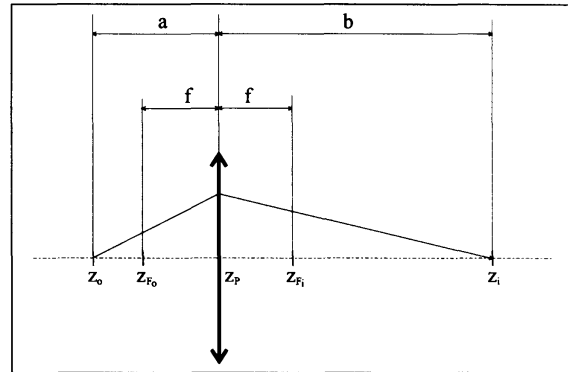
Tab. 6.1: Předpoklady aplikace Lenzovy teorie jasu

1. Elektronový svazek je zpracován tenkou elektrostatickou čočkou (viz obr. 6.2); potenciál na straně předmětu a obrazu je stejný (kap. 6.4).
2. Elektronový svazek je zpracován tlustou čočkou (viz obr. 6.1 na straně 32); potenciál na straně předmětu a obrazu se obecně liší (kap. 6.5 na straně 37).⁴

6.4 Příklad tenké elektrostatické čočky

Tenkou čočkou rozumíme čočku, jejíž předmětová a obrazová hlavní rovina z_{P_o} a z_{P_i} splývají, když $\phi_o = \phi_i$.⁵ Její působení na svazek lze pak chápat, jakoby se odehrávalo v infinitezimálně tenké oblasti $z_{P_o} \equiv z_{P_i} = z_P$, kde se mění směrnice vstupujícího paprsku na směrnici paprsku vystupujícího.

Protože bereme potenciál na straně předmětu i obrazu jako konstantní, jsou jeho prostorové derivace nulové a z (6.14) je vidět, že rovnost potenciálů je ekvivalentní rovnosti předmětového a obrazového ohniska $f_o = f_i = f$. Soustava rovnic (5.5) se tak zjednoduší na



Obr. 6.2: Kardinální elementy tenké čočky.

$$\begin{aligned} \mathcal{A}' &= 0, \\ \mathcal{B}' + \mathcal{A} &= 0, \\ \mathcal{C}' + 2\mathcal{B} &= 0. \end{aligned} \quad (6.15)$$

Ze soustavy (6.15) vypočteme za předpokladu $z_o \equiv z_c$ odpovídající tvary trojice funkcí $\mathcal{A}(z)$, $\mathcal{B}(z)$ a $\mathcal{C}(z)$ na straně

1.) předmětu:

2.) obrazu:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1(z_1) &= a_1, & \mathcal{A}_2(z_2) &= a_2, \\ \mathcal{B}_1(z_1) &= -a_1(z_1 - z_o), & \mathcal{B}_2(z_2) &= b_2 - a_2 z_2, \\ \mathcal{C}_1(z_1) &= a_1(z_1 - z_o)^2 + c_1. & \mathcal{C}_2(z_2) &= a_2 z_2^2 - 2b_2 z_2 + c_2. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Jelikož v této kapitole předpokládáme $\phi(z) = \phi_o$, má exponent z (5.3) pro jednorozměrný případ v hlavní rovině tenké čočky tvar

$$\mathcal{E}_p = - \left(\mathcal{A}_p x_p^2 + 2\mathcal{B}_p x_p x_p' + \mathcal{C}_p x_p'^2 \right), \quad (6.17)$$

⁴Výsledek nám poslouží jako výchozí materiál k aplikaci teorie na provedený experiment.

⁵Hlavní roviny mohou obecně splývat, ikdyž tato rovnost splněna není.

kde $\mathcal{A}_p = \mathcal{A}_2(z_2) \Big|_{z_2=z_p}$, $\mathcal{B}_p = \mathcal{B}_2(z_2) \Big|_{z_2=z_p}$ a $\mathcal{C}_p = \mathcal{C}_2(z_2) \Big|_{z_2=z_p}$. Za polohu x_p trajektorie v hlavní rovině čočky a za její směrnici x'_p na straně obrazu je třeba dosadit tvary z (6.21), jak vyplývá z následujícího textu.

Vyjdeme z odpovídajícího tvaru přenosové matice pro případ $z_1 = z_o$ a $z_2 = z_p$. Matici označíme $T^{12} = T^{op}$. S využitím

$$z_p = z_{F_i} - f \quad \text{a současně} \quad z_p = z_{F_o} + f \quad (6.18)$$

je

$$T^{op} = \begin{pmatrix} 1 & z_p - z_o \\ -1/f & (z_o - z_{F_o})/f \end{pmatrix}. \quad (6.19)$$

Protože se silové působení tenké čočky v prostoru omezuje na její hlavní rovinu, musí každá jednotlivá trajektorie splňovat rovnost $x'_p = x'_2$. To znamená, že směrnice, kterou jí udělí pole v $z = z_p$, se na obrazové straně zachovává, takže můžeme psát

$$\begin{pmatrix} x_p \\ x'_2 \end{pmatrix} = T^{op} \begin{pmatrix} x_o \\ x'_o \end{pmatrix}. \quad (6.20)$$

Po úpravách obdržíme

$$x_p = x_o + x'_o(z_p - z_o) \quad \text{a} \quad x'_2 = x'_o - \frac{x_p}{f}. \quad (6.21)$$

Po dosazení (6.21) do (6.17) uspořádáme výraz \mathcal{E}_p tak, abychom z něj mohli vyjádřit členy stojící u x_o^2 , $x_o x'_o$ a $x_o'^2$. Tyto členy jsou jen jiným zápisem funkcí

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_o &= \mathcal{A}_1(z_1) \Big|_{z_1=z_o} = a_o, \\ \mathcal{B}_o &= \mathcal{B}_1(z_1) \Big|_{z_1=z_o} = 0, \\ \mathcal{C}_o &= \mathcal{C}_1(z_1) \Big|_{z_1=z_o} = c_o, \end{aligned} \quad (6.22)$$

kde a_o a c_o jsou integrační konstanty, jejichž fyzikální interpretaci budeme věnovat pozornost později.

Máme tak opět soustavu tří rovnic. Jejich vzájemnou kombinací získáme konkrétní tvary jednotlivých integračních konstant na straně obrazu vyjádřené skrze konstanty v rovině předmětu: $a_2 = a_2(a_o, c_o)$, $b_2 = b_2(a_o, c_o)$ a $c_2 = c_2(a_o, c_o)$. V této podobě je dosadíme do \mathcal{A}_2 , \mathcal{B}_2 a \mathcal{C}_2 z (6.16) a pro ověření korektnosti zvoleného postupu spočítáme diskriminant (5.6)

$$\mathcal{A}_2(a_o, c_o; z_o, z_2) \cdot \mathcal{C}_2(a_o, c_o; z_o, z_2) - \mathcal{B}_2^2(a_o, c_o; z_o, z_2) = a_o c_o > 0. \quad (6.23)$$

Nerovnost je vždy splněna, protože fyzikální význam veličin a_o a c_o zajišťuje, že nemohou nabývat záporné ani nulové hodnoty.

Poměrně složité a nepřehledné tvary \mathcal{A}_2 , \mathcal{B}_2 a \mathcal{C}_2 se významně zjednoduší, dosadíme-li za z_o z čočkové rovnice: $1/(z_p - z_o) + 1/(z_i - z_p) = 1/f$, takže

$$z_o = \frac{(f - z_p) z_i + z_p^2}{f - z_i + z_p}, \quad (6.24)$$

a provedeme-li následně substituce $z_p = z_{F_i} - f$ a $z_2 = z_i + \Delta z$.

Nyní dostáváme

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_2 &= \frac{f^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} + \frac{c_o}{f^2}, \\ \mathcal{B}_2 &= -\frac{f^2 \Delta z a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} + \frac{(z_{F_i} - z_i - \Delta z) c_o}{f^2}, \\ \mathcal{C}_2 &= \frac{f^2 \Delta z^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} + \frac{(z_{F_i} - z_i - \Delta z)^2 c_o}{f^2}. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Exponent funkce R_2 v rovině (x_2, z_2)

$$\mathcal{E}_2 = -\left(\mathcal{A}_2 x_2^2 + 2\mathcal{B}_2 x_2 x_2' + \mathcal{C}_2 x_2'^2\right) \quad (6.26)$$

je tedy pro případ tenké čočky roven

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{f^2 (x_2 - x_2' \Delta z)^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} - \frac{[x_2 + x_2' (z_{F_i} - z_i - \Delta z)]^2 c_o}{f^2} \quad (6.27)$$

a v Gaussově rovině ($\Delta z = 0$) se zjednoduší na

$$\mathcal{E}_i = -\frac{x_i^2 f^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} - \frac{[x_i + x_i' (z_{F_i} - z_i)]^2 c_o}{f^2}. \quad (6.28)$$

6.5 Příklad tlusté čočky

V případě tlusté čočky hlavní roviny pro $\phi_o = \phi_i$ nesplývají. V následujících výpočtech proto nemůžeme vycházet ze situace v rovině z_p . Tentokrát využijeme tvaru exponentu na straně předmětu

$$\mathcal{E}_1 = -\sqrt{\frac{\phi_1}{\phi_o}} \cdot \left(\mathcal{A}_1 x_1^2 + 2\mathcal{B}_1 x_1 x_1' + \mathcal{C}_1 x_1'^2\right). \quad (6.29)$$

Poněvadž je naším cílem získání konkrétního tvaru (6.1), potřebujeme, aby v exponentu (6.29) vystupovaly souřadnice na straně obrazu. Transformaci souřadnic obecně zapíšeme

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix} = (T^{12})^{-1} \begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = T^{21} \begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix}, \quad (6.30)$$

kde T^{21} je matice *inversní* k matici (6.5). Ze znalosti algebraických pravidel pro počítání s maticemi dostáváme

$$T^{21} = \frac{1}{f_o} \begin{pmatrix} z_1 - z_{F_o} & -(f_o f_i + Q_{12}) \\ 1 & z_{F_i} - z_2 \end{pmatrix}. \quad (6.31)$$

Po roznásobení (6.30) obdržíme transformační rovnice v rovině (x, z)

$$x_1 = \frac{(z_1 - z_{F_o})}{f_o} x_2 - \frac{(f_o f_i + Q_{12})}{f_o} x'_2 \quad \text{a} \quad x'_1 = \frac{1}{f_o} x_2 + \frac{(z_{F_i} - z_2)}{f_o} x'_2. \quad (6.32)$$

Pokud položíme $z_1 = z_o$, transformační rovnice se zachovají ⁶, ale exponent $\mathcal{E}_o = \lim_{z_1 \rightarrow z_o} \mathcal{E}_1$ se s využitím (6.22) zjednoduší na

$$\mathcal{E}_o = -a_o x_o^2 - c_o x_o'^2. \quad (6.33)$$

Po dosazení za souřadnice, vyjádření z_o z čočkové rovnice ve tvaru

$$z_o = \frac{(z_i - z_{F_i}) z_{F_o} - f_o f_i}{z_i - z_{F_i}} \quad (6.34)$$

a po substituci $z_2 = z_i + \Delta z$ přeznačíme výraz (6.33) jako $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}(x_2, x'_2, \Delta z)$ a pro $\Delta z = 0$ jako $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}(x_i, x'_i)$. Platí

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{f_i^2 (x_2 - x'_2 \Delta z)^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} - \frac{[x_2 + x'_2 (z_{F_i} - z_i - \Delta z)]^2 c_o}{f_o^2} \quad (6.35)$$

a

$$\mathcal{E}_i = -\frac{x_i^2 f_i^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} - \frac{[x_i + x'_i (z_{F_i} - z_i)]^2 c_o}{f_o^2}. \quad (6.36)$$

Pro diskriminant (5.6) dostáváme výraz $\mathcal{A}(z) \mathcal{C}(z) - \mathcal{B}^2(z) = (f_i/f_o)^2 a_o c_o$.

6.6 Shrnutí a výsledný tvar R_2

Ze srovnání exponentů (6.27) a (6.35) odvozených rozdílně pro různé čočky je hned vidět, že položíme-li $f_o = f_i = f$, dostáváme identitu výrazů. To znamená, že v tomto případě se chová stejně:

1. tenká a tlustá elektronová čočka.
2. elektrostatická, magnetická ⁷ a složená čočka.

⁶Provedeme jen záměnu souřadnic x_1 a x'_1 za x_o a x'_o a rovinu z_1 nahradíme rovinou z_o .

⁷Pokud má částice stejnou energii na straně předmětu a obrazu.

Pro obecný případ $f_o \neq f_i$ zapíšeme redukovanou směrovou proudovou hustotu v oblasti s nulovou hodnotou potenciálu na straně obrazu ve tvaru

$$R_2 = R_0 \exp \left\{ -\frac{f_i^2 a_o}{(z_{F_i} - z_i)^2} \left[(x_2 - x'_2 \Delta z)^2 + (y_2 - y'_2 \Delta z)^2 \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(-\frac{c_o}{f_o^2} \left\{ \left[x_2 + x'_2 (z_{F_i} - z_i - \Delta z) \right]^2 + \left[y_2 + y'_2 (z_{F_i} - z_i - \Delta z) \right]^2 \right\} \right). \quad (6.37)$$

V následující kapitole si všimneme, jak funkce R_2 souvisí s proudem ve svazku (který ovšem měříme nepřímo⁸).

6.7 Proud ve svazku a zákony zachování

Celkový emisní proud dodávaný zdrojem je definován vztahem

$$I_e = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} B_o dx_o dx'_o dy_o dy'_o. \quad (6.38)$$

Jako $I_p = \Delta I_e$ označíme tu část emisního proudu, jež prochází celou optickou soustavou a je detekována. Pak

$$I_p = \iint_{\Delta S} \left(\iint_{\Delta \Omega} B_o dx'_o dy'_o \right) dx_o dy_o, \quad (6.39)$$

kde ΔS představuje oblast na povrchu katody, pro kterou dráhy elektronů emitovaných z ní v úhlovém rozpětí $\Delta \Omega$ nejsou přerušeny žádnou z apertur. Libovolná infinitezimální část dI_p proudu tudíž musí splňovat relaci

$$dI_p = B_o dx_o dx'_o dy_o dy'_o = \\ = B_o |J_x| dx_2 dx'_2 |J_y| dy_2 dy'_2 = \\ = B_2 dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2, \quad (6.40)$$

kde J_x a J_y jsou determinanty *Jacobiho matice* transformace souřadnic⁹, jejichž zavedení souvisí se zachováním fázového prostoru. V našem případě mají obecný tvar

$$J_x = \begin{vmatrix} \frac{\partial x_o}{\partial x_2} & \frac{\partial x_o}{\partial x'_2} \\ \frac{\partial x'_o}{\partial x_2} & \frac{\partial x'_o}{\partial x'_2} \end{vmatrix} \quad \text{a} \quad J_y = \begin{vmatrix} \frac{\partial y_o}{\partial y_2} & \frac{\partial y_o}{\partial y'_2} \\ \frac{\partial y'_o}{\partial y_2} & \frac{\partial y'_o}{\partial y'_2} \end{vmatrix}. \quad (6.41)$$

⁸V rastrovací elektronové mikroskopii detekujeme sekundární nebo odražené elektrony, jejichž proud je přímo úměrný proudu v primárním svazku.

⁹Běžně o nich hovoříme jako o *jacobiánech*.

Jejich konkrétní vyjádření získáme, když za x_o , x'_o , y_o a y'_o dosadíme pravé strany transformačních rovnic maticově zapsaných

$$\begin{pmatrix} x_o \\ x'_o \end{pmatrix} = T^{2o} \begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} \quad \text{a} \quad \begin{pmatrix} y_o \\ y'_o \end{pmatrix} = T^{2o} \begin{pmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{pmatrix}, \quad (6.42)$$

kde $T^{2o} = \lim_{z_1 \rightarrow z_o} T^{21}$. Dostáváme

$$J_x = J_y = \frac{f_i}{f_o} \quad (6.43)$$

a pro součin absolutních hodnot jacobíánů s užitím (6.14) ¹⁰

$$|J_x| \cdot |J_y| = \left(\frac{f_i}{f_o} \right)^2 = \frac{\phi_i}{\phi_o}. \quad (6.44)$$

Nyní se můžeme vrátit k relaci (6.40) a v rámci naší aproximace ověřit její platnost:

1. Jelikož $B_o = R_o \phi_o$, je

$$\begin{aligned} dI_p &= B_o \frac{\phi_i}{\phi_o} dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2 = \\ &= R_o \phi_i dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2. \end{aligned} \quad (6.45)$$

2. Jelikož $R(x_o, x'_o, y_o, y'_o) = R(x_2, x'_2, y_2, y'_2, \Delta z)$, když v rovině předmětu za souřadnice a jejich derivace dosadíme z (6.42), je

$$\begin{aligned} dI_p &= R_o \phi_i dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2 = \\ &= R_2 \phi_i dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2. \end{aligned} \quad (6.46)$$

3. Jelikož $B_2 = R_2 \phi_i$ ¹¹, je

$$\begin{aligned} dI_p &= R_2 \phi_i dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2 = \\ &= B_2 dx_2 dx'_2 dy_2 dy'_2. \end{aligned} \quad (6.47)$$

Ukázali jsme, že pokud je proud I_p ve svazku vyjádřen pomocí směrové proudové hustoty, jsou pro optické zobrazení splněny zákony zachování. To je důležitý výsledek, neboť nám později umožní vhodným způsobem normovat výraz pro intenzitu osvětlení, která je úměrná proudu.

¹⁰Poněvadž ohniskové dálky jsou vždy čísla reálná a potenciály, jejichž prostřednictvím vyjadřujeme energii elektronů, vždy kladné, můžeme symbol absolutní hodnoty vypustit.

¹¹Předpokládáme, že obraz křížště a jeho okolí leží v oblasti s konstantním potenciálem, takže pro libovolnou rovinu $z = z_2$ z této oblasti platí $\phi_2 = \phi_i$, tj. energie elektronů se zachovává. To je zcela v souladu i s podmínkami samotného experimentu.

7

Lenzova teorie jasu (aplikace: 2.část)

Posláním tohoto oddílu je vytvořit teoretický popis takové metody měření, jež by v podmínkách rastrovací elektronové mikroskopie umožnila rekonstruovat profil elektronového svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny a z něj pak stanovit hlavní parametry zdroje. Pod pojmem profil svazku či profil stopy přitom rozumíme rozdělení intenzity v rovině $z = z_2$, jak jej matematicky postihuje distribuční funkce

$$J = J(\xi, \Delta z) \quad (7.1)$$

známá jako *proudová hustota*¹ (viz kap. 7.3 na straně 46). Naším úkolem je nalézt její odpovídající formu a tu pak uplatnit při studiu vlastností zdroje elektronů.

S ohledem na výše uvedené skutečnosti se jako hlavní výsledek předcházejícího oddílu jeví výraz (6.37), kterým je definována redukovaná směrová proudová hustota v okolí Gaussovy obrazové roviny. Při jeho odvození jsme vyšli z předpokladu, že:

1. předmětem je monochromatický elektronový zdroj s gaussovským rozložením prostorové a úhlové emise,
2. emitované elektrony se šíří čistě paraxiální oblastí a v okolí Gaussovy obrazové roviny jsou jejich trajektorie přímkové²,
3. optické vady čočky a projevy vzájemného elektrostatického působení elektronů se neuplatní.

Funkce $R_2 = R(x_2, y_2, x'_2, y'_2, \Delta z)$ tudíž nese jen informaci o parametrech zdroje a ideální čočky.

¹Standardní detekční systém rastrovacího ani prozařovacího mikroskopu neumožňuje přímé měření úhlového rozložení intenzity ve svazku. Jedinou výjimku představuje režim stínové projekce v TEM, kde svazek není fokusován a vytváří jen virtuální obraz zdroje, tj. virtuální křižič. Proto jsme zavedli proudovou hustotu jako fyzikální veličinu, jež je v libovolném bodě prostoru určena počtem všech elektronů, které jím za definovaný časový okamžik projdou bez ohledu na směr jejich trajektorie v daném bodě.

²Obraz leží vně pole elektronové čočky.

7.1 Návrh a princip metody měření

Znalost rozdělení intensity v elektronovém svazku v oblasti, jejíž matematický popis je prostředky geometrické i vlnové optiky velmi dobře zvládnutý, je výchozí pro studium přenosových vlastností optické soustavy. Právě takovou oblastí je Gaussova obrazová rovina a její okolí. Z šířky a tvaru elektronové stopy můžeme usuzovat na podíl jednotlivých aberací limitujících rozlišení v rastrovacím elektronovém mikroskopu. Rozlišení bezprostředně souvisí s rozměry svazku v rovině preparátu: čím je svazek užší, tím lokálnější informace je detekována. Hodnota mezní rozlišovací schopnosti přístroje je stejného řádu jako nejmenší dosažitelný rozměr svazku.

Ačkoliv současné technické možnosti, především existence vysoce citlivých digitálních CCD prvků, v principu umožňují v prozařovacím elektronovém mikroskopu [21] zaznamenat přímo profil svazku a následně jej počítačově zpracovat, technická i finanční náročnost realizace odpovídajícího experimentu se jeví jako nezanedbatelná překážka metody *přímo* měření.

Uvážíme-li, že efektivní velikost moderních autoemisních zdrojů je v řádu jednotek až desítek nanometrů ³ a že rozlišení CCD prvků je determinováno rozměry jednotlivých pixelů ⁴, pak bychom museli získat obraz zdroje zvětšený alespoň 25 000×, aby se velikost stopy na stínítku pohybovala kolem poloviny milimetru, tj. aby digitální záznam intensity obsahoval alespoň padesát číselných hodnot. Kromě toho je třeba uvážit určité „rozmazání“ lokální informace, k jakému nutně dochází při přenosu světelného signálu ze stínítka na detektor rozptylem fotonů generovaných dopadajícími elektrony.

Zvětšení řádově desetitisícová lze v standardním prozařovacím mikroskopu realizovat ve třech stupních. ⁵ S rostoucím počtem optických prvků se optimální seřízení přístroje stává věcí nesmírně složitou, neboť je nezbytné eliminovat vliv všech vad rotačně nesouměrných a mimoosových, které se v teoretických studiích běžně zanedbávají:

1. jednak proto, aby složitost matematického popisu nepřekročila únosnou mez,
2. jednak proto, že se zpravidla nejedná o vady principiální, ale „technické“.

Z výše uvedených důvodů zůstává dodnes patrně nejběžnější metodou studia profilu elektronové stopy a přeneseně kvality zdroje rozmítání svazku (*rastrování*) přes ostrou rovnou hranu předmětu pro elektrony neprostupného [26, 27, 28]. Jedná se o metodu *nepřímou*, neboť při ní nezobrazujeme vlastní svazek, ale měříme jen velikost celkového signálu dopadajícího v daný okamžik na detektor umístěný za rovinou hrany.

Z hlediska charakteru poskytované informace lze principiální odlišnost mikroskopie prozařovací a rastrovací vyjádřit jednoduše tak, že v prvním případě detekujeme rozdělení intensity v prostoru jako funkci přímo úměrnou proudové hustotě v primárním svazku a v druhém případě detekujeme rozdělení *integrální* intensity v čase jako funkci přímo

³zpravidla méně než 20nm

⁴pohybují se mezi 5 – 10 μ m

⁵tj. s použitím tří elektronových čoček

úměrnou proudou.⁶

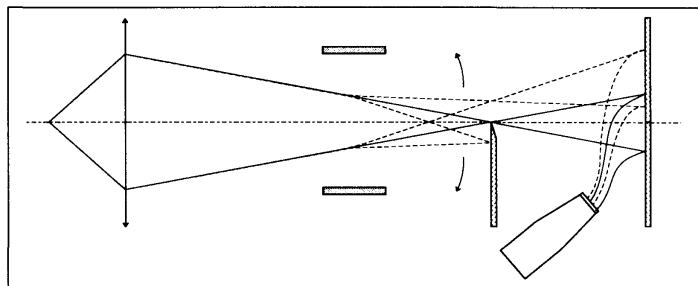
Vzhledem k našim stávajícím možnostem jsme jako experimentální metodu v této práci zvolili rastrování svazkem přes hranu. Nevýhodou metody zůstává její nepřímost, jež nás nutí klást na elektronový svazek jisté předpoklady, za nichž jsme schopni určit jeho profil; výhodou naopak je, že při experimentu vystačíme s jedinou rotačně symetrickou čočkou, přičemž způsob detekce současně zajišťuje vyšší přesnost měření ve srovnání s přímým zobrazením svazku v prozařovacím mikroskopu. Protože podmínkám vlastní realizace experimentu je věnována část IV na straně 76, bude se další výklad v této kapitole týkat čistě jen teoretického popisu námi použité metody.

Princip metody je schematicky znázorněn na obr. 7.1. Rotačně souměrný elektronový svazek⁷ je časově proměnným elektrostatickým nebo magnetickým polem ohýbán v rovině (x, z) ⁸ tak, aby celý přecházel přes ostrý kraj rovné hrany, přičemž myšlená přímka rozdělující rovinu hrany na část pro elektrony propustnou a nepropustnou musí být kolmicí k rovině (x, z) . Na detektoru snímáme jako funkci času signál přímo úměrný té části proudu ve svazku, která v daný okamžik nedopadá na objekt v rovině hrany a prochází optickou soustavou dál.

Jelikož každému bodu na časové křivce signálu je jednoznačně přiřazena odpovídající poloha osy svazku v rovině hrany, vytvoříme grafický výstup, kde časovou závislost transformujeme na funkci kartézských souřadnic. Provedeme-li měření v dostatečně hustém sledu rovin (x, z) za sebou, dostáváme dvojrozměrný obraz hrany a jejího okolí; třetí rozměr představuje integrální intenzita.

„Rozmazání“ obrazu, tj. šířka přechodové oblasti mezi nulovou a maximální intenzitou ve směru

osy x , je veličinou stejného řádu velikosti jako rozměr elektronového svazku v rovině hrany. Zaznamenáme-li rozdělení integrální intenzity postupně v několika rovinách (x, y) blízkých Gaussově⁹, hovoříme o *fokusační sérii*, neboť každou rovinu (x, y) jednoznačně definuje proměnná Δz . Pak lze z experimentálních dat rekonstruovat trojrozměrnou strukturu



Obr. 7.1: Princip měření profilu svazku na rovné hraně.

Elektronový svazek je rozmitán příčným polem v rovině kolmé na ostrou rovnou hranu. Detektor snímá časový vývoj celkového signálu dopadajícího na povrch (terčik) za rovinou hrany.

⁶Pro pochopení rozdílu mezi oběma přístupy není pro nás nyní důležité blíže specifikovat, o proud jakých elektronů se jedná. Uveďme jen, že je to záležitost koncepce detekčního systému a zvoleného pracovního režimu (blíže o tom v kap. 12.2 na straně 73 a v oddíle 13 na straně 76).

⁷Není-li souměrnost zaručena, nejsou splněny podmínky, za nichž lze teorii rozvíjenou v této práci aplikovat.

⁸Rovinou (x, z) rozumíme libovolnou rovinu $y = \text{konst.}$

⁹Elektronovým svazkem rastrujeme při různých polohách hrany ve směru optické osy.

elektronového svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny.

Z matematického hlediska je rozdělovací funkce integrální intenzity v dané rovině (x, z) *konvolucí* jednorozměrné proudové hustoty a hranové funkce, přičemž operace konvoluce [29] je definována relací

$$F * G(p) = \int_{-\infty}^{\infty} F(p-q) G(q) dq . \quad (7.2)$$

Jednorozměrnou proudovou hustotou rozumíme speciální případ (5.8) takový, kdy je hustota definována jen v rovině (x, z) a kdy zahrnuje jen tu část svazku, která projde celou optickou soustavou. Vzhledem k tomu, že za $R(x, y, x', y', z)$ dosazujeme výraz (6.37), jehož celá funkční závislost je obsažena v exponentu exponenciální funkce, stačí při přechodu od dvourozměrné hustoty k jednorozměrné položit $y = \text{konst.}$ ¹⁰ a $y' = 0$. Dáno rotační symetrií zachovávají se při této operaci veškeré vlastnosti funkce proudové hustoty; různá definice hustot se projeví jen při transformaci souřadnic a normování.

Hranovou funkcí rozumíme funkci, skrze níž vyjádříme hranu jako matematický objekt v rovině (x, z) . Pro jednoduchost můžeme předpokládat, že se jedná o rovnou hranu *polonekonečného* dvojrozměrného objektu. Pak nám pro její popis nejlépe poslouží *Heavisideova* funkce $Y(x)$. Platí

$$Y(x) = \begin{cases} 0 & \text{když } x < 0 \\ 1 & \text{když } x > 0 \end{cases} \quad \text{a} \quad \frac{dY(x)}{dx} = \delta(x) , \quad (7.3)$$

kde $\delta(x)$ je *Diracova* δ -funkce.

V našem případě položíme $x = \xi - x_2$. Výsledkem konvoluce pak bude křivka $I = I(\xi, \Delta z)$, v níž dvěma sousedním bodům budou přiřazena čísla odpovídající hodnotě integrálu proudové hustoty s integračními mezemi $(-\infty, x_2)$ a $(-\infty, x_2 + dx_2)$.

Rozdělovací funkci integrální intenzity vyjádříme jako

$$\begin{aligned} I(\xi, \Delta z) &= N\phi_o \int_{-\infty}^{\infty} Y(\xi - x_2) \left[\int_{-x'_{o\max}}^{x'_{o\max}} R(x_o, y_o, x'_o, y'_o) \Big|_{\substack{y_o=0 \\ y'_o=0}}^{dx'_o} \right] dx_o = \\ &= N\phi_o |J_x| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-x'_{2\max}}^{x'_{2\max}} Y(\xi - x_2) R(x_2, y_2, x'_2, y'_2, \Delta z) \Big|_{\substack{y_2=0 \\ y'_2=0}}^{dx_2 dx'_2} = \\ &= NR_0 \sqrt{\phi_o \phi_i} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-x'_{2\max}}^{x'_{2\max}} Y(\xi - x_2) \exp[\mathcal{E}(x_2, x'_2, \Delta z)] dx_2 dx'_2 , \end{aligned} \quad (7.4)$$

¹⁰Pro jednoduchost budeme volit $y = 0$.

kde N je normovací konstanta a proměnná $x'_{o_{max}}$ představuje maximální úhel, pod kterým emitovaná částice ještě není zastavena aperturní clonou a dosáhne roviny z_2 pod úhlem $x'_{2_{max}}$.

Než se pokusíme nalézt odpovídající řešení rovnice (7.4), vyjádříme exponent $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}(x_2, x'_2, \Delta z)$ prostřednictvím vhodných fyzikálních veličin. To je obsahem následující kapitoly.

7.2 Fyzikální veličiny ve vztahu k experimentu

Proces fyzikálního měření je z principu vždy zatížen určitými chybami a nepřesnostmi. Proto při uplatňování daného teoretického modelu na stávající experimentální data se hrává stěžejní roli to, prostřednictvím jakých veličin je situace matematicky popsána. Je vhodné se řídit třemi hledisky:

1. Vystupující veličiny by měly být definovány účelně, aby daný fyzikální jev charakterizovaly výstižně, jednoduše a uceleně.
2. Výsledek je tím přesnější, čím méně parametrů, které jsme nuceni získat přímo měřením nebo nepřímo numericky, se uplatní.
3. Experiment by měl být koncipován tak, aby poskytoval určitý počet stupňů volnosti.

7.2.1 Aplikace prvního a druhého hlediska

Pokud vhodně aplikujeme známé převodní vztahy mezi veličinami přítomnými ve výrazech (6.35) a (6.36), dosáhneme snížení jejich počtu. Za tímto účelem využijeme relace (6.11) a protože je pro rovinu $z = z_2$ blízkou Gaussově vždy splněno $\phi(z_2) = \phi_i$, uplatníme též (6.14). Po úpravách dostáváme exponenty $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}(x_2, x'_2, \Delta z)$ a $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}(x_i, x'_i)$ v nové přehlednější formě, která v tomto oddíle poslouží jako výchozí:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{(x_2 - x'_2 \Delta z)^2}{M^2} a_o - \frac{[x_2 - x'_2 (\Delta z - M f_i)]^2}{f_i^2} c_o \left(\frac{\phi_i}{\phi_o} \right) \quad (7.5)$$

a

$$\mathcal{E}_i = -\frac{x_i^2}{M^2} a_o - \frac{(x_i + x'_i M f_i)^2}{f_i^2} c_o \left(\frac{\phi_i}{\phi_o} \right). \quad (7.6)$$

Hned vidíme, že z vystupujících veličin známe při měření přesně jen velikost potenciálů. Stěžejní význam má to, že ze všech původně přítomných geometrických parametrů se v exponentech zachovalo jen obrazové ohnisko f_i , zatímco ostatní byly vyjádřeny prostřednictvím příčného zvětšení M . Obě veličiny shodně nezávisí na volbě počátku souřadné soustavy a dohromady postihují vlastnosti (ideální) čočky nejuceleněji.

Je předností zvětšení, že jeho velikost lze řádově odhadnout již ze samotné geometrie experimentálního uspořádání; pro přesnější určení je možné použít některou z metod počítačové simulace (trasování elektronů v poli vytvořeném metodou konečných prvků, ...).

Pokud známe průběh osového pole v čočce a energii elektronů, máme dost informací k tomu, abychom vypočetli ohniskovou dálku. Vzhledem k obecné složitosti výrazu lze čistě analytický přístup použít jen omezeně; většinou je třeba hledat řešení numericky. Podobně jako zvětšení je možné tuto veličinu stanovit též z grafického výstupu počítačových simulací trajektorií elektronů.

7.2.2 Aplikace třetího hlediska

Fyzikální význam integračních konstant a_o a c_o je zřejmý ze souvislosti distribučních funkcí (5.8) a (5.9) s exponentem (6.33). Skrze a_o a c_o se do (6.1) promítá vliv základních parametrů zdroje: pološířky prostorového a pološířky úhlového rozložení emise. Bohužel obě tyto veličiny ¹¹ silně závisejí na lokálních pracovních podmínkách v elektronové trysce a na jejich změny reagují velmi citlivě.

Vzhledem k tomu, že si nikdy nejsme zcela jisti ohledně tvaru a chemických poměrů na emitujícím konci katody, předem selhávají všechny pokusy o rigorózní teoretický popis konkrétního případu, který by byl každopádně nesmírně složitý. Nezbyvá než velikost pološířek nalézt implicitně z experimentálních dat. Tomu je třeba uzpůsobit teoretický model situace:

Máme dvě nezávislé neznámé veličiny. K jejich jednoznačnému určení potřebujeme, aby matematický výraz pro proudovou hustotu odvozený v následující kapitole poskytoval dva stupně volnosti. Jinými slovy chceme, aby tato veličina vystupovala jako funkce dvou proměnných. Funkční závislost konvoluce (7.4) předjímá, že proudovou hustotu zavedeme zcela přirozeně jako závislou na souřadnici ξ a defokusu Δz , tedy proměnných, které plně definují polohu libovolného místa ve svazku, jemuž přiřazujeme určitou intenzitu.

7.3 Integrální intenzita a proudová hustota

Jako první krok při výpočtu rozdělovací funkce $I = I(\xi, \Delta z)$ provedeme integraci přes úhly na straně obrazu. Za tímto účelem z výrazu (7.4) vyjádříme samostatně část závislou na proměnné x'_2 . Zapišeme

$$H(x_2, \Delta z) = \int_{-x'_{2max}}^{x'_{2max}} \exp[\mathcal{E}(x_2, x'_2, \Delta z)] dx'_2 \quad (7.7)$$

¹¹Jako nové veličiny zavedeme pološířky teprve při normování.

a tudíž platí

$$I(\xi, \Delta z) = NR_0 \sqrt{\phi_o \phi_i} \int_{-\infty}^{\infty} Y(\xi - x_2) H(x_2, \Delta z) dx_2. \quad (7.8)$$

Standardní poměry v elektronové trysce opatřené autoemisní katodou s virtuálním křižiskem nás zpravidla ospravedlňují předpokládat, že dominantní příspěvek do integrálu (7.7) se děje pro úhly $x'_2 \ll x'_{2max}$ a že se tak dopustíme zanedbatelné chyby, když integrační meze vzdálíme do nekonečna. S ohledem na to, že se tím další výpočet významně zjednoduší, tento předpoklad uplatníme.

Nyní nezbyvá než upravit exponent $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}(x_2, x'_2, \Delta z)$ do podoby nejvhodnější pro integraci. Vyjádříme

$$H(x_2, \Delta z) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-A(x'_2 - a)^2] \times \exp[-C(x'_2 - c)^2] dx'_2, \quad (7.9)$$

kde

$$\begin{aligned} a(x_2, \Delta z) &= \frac{x_2}{\Delta z}, & A(\Delta z) &= a_o \frac{\Delta z^2}{M^2}, \\ c(x_2, \Delta z) &= \frac{x_2}{\Delta z - f_i M}, & C(\Delta z) &= c_o \frac{(\Delta z - f_i M)^2}{f_i^2} \cdot \frac{\phi_i}{\phi_o}. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Integrací dostáváme

$$H(x_2, \Delta z) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{\sqrt{A+C}} \left[\exp\left(-\frac{AC(a-c)^2}{A+C}\right) \times \operatorname{erf}\left(\frac{(A+C)x'_2 - (Aa+Cc)}{\sqrt{A+C}}\right) \right]_{-\infty}^{\infty}. \quad (7.11)$$

Funkce $\operatorname{erf}(x)$ je tzv. *chybová* funkce ¹² definovaná pro libovolné x následovně [30]

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{(2n+1)}}{(2n+1)n!} \right). \quad (7.12)$$

Protože ve funkcích $A(\Delta z)$ a $C(\Delta z)$ nevystupuje žádná komplexní veličina a parametry a_o a c_o (definují zdroj) stejně jako potenciály ϕ_o a ϕ_i (definují energii částice) musejí být kladná nenulová čísla, platí vždy nerovnosti $A(\Delta z) > 0$ a $C(\Delta z) > 0$. Za těchto podmínek výraz (7.11) pro integrační meze v nekonečnu nediverguje a nabývá tvar

$$H(x_2, \Delta z) = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{A+C}} \exp\left(-\frac{AC(a-c)^2}{A+C}\right). \quad (7.13)$$

¹²v angl. literatuře *error function*

Po dosazení za funkce $a(x_2, \Delta z)$, $c(x_2, \Delta z)$, $A(\Delta z)$ a $C(\Delta z)$ a následných úpravách přepíšeme (7.13) jako

$$H(x_2, \Delta z) = \frac{M f_i \sqrt{\pi \phi_o}}{\sqrt{a_o \phi_o (f_i \Delta z)^2 + c_o \phi_i M^2 (\Delta z - f_i M)^2}} \times \exp\left(-\frac{a_o c_o \phi_i (M f_i)^2}{a_o \phi_o (f_i \Delta z)^2 + c_o \phi_i M^2 (\Delta z - f_i M)^2} x_2^2\right). \quad (7.14)$$

Nyní můžeme provést vlastní konvoluci. Z výše uvedeného výkladu je zřejmé, že jmenovatel v exponentu funkce $H(x_2, \Delta z)$ je kladné nenulové číslo a že určitý integrál v (7.8) konverguje. Za těchto podmínek obdržíme rozdělení integrální intenzity v podobě

$$I(\xi, \Delta z) = N\left(\frac{\pi R_0 \phi_o}{2\sqrt{a_o c_o}}\right) \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\xi}{\sqrt{\frac{\Delta z^2}{M^2 c_o} \cdot \frac{\phi_o}{\phi_i} + \frac{(\Delta z - f_i M)^2}{f_i^2 a_o}}}\right) + 1 \right]. \quad (7.15)$$

V Gaussově rovině přechází funkce (7.15) do tvaru

$$I_g(\xi) = I(\xi, \Delta z) \Big|_{\Delta z=0} = N\left(\frac{\pi R_0 \phi_o}{2\sqrt{a_o c_o}}\right) \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\xi \sqrt{a_o}}{M}\right) + 1 \right]. \quad (7.16)$$

Pro přehlednost v dalších výpočtech zavedeme substituci

$$N\left(\frac{\pi R_0 \phi_o}{2\sqrt{a_o c_o}}\right) = C_1 \quad \text{a} \quad \frac{1}{\sqrt{\frac{\Delta z^2}{M^2 c_o} \cdot \frac{\phi_o}{\phi_i} + \frac{(\Delta z - f_i M)^2}{f_i^2 a_o}}} = C_2(\Delta z). \quad (7.17)$$

Rozdělení $I(\xi, \Delta z)$ nyní můžeme jednoduše zapsat následujícím způsobem

$$I(\xi, \Delta z) = C_1 \left\{ \operatorname{erf}\left[C_2(\Delta z) \xi \right] + 1 \right\}. \quad (7.18)$$

Zderivujeme-li (7.18) podle souřadnice ξ , dostáváme

$$J(\xi, \Delta z) = \frac{dI(\xi, \Delta z)}{d\xi} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} C_1 C_2(\Delta z) \exp\left\{-\left[C_2(\Delta z) \xi \right]^2\right\}, \quad (7.19)$$

kde $J(\xi, \Delta z)$ je očekávaný výraz pro *jednorozměrnou proudovou hustotu* ve svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny. Zavedme

$$C_{12}(\Delta z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} C_1 C_2(\Delta z), \quad (7.20)$$

takže

$$J(\xi, \Delta z) = C_{12}(\Delta z) \exp\left\{-\left[C_2(\Delta z) \xi \right]^2\right\}. \quad (7.21)$$

Dosaďme nyní za parametry a_o a c_o veličiny s jasnějším fyzikálním obsahem, jejichž prostřednictvím běžně vyjadřujeme vlastnosti elektronového zdroje. Poněvadž předpokládáme gaussovský průběh prostorového i úhlového rozdělení intenzity v rovině křížště, zavedeme parametry a_o a c_o standardně

$$a_o = \frac{1}{2\Delta x_o^2} \quad \text{a} \quad c_o = \frac{1}{2\Delta x_o'^2}, \quad (7.22)$$

kde Δx_o je pološířka prostorového rozložení emise¹³ a $\Delta x_o'$ pološířka úhlového rozložení emise. Normovací člen N je v tomto případě roven

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{\Delta x_i \sqrt{2\pi}} \times \frac{1}{\Delta x_i' \sqrt{2\pi}} = \\ &= \frac{1}{M \Delta x_o \sqrt{2\pi}} \times \frac{1}{M_a \Delta x_o' \sqrt{2\pi}} = \\ &= \frac{1}{2\pi \Delta x_o \Delta x_o'} \sqrt{\frac{\phi_i}{\phi_o}}, \end{aligned} \quad (7.23)$$

kde $\Delta x_i = M \Delta x_o$ a $\Delta x_i' = M_a \Delta x_o'$ představují pološířky prostorového a úhlového rozdělení intenzity ve svazku v rovině geometrického obrazu křížště, tj. v Gaussově obrazové rovině.

Koeficient C_1 a funkci $C_2(\Delta z)$ s použitím $M^2 = (1/M_a)^2 \cdot (\Phi_o/\Phi_i)$ nově zapíšeme jako

$$C_1 = \frac{R_0}{2} \sqrt{\phi_o \phi_i} \quad (7.24)$$

a

$$C_2(\Delta z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{(\Delta z \Delta x_i')^2 + \left[\Delta x_i \left(\frac{\Delta z}{M f_i} - 1 \right) \right]^2}}, \quad (7.25)$$

takže funkce (7.21) získává konečnou podobu

$$\begin{aligned} J(\xi, \Delta z) &= \frac{R_0}{\sqrt{(\Delta z \Delta x_i')^2 + \left[\Delta x_i \left(\frac{\Delta z}{M f_i} - 1 \right) \right]^2}} \sqrt{\frac{\phi_o \phi_i}{2\pi}} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{(\Delta z \Delta x_i')^2 + \left[\Delta x_i \left(\frac{\Delta z}{M f_i} - 1 \right) \right]^2} \frac{\xi^2}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (7.26)$$

Z hlediska teorie je pro nás zvlášť zajímavý průběh funkce proudové hustoty v Gaussově rovině. Z něj lze rychle usoudit, zda jsme se během výpočtů nedopustili některých

¹³Tato veličina se někdy přímo interpretuje jako velikost zdroje.

principiálních chyb a nedostali se tak do rozporu s obecnou teorií nebo s předpoklady použité aproximace. Platí

$$J_g(\xi) = J(\xi, \Delta z) \Big|_{\Delta z=0} = \frac{R_0}{\Delta x_i} \sqrt{\frac{\phi_o \phi_i}{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi}{\Delta x_i} \right)^2 \right]. \quad (7.27)$$

7.4 Rozměr svazku v závislosti na defokusu

Při odvozování výrazu pro proudovou hustotu jsme předpokládali gaussovské rozložení prostorové i úhlové emise o pološířkách Δx_o a $\Delta x'_o$. Ačkoliv jsme se integrací zbavili explicitní závislosti na úhlech x'_2 , jak to vyžaduje definice proudové hustoty, stávající výraz pro $J(\xi, \Delta z)$ obsahuje kromě parametru Δx_i také parametr $\Delta x'_i$, skrze něhož se do (7.26) promítá vliv úhlové závislosti emise. Velikost pološířky $\Delta x'_i$ spolurozhoduje o tom, jak rychle se vyvíjí profil stopy s rostoucí vzdáleností od Gaussovy roviny. Naměření *fokusační série* nám umožní nalézt velikost $\Delta x'_i$, a tak zprostředkovaně $\Delta x'_o$.

Funkce (7.26) je opět křivkou gaussovského typu. Její závislost na prostorové souřadnici ξ má čistě exponenciální charakter, tudíž $C_{12}(\Delta z)$ odpovídá amplitudě funkce v dané rovině Δz a $C_2(\Delta z)$ souvisí s pološířkou křivky relací

$$\Delta x_2^2(\Delta z) = \frac{1}{2C_2^2(\Delta z)}. \quad (7.28)$$

Po dosazení za C_2 obdržíme

$$\Delta x_2^2(\Delta z) = (\Delta z \Delta x'_i)^2 + \left[\Delta x_i \left(\frac{\Delta z}{M f_i} - 1 \right) \right]^2. \quad (7.29)$$

Veličinu Δx_2 budeme interpretovat jako *příčný rozměr svazku*. Její velikost pro různá Δz lze odvodit na základě měření. Znalost průběhu křivky $\Delta x_2^2 = f(\Delta z)$ je nezbytným předpokladem vyčíslení Δx_o a $\Delta x'_o$ pro konkrétní případ. V této a následující kapitole se proto budeme dále zabývat úpravami a zjednodušeními vztahu (7.29) takovými, abychom dosáhli jeho vhodného matematického tvaru aplikovatelného na získaná experimentální data. Prvním krokem bude zavedení veličiny Δx_{min} jako odmocniny z minima studované závislosti, což má svůj zřejmý důvod: narozdíl od Δx_i lze její hodnotu odečíst přímo z grafu.

Obecné řešení rovnice

$$\frac{d(\Delta x_2^2)}{d\Delta z} = 0 \quad (7.30)$$

dává rovnici roviny $\Delta z = \Delta z_{opt}$, v níž má funkce své minimum a elektronový svazek tedy svůj nejmenší příčný průřez Δx_{min} . Platí

$$\Delta z_{opt} = \Delta x_i^2 \frac{M f_i}{(M f_i \Delta x'_i)^2 + \Delta x_i^2} \quad (7.31)$$

a po dosazení do (7.29)

$$\Delta x_{min}^2 = \Delta x_2^2(\Delta z) \Big|_{\Delta z = \Delta z_{opt}} = \frac{\Delta x_i^2}{1 + \left(\frac{\Delta x_i}{M f_i \Delta x'_i}\right)^2}. \quad (7.32)$$

Z (7.32) snadno vyjádříme kvadrát pološířky v Gaussově rovině jako

$$\Delta x_i^2 = \Delta x_2^2(\Delta z) \Big|_{\Delta z = 0} = \frac{\Delta x_{min}^2}{1 - \left(\frac{\Delta x_{min}}{M f_i \Delta x'_i}\right)^2}, \quad (7.33)$$

znovu provedeme dosazení do (7.29) a nový výraz uspořádáme dle proměnné Δz a jejich mocnin:

$$\begin{aligned} \Delta x_2^2(\Delta z) = (\Delta x'_i)^2 \times \left\{ \left[1 + \frac{\Delta x_{min}^2}{(M f_i \Delta x'_i)^2 - \Delta x_{min}^2} \right] \Delta z^2 - \right. \\ \left. - 2 \frac{M f_i \Delta x_{min}^2}{(M f_i \Delta x'_i)^2 - \Delta x_{min}^2} \Delta z + \right. \\ \left. + \frac{(M f_i \Delta x_{min})^2}{(M f_i \Delta x'_i)^2 - \Delta x_{min}^2} \right\}. \end{aligned} \quad (7.34)$$

Obdrželi jsme nyní jiný zápis výrazu (7.29). Vidíme, že druhá mocnina pološířky intenzity elektronového svazku v okolí Gaussovy roviny je *kvadratickou* funkcí defokusu. Zjistili jsme též, že i bez přítomnosti čočkových aberací nepředpovídá teorie nejmenší průřez stopy v Gaussově rovině $\Delta z = 0$, ale v obecné rovině $\Delta z = \Delta z_{opt}$. Tato skutečnost souvisí se způsobem, jakým jsme do teorie zapracovali emisní vlastnosti zdroje.

Z obecného hlediska je funkce (7.34) polynomem druhého stupně

$$\Delta x_2^2(\Delta z) = A_2 \Delta z^2 + A_1 \Delta z + A_0, \quad (7.35)$$

kde koeficienty A_2 , A_1 a A_0 získáme proložením nespojitě soustavy bodů¹⁴, v nichž jsme uskutečnili měření, tímto polynomem.

Číselná hodnota trojice koeficientů spolu s velikostí minima proložené křivky představují vše, co můžeme z experimentálních dat bezprostředně vytěžit. Dále se již musíme spolehnout na korektnost teoretického odvození struktury jednotlivých koeficientů, neboť další cesta k dosažení požadovaných výsledků vede skrze jejich vzájemnou kombinaci.

7.5 Teorie ve vztahu k experimentu a meze její použitelnosti

Ve vztahu (7.34) se objevují tři neznámé veličiny: příčné zvětšení, ohnisková délka na straně obrazu a pološířka úhlového rozdělení intenzity v rovině obrazu. Jejich prostřednictvím je v (7.33) vyjádřena pološířka prostorového rozdělení intenzity v rovině

¹⁴Každému bodu odpovídá velikost druhé mocniny pološířky Δx_2 v určité rovině Δz .

obrazu. Jednoduchými algebraickými úpravami dospějeme ke třem stěžejním relacím:

$$Mf_i = -2\frac{A_0}{A_1}, \quad \Delta x'_i = \sqrt{A_2 - \frac{A_1^2}{4A_0}} \quad \text{a} \quad \Delta x_i = \frac{\Delta x_{min}}{\sqrt{1 - \frac{(A_1 \Delta x_{min})^2}{A_0(4A_0A_2 - A_1^2)}}}. \quad (7.36)$$

Vzhledem k tomu, že se zvětšení a ohnisková dálka vyskytují ve všech koeficientech jen ve vzájemném součinu nebo jeho druhé mocnině, nedává nám to možnost rozhodnout o velikosti samotných veličin, neboť nevíme s jakou vahou se každá z nich podílí na číselné hodnotě součinu. Zde se otevírá pole pro počítačové simulace (viz oddíl 19 na straně 115), jež nám umožní stanovit nezávisle velikost obou veličin. Ač s velkou chybou, je v prvním přiblížení samozřejmě též možné odhadnout zvětšení z geometrie experimentálního uspořádání a z toho následně odvodit i ohniskovou dálku.

Stojíme teď před zásadní otázkou: Jsou teoretické vztahy (7.36) ve své stávající podobě aplikovatelné? Odpověď na tuto otázku se odvíjí od naší schopnosti přiřadit každé pološířce Δx_2 správnou hodnotu Δz . Zvolená koncepce experimentu (viz oddíl 13 na straně 76) nám s využitím metody *ray tracingu* (viz oddíl 17 na straně 91) umožní vyvést závislost $\Delta x_2^2 = f(z_2)$. Z této závislosti jsme schopni zjistit velikost koeficientu A_2 . Abychom dokázali spočítat i A_1 a A_0 , musíme vynést závislost $\Delta x_2^2 = f(\Delta z_2)$, neboť hodnota koeficientů se mění podle polohy křivky vůči počátku souřadné soustavy. V našem případě to předpokládalo přesnou znalost polohy Gaussovy obrazové roviny z_i , k níž je proměnná Δz vztažena ($\Delta z = z_2 - z_i$).

Bez znalosti přesné polohy roviny z_i se tedy neobejdeme. Její nalezení není možné experimentálně, protože rovina nejmenší stopy není totožná s Gaussovou rovinou. Bylo by nutné pro dané pole čočky spočítat numericky, příp. analyticky její kardinální elementy a ty dosadit do Newtonovy čočkové rovnice sestavené tak, aby jejím řešením byla veličina z_i definovaná jako Gaussova rovina.

Takový postup by byl nesmírně citlivý jak na přesnost zadání úlohy, tak na přesnost samotného výpočtu. Kromě toho bychom si nemohli být nikdy zcela jisti správností výsledku, jehož nelze nijak ověřit. Jedna věc je vytvořit na počítači design optické soustavy a pro něj počítat silová pole a dráhy elektronů; druhá věc je zaručit, aby tato simulace v úplnosti odrážela skutečné podmínky experimentu.

Dosažení požadované shody simulace s experimentem naráží na principiální potíže související především s neznalostí přesné geometrie emitujícího hrotu katody a s existencí několika stupňů volnosti v pohybu a formování svazku, které každý elektronově-optický přístroj poskytuje. Stupně volnosti sice umožňují přístroj během chodu průběžně seřizovat a korigovat na vliv některých optických vad, současně však jejich přítomnost nezbytně vnáší i určitý prvek nejistoty ohledně znalosti skutečných experimentálních podmínek v aparatuře. Zřejmá nejednoznačnost případného určení polohy Gaussovy roviny nám brání správně přiřadit velikost defokusu ke konkrétnímu rozměru svazku a znemožňuje získat koeficienty A_1 a A_0 fitováním. To činí relace (7.36) nepoužitelné. Nezbyvá než se zabývat možnostmi aproximativního přístupu.

Úloha by se značně zjednodušila, kdybychom mohli předpokládat, že nejmenší průřez má stopa právě v rovině geometrického obrazu. Aby platilo $\Delta x_{min} = \Delta x_i$, musel by se

složený koeficient lineárního členu funkce (7.34) rovnat nule. To lze zajistit pro tři limitní případy:

1. $\Delta x_{min} \rightarrow 0$... virtuální emisní zdroj je bodový,
2. $\Delta x'_i \rightarrow 0$... virtuální emisní zdroj vyzařuje jen ve směru optické osy,
3. $\left. \begin{array}{l} \Delta x'_i \rightarrow \infty \\ \Delta x_{min} \rightarrow 0 \end{array} \right\}$... virtuální emisní zdroj je bodový a vyzařuje stejnoměrně do všech směrů.

Prvý případ ukazuje, že v naší aproximaci je rovinou nejmenšího profilu stopy rovina Gaussova jen pro bodový zdroj, z čehož plyne, že i jeho geometrický obraz musí mít nekonečně malé rozměry. Druhý případ nemá smysl, neboť v něm křivka $\Delta x_2^2 = f(\Delta z)$ nabývá nulovou hodnotu pro libovolný defokus. Smysl nemá ani třetí případ, protože apriorní předpoklad stejnoměrného osvětlení aperturní clony, která vymezuje svazek dopadající do roviny obrazu, by znamenal od samého počátku volbu odlišného přístupu k počítání studované situace. Je tedy třeba se vydat cestou vhodnějších aproximativních úprav.

Výraz (7.34) ve své stávající podobě vypadá poněkud nepřehledně. Jeho zřetelného zjednodušení dosáhneme uplatněním předpokladu

$$\Delta x_{min}^2 \ll (M f_i \Delta x'_i)^2 . \quad (7.37)$$

Vzhledem k několikařádkovému rozdílu mezi rozměry elektronového svazku v blízkosti křížiče a velikostí ohniskové dálky je tato nerovnost v podstatě vždy spolehlivě splněna. Při ospravedlnitelnosti (7.37) přechází tedy (7.34) do tvaru

$$\begin{aligned} \Delta x_2^2(\Delta z) &= \Delta x_{min}^2 \left\{ \left[\left(\frac{\Delta x'_i}{\Delta x_{min}} \right)^2 + \frac{1}{(M f_i)^2} \right] \Delta z^2 - 2 \frac{\Delta z}{M f_i} + 1 \right\} = \\ &= (\Delta z \Delta x'_i)^2 + \left[\Delta x_{min} \left(\frac{\Delta z}{M f_i} - 1 \right) \right]^2 . \end{aligned} \quad (7.38)$$

Pokud bychom v (7.38) substituovali $\Delta x_{min} = \Delta x_i$, dostáváme naprostou shodu s (7.29). Je tedy zřejmé, že v našem případě lze proměnné Δx_{min} a Δx_i vzhledem k jejich blízkosti zaměnit. Lehce ověříme, že platnost (7.36) se pro tento případ zachovává, ačkoliv samotné koeficienty zde nabývají jiných tvarů. Použití přiblížení každopádně vyžaduje, aby koeficient lineárního členu v (7.38) byl velmi malý, což zapíšeme relací

$$1 \gg \frac{\Delta z}{M f_i} . \quad (7.39)$$

Samozřejmě splnění této nerovnosti se již nejeví tak jednoznačné. Víme, že platnost dosavadních výsledků je podmíněna velmi malým Δz , což lze zaručit výběrem jen vyhovující části experimentálních výsledků k dalšímu zpracování. Napomáhá nám i to, že z důvodů co nejsnadnější a nejpřesnější detekce usilujeme o práci se zvětšeným obrazem

zdroje, a tudíž je $|M| > 1$. Teprve kvantitativní závěry z kap. 19.5 na straně 138 nicméně potvrdí ospravedlnitelnost tohoto předpokladu.

Pokud (7.39) uplatníme v (7.38), vypadne nám z polynomu lineární člen a obdržíme jednoduchou funkci ¹⁵

$$\Delta x_2^2(\Delta z) = \Delta x_i'^2 \Delta z^2 + \Delta x_{min}^2 . \quad (7.40)$$

V rovině virtuálního zdroje pak pro pološířku prostorového rozdělení intenzity platí

$$\Delta x_o = \frac{\Delta x_{min}}{M} \quad (7.41)$$

a pro pološířku úhlového rozdělení intenzity

$$\Delta x_o' = M \Delta x_i' \sqrt{\frac{\phi_i}{\phi_o}} . \quad (7.42)$$

Aplikace aproximativního tvaru (7.40) výrazu (7.29) na posloupnost experimentálních dat poslouží ke stanovení rozměru virtuálního zdroje a k řádovému odhadu pološířky úhlové emise. Tomu musí předcházet kalibrace na polohu svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny a určení velikosti příčného zvětšení; obojí pomocí počítačových simulací (viz kap. 19.5 na straně 138). Výsledky této kapitoly uplatníme v části VII na straně 146, která kombinuje experimentální výsledky, počítačové simulace a teorii.

¹⁵Výraz (7.40) by mohl být stejně dobře vyjádřen i jako funkce z_2 s tím, že bychom na lineární koeficient vzešlý z polynomiálního fitu nebrali ohled.

Část II

Profil elektronového svazku
(obraz zdroje zatížený osovými vadami)

8

Nemonochromatická vlnová funkce

Nenormovanou vlnovou funkci elektronu, který se šíří vakuem poté, co na něj působila rotačně souměrná čočka, zapíšeme ve tvaru

$$\psi \approx \int_0^1 J_0(v\eta) \exp\left\{i\left[(u_c - u)\eta^2 - u_s\eta^4\right]\right\} \eta d\eta, \quad (8.1)$$

kde $\eta = \rho/r$ ($\eta \in \langle 0, 1 \rangle$) udává normovanou vzdálenost trajektorie částice od optické osy v rovině aperturní clony o poloměru r . Jednotlivé členy v argumentu exponenciální funkce mají tvar

$$u = \frac{1}{2} k \Delta b \left(\frac{r}{b}\right)^2, \quad (8.2)$$

$$u_s = \frac{1}{4} k S \left(\frac{r}{f}\right)^4, \quad (8.3)$$

$$u_c = \frac{1}{2} k C \left(\frac{r}{f}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon - E}{E}\right). \quad (8.4)$$

Výraz u zavádí do optické dráhy elektronu fázový posuv související s rozostřením Δb ; výrazy u_s a u_c udávají fázové posuvy způsobené přítomností osových vad čočky s ohniskovou délkou f , otvorové a chromatické. Vady jsou charakterizovány koeficienty S a C , vztaženými k obrazové rovině; čočková rovnice má tvar $1/a + 1/(b + \Delta b) = 1/f$. Vlnový vektor má velikost $k = (2\pi)/\lambda$.

Proměnná v má složitější strukturu. Závisí současně na souřadnicích v rovině předmětu (σ_o, χ_o) a obrazu (σ_i, χ_i) . Platí

$$v = \frac{krA}{b}, \quad (8.5)$$

přičemž

$$A = \sqrt{\left(\frac{\sigma_o}{a}\right)^2 - 2 \frac{\sigma_o \sigma_i \cos(\delta)}{ab} + \left(\frac{\sigma_i}{b}\right)^2}, \quad \text{kde } \delta = \chi_o - \chi_i + \pi. \quad (8.6)$$

Naším cílem bude získat výraz pro rozložení intenzity ve svazku. V dalších výpočtech se omezíme na popis situace v Gaussově rovině. V ní je příspěvek u k fázi nulový, neboť $\Delta b = 0$.

Difrakční integrál (8.1) vyjadřuje příspěvek amplitudy a fáze z libovolného bodu předmětu – v našem případě virtuálního zdroje – do libovolného bodu obrazu. Pokud se neomezíme na monochromatický případ, dostáváme celkový příspěvek až po integraci vlnové funkce, resp. intenzity, přes různé energie:

$$\Psi\Psi^* = \int_{-\infty}^{\infty} \psi \psi^* I(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{-\infty}^{\infty} \psi \sqrt{I(\varepsilon)} \exp\left(-i\frac{\varepsilon}{h}t\right) \psi^* \sqrt{I(\varepsilon)} \exp\left(+i\frac{\varepsilon}{h}t\right) d\varepsilon. \quad (8.7)$$

Funkce $I(\varepsilon)$ definuje distribuční křivku energie elektronů opouštějících virtuální zdroj. V souladu s experimentální praxí budeme předpokládat gaussovský průběh. Takže

$$\sqrt{I(\varepsilon)} = \frac{1}{(2\pi\Delta E^2)^{\frac{1}{4}}} \exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{\varepsilon - E}{\Delta E}\right)^2\right]. \quad (8.8)$$

Existují dva možné přístupy pro zahrnutí vlivu konečné energiové šířky zdroje¹: koherentní a nekoherentní. V prvním případě integrujeme přes energii vlnovou funkci, v druhém až její kvadrát.

Při koherentním přístupu, pro jehož aplikaci jsme se rozhodli, popisujeme šířící se elektron jako vlnové klubko. Matematicky to znamená, že kromě záměny v integračním pořadí se v difrakčním integrálu musí objevit časově závislý člen odpovídajícího tvaru (viz (8.7)).

Vyjdeme-li z výrazů (8.1) a (8.7), obdržíme po sérii drobných úprav vlnovou funkci Ψ pro nemonochromatický případ ve tvaru

$$\Psi = \exp\left(-i\frac{E}{h}t\right) \times \int_0^1 F(\eta) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[i\left(K\eta^2 - \frac{t}{h}\right)(\varepsilon - E)\right] \times \exp\left[-\frac{(\varepsilon - E)^2}{4\Delta E^2}\right] d\varepsilon \eta d\eta, \quad (8.9)$$

kde

$$F(\eta) = \exp(-iu_s \eta^4) J_0(v\eta) \quad (8.10)$$

a

$$K = \frac{1}{2} \frac{kC}{E} \left(\frac{r}{f}\right)^2. \quad (8.11)$$

¹Stabilita špičkových zdrojů proudu a vysokého napětí běžně užívaných v elektronové mikroskopii je v současné době taková, že jejich příspěvek ke konečné energiové šířce elektronového svazku můžeme zanedbat.

Když použijeme substituci

$$\left(K\eta^2 - \frac{t}{\hbar}\right) = -w \quad \text{a} \quad \varepsilon - E = q, \quad (8.12)$$

ukáže se, že integrace přes energii v (8.9) je ekvivalentní Fourierově transformaci

$$F(w) = \int_{-\infty}^{\infty} f(q) e^{-iwq} dq \quad (8.13)$$

funkce $f(q) = I(q)$. Je zřejmé, že $I(q) \equiv I(\varepsilon) \Big|_{E=0}$, takže se jedná o Gaussovo rozdělení energie kolem nulové střední hodnoty.

Po integraci nám zůstává

$$\Psi = (8\pi\Delta E^2)^{\frac{1}{4}} \exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right) \times \int_0^1 F(\eta) \exp\left\{-\left[\Delta E \left(K\eta^2 - \frac{t}{\hbar}\right)\right]^2\right\} \eta d\eta. \quad (8.14)$$

9

Rozložení intensity v Gaussově rovině

Celkový příspěvek $I(\sigma_o, \sigma_i)$ k intenzitě v libovolném bodě obrazu od libovolného bodu zdroje dostaneme, když součin vlnové funkce a funkce s ní komplexně sdružené zintegrujeme přes čas.

$$\begin{aligned}
 I(\sigma_o, \sigma_i) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Psi \Psi^* dt = \\
 &= 2\Delta E \sqrt{2\pi} \int_0^1 \int_0^1 J_0(v\eta_1) J_0(v\eta_2) \exp \left[-iu_s (\eta_1^4 - \eta_2^4) - (\Delta EK)^2 (\eta_1^4 + \eta_2^4) \right] \\
 &\times \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ 2\Delta E^2 \left[K (\eta_1^2 + \eta_2^2) \frac{t}{h} - \left(\frac{t}{h} \right)^2 \right] \right\} dt \right) \eta_1 \eta_2 d\eta_1 d\eta_2 .
 \end{aligned} \tag{9.1}$$

Časově závislá část integrandu $I(\sigma_o, \sigma_i)$ má tvar umožňující okamžitou integraci. Nyní máme

$$\begin{aligned}
 I(\sigma_o, \sigma_i) &= 2\pi h \int_0^1 \int_0^1 \exp \left\{ -iu_s (\eta_1^4 - \eta_2^4) - \frac{1}{2} \left[\Delta EK (\eta_1^2 - \eta_2^2) \right]^2 \right\} \times \\
 &\times J_0(v\eta_1) J_0(v\eta_2) \eta_1 \eta_2 d\eta_1 d\eta_2 .
 \end{aligned} \tag{9.2}$$

Abychom si situaci zjednodušili, zavedeme nové souřadnice g a h relacemi

$$g = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta_2^2 + \eta_1^2) , \tag{9.3}$$

$$h = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta_2^2 - \eta_1^2) . \tag{9.4}$$

Zpětně platí

$$\eta_1 = 2^{-\frac{1}{4}} (g - h)^{\frac{1}{2}} , \quad (9.5)$$

$$\eta_2 = 2^{-\frac{1}{4}} (g + h)^{\frac{1}{2}} . \quad (9.6)$$

Jacobián transformace souřadnic

$$J = 2^{-\frac{3}{2}} (g^2 - h^2)^{-\frac{1}{2}} \geq 0 \quad \longleftrightarrow \quad \eta_1, \eta_2 \in \mathfrak{R} . \quad (9.7)$$

V nové soustavě má integrační oblast tvar čtverce o úhlopříčce délky $\sqrt{2}$ se středem v bodě o souřadnicích $(g, h) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right)$. Z toho důvodu se $I(\sigma_o, \sigma_i)$ rozpadne na dvojný integrál přes oblast A a B ¹

$$I(\sigma_o, \sigma_i) = I_A(\sigma_o, \sigma_i) + I_B(\sigma_o, \sigma_i) . \quad (9.8)$$

Po dosazení vychází

$$I_A(\sigma_o, \sigma_i) = \frac{1}{2} \pi h \int_0^{\frac{1}{\sqrt{2}}} \int_{-g}^g J_0\left(2^{-\frac{1}{4}} v \sqrt{g-h}\right) J_0\left(2^{-\frac{1}{4}} v \sqrt{g+h}\right) \times \quad (9.9)$$

$$\times \exp\left[-(\Delta E K h)^2\right] \times \exp(2 i u_s g h) \, dh \, dg$$

a

$$I_B(\sigma_o, \sigma_i) = \frac{1}{2} \pi h \int_{\frac{1}{\sqrt{2}}}^{\sqrt{2}} \int_{g-\sqrt{2}}^{\sqrt{2}-g} J_0\left(2^{-\frac{1}{4}} v \sqrt{g-h}\right) J_0\left(2^{-\frac{1}{4}} v \sqrt{g+h}\right) \times \quad (9.10)$$

$$\times \exp\left[-(\Delta E K h)^2\right] \times \exp(2 i u_s g h) \, dh \, dg .$$

Lokální intenzita signálu je úměrná velikosti proudové hustoty v daném místě. Pro výpočet jejího průběhu v rovině obrazu musíme intenzitu $I(\sigma_o, \sigma_i)$ vynásobit funkcí $I(\sigma_o)$ – charakterizující prostorové rozložení intenzity v rovině předmětu – a zintegrovat přes celou plochu předmětu. Rozdělovací křivku $I(\sigma_o)$ jsme opět aproximovali matematicky výhodnou a fyzikálně vhodnou Gaussovou funkcí

$$I(\sigma_o) = \frac{1}{(2\pi \Delta \sigma_o^2)} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_o}{\Delta \sigma_o}\right)^2\right] . \quad (9.11)$$

Obecná forma zápisu rozdělení intenzity v rovině obrazu pak vypadá následovně

$$I(\sigma_i) = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\infty} I(\sigma_o) \times I(\sigma_o, \sigma_i) \sigma_o \, d\sigma_o \right) d\chi_o . \quad (9.12)$$

¹Oblasti mají shodnou velikost a tvar trojúhelníku.

Doplňme, že při omezení na Gaussovu rovinu nemusíme znát úhlové, tj. směrové, rozložení emise, neboť na něm profil stopy pro $\Delta b = 0$ nezávisí.

Nastínili jsme jednu z možných cest, jak postupovat při odvozování analytického výrazu v podmínkách vlnové optiky pro příčný průběh signálu ve svazku. Omezili jsme se na situaci v Gaussově obrazové rovině, zato jsme ale uvažovali přítomnost všech nevyhnutelných jevů omezujících rozlišovací schopnost: principiálních osových vad a konečné velikosti zdroje.

Bohužel se dosud nepodařilo najít dostatečně obecnou aproximaci, jež by učinila výpočet (9.9), (9.10) a (9.12) matematicky schůdný nezávisle na tom, jak velkou měrou přispívají jednotlivé vlivy k výslednému rozměru elektronové stopy. V oddíle 2 na straně 15 se hovoří o analytickém vyjádření rozdělení intenzity [11], nicméně to bylo získáno pro velmi specifický případ dominance difrakční vady a příslušný výraz pro velikost stopy (2.4) tedy postrádá obecnou platnost. V naší situaci se naopak předpokládá mnohem významnější příspěvek zbývajících vad, především pak samotné velikosti zdroje. Na tom je vystavěna teorie předcházející části (část I na straně 22), která se nakonec uplatnila při konfrontaci s experimentálními výsledky.

Část III
Optická soustava

Celkové uspořádání optické soustavy

Do široké skupiny přístrojů, pro něž se používá souborné označení *zobrazovací* elektronové mikroskopy [21], patří i nízkoenergový elektronový mikroskop, tzv. LEEM¹. Jedná se o zařízení konstrukčně i provozně nesmírně náročné, nicméně v současné době se těší značnému zájmu odborné veřejnosti vzhledem ke svým možnostem. Není naším záměrem vysvětlovat funkci a specifika tohoto zařízení jako celku, protože to je nad rámec této práce. Odkážeme raději na některé relevantní zdroje bližších informací [31, 32].

Objektem našeho studia byla výhradně autoemisní tryska LEEMu [33, 34] a její optické vlastnosti. Na tomto místě je vhodné předeslat, že tryska byla pro naše měření provozována v nestandardním režimu a některé části systému tak plnily jinou roli než za normálních okolností (anodová a aperturní clona). Tím se detailně zaobírá část IV na straně 76. V ní je blíže vysvětlena i funkce některých součástí zmíněných již v této části (nastavitelná katodová příruba, dvoustupňový osmielektrodový systém). Úkolem této části je seznámit čtenáře s celkovou strukturou optické soustavy a technicko-konstrukční stránkou věci.

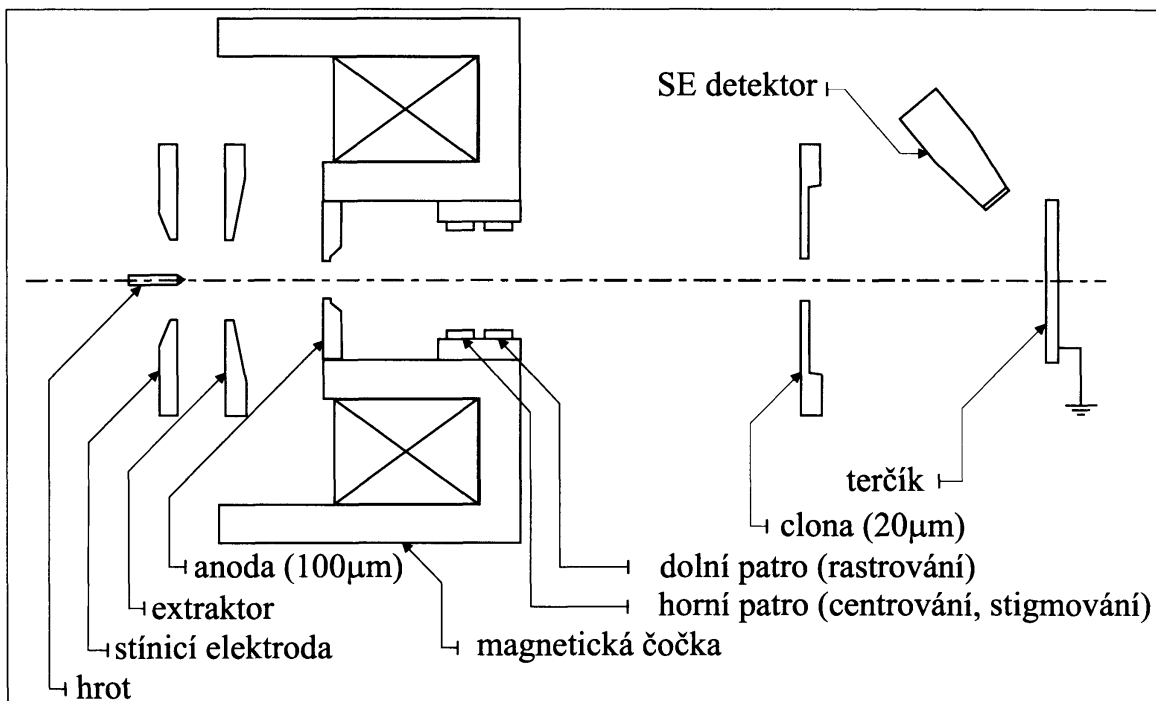
Schematický pohled na optickou soustavu přináší obr. 10.1 na následující straně. Naše experimentální uspořádání obsahovalo jediný, komplexní prvek formující primární svazek, a to již zmíněnou trysku. Za ní následovala aperturní clona² a detekční systém. Výklad jednotlivých částí soustavy jsme rozdělili do dvou následujících oddílů:

- první se zabývá samotnou tryskou, přičemž zvláštní pozornost je věnována charakteristice emisního zdroje, jenž představuje jádro každé elektronové trysky,
- druhý podává stručný popis způsobu detekce a prvků zpracovávajících vstupní signál.

Z hlediska konstrukčního celá aparatura sestávala ze tří komor individuálně čerpaných iontovými vývěvami. Komoru trysky a aperturní clony oddělovala anodová clona, která je schopna udržet až třířádový rozdíl tlaku v podmínkách vysokého vakua, pokud je alespoň jedna komora čerpána. Mezi komorou clony a detekční komorou se aparatura zužovala na otvor o průměru 3 mm, který bylo možno uzavřít oddělovacím ventilem.

¹Zkratka anglického názvu Low-Energy Electron Microscope.

²Aperturní clonu lze v širším smyslu chápat jako součást trysky.



Obr. 10.1: Schéma uspořádání optické soustavy.

Vzdálenosti a rozměry jednotlivých částí celku nejsou pro lepší přehlednost vyobrazeny proporcionálně. Kruhový otvor ve stínící a extrakční elektrodě má průměr $500 \mu\text{m}$, v anodě $100 \mu\text{m}$ a ve cloně, na jejíž hraně probíhalo měření profilu elektronového svazku, $20 \mu\text{m}$. Vrtání magnetické čočky je 4 mm .

Elektrostatická část trysky, tj. katoda se stínící a extrakční elektrodou, představovala samostatnou jednotku pevně spojenou s čelní „katodovou“ přírubou, kterou bylo možné přes vlnovec naklánět vůči zbytku aparatury. Principu vlnovce bylo využito i u držáku aperturní clony. Díky tomu mohla studovaná tryska pracovat bez vnějšího zásahu se třemi různými clonami umístěnými za sebou do drážky na vakuovém konci držáku. Pomocí vlnovce se realizoval příčný i podélný pohyb držáku nutný pro výběr clony a její správné seřízení vůči optické ose. V našem experimentu jsme si vystačili s jedinou clonou, jejíž otvor měl průměr $20 \mu\text{m}$.

11

Autoemisní tryska

11.1 Prostorové uspořádání a provozní specifikace

Běžná elektronová tryska bývá řešena jako čistě elektrostatický prvek – soustava několika elektrod, které produkují pole extrakční a dle potřeby i pole dodatečně urychlující nebo zpomalující. S ohledem na požadavky kladené na konvenční, komerčně vyráběné přístroje je takové uspořádání plně vyhovující: trysku opouští divergentní elektronový svazek kruhového průřezu o dané energii a intenzitě.

Námi použitá autoemisní tryska LEEMu pracovala s kombinovaným elektromagnetickým polem. Její předností byly malé optické vady a snadné ovládání rozměrů elektronové stopy přebuzováním magnetické čočky. To znamená možnost jednoduše měnit celkový proud ve svazku za aperturní clonou, která vymezuje jeho geometrický tvar na vstupu do osvětlovací soustavy. Označení „autoemisní“ specifikuje, že tryska je koncipována pro autoemisní zdroj; v našem případě se jednalo o *Schottkyho* katodu [17], již je věnována kap. 11.2 na následující straně.

Levou část obr. 10.1 na předchozí straně zabírá zjednodušený řez použitou tryskou. Katoda byla zanořena do silného magnetického pole jednopólové čočky¹. Elektrostatická část trysky sestávala z elektrody stínící a extrakční a z anody. Stínící a extrakční elektroda měly shodný průměr otvoru $500\mu\text{m}$ a anoda $100\mu\text{m}$. Anoda byla zasazena do gapu magnetické čočky s vrtáním 4mm.

Konstrukční řešení zajistilo trvalé uzemnění anody ($\phi_i = 0$). Stínící elektroda (*Schottky shield*) byla ohmicky spojena se žhavením katody, takže jsme pracovali v režimu bez elektrostatického *předpětí*². Stabilizovaný zdroj vysokého napětí ($0 \div -6\text{ kV}$) přiváděl na katodu záporný potenciál ϕ_t ($\phi_t < 0$) a stejný zdroj opačné polarity ($0 \div +6\text{ kV}$) kladný

¹Jednopólovou čočkou se standardně rozumí čočka, která má jen jeden pólový nástavec v blízkosti optické osy.

²Na stínící elektrodu se běžně přivádí předpětí v rozmezí 0 až -400V vůči potenciálu katody. Smyslem je jednak potlačení vlivu nežádoucí termoemise z vlásenky (především z jejího ohbí), jednak zúžení emisního úhlu, což vede ke zvýšení proudové hustoty ve svazku. Elektronické zapojení v tomto případě bohužel nezaručuje srovnatelně účinnou ochranu hrotu katody před destrukcí náhodným výbojem. Vzhledem k ceně katody jsme se rozhodli toto riziko nepodstoupit.

potenciál ϕ_o ($\phi_o > 0$) na elektrodu extrakční (*extraktor*). To umožnilo měnit energii elektronového svazku na straně obrazu $E_i = e(\phi_i - \phi_t) = eU_i$ při zachování konstantního extrakčního napětí $U_o = \phi_o - \phi_t$. Zde e je (kladný) elementární náboj.

Elektrostatické pole mezi stínicí elektrodou a extraktorem fungovalo současně jako pole *extrakční* a *urychlující*; pole mezi extraktorem a anodou jako *brzdné*. Energie elektronového svazku v tubusu (tj. vně elektrostatického pole trysky) byla dána výhradně potenciálem katody vůči zemi. Je-li extrakční napětí udržováno konstantní, má pak svazek maximální energii pro nulové pole mezi extraktorem a anodou: $E_i^{max} = eU_o = E_o$ ($\phi_o = \phi_i$).

Do vrtání magnetické čočky byl na opačném konci, než se nacházela anoda, vložen dvoustupňový osmielektrodový systém. Jeho horní patro generovalo stacionární pole dipólového nebo kvadrupólového typu. Řídící elektronika povolovala mísení těchto polí, takže v obecném případě představovalo výsledné pole jejich vektorový součet. Napětí na jednotlivých elektrodách se mohlo pohybovat v intervalu ± 15 V. Elektrody dolního patra jsou při běžném provozu uzemněny. V našem případě na ně bylo přiváděno časově proměnné dipólové pole s konstantní periodou. Mezní napětí dosahovala velikosti ± 40 V.

Pole horního patra sloužilo k úpravě polohy a tvaru svazku; pole dolního patra pak k jeho rozmítání přes hranu clony (blíže k tomu v části IV na straně 76). Ačkoliv je pojem *oktupól* rezervován pro optický prvek vytvářející elektrostatické nebo magnetické pole osmičetné symetrie, vztáhneme jej pro jednoduchost i na náš osmielektrodový systém, ačkoliv jsme jím realizovali jen pole nižších symetrií.

11.2 Elektronový emisní zdroj

Zdaleka nejrozšířenějším materiálem k výrobě katod je prvek wolfram. Jeho předností je vysoký bod tání a dostatečná pevnost za vysokých teplot. Používá se ve své poly- i monokrystalické podobě (orientace $\langle 100 \rangle$ nebo $\langle 310 \rangle$).

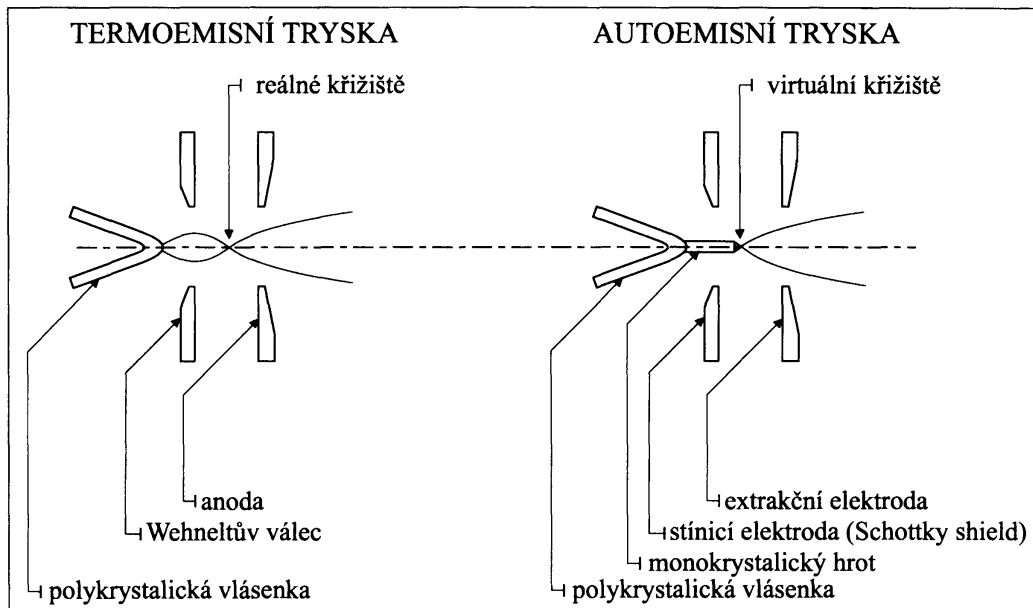
Nejjednodušším a doposud nejběžnějším zdrojem emise v elektronové mikroskopii je ohbí polykrystalické vlásenky žhavené jako odporový drát protékáným elektrickým proudem (viz obr. 11.1 na následující straně). Výhodou těchto katod je snadná vyrobiteľnost a vyměnitelnost, minimální cena a nízké nároky na kvalitu vakua; nevýhodou je krátká životnost, velké rozměry virtuálního zdroje a jeho nedostatečná monochromaticnost.

Monokrystalické wolframové katody se od polykrystalických liší tím, že v místě ohbí je k vlásence bodově přivařen kus rovného monokrystalického drátu, který je na jednom konci vyleptán chemickou cestou do tvaru ostrého hrotu. Rovina patřičné krystalografické orientace, kterou je hrot zakončen pak slouží jako vlastní emisní zdroj (viz obr. 11.1 na následující straně).

Existují dvě základní hlediska, podle nichž dělíme monokrystalické katody:

1. tepelná stimulace emise,
2. chemická aktivace povrchu.

Dle prvního kritéria rozlišujeme:



Obr. 11.1: Srovnání termoemisní a autoemisní trysky.

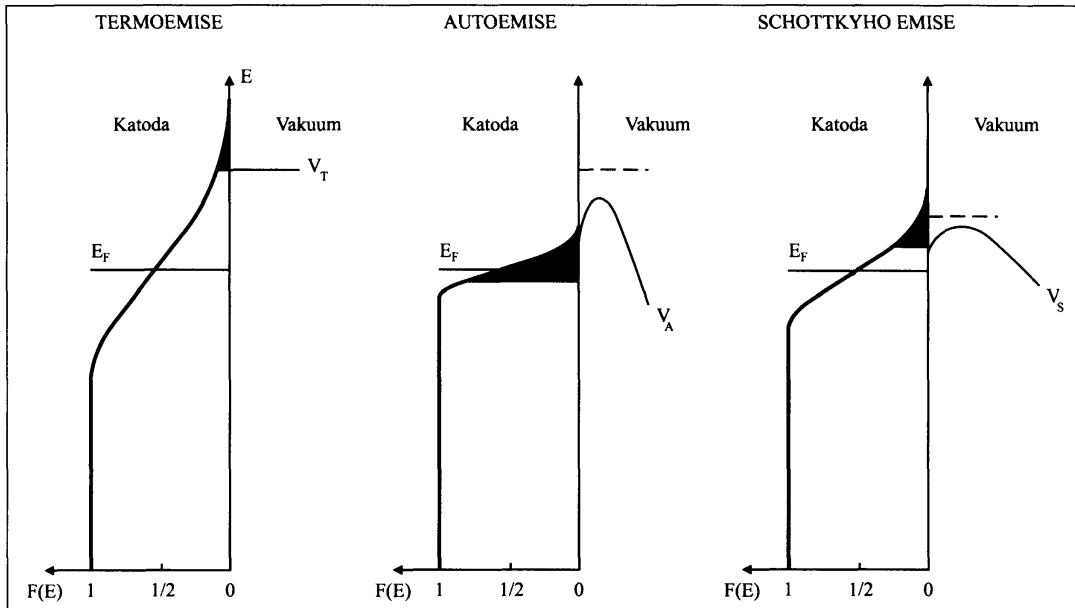
V elektronové mikroskopii obvykle bereme rovinu křížiště jako rovinu zdroje, protože je to oblast, z níž z pohledu optické soustavy vychází elektronový svazek. Rozložení proudové hustoty v křížišti limituje kvalitu (velikost) zdroje. V termoemisní trysce se formuje reálné a v autoemisní trysce virtuální křížiště. Na Wehneltův válec i Schottky shield se shodně přivádí záporné předpětí vůči katodě. Smyslem Wehneltu je soustředění prostorového náboje do co nejmenší oblasti, odkud jsou elektrony odsávány a urychleny polem mezi Wehneltem a anodou. Smyslem Schottky shieldu je potlačení nežádoucí termoemise z ohbí vlásenky a zvýšení proudové hustoty ve svazku na optické ose. Vysoký gradient pole mezi extraktorem a Schottky shieldem, který je dosažen na konci hrotu, vede k tunelovému jevu (autoemise).

- A. katody pracující za pokojové teploty,
- B. katody žhavené.

Dle druhého kritéria rozlišujeme:

- A. katody, jejichž emisní povrch představuje čistá krystalografická rovina $\langle 310 \rangle$,
- B. katody, jejichž emisní povrch představuje krystalografická rovina $\langle 100 \rangle$ pokrytá vrstvou chemické sloučeniny (ZrO , O_2) selektivně snižující výstupní práci.

Do obou podskupin A patří CFE katody (z anglického termínu *cold field emission*, tj. studená polní emise); do obou podskupin B patří TFE a SE katody (z anglických termínů *thermo-field emission*, tj. termo-polní emise a *Schottky emission*, tj. Schottkyho emise).



Obr. 11.2: Typy elektronové emise.

Oblasti, kde je nenulová pravděpodobnost elektronové emise do vakua, jsou vybarveny černě. U čisté autoemise i Schottkyho emise dochází k ohybu a poklesu potenciálové bariéry. Tím je umožněn jednak tunelový jev a jednak velmi lokalizovaná selektivní termoemise z krystalografické roviny $\langle 100 \rangle$. Významnost těchto jevů je úměrná gradientu pole na povrchu katody a teplotě hrotu. Vrstva ZrO na povrchu Schottkyho katody snižuje výstupní práci. To odpovídá posunu hladiny vakua blíže k Fermiho mezi E_F .

11.2.1 Specifikace emisních režimů

Se zvyšující se teplotou se zvyšuje pravděpodobnost obsazení hladin na „chvostu“ Fermi-Diracova rozdělení, takže některé elektrony se ocitnou nad potenciálovou bariérou danou výstupní prací a volně vystupují z materiálu. Jinými slovy dochází k termoemisi (zkráceně TE; anglický termín je *thermionic emission*). Pokud je na povrchu materiálu gradient elektrostátického pole, úměrně jeho velikosti dochází k lokálnímu snížení potenciálové bariéry a k jejímu ohybu. To vytváří předpoklady pro uplatnění kvantového *tunelového* jevu, přičemž pravděpodobnost, že elektrony proniknou bariérou, je exponenciální funkcí její šířky (režim CFE, TFE i SE). Nejvyšší pravděpodobnost *autoemise* mají přirozeně elektrony na „chvostu“ Fermi-Diracova rozdělení. Strmost závislosti tunelového jevu na šířce potenciálové bariéry zaručuje malý energiový rozptyl elektronů na počátku jejich optické dráhy. Předcházející výklad ozřejmuje obr. 11.2.

Režim CFE je umožněn pro dostatečně ostrý hrot katody ($r_t = 0,05 \dots 0,10 \mu\text{m}$), kdy dosáhne gradient na konci hrotu takové hodnoty, že dochází k tunelování elektronů i při pokojové teplotě $T \doteq 300 \text{ K}$. Aby katoda mohla pracovat za pokojové teploty, musí být emitující povrch málo chemicky aktivní a tlak v trysce velmi nízký. Takovým podmínkám je vyhověno, pracujeme-li při tlaku $p \leq 10^{-8} \text{ Pa}$ s monokrystalickým wolframovým hrotem,

kteřý je zakončen ploškou orientace $\langle 310 \rangle$. Právě krystalografická rovina $\langle 310 \rangle$ vykazuje velmi malou chemickou aktivitu a má současně nejnižší výstupní práci ($\Phi = 4,2 \text{ eV}$) ve srovnání s ostatními rovinami v krystalu wolframu. Jen v takovém případě lze udržet šumové pozadí emise na přijatelné úrovni.

Původcem šumu jsou změny chemických poměrů na povrchu katody způsobené procesem adsorpce a desorpce částic z okolí. Tyto změny zákonitě narušují rovnovážný stav nezbytný ke stabilní emisi v čase a v prostoru. Jev je tím výraznější, čím je plocha vlastní emisní oblasti menší; CFE katody jsou tudíž velmi citlivé na procesy probíhající na povrchu wolframového monokrystalu.

V režimu TFE a SE slouží jako elektronový zdroj hrot z monokrystalu wolframu orientace $\langle 100 \rangle$, který je v oblasti emitujícího konce pokryt vrstvou oxidu zirkonia (ZrO). Vrstva ZrO snižuje výstupní práci elektronů z roviny $\langle 100 \rangle$ z původní hodnoty $\Phi = 4,6 \text{ eV}$ na $\Phi = 2,6 \text{ eV}$.

Pracovní režim u tohoto typu katod leží na pomezí autoemise a termoemise. Elektrony, které přispívají do celkového emisního proudu, jsou dvojího druhu: část jich protuneluje a část překoná sníženou potenciálovou bariéru. Kombinace malé výstupní práce, platné výhradně pro chemicky aktivovanou rovinu $\langle 100 \rangle$, spolu s lokálním snížením a ohybem potenciálové bariéry, největším na čelní straně hrotu, zajišťuje při vhodně nastavené teplotě monokrystalu wolframu, že termoemisní elektrony pocházejí výhradně z malé oblasti na samém konci katody. Jejich energie není dostatečná k tomu, aby překonaly nesníženou potenciálovou bariéru a aby emitovaly z jiných krystalografických rovin než z roviny $\langle 100 \rangle$.

Přednosti práce s tepelně stimulovanými katodami ve srovnání s CFE zdroji jsou několikero druhu:

- vyšší proudová hustota,
- vyšší celkový emisní proud,
- menší šum (důsledek zvýšené provozní teploty a u SE katod též větší emisní plochy),
- vyšší dovolený pracovní tlak,
- delší životnost

a přitom

- srovnatelná velikost virtuálního zdroje,
- srovnatelná směrová proudová hustota,
- řádově stejná pološířka rozdělovací funkce energie emitovaných elektronů.

Fyzický rozdíl mezi TFE a SE zdroji³ spočívá ve velikosti poloměru hrotu: TFE katody mají poloměr shodný s CFE katodami; poloměr SE katod je o řád větší, tj. $r_t = 0,5 \dots 1,0 \mu\text{m}$. Regulérně provozované CFE katody mají parametry nejkvalitnějších elektronových zdrojů (nejúžší energiová šířka a nejmenší velikost). TFE typ se jim v tomto směru přibližuje více než SE typ; má ale tu nevýhodu, že tepelně velmi stálá

³Schottkyho katody, vzhledem k tepelně stimulované emisi, bývají někdy chápány jako podskupina TFE katod.

vrstva ZrO se od určité hodnoty gradientu pole na povrchu hrotu začíná rychle rozkládat. To působí nepříznivě na stabilitu emise a vyžaduje, aby byl v okolí katody udržován určitý parciální tlak kyslíku O₂. Tak je umožněna plynulá obnova vrstvy ZrO chemickou oxidací.

11.2.2 Wolframová katoda aktivovaná ZrO

Pracovali jsme s SE katodou jako elektronovým zdrojem, a proto zde zvlášť uvádíme několik důvodů pro materiál použitý k její výrobě a pro způsob jejího provozu.

Hrot Schottkyho katody je vyleptán z monokrystalu orientace $\langle 100 \rangle$ a chemicky aktivován vrstvou ZrO. Poloměr hrotu se pohybuje v oblasti $r_t = 0,5 \dots 1,0 \mu\text{m}$.

Důvodů pro použití monokrystalu $\langle 100 \rangle$ u SE katod je několik:

1. rovina $\langle 100 \rangle$ je chemicky velmi aktivní a dobře na sebe váže chemické vrstvy (výhoda při aktivaci ZrO),
2. chemická sloučenina ZrO v podobě (nespojité) víceatomární vrstvy na povrchu monokrystalu wolframu snižuje výstupní práci elektronů z roviny $\langle 100 \rangle$ selektivně.

Důvodů pro vysokoteplotní stimulaci elektronové emise z povrchu Schottkyho katody je opět několik:

1. rovina $\langle 100 \rangle$ je chemicky velmi aktivní a při provozu za zvýšené teploty se tak neustále může „čistit“ od adsorbovaných atomů a molekul,
2. jsou obsazovány vyšší hladiny u „chvostu“ *Fermi-Diracova* rozdělení elektronového plynu v monokrystalu wolframu, takže k vyvolání polní emise je zapotřebí menšího gradientu než u CFE katod,
3. při teplotě přibližně z rozmezí $T = 1800 \pm 100 \text{ K}$ dochází k nejvyššímu snížení výstupní práce z roviny $\langle 100 \rangle$, řádově o desetiny elektronvoltů [35],
4. SE katody provozované při pokojové teplotě by vzhledem k řádově větším rozměrům hrotu v porovnání s TFE a CFE typem potřebovaly k docílení autoemise obrovské extrakční napětí, které by neúměrně zvýšilo nebezpečí destrukce hrotu výbojem nebo by bylo z technologického hlediska dokonce nerealizovatelné.

11.2.3 Parametry Schottkyho katody

Vhodnou volbou extrakčního napětí U_o a žhavicího proudu I_f se nastavují optimální pracovní podmínky Schottkyho katody pro danou optickou konfiguraci. Cílem je dosažení stabilní, dostatečně intenzivní a homogenní emise uvnitř kuželu, v jehož vrcholu se nachází virtuální zdroj elektronů a jehož osa splývá s optickou osou trysky. U většiny aplikací se uplatní jen elektrony opouštějící virtuální zdroj pod úhlem $\alpha_o \leq 10^{-2}$ rad vůči optické ose.

Wolframová vlásenka se zahřívá proudem, jenž udržuje konec hrotu katody na provozní teplotě z intervalu $T = 1600 \dots 1800 \text{ K}$. Celou optickou soustavou prochází jen zlomek

celkového emisního proudu; hovoříme o tzv. *proudu svazkem*. Ten je tvořen elektrony vyzařovanými do určitého prostorového úhlu. Změnou extrakčního napětí lze v určitém rozmezí regulovat prostorové a úhlové rozložení emise, a tak i velikost proudu svazkem. Různé mikroskopické aplikace vyžadují nestejně proudové zatížení zkoumaného objektu. Schottkyho katody se uplatňují zpravidla tam, kde se očekává úhlová intenzita na optické ose okolo $I'_0 = 0,2 \text{ mA/sr}$.

Parametry U_o a I_f jsou silnou funkcí velikosti a tvaru emitujícího hrotu a musí se pro každou katodu stanovit individuálně. V našem případě výrobce [36] garantoval poloměr hrotu katody $r_t = 0,65 \mu\text{m}$ a fazetu ⁴ na jeho konci. Poloměr fazety r_f byl odhadnut ze vztahu $r_f = 0,3 r_t \doteq 0,2 \mu\text{m}$ [37].

Doporučená velikost extrakčního napětí byla $U_o = 3,89 \text{ keV}$ ($I'_0 \doteq 0,2 \text{ mA/sr}$). Abychom předešli možnému destrukci katody výbojem, doporučenou hodnotu U_o jsme nepřekračovali.

Proud vlásenkou $I_f = 2,36 \text{ A}$ odpovídal teplotě $T = 1800 \text{ K}$ na konci hrotu. Kvůli zúžení energiové šířky zdroje a potlačení vlivu *coulombovských* interakcí jsme pracovali s katodou podžhavenou na teplotu $T \doteq 1600 \text{ K}$ ($I_f = 2,20 \text{ A}$).

Udržení kvalitních ultravakuových podmínek ($p \leq 3 \times 10^{-7} \text{ Pa}$) v trysce bylo nezbytným předpokladem dosažení ustálené emise.

⁴Pokud je hrot katody zakončen fazetou, pak je zřejmé, že nejvyšší gradient pole se vytvoří podél okraje této fazety. To způsobuje, že právě z této oblasti elektrony nejsnadněji emitují. S rostoucím extrakčním napětím se tento jev stává čím dál tím zřetelnější a úhlová emise zákonitě nehomogennější. Z toho důvodu se optimální extrakční napětí volí takové, aby pro dostatečný proud na optické ose trysky poskytovala katoda přijatelně homogenní emisi.

12

Detekční soustava

Při našem experimentu se uplatnila detekční soustava koncipovaná pro registraci sekundárních elektronů v *rastrovacím* módu (dále viz část IV na straně 76). S drobnými modifikacemi je standardní součástí všech typů rastrovacích elektronových mikroskopů. V následujících kapitolách je krátce shrnuta koncepce soustavy, proces detekce a převod informace nesené vstupním signálem na obrazový vjem.

12.1 Elektrony sekundární a zpětně odražené

Elektrony, které projdou clonou a dopadají na terčik (vzorek), se buď odrazí, aniž by ztratily příliš ze své počáteční energie (elastický odraz) nebo větší část energie odevzdají. V druhém případě se energie v určitém poměru spotřebuje na ohřátí vzorku a na generaci sekundárně emitovaných částic (elektrony, fotony, ionty). Energie elektronů vyražených ze vzorku se pohybuje v jednotkách elektronvoltů a bývá tak o několik řádů menší než energie primárních částic. Je zřejmé, že intenzita sekundárních a zpětně odražených elektronů je přímo úměrná proudu primárním svazkem.

Zpětně odražené elektrony se šíří podél optické osy v opačném směru než primární svazek a jejich úhlové rozložení je relativně úzké. Sekundární elektrony nemají žádný preferenční směr pohybu, pokud nejsou vystaveny silovému působení. Oba druhy elektronů jsou v rastrovací mikroskopii nositeli informací o zkoumaném vzorku: vhodným zpracováním signálů sekundárních nebo zpětně odražených elektronů vynikne struktura povrchu vzorku (*topografický* kontrast) nebo lze získat základní představu o materiálovém rozložení (*materiálový* kontrast).

Konstrukce detektorů sekundárních elektronů – SE ¹ detektorů – a detektorů zpětně odražených elektronů – BSE ² detektorů – je principálně rozdílná (způsob detekce, detekční prvek, umístění detektoru) vzhledem k odlišným charakteristikám detekovaných částic (energie, směr šíření). My se zde budeme stručně zabývat jen detekcí sekundárních elektronů, které v našem experimentu zprostředkovaly přenos informace.

¹Zkratka anglického výrazu Secondary Emission

²Zkratka anglického výrazu Back Scattered Emission

12.2 Princip SE detekce

Elektrony vyražené primárním svazkem ze vzorku vystupují do vakua s energií několika eV. Abychom dostali dostatečný signál na SE detektoru, je proto třeba sekundární elektrony „odsát“ od povrchu vzorku a urychlit směrem k detektoru.

Detekční soustava začíná *scintilátorem*. Jím rozumíme látku, v níž se po dopadu elektronu generuje světelný puls, přičemž počet fotonů je úměrný energii tohoto elektronu. Aby se povrch (dielektrického) scintilátoru nenabíjel, je na něj napařena hliníková vrstva o síle pohybující se kolem 20 nm, která odvádí elektrický náboj přinášený dopadajícími elektrony. Z nejčastěji užívaných scintilačních materiálů jmenujme monokrystaly YAGu a YAPu a práškový P47³. V našem případě jsme pracovali s YAGem dopovaným cerem.

Světelný puls vzniklý scintilací se šíří světlovodem, na jehož konci se nachází *fotonásobič*. Fotonásobič je prvek přeměňující světelný signál na proud elektronů. Je tvořený systémem elektrod hermeticky uzavřených ve vakuové trubici, které s výjimkou první a poslední nazýváme *dynodami*. Mezi elektrodami je udržován potenciálový spád. Fotony dopadající na vstupní elektrodu fotonásobiče vyvolávají elektronovou emisi. Nabitě částice jsou urychleny napětím mezi vstupní elektrodou a první dynodou. Po dopadu na povrch dynody vyrazí o něco větší počet elektronů. Děj se opakuje v závislosti na počtu dynod (řádově 10). Výsledkem lavinového efektu je, že na finální elektrodu dopadá mnohonásobně větší počet elektronů, než opouštělo elektrodu první. Výtěžnost procesu, tj. zesílení závisí na velikosti potenciálového spádu mezi elektrodami.

Elektrické pulsy tvořené elektrony dopadajícími na poslední elektrodu fotonásobiče pokračují do *předzesilovače*, kde se potlačuje stejnosměrná složka signálu, která nese žádnou informaci. Smyslem je nastavit meze nosného signálu do oblasti, kde AD *převodník*⁴ pracuje lineárně. Na trase mezi předzesilovačem a převodníkem se nachází ještě *zesilovač* pro další zesílení signálu.

K odsátí sekundárních elektronů z oblasti vzorku stačí nepatrné napětí vzhledem k jejich nízké energii, nicméně samotný scintilátor je třeba udržovat na vysokém napětí vůči vzorku, aby světelný puls úměrný energii dopadajících urychlených částic byl dostatečně intenzivní. Konstrukční řešení scintilátoru se odvíjí od uspořádání detekční komory. Pokud je scintilátor příliš blízko optické osy, jeho pole může mít nezanedbatelný vliv na trajektorie v primárním svazku. V takovém případě se před scintilátor umístuje mřížka, na níž je přivedeno určité předpětí (obvykle kolem +300 V). Velký potenciálový spád se pak realizuje mezi mřížkou a vlastním scintilátorem a do okolí vzorku proniká jen slabé rozptylové pole. V našem případě nebylo nutné pracovat s mřížkou vzhledem k uspokojivé vzdálenosti scintilátoru od optické osy.

Napětí na scintilátoru bylo neměnné a mělo velikost +6 kV. Celkové napětí na fotonásobiči, které se dělilo mezi jednotlivé elektrody bylo proměnné a mohlo se pohybovat od 0 do -1 kV.

Zbývá zodpovědět otázku, proč nejsou sekundární elektrony odsávány přímo

³YAG = Yttrium Aluminium Garnet, YAP = Yttrium Aluminium Perovskite, P47 = Yttrium Silicate.

⁴Analogově-digitální převodník je elektronický prvek konvertující analogový signál na vstupu na digitální signál na výstupu.

na vstupní elektrodu fotonásobiče a přistupuje se k mezikroku v podobě dočasné konverze na světlo. Důvodem je požadavek na stabilní vakuové podmínky uvnitř fotonásobiče. Opakované napouštění komory vzorku by zákonitě vedlo ke znečišťování povrchu elektrod fotonásobiče adsorpcí cizorodých prvků a molekul a následkem by byla postupná degradace jejich funkce.

12.3 Rekonstrukce obrazu

V rastrovací mikroskopii se uplatňuje obdobný princip jako u televizních obrazovek: fokusovaný elektronový svazek „rastruje“ přes určitou obdélníkovou oblast. Signál z každého bodu, kam svazek dopadne, je snímán detektorem, zpracován elektronicky a jako svítící bod o určité intenzitě se objeví na monitoru počítače řídicího mikroskop.

Aby obraz rastrované oblasti formující se na monitoru odpovídal realitě (byl rekonstrukcí reálného stavu), musí být zaručena dokonalá *synchronizace* signálu. To znamená, že každému bodu rastrované oblasti je přiřazen právě jeden bod obrazu, rastrovaná oblast a její obraz mají stejný tvar a souřadnice polohy daného bodu a jemu příslušného obrazu musejí být shodné. Příčné zvětšení odpovídá poměru délky (šířky) obrazu na monitoru a rastrované oblasti .

Obraz rastrované oblasti na monitoru je vlastně transformací časového vývoje signálu na jeho prostorové rozložení. V závislosti na nastavené frekvenci setrvá svazek v daném bodě (minimální oblasti) určitý čas a veškerý signál, který je po tuto dobu snímán detektorem, se integruje. Rastrovací mikroskopie tedy neřeší podobný problém jako mikroskopie prozařovací, kde se obraz formuje přímo na scintilačním stínítku a na jeho kvalitě a parametrech také závisí výsledné rozlišení obrazu.

Část IV
Experiment

13

Základní koncepce experimentu

Naším cílem bylo studovat optické parametry autoemisní trysky LEEMu. Pracovali jsme tedy s optickým prvkem, jenž je součástí prozařovacího mikroskopu. V experimentu jsme ale uplatnili princip mikroskopu *rastrovacího* [8]. Využili jsme servisního módu¹ trysky LEEMu, kdy je na dolní patro oktupólu přiloženo rastrovací pole a jednopólová čočka formuje *konvergentní* svazek, jak to ukazuje obr. 13.1 na straně 78.

Úkolem aperturní clony je nastavit maximální úhel, pod jakým se mohou elektrony šířit optickou soustavou. Zabraňuje se tím tomu, aby do zobrazení přispívaly elektrony šířící se po vadami vysoce ovlivněných trajektoriích. Obecně lze říci, že jde o trajektorie, jež se příliš vzdálí od paraxiální oblasti.

V našem optickém režimu roli aperturní clony převzala clona anodová a rovina aperturní clony spolu s blízkým okolím se stala oblastí, kde se formoval obraz. V kap. 7.1 na straně 42 je z teoretického hlediska detailně rozebrána metoda rozmítání svazku, kterou jsme použili. Zde se soustředíme na technickou stránku věci: specifikujeme podmínky, které musely být dodrženy, aby byla interpretace výsledku měření korektní a uvedeme, jakých přiblížení jsme se ve vztahu k teorii dopustili.

Zopakujeme, že cílem bylo zaznamenat zvětšený obraz virtuálního emisního zdroje. Standardní nepřímou metodou vedoucí k cíli je rastrování zaostřeného svazku přes okraj rovné hrany. Protože jsme chtěli ze získaných dat odhadnout nejen velikost virtuálního zdroje ale i úhlové rozložení emise, bylo třeba provést fokusační sérii, tj. posloupnost měření se svazkem přeastřovaným kolem Gaussovy roviny.

V naší aparatuře bylo rastrovací pole generováno dolním patrem elektrického oktupólu, jak to ukazuje obr. 13.1 na straně 78. Pole jednopólové čočky formovalo *konvergentní* svazek. Tabulka 13.1 na následující straně heslovitě shrnuje, kde jsme se přesně nedrželi předpokladů teorie:

1. Nerastrovali jsme přes rovnou hranu nýbrž přes úsek hrany kulaté clony.

Vzhledem k řádovému rozdílu mezi průměrem otvoru v cloně (20 nm) a velikostí stopy v její rovině lze úsek hrany, přes nějž je svazek rozmítán, považovat za rovný. V kap. 14.2 na straně 81 je

¹Hlavním smyslem tohoto módu je umožnit zobrazení aperturních clon za účelem kontroly jejich čistoty a tvaru.

Teorie	Experiment	Důvod
Rovinná hrana	Kruhová clona	vycentrování a korekce astigmatismu
Posuv hrany	Jemné přebuzování čočky	jednodušší realizace rozostření

Tab. 13.1: Teorie × Experiment

vysvětleno, proč je kruhová clona ideálním útvarem pro dokonalou korekci osového astigmatismu; mají-li být výsledky měření smysluplné, je nezbytné vliv astigmatismu eliminovat. Na kruhové cloně se svazek též dobře centruje (viz kap. 14.1 na straně 80).

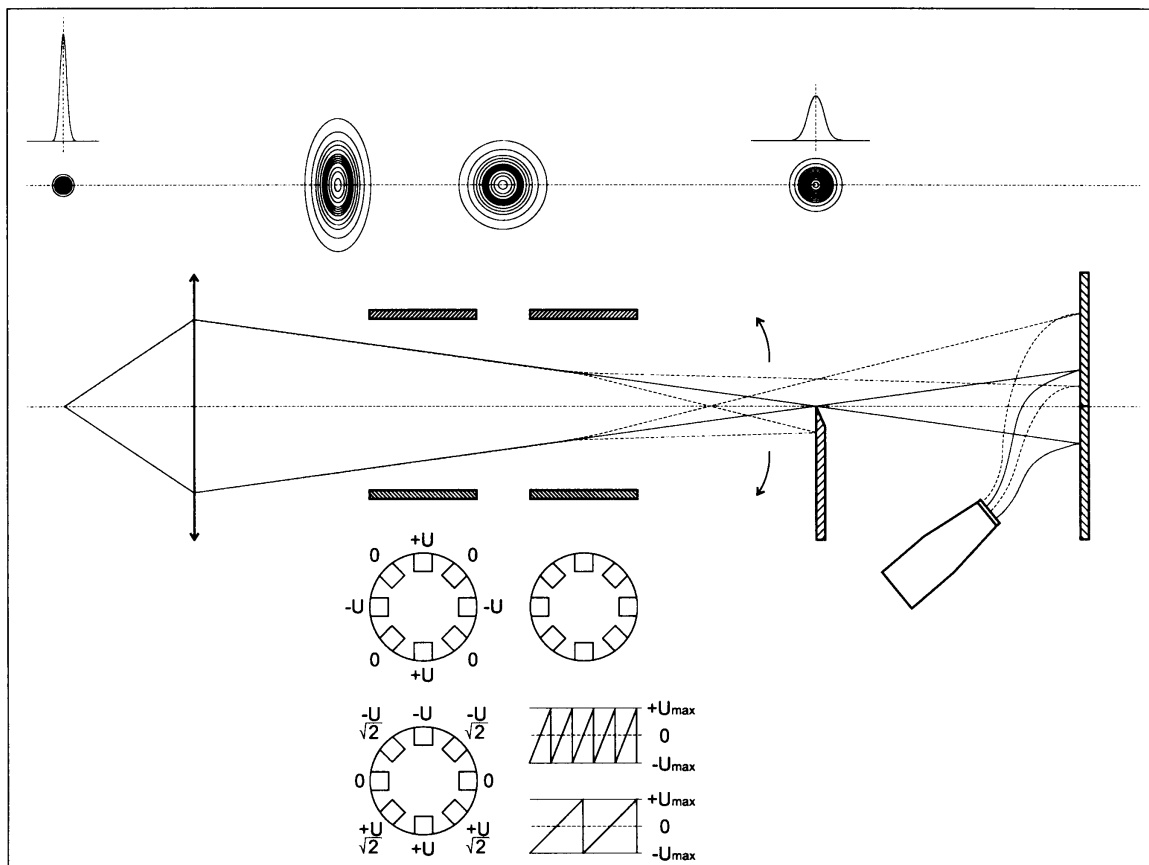
2. Fokusační sérii jsme nerealizovali pohybem clony, nýbrž přebuzováním čočky.

Zabudování mechanismu umožňujícího kalibrovaný pohyb clony i ve směru z by přineslo konstrukční komplikace neadekvátní tomu, že v jistém rozmezí lze posuv hrany a změnu polohy Gaussovy roviny vnímat jako zcela ekvivalentní děje. Pracovali jsme se zvětšeným obrazem, takže asymptoty trajektorií na straně obrazu svíraly malý úhel s optickou osou. Z jednoduché geometrické úvahy plyne, že v takové situaci malá změna buzení magnetické čočky přivodí významný posun polohy Gaussovy roviny podél optické osy. Malá změna buzení přirozeně znamená i malou změnu optických parametrů čočky (osové aberace), kterou jsme mohli zanedbat. Ve výpočtech se neobejdeme bez toho, aniž bychom dokázali přiřadit jednotlivým naměřeným profilům ve fokusační sérii odpovídající polohu v ose z . Cenou za tento jednodušší experimentální postup bylo, že nám tato korelace scházela, takže nezbyvalo než jít cestou počítačových simulací (viz obr. 19.31 na straně 138).

Elektrony prošlé aperturní clonou dopadají na terčík, kde vyvolávají sekundární emisi. V normální situaci zaujímá místo terčíku vzorek a je snaha, aby svazek rozmítaný přes jeho povrch měl co nejmenší rozměr. Čím je svazek užší, tím lokálnější informace je k dispozici, tj. roste rozlišení.

Náš případ byl ale zcela opačný: snahou bylo naopak zabránit tomu, aby reliéf terčíku dodatečně moduloval přenášenou křivku rozložení intenzity v rovině hrany. Dokonale hladký povrch terčíku prostý jakékoliv struktury je samozřejmě pouhou fikcí, takže pro splnění požadavku bylo nutné, aby elektronová stopa byla v rovině terčíku dostatečně roztažená. Pak se lze spolehnout na to, že sekundární emise průměrovaná přes velký povrch neponese žádnou informaci o terčíku. Tato podmínka byla během měření striktně splněna.

V teoretické části práce jsme učinili běžný předpoklad, že rozložení intenzity v elektronovém svazku je rotačně souměrné kolem optické osy. Aby to platilo i v praxi, musí být svazek před vlatním měřením náležitě seřízen. Popis použité procedury podává následující kapitola.



Obr. 13.1: Schéma funkce optické soustavy.

V horní části obrázku je na změně profilu svazku podél optické osy schematicky demonstrován vliv čočky (astigmatismus, zvětšení) a stigmátoru (korekce astigmatismu). V prostřední části obrázku je zjednodušeně načrtnuta vlastní optická soustava (v pořadí zleva doprava: magnetická čočka, horní a dolní patro oktupólu, hrana aperturní clony, SE detektor, terč) a několik trajektorií dokumentujících účinek rastrovacího pole a způsob detekce. V dolní části obrázku je znázorněn konkrétní příklad realizace dipólového (dole) a kvadrupólového (nahore) pole horním patrem oktupólu a princip rastrovacího pole přiloženého na dolní patro oktupólu (tzv. krátká a dlouhá „pila“, tj. skok rastrovaného svazku z jednoho „řádku“ na druhý a přeběh svazku přes „řádek“).

Seřízení přístroje

V oblasti elektronové optiky se neustále pozornosti fyziků teoretických i experimentálních těší problematika popisu optických vad a možnosti jejich korekce. Obsáhlá literatura k tomuto tématu je takřka výhradně věnována aberacím *principiálním*, neboť ty patří k parametrům charakterizujícím bez výjimky všechny optické prvky osvětlovací i zobrazovací soustavy mikroskopu.

Velikost aberačních koeficientů, skrze něž vyjadřujeme účinek vad, závisí na průběhu a maximální intenzitě silového pole elektrostatického, příp. magnetického. Oba tyto určující činitele jsou funkcemi současně použitého tvaru optického prvku a zvoleného napětí na elektrodách, příp. budícího proudu cívkou. Vhodnou vzájemnou kombinací lze pro požadované přenosové vlastnosti jednotlivých optických dílů docílit stavu, v němž jsou vady systému nejmenší. Nicméně ohraničení dané jednak fyzikálně-technickými mezemi (elektrické výboje mezi elektrodami, magnetické přesycení pólových nástavců, ...) a jednak konstrukčně-koncepčními omezeními a požadavky (zvětšení přístroje, proud svazkem, pracovní vzdálenost, poloha a typ detektoru, ...) znemožňuje dosažení ideálních pracovních podmínek s nulovými či zanedbatelnými aberacemi.¹

Díky dokonalému zvládnutí matematického zápisu optických vad zásluhou několika vědeckých generací a s použitím moderního počítačového zázemí šlo již v nedaleké minulosti předem odhadnout aberace i celých zařízení s dostatečnou přesností. To je nesmírně významné, neboť úsilím každého tvůrce je před vlastní realizací navrhnout konkrétní přístroj teoreticky tak, aby byl z hlediska optického co nejlépe uzpůsoben pro zvolenou oblast výzkumu a současně z hlediska konstrukčního co nejjednodušší.²

¹Oproti optice světelné, kde mechanickým opracováním čoček, hranolů atd. takřka libovolně tvarujeme přímo optická prostředí, má optika elektronová tu nevýhodu, že její optická prostředí, tj. silová pole, jsou formována nepřímo a nemohou zákonitě nabývat libovolných tvarů. To prakticky vylučuje existenci ideálního elektronově-optického prvku. V minulosti byly opakovaně činěny pokusy potlačit vliv vady sférické a chromatické na rozlišení zaváděním dodatečných optických prvků (tzv. *korektorů*). Teprve v současnosti umožnil pokrok v oblasti počítačových i výrobních technologií dovést toto úsilí k prvním slibným výsledkům. Korektory nacházejí uplatnění především u složitých moderních přístrojů (LEEM, HREM, ...) s vysokými nároky kladenými na jejich provoz.

²Zpravidla totiž platí, že vady jen některých částí přístrojů jsou kritické pro dosažení požadovaných pracovních podmínek.

Přístroj zatížený jediné vadami principiálními představuje ale pouhou idealizaci skutečného stavu. Zkušenosti ukazují, že nedokonalost mechanického provedení, nepřesnost sesazení jednotlivých dílů, nehomogenita a anizotropie materiálů v magnetických obvodech, vždy zavádí do optické soustavy celé spektrum vad „technických“. Dáno jejich rozličnými symetriemi jen některé z nich dokážeme eliminovat (osový astigmatismus, koma, ...).

Při návrhu libovolného elektronově-optického přístroje se proto vždy automaticky počítá s ponecháním jistého stupně mechanické volnosti a s vybavením základními elektromagnetickými korekčními prvky. V prvním případě se tím zpravidla míní možnost omezeného pohybu katodou, příp. tryskou vůči ose optické soustavy; v případě druhém jde nejčastěji o montáž centrovacích elektrod, příp. cívek a *stigmátorů*. Podstatou těchto korekčních prvků je vytváření elektrostatických nebo magnetických polí určité symetrie pomocí *multipólů*.³

Zde navážeme na to, co bylo řečeno již v kap. 11.1 na straně 65. Náš korekční systém byl omezen na horní patro elektrického okupólu, kde se přes sebe mohlo překládat pole dipólové (ohyb svazku) a kvadrupólové (korekce astigmatismu). Svazek byl tedy korigován před vstupem do rastrovacího pole dolního patra okupólu (viz obr. 13.1 na straně 78). Maximální úhel ohybu svazku tímto polem byl dostatečně malý na to, aby docházelo k lokálnímu zkreslení profilu stopy.

Důvody pro použití osmielektrového systému k realizaci polí o dvoučetné a čtyřčetné symetrii jsou praktické: Bez mechanického zásahu, pouhým vhodným přerozdělením potenciálů na jednotlivých elektrodách, lze libovolně měnit směr pole v celém rozsahu 360°.

14.1 Centrování svazku

Centrováním svazku rozumíme proceduru, jejímž prostřednictvím zajistíme, aby osa elektronového svazku splývala s optickou osou přístroje. Apriorně se tak předchází citelnějším projevům všech vad mimoosových, které nejsme pro jejich složitost a různorodost schopni uspokojivě korigovat. Centrování dělíme dle jeho podstaty na hrubé *mechanické* a jemné *nemechanické*.

Centrování se běžně provádí při zapnuté funkci *wobbler*. Wobblerem rozumíme dynamickou změnu (oscilaci) parametrů optické soustavy. Toho se dosahuje buď změnou energie elektronového svazku nebo změnou ohniskové dálky právě korigované čočky.⁴ Před spuštěním této funkce svazek zfokusujeme, abychom oscillovali mezi přeostrěným a podostřěným obrazem studovaného předmětu (u nás kruhové clony). Jelikož se délka celkové dráhy paprsků během centrování mění, je třeba průběžným doostřováním hledat novou střední hodnotu, kolem níž se pohybujeme. Svazek je seřízen tehdy, pokud se

³Multipóly jsou obvykle realizovány jako věnec elektrod nebo cívek s magneticky měkkými jádry, jejichž sudý počet je rozmístěn rovnoměrně po válcovém obvodu tak, aby hlavní složky vektorů výsledného multipólového pole splývaly s rovinami kolmými na osu myšleného válce. Změnou velikosti a znaménka elektrického náboje na elektrodách a obdobně variací velikosti a směru buzení cívek jednoduše vytváříme pole různých symetrií a intenzity.

⁴Variace napětí na střední elektrodě u elektrostatické unipotenční čočky nebo přebuzování u magnetické čočky.

střed obrazu při zapnutém wobbleru nehýbe. Tento princip je shodný pro rastrovací i prozařovací mikroskopii, ačkoliv se tyto zásadně liší ve způsobu tvorby obrazu.

V našem uspořádání byly katoda, stínící a extrakční elektroda (tj. *extrakční část trysky*) součástí jediného tělesa pevně spojeného s přírubou. Jejich vzájemná poloha se nastavovala před montáží do optického zařízení bez možnosti dodatečného zásahu během emise. To znamenalo zafixovat extrakční elektrodu v situaci, kdy je její kruhový otvor souosý s otvorem ve stínící elektrodě. Pozici hrotu katody v ose stínící elektrody zaručil výrobce.

Základní centrování se děje mechanickou cestou: pohybem elektronové trysky vůči tubusu přístroje v rovině (x, y) kolmé na optickou osu. Koncepce naší aparatury řešila mechanické centrování mírným náklonem příruby s extrakční částí trysky.⁵ Mechanické centrování tedy probíhalo vůči otvoru v anodě, tj. vůči gapu jednopólové magnetické čočky.

Princip nemechanického centrování je založen na ohýbání svazku *dipólovým* polem. Centrovací soustava je zpravidla dvoustupňová, tj. sestává ze dvou dipólových polí za sebou: první vychýlí svazek tak, aby jeho tečna mířila do středu druhého, které jej dorovná do optické osy. V závislosti na pracovních vzdálenostech v mikroskopu si někdy vystačíme i s centrováním jednostupňovým; zvláště je-li zamýšleno jen pro jemné, konečné doladění. Koncepce autoemisní trysky LEEMu činila přítomnost druhého dipólového pole zbytečnou.

14.2 Korekce osového astigmatismu

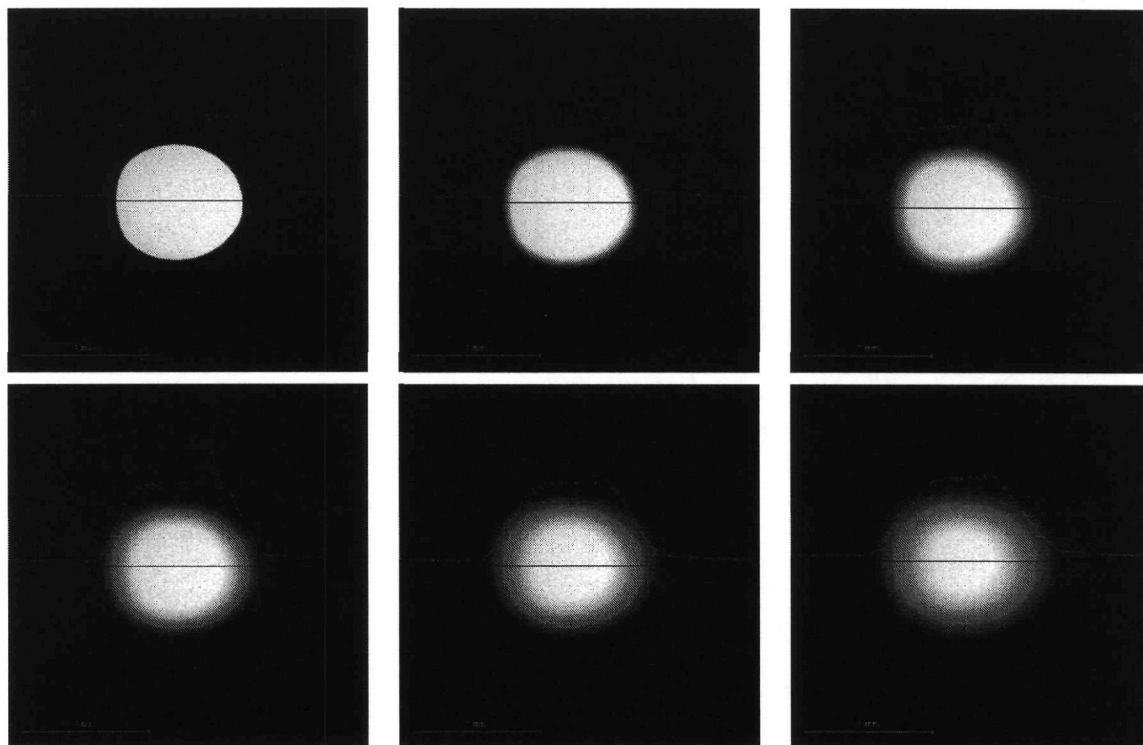
Osový astigmatismus představuje po vycentrování svazku zdaleka nejsilnější projev narušení rotační symetrie optické soustavy. Způsobuje, že elektronová stopa kruhového průřezu nabývá po průchodu čočkou tvaru elipsy, neboť čočka vykazuje rozdílnou schopnost fokuse v jednotlivých rovinách, jejichž společným průsečíkem je optická osa.

Paprsky vzešlé z jediného bodu a šířící se v ortogonálních rovinách určených optickou osou a libovolným bodem ležícím na hlavní, příp. vedlejší poloose této elipsy se protínají v nestejných vzdálenostech od čočky. V nich zákonitě vytvářejí ostré fokální čáry vůči sobě posunuté a pootočené o 90° .

Osový astigmatismus se potlačuje pomocí příčného *kvadrupólového* pole odpovídající intenzity a orientace. Svazek zdeformovaný průchodem astigmatickým polem čočky je polem stigmátoru upraven tak, aby znovu nabyl kruhového tvaru. Účinek stigmátoru demonstruje obr. 13.1 na straně 78.

Na prostorovém útvaru bodových rozměrů se osový astigmatismus projevuje tak, že při zapnutém wobbleru má jeho zkreslený obraz střídavě vzhled čáry (přesněji elipsy s hlavní poloosou řádově delší než je poloosa vedlejší) a čáry na ní kolmé; uprostřed mezi těmito krajními polohami má tvar konečně velikého kruhového disku. Bodové struktury jsou tudíž velmi výhodné pro hledání stigmatického obrazu.

⁵Vzhledem k velikosti poloměru křivky pohybu lze náklon v rovině emitujícího hrotu pokládat s dostatečnou přesností za posuv v rovině (x, y) .



Obr. 14.1: Korigovaný astigmatismus.

K tomuto účelu nám podobně dobře poslouží i kruhová clona jako studovaný předmět. Zde astigmatickému chování odpovídá nestejně rozostřování její hrany. Cílem je takové zobrazení, které nevykazuje žádný preferenční směr defokuse.

Zatímco v ideálním případě při centrování hýbeme svazkem, aniž bychom měnili jeho profil, a při stigmování měníme tvar stopy, aniž bychom posouvali její střed, je skutečnost trochu složitější a oba vlivy od sebe nelze jednoduše separovat. Proces seřízení mikroskopu má proto charakter iteračního procesu, při němž se snažíme docílit nejvyšší obraz opakováním centrováním, doostřováním a stigmováním.

Dodejme, že v naší koncepci probíhalo stigmování a jemné docentrování svazku prostřednictvím jediného elektrostatického oktupólu tak, že výsledné působící pole vznikalo elektronickým mísením dipólového a kvadrupólového pole obecně různé orientace. Sekvence snímků na obr. 14.1 ukazuje chování vycentrovaného elektronového svazku korigovaného na vliv astigmatismu: střed obrazu se při přebuzování čočky nehýbe a okraj clony se rozostřuje stejně. Je zřejmé, že při změně energie elektronového svazku je třeba přístroj vždy znovu seřadit.

Průběh měření a jeho výsledky

Studovaná elektronová tryska byla provozována s kombinovaným polem:

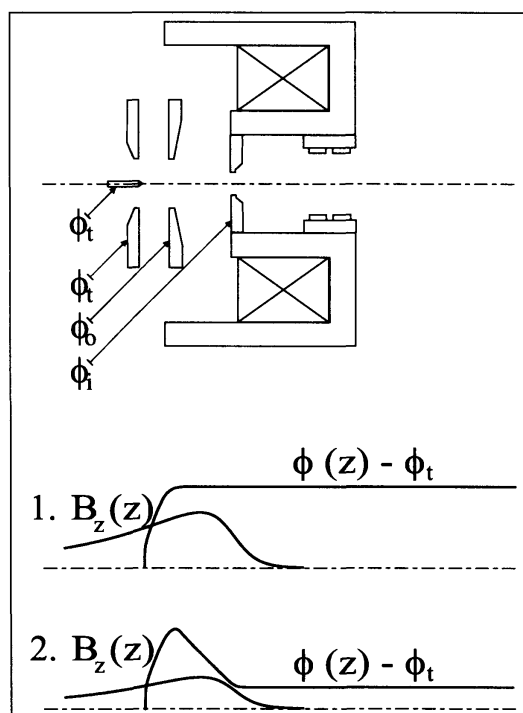
1. elektrostatickým extrakčním a magnetickým fokusačním,
2. elektrostatickým extrakčním, elektrostatickým brzdícím a magnetickým fokusačním,

přičemž elektrony ve svazku na straně obrazu měli kinetickou energii:

1. $E_i = 3,89 \text{ keV}$ (situace č. 1) ,
2. $E_i = 1,00 \text{ keV}$ (situace č. 2) .

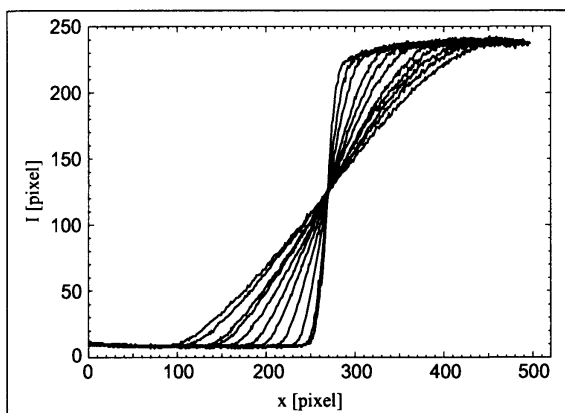
Energie emitovaných částic v oblasti mimo trysku se řídila potenciálem katody vůči zemi. Elektrostatické pole v trysce při zachování stálého extrakčního napětí formovalo v obou případech divergentní svazek. Změnou buzení jednopólové čočky se dosahovalo toho, že elektrony o různých rychlostech protínaly optickou osu vždy v okolí aperturní clony.

Situace č. 1 a č. 2 se tedy lišily průběhem obou silových polí, jak to znázorňuje obr. 15.1. Tvar a intenzita pole determinuje jeho optické vlastnosti. To znamenalo, že zatíženost trysky aberacemi bezprostředně závisela na energii svazku. Výpočet koeficientů osových vad pro obě situace je obsahem kap. 19.5 na straně 138. Část VII na straně 146 spojuje naměřené a vyčíslené údaje a poskytuje odhad základních parametrů katody (velikost virtuálního zdroje

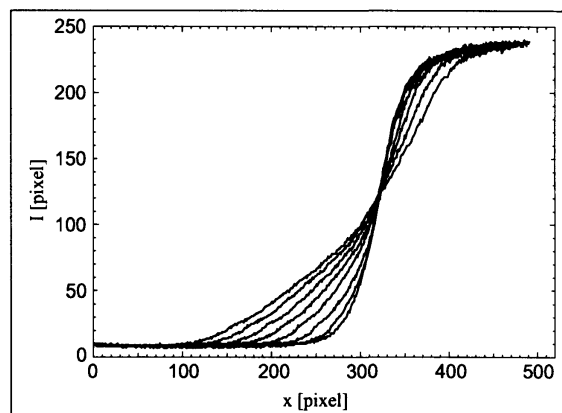


Obr. 15.1: Studované pracovní režimy autoemisní trysky.

Studované situace č. 1 a č. 2 se liší hodnotami potenciálů na elektrodách a buzením magnetické čočky. Osový elektrostatický potenciál vůči katodě a osová indukce magnetického pole jsou znázorněny pro obě situace.



Obr. 15.2: Naměřené profily pro energii svazku 3,89 keV.



Obr. 15.3: Naměřené profily pro energii svazku 1,00 keV.

a pološířka úhlového rozdělení emise) i odhad příspěvku jednotlivých vad k rozměrům naměřené stopy. V tomto oddíle je podán výklad realizace vlastního experimentu a jsou prezentována naměřená data.

Před vlastním měřením bylo nezbytné přístroj seřídit tak, jak je to vysvětleno v oddíle 14 na straně 79. U čistě elektrostatické optiky si změna pracovní energie zpravidla nevyžádá nové seřízení přístroje. To je dáno tím, že tvar elektrostatického pole závisí jen na konfiguraci elektrod a nikoliv na jejich materiálu. V tom spočívá rozdíl oproti optice kombinované, kde tvar magnetického pole je i významnou funkcí materiálu, z něhož je vyroben magnetický obvod. Míra projevu jeho anizotropie a nehomogenity souvisí s velikostí buzení cívky. Následkem je mimo jiné i posuv optické osy.

Přístroj jsme seřídili zvlášť pro pracovní energii 3,89 keV a zvlášť pro 1,00 keV. Seřízení probíhalo pro přehledový záběr, kdy na monitoru byl vidět celý otvor v aperturní cloně. Již dříve jsme uvedli, proč je kruhový útvar optimální pro korekci osového astigmatismu. Celkový obraz clony jsme potřebovali získat i proto, abychom dokázali nastavit měřítko. Průměr clony ($20\ \mu\text{m}$) byl jediný rozměr, z něhož jsme mohli vycházet.

Poté co byla soustava seřízena, jsme levý okraj clony posunuli mechanicky na střed obrazu a tento jsme vyzvětšovali (tj. zmenšili jsme amplitudu rastrovacího pole) tak, aby přechodová oblast intensity byla co nejširší.

Sekundární emise sbíraná z velké plochy je sice s velkou přesností úměrná proudy primárním svazkem, nicméně měření může být regulérní jen tehdy, pokud není dosaženo saturovaného stavu detekovaného signálu. Měli jsme k dispozici dva řídicí mechanismy na úpravu mezních hladin signálu:

1. nastavení úrovně černé barvy (ovládání předzesilovače),
2. změna napětí na fotonásobiči.

Když byly vytvořeny podmínky pro vlastní měření, bylo zapnuto pomalé rastrování. To má shodný účinek jako filtr šumu: čím déle svazek setrvá v daném bodě rastrované

oblasti, tím delší je čas registrace signálu příslušného danému bodu a tím více se jeho výsledná hodnota blíží korektní hodnotě, neboť šumové pozadí se dostatečně zprůměruje.

Programové ovládání mikroskopu umožňovalo současně s obrázkem uložit i jednorozměrný soubor obsahující data z vybrané horizontální roviny. Ta byla přirozeně volena tak, aby v místě průsečíku s hranou clony byla na ní kolmá. Data představovala záznam rozložení intenzity v jednotkách pixelu: intenzita byla uložena v 512 diskretních bodech o souřadnicích $0 \dots 511$, přičemž mohla nabývat hodnoty z rozmezí $0 \dots 255$.

Pro obě energie jsme naměřili fokusační sérii, při níž jsme uložili obrázky a datové soubory s rozložením intenzity pro několik různých poloh obrazu zdroje (tj. pro několik různých buzení magnetické čočky) lehce posunutých vůči hraně clony podél optické osy. Na obr. 15.2 na předchozí straně a na obr. 15.3 na předchozí straně je vyneseno několik naměřených profilů pro situaci č. 1 a č. 2. Na obr. 15.4 na následující straně a na obr. 15.5 na straně 87 je série snímků hrany udělaných v rámci experimentu a seřazených dle časové posloupnosti.

Zaostřeného svazku v rovině měřicí hrany jsme dosáhli při buzení magnetické čočky

$$NI = 1255 \text{ AT pro } E_i = 3,89 \text{ keV}$$

a

$$NI = 600 \text{ AT pro } E_i = 1,00 \text{ keV.}$$

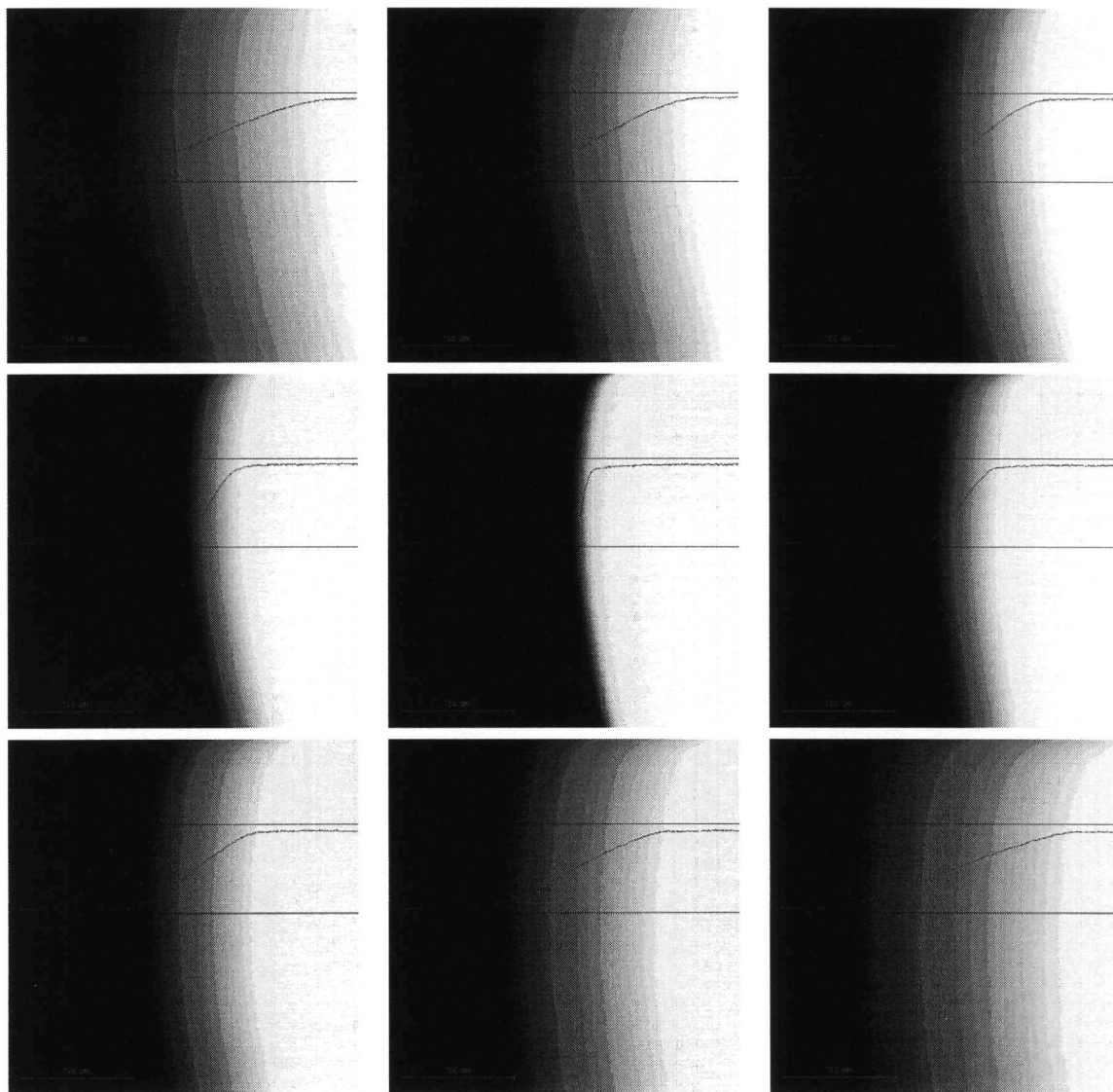
Proud svazkem, tj. celkový proud, který procházel anodovou clonou, jsme změřili jako proud tekoucí vůči zemi z terčíku na konci optické dráhy, kam dopadal primární svazek. Dostali jsme

$$I_p = 10,0 \text{ nA pro } E_i = 3,89 \text{ keV}$$

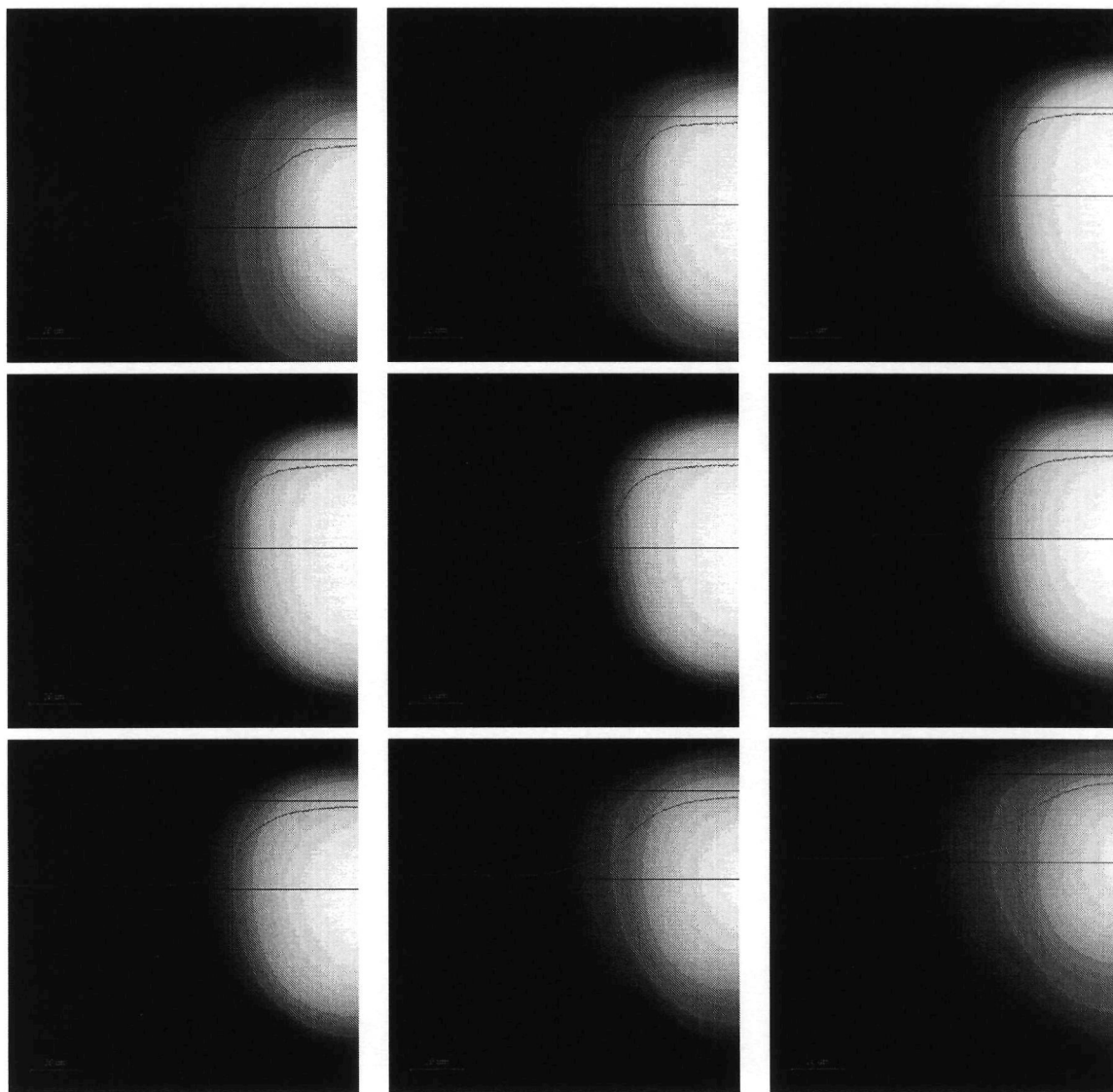
a

$$I_p = 6,2 \text{ nA pro } E_i = 1,00 \text{ keV.}$$

Oba proudy byly získány při stejném emisním proudu, jenž se v obou situacích ustálil kolem hodnoty $I_e = 130 \mu\text{A}$.



Obr. 15.4: Fokusační série pro energii svazku 3,89 keV.



Obr. 15.5: Fokusační série pro energii svazku 1,00 keV.

Část V

Numerické metody a programy

16

FEM programy

Uplatnit čistě analytický přístup ke spolehlivému určení parametrů libovolného experimentálního zařízení je možné spíše výjimečně. Analytické řešení bývá známo pro nejjednodušší modelové situace a jeho aproximativní použití v složitějších případech přináší zpravidla jen řádový souhlas se skutečností.

Za účelem co nejuvěrnějšího popisu fyzikální reality byly vyvinuty numerické metody. Implementovány do programů našly některé z nich – díky bouřlivému rozvoji počítačové techniky v poslední době – široké uplatnění i v oboru elektronové optiky a mikroskopie.

Metoda konečných diferencí (FDM ¹) a metoda konečných prvků (FEM ²) se osvědčily při generování diskrétního potenciálového pole v průsečících vertikálních a horizontálních čar (tj. v *uzlech*) sítě pokrývající počítačový návrh studovaného optického prvku.

FDM pracuje s rovnoměrnou pravoúhlou sítí. FEM pracuje i se sítí nepravoúhlou s proměnlivou hustotou, čímž nachází obecnějšího uplatnění. Nepravoúhlá síť je výhodná pro simulování reálných geometrií, ale již méně vhodná k dodatečné interpolaci pole mezi uzly sítě. Když je použita variabilní čtyřúhelníková síť, poskytuje nejpřesnější hodnoty „uzlových“ potenciálů právě metoda konečných prvků [38].

Balík programů ELD, resp. MLD [39, 40] umožňuje vypracovat komplexní návrh elektrostatische, resp. magnetické čočky, což zahrnuje následující výpočty:

1. velikost elektrostatischeho potenciálu (resp. skalárního magnetického potenciálu) v uzlech diskrétní sítě,
2. průběh osového elektrostatischeho potenciálu a osového elektrostatischeho pole (resp. osové magnetické indukce a její druhé derivace),
3. stav nasycení magnetického materiálu a cívek,
4. paraxiální optické vlastnosti čočky (*kardinální* elementy ³, zvětšení příčné a úhlové, koeficienty osových vad) pro konkrétní počáteční podmínky.

¹FDM znamená Finite Difference Method.

²FEM znamená Finite Element Method.

³Kardinálními elementy rozumíme ohniskové dálky f_o a f_i , polohy ohnisek z_{F_o} a z_{F_i} a polohy hlavních rovin z_{P_o} a z_{P_i} na straně předmětu a obrazu.

V prostředích programů ELD a MLD existují dva druhy sítí: *hrubá* a *jemná*. Hrubou sítí uživatel definuje vlastní návrh: konfiguraci elektrod, cívek a magnetického materiálu. Struktura jemné sítě vychází z tvaru sítě hrubé: implementovaný algoritmus ji vytváří automaticky pro zadanou polohu gapu a pro zadaný maximální povolený krok řídnutí sítě. Uživatel může ve struktuře jemné sítě provádět určité dodatečné změny (počet a hustota čar).

O čarách sítě protínajících osu symetrie budeme hovořit jako o čarách *vertikálních* a těch, které ji neprotínají, jako o čarách *horizontálních*. Tato terminologie je sice trochu zavádějící, neboť „vertikální“ čáry nemusejí být vždy kolmé na osu symetrie a ty „horizontální“ s ní zase vodorovné, nicméně její praktičnost jí dostatečně ospravedlňuje.

Programy ELD a MLD používají metodu konečných prvků k obdržení potenciálu v uzlech jemné sítě. K určení paraxiálních vlastností čočky postačuje znalost průběhu intenzity E_z a indukce B_z na ose symetrie ⁴. Odtud dostaneme paraxiální trajektorie a vyčíslíme aberační integrály, které definují koeficienty osových vad.

Program ELD byl přednostně koncipován pro standardní elektrostatické čočky, kterými rozumíme čočky *imersní* a *unipotenciální* [14]. Nebyl zamýšlen pro prvky, u nichž se o řády liší velikost důležitých elektrod. To je případ extrakční části elektronové trysky. I v těchto případech program funguje dobře, hledáme-li rozložení potenciálu [40]. Předpokladem je správná struktura FEM sítě.

Co již pro takové upořádání zaručit nelze, je spolehlivost ELD při počítání optických vlastností z paraxiálního průběhu pole a paraxiálních trajektorií. Rozměry katody jsou řádově několikrát menší než ostatních částí návrhu a pole kolem ní má tak přirozeně „dramatičtější“ průběh, což v dané oblasti narušuje platnost paraxiální aproximace nebo ji omezuje jen na velmi těsné okolí osy.

V situaci, kdy je překročen rámec použitelnosti FEM programů ELD a MLD pro účely nalezení optických parametrů, nabízí se řešení v podobě tzv. *trasování* (angl. *ray tracing*). Tuto metodu, jejíž podstatou je přímé počítání trajektorií částic v silovém poli, využívá program TraSys [41].

Ukazuje se, že program ELD dává uspokojivé hodnoty optických parametrů, zavedeme-li předmět jako (nekonečnou) rovinu kolmou na osu symetrie [42]. To lze ověřit porovnáním s hodnotami vzešlými z teoretických vztahů z [43]. Vzhledem k tvaru a rozměrům Schottkyho katody jsme v našem případě podobné zjednodušení uplatnit nemohli. Nicméně pokud u LEEMu či PEEMu ⁵ simulujeme oblast mezi vzorkem ⁶ a objektivem, kde je velký gradient pole, lze tak s úspěchem učinit.

⁴Rotačně souměrné pole elektronové čočky má na ose symetrie vždy nulovou radiální složku, takže jeho výsledný vektor zde splývá s osou. Skalárními veličinami E_z a B_z zapisujeme průběh velikosti tohoto vektoru.

⁵PEEM znamená Photo-Emission Electron Microscope, tj. Fotoemisní elektronový mikroskop.

⁶Vzorek je zároveň předmětem i zdrojem elektronové emise.

Trasování

Výpočet trajektorií nabitých částic v elektromagnetickém poli se anglicky nazývá *ray tracing*¹. Děje se tak numerickým řešením pohybových rovnic, které vycházejí z výrazu pro *Lorentzovu sílu* popisující chování nabitých částic v elektromagnetickém poli. Nezbytným předpokladem takového výpočtu je znalost pole v libovolném bodě, kam při svém pohybu simulovaná částice dospěje. To je rozdíl oproti paraxiální teorii, kde k určení optických vlastností daného prvku postačuje znalost osového pole.

Potřeba trasování vyvstává tam, kde separace paraxiálního řešení a příspěvku aberací již není uspokojivá nebo možná. Příčinou je buď,

- že se částice pohybují v oblasti daleko od osy symetrie nebo blízko elektrody, kde již nevyhovuje polynomiální rozvoj potenciálu použitý v paraxiální teorii

nebo

- že je sklon trajektorií vůči ose symetrie tak velký, že nesplňuje předpoklady paraxiální teorie.

17.1 Interpolační metody

Pro aplikaci trasování potřebujeme znát velikost a směr pole v každém bodě trajektorie. Metody *Slice* [44] a *ZRP* [38] byly za tímto účelem vyvinuty jako interpolační metody schopné ze znalosti hodnot potenciálů v bodech diskrétní sítě vygenerovat ve zvolené oblasti souvislé potenciálové pole. Rozdíl mezi metodami spočívá ve způsobu generace těchto polí, což vymezuje oblast jejich použitelnosti: v situaci, kdy metoda *Slice* dává uspokojivé výsledky, metoda *ZRP* nezřídka selhává a obráceně. Ukazuje se proto jako velmi výhodné a někdy přímo nezbytné obě metody kombinovat. Jejich stručnému rozboru jsou věnovány samostatné podkapitoly. Tabulka 17.1 na následující straně shrnuje charakteristické rysy obou metod a nabízí jejich srovnání.

¹Budeme používat počestělého tvaru *trasování*.

Metoda Slice	Metoda ZRP
uživatel zadává poloměr R interpolované oblasti a faktor tolerance (tol)	interpolovanou oblastí je automaticky celý návrh
spolehlivost trasování je podmíněna omezením interpolace na rozšířenou paraxiální oblast	spolehlivost trasování obecně nesouvisí s tvarem pole
vertikální čáry FEM sítě musejí být v interpolované oblasti kolmicemi na osu symetrie	metoda neklade žádné omezení na strukturu FEM sítě
do interpolované oblasti nesmí zasahovat žádný objekt (elektrody, cívky, mg. obvody)	do interpolované oblasti může zasahovat objekt (elektrody, cívky, mg. obvody)
potenciál a jeho derivace podle r jsou spojitě na rozhraní sousedních plátek; potenciál a jeho derivace podle z jsou spojitě na ose symetrie	potenciál a jeho gradient jsou nespojitě na hranicích mezi sousedními FEM čtyřúhelníky
přesnost výpočtu trajektorie klesá s jejím rostoucím sklonem vůči ose symetrie	přesnost výpočtu trajektorie roste s jejím rostoucím sklonem vůči ose symetrie
výpočet trajektorií za identických podmínek je rychlejší než u ZRP	výpočet trajektorií za identických podmínek je pomalejší než u Slice

Tab. 17.1: Stručná charakteristika a srovnání metod Slice a ZRP.

17.1.1 Stručný popis metody Slice

Metoda Slice byla vypracována, aby s dostatečnou přesností popisovala chování částic v blízkosti přímé optické osy. Její platnost je omezena na *rozšířenou paraxiální oblast*. Uvnitř této oblasti lze v libovolné rovině kolmé na osu z aproximovat elektrostatický či magnetický potenciál polynomem v r^2 , z něhož je ponechán jen nultý, první a druhý člen. Proměnná $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ představuje vzdálenost od osy z . Osa z je totožná s optickou osou.

Oblast interpolace má vždy tvar válce o poloměru R , jehož osa splývá s osou z . Velikost poloměru interpolace definuje uživatel sám. Metoda Slice vyžaduje, aby uvnitř této oblasti ležely uzly diskrétní sítě v rovinách kolmých na osu z , tj. aby vertikální čáry sítě byly kolmicemi na osu z . Pak je možné rozdělit celou oblast na válcové „plátky“ (*slices*) ohraničené rovinami, v nichž leží uzly sítě. Uvnitř plátek neleží žádné uzly sítě. Demonstrujeme podstatu metody na příkladě čistě elektrostatického pole s rotační symetrií.

Pro systémy s rovnou osou může být potenciál v oblasti jsoucí bez zdroje pole a současně v blízkosti osy reprezentován příčným (radiálním) rozvojem v řadu pomocí osového potenciálu a jeho derivací. Tento rozvoj musí vyhovovat jako řešení *Laplaceovy* rovnice. Několik prvních členů takového rozvoje u rotačně souměrného elektrostatického pole má tvar

$$\Phi(r, z) = \phi(z) - \frac{r^2}{4} \phi^{(2)}(z) + \frac{r^4}{64} \phi^{(4)}(z) - \frac{r^6}{2304} \phi^{(6)}(z) + \dots \quad (17.1)$$

Označme jako B_i plátek mezi sousedními rovinami $z = z_i$ a $z = z_{i+1}$. Definujme na B_i lokální souřadnici rovnoběžnou s osou z relací $\xi_i = z - z_i$. Aproximujme lokální osový potenciál na plátku B_i jako polynom 5. řádu:

$$\phi(z)_i = b_0 + b_1 \xi_i + \frac{1}{2} b_2 \xi_i^2 + \frac{1}{6} b_3 \xi_i^3 + \frac{1}{24} b_4 \xi_i^4 + \frac{1}{120} b_5 \xi_i^5. \quad (17.2)$$

Při takové volbě platí, že členy v rozvoji (17.1) s vyšší než pátou derivací dle z jsou nulové, neboť $\frac{d^6}{dz^6} (\xi_i^j) \equiv 0$ pro $j = 1, \dots, 5$. Potenciál $\Phi(r, z)$ je tedy aproximován *polynomem 5. řádu* v z a r . Po dosazení (17.2) do (17.1) obdržíme obecný vztah pro rozložení potenciálu v daném plátku $\Phi(r, z)_{B_i}$. V rovině $z = z_i$ se vztah zjednoduší do podoby

$$\Phi(r, z_i)_{B_i} = b_{0i} - \frac{1}{4} b_{2i} r^2 + \frac{1}{64} b_{4i} r^4. \quad (17.3)$$

Číselné hodnoty sudých lokálních koeficientů b_{0i} , b_{2i} a b_{4i} definovaných v plátku B_i získáme pomocí numerického nafitování FEM potenciálů v rovině $z = z_i$ *metodou nejmenších čtverců*. Podobně pro plátek B_{i+1} máme z fitování v rovině $z = z_{i+1}$ velikosti koeficientů $b_{0_{i+1}}$, $b_{2_{i+1}}$ a $b_{4_{i+1}}$. Z podmínky spojitosti potenciálu a jeho druhé a čtvrté derivace na hranicích ($\Phi(r, \xi_i = d)_{B_i} = \Phi(r, \xi_{i+1} = 0)_{B_{i+1}}$, kde $d = z_{i+1} - z_i$; stejně tak pro Φ'' a $\Phi^{(4)}$) odvodíme obecné tvary tří dosud neznámých lichých koeficientů b_1 , b_3 a b_5 , v nichž společně vystupují sudé koeficienty definované na B_i a B_{i+1} . Prostřednictvím lichých koeficientů jsou svázány ekvipotenciály sousedících plátků a metoda **Slice** zaručuje na rozhraních spojitost derivací potenciálu podle r a na ose jejich spojitost podle z .

Z polynomiálního tvaru $\phi(z)_i$ je zřejmé, že se jedná o *Taylorův rozvoj* kolem uzlového bodu z_i na ose symetrie, kde $\phi^{(k)}(z_i) = \frac{d^k}{dz^k} [\phi(z_i)]$:

$$\begin{aligned} \phi(z)_i = & \phi(z_i) + \phi^{(1)}(z_i) \cdot (z - z_i) + \frac{1}{2} \phi^{(2)}(z_i) \cdot (z - z_i)^2 + \\ & + \frac{1}{6} \phi^{(3)}(z_i) \cdot (z - z_i)^3 + \frac{1}{24} \phi^{(4)}(z_i) \cdot (z - z_i)^4 + \frac{1}{120} \phi^{(5)}(z_i) \cdot (z - z_i)^5. \end{aligned} \quad (17.4)$$

Při korektní volbě interpolované oblasti tedy musí platit, že diskrétní spektrum hodnot koeficientů b_{0i}, \dots, b_{5i} je totožné s hodnotami nulté až páté derivace osového potenciálu v bodech, kde křivky FEM sítě protínají osu symetrie.

Metoda **Slice** ponechává s určitým omezením na uživateli, jaký poloměr oblasti B_i si zvolí. Vzhledem k tomu, že sudé **Slice** koeficienty jsou počítány vždy jen z hodnot potenciálů uvnitř uživatelem předdefinovaných plátků B_i , není jejich velikost jednoznačnou funkcí geometrie elst. čocky a napětí mezi jejími elektrodami. Nabízí se tedy otázka odpovídající volby poloměru plátku tak, aby byl polynomiální rozvoj osového potenciálu rozvojem Taylorovým a zůstala tak zachována i platnost rozšířené paraxiální aproximace. Jinými slovy, nevhodná volba způsobí, že elektron, jehož počáteční podmínky - vzdálenost od osy, úhel svíraný s rovinou (r, z) - zajišťují v reálném případě pohyb v oblasti splňující rozšířenou paraxiální aproximaci, bude při simulaci procházet chybně vygenerovaným polem, jež toto nesplňuje.

Kromě poloměru R oblasti, kde je provedena interpolace, zadává uživatel ještě tzv. faktor *tolerance* (tol), kterým se přednastavuje přesnost, s jakou má metoda interpolovat pole ze vstupních hodnot. Vhodnou volbu parametrů R a tol komentujeme v kap. 19.4.1 na straně 123.

17.1.2 Stručný popis metody ZRP

Metoda ZRP představuje interpolační metodu založenou na speciálních polynomech, které jsou ve válcové souřadné soustavě funkcí dvou proměnných a splňují *Laplaceovu* rovnici. Polynomiální reprezentace potenciálu je lokální, tj. definuje se zvlášť pro každý čtyřúhelník FEM sítě², ve kterém je pole vyčísleno. Koefficienty lokálních polynomů, tzv. *bázových funkcí*, se získávají fitováním na potenciály rohových bodů čtyřúhelníku a potenciály nejbližších sousedících uzlů okolní sítě metodou nejmenších čtverců.

Narozdíl od interpolace metodou *Slice* nevyžaduje interpolace metodou ZRP ortogonálnost vertikálních čar sítě na osu symetrie a ani nepředepisuje aproximovatelnost potenciálu polynomiálním rozvojem určitého řádu³.

Interpolovaný potenciál a jeho gradient nejsou spojité na hranicích mezi sousedními FEM čtyřúhelníky. Dostatečně jemná výpočetní síť, každopádně nutná pro udržení malé chyby metody konečných prvků, nicméně snižuje tuto nespojitost dostatečně na to, aby bylo umožněno přesné trasování napříč interpolovaným polem.

Metoda ZRP je obecně aplikovatelná na všechna dvourozměrná potenciálová pole (elektrostatická i magnetostatická); zde vyložíme jen případ elektrostatického rotačně souměrného pole.

Potenciál v uzlech obecně nepravoúhlé a nepravidelné sítě je funkcí dvou proměnných $\Phi = \Phi(r, z)$ ve válcové souřadné soustavě (r, z, φ) . Některé oblasti sítě mohou být zabírány elektrodami. Gradient potenciálu na rozhraní mezi materiálem a volným prostorem není spojitý.

Lokální souřadný systém (x, y) je definován relacemi $x = z - z_A$ a $y = r - r_A$, kde z_A a r_A jsou souřadnicemi referenčního bodu ležícího uprostřed čtyřúhelníku⁴, v němž je pole vyčísleno. Pak má interpolační funkce ve čtyřúhelníku obecný tvar

$$P(x, y) = \sum_{i=1}^M C_i g_i(x, y), \quad (17.5)$$

kde $g_i(x, y)$ jsou bázové funkce.

Můžeme použít takové bázové funkce, které dohromady tvoří jeden lineárně nezávislý soubor funkcí dvou proměnných. Neboť potenciál v oblasti mimo materiál splňuje Laplaceovu rovnici, byly bázové funkce zavedeny jako polynomy splňující stejnou diferenciální rovnici.

²Čtyřúhelníkem sítě rozumíme oblast ohraničnou dvěma sousedními horizontálními a dvěma sousedními vertikálními čarami sítě, takže rohy čtyřúhelníku splývají s uzly sítě.

³Při odvozování metody ZRP nevycházíme z platnosti (rozšířené) paraxiální aproximace.

⁴Počátek souřadné soustavy $(z_A, r_A) = (0, 0)$ leží na ose symetrie optického prvku.

Abychom dokázali tvary těchto polynomů nalézt, vyšli jsme z požadavku, aby dvou-
rozměrný Taylorův rozvoj ukončený členem $n = N$

$$P(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^n a_{n-k,k} \frac{1}{(n-k)! k!} x^{n-k} y^k, \quad (17.6)$$

kde

$$a_{n-k,k} = \left. \frac{\partial^n}{\partial x^{n-k} \partial y^k} P(x, y) \right|_{0,0}, \quad (17.7)$$

vyhovoval Laplaceově rovnici. V takovém případě existují mezi koeficienty $a_{n-k,k}$ vzájemné
vztahy, které zákonitě ponechávají jen $N + 1$ koeficientů nezávislých. Každé z polynomiál-
ních vyjádření těchto $N + 1$ koeficientů splňuje samo o sobě Laplaceovu rovnici. Lineární
kombinací těchto vyjádření lze vybrat soubor polynomiálních funkcí lineárně nezávislých
pro všechny hodnoty r_A .

Pokud jsou funkce normovány jako bezrozměrné a rovny jedné podél hranice čtyřúhel-
níku, pak mohou být ztotožněny s báзовými funkcemi $g_i(x, y)$ a konečný Taylorův rozvoj
představuje interpolační funkci $P(x, y)$. Laplaceova rovnice pro elektrostatický potenciál
má v lokální souřadné soustavě strukturu

$$\nabla^2 \Phi(x, y) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Phi(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \Phi(x, y) + \frac{1}{r_A + y} \frac{\partial}{\partial y} \Phi(x, y) = 0. \quad (17.8)$$

Počet báзовých funkcí sloužících k interpolaci byl omezen na prvních sedm
($g_1(x, y) \dots g_7(x, y)$), takže je třeba vyčíslovat sedm koeficientů ($C_1 \dots C_7$) pro každý
FEM čtyřúhelník. To již zaručuje dostatečnou přesnost výpočtu. Podle polohy čtyřúhel-
níku variuje počet potenciálů, z nichž se metodou nejmenších čtverců počítá lokální veli-
kost koeficientů C_i , od osmi do dvanácti⁵, což k výpočtu sedmi koeficientů vždy postačuje.

17.2 Program TraSys

Program TraSys [41] pracuje s metodou Slice a ZRP. Pro vlastní počítání trajektorií
(tj. numerické řešení obyčejných diferenciálních pohybových rovnic) má implementovány
metodu Runge - Kutta 8. řádu s proměnným krokem.

Program funguje tak, že z programů ELD a MLD načítá vybrané soubory a z nich generuje
nové, které používá k trasování. Oba typy souborů jsou shrnuty v tab. 17.2 na následu-
jící straně. Vstupní soubory obsahují informace o rozložení objektů a velikosti potenciálu
v uzlech FEM sítě; výstupní soubory obsahují koeficienty lokálních polynomů, kterými je
interpolováno pole.

⁵Plný počet potenciálů z nejbližších okolních uzlů sítě nelze uplatnit, sousedí-li FEM čtyřúhelník s osou
symetrie, okrajem návrhu nebo s oblastí obsahující materiál.

	Vstupní soubory		Výstupní soubory	
	název	obsahuje	název	zdroj pro
Elektrostatické pole	_____inpt.eld	strukturu hrubé a jemné sítě, konfiguraci elektrod, hodnoty potenciálů přiložených na elektrody	_____coef.eld	Slice
	_____pot.eld	hodnoty potenciálu v uzlech jemné sítě	_____zrp.eld	ZRP
Magnetické pole	_____inpt.lns	strukturu hrubé a jemné sítě, konfiguraci magnetického materiálu a cívek, velikost buzení cívek	_____coef.lns	Slice
	_____pot.lns	hodnoty potenciálu v uzlech jemné sítě	_____zrp.lns	ZRP

Tab. 17.2: Program TraSys: vstupní a výstupní soubory.

Program TraSys umožňuje současně načíst více vstupních souborů, tj. dovoluje počítat trajektorie procházející několika optickými prvky za sebou, přičemž pole může být v každém případě generováno jinou interpolační metodou. Program TraSys dokonce nabízí uplatnit obě interpolační metody (Slice a ZRP) současně v různých částech jediného případu. Hraniční linie mezi těmito částmi jsou vždy kolmicemi na osu symetrie. Zde je třeba nicméně zdůraznit, že uživatel musí postupovat velmi obezřetně, aby zůstal zaručen dostatečně hladký průběh potenciálu na rozhraní prvků, příp. aplikovaných metod.

Pole elektrostatických a magnetických prvků se mohou překrývat vždy, neboť TraSys je koncipován tak, aby počítal trajektorie i v kombinovaném elektromagnetickém poli. Pole elektrostatických, resp. magnetických prvků se mohou překrývat, pokud interpolujeme pole jen v některé jejich části, přičemž interpolované oblasti na sebe musí navazovat a nesmějí se překrývat. Dodejme, že jako rozdílné případy zde chápeme i takové, jež mají shodnou hrubou síť a liší se jen strukturou jemné sítě.

Program TraSys poskytuje tři pracovní režimy:

1. **SingleTrace.** Uživatel zadává počáteční podmínky (poloha částice, úhel trajektorie vzhledem k ose symetrie, energie částice) maximálně pro dvacet nezávislých trajektorií současně; program poskytuje grafický výstup drah simulovaných částic.
2. **MultiTrace.** Uživatel zadává počáteční podmínky nejvýše osmdesáti částic, které se od sebe liší velikostí jediného parametru. Uživatel volí interval, v němž se mají číselné hodnoty tohoto parametru pohybovat; program automaticky dopočítá hodnoty uvnitř intervalu tak, aby jej vyplnily rovnoměrně. Uživatel dále vybírá rovinu, v níž se má ukončit výpočet a zaznamenat výsledný stav trasování. Tuto rovinu budeme označovat jako rovinu *detekce*. Výstup z programu má formu tabulky, kde jsou ke každé částici přiřazeny číselné hodnoty následujících veličin v rovině detekce:

poloha, úhel trajektorie vzhledem k ose symetrie, energie částice, rotace trajektorie v mg. poli a doba letu částice. Tyto veličiny plně popisují stav emitované částice.

3. **TestData.** Uživatel zadává polohu a délku nejvíce dvaceti úseček a počet bodů na nich rovnoměrně rozmístěných. Dále vybírá jednu nebo více veličin ze souboru veličin programem předdefinovaných (potenciální, kinetická a celková energie částice, elst. potenciál, z-ová a radiální složka intensity elst. pole, z-ová a radiální složka mg. indukce, . . .); program v definovaných bodech podél úseček spočítá a graficky vynese velikost vybraných veličin.

Část VI

Optické parametry a jejich určení

18

Optické parametry

18.1 Úvod: nástin aplikace trasování

V naší práci jsme se pokusili simulovat chování elektronové trysky a kvantifikovat některé optické parametry zodpovědné za její zobrazovací schopnosti. V oddíle 16 na straně 89 a oddíle 17 na straně 91 jsme podali stručný popis výpočetních programů (ELD, MLD, TraSys), které jsme měli k dispozici pro simulace. V oddíle 17 na straně 91 jsou uvedeny fyzikální situace, které nesplňují podmínky paraxiální aproximace a jsou proto vhodné k aplikaci trasování. Specifikujme fyzikální a „technické“ důvody, které vedly k použití trasování v našem případě:

1. Okolí hrotu nevyhovuje dostatečně předpokladům paraxiální aproximace, což může vést k selhání programu ELD při výpočtu optických vlastností trysky.
2. Elektrostatické a magnetické pole v trysce se překrývají a jejich optické působení tak nelze apriori popisovat odděleně.

Při práci s vícestupňovou optickou soustavou, kde silová pole elektronových čoček nepůsobí na částici současně, lze jako první krok spočítat přenosové charakteristiky jednotlivých, vzájemně nezávislých čoček v prostředí ELD, příp. MLD. Jako druhý krok je možné dosadit velikosti příslušných optických parametrů do analytických vztahů pro kardinální elementy [14, 45] a koeficienty osových aberací [46] vícečočkového systému. Tím získáme kardinální elementy a koeficienty osových vad celé soustavy. Vidíme, že vícestupňovou soustavu lze charakterizovat stejnými parametry jako *tlustou* čočku, tzn. že jsou opticky ekvivalentní. Abychom v naší práci uplatnili výše uvedený postup, nám brání dvě okolnosti:

- (a) elektrony se pohybují v kombinovaném elektromagnetickém poli (dostupné verze ELD a MLD neumožňují vytvořit společné prostředí, v němž by probíhal výpočet komplexních optických vlastností trysky),
- (b) rychlost elektronů v magnetickém poli není konstantní (v MLD uživatel zadává energii, s níž simulovaná částice prochází celým systémem).

Metoda trasování nám může dát přibližnou představu o skutečných rozměrech zaostřeného svazku, když spočítáme trajektorie dostatečně velkého souboru elektronů vzájemně

se lišících počátečními podmínkami a ty pak vyneseme do obrázku studované oblasti, zde máme na mysli obraz křížičtě.

Takovýto přístup není příliš rigorózní, neboť výběr počátečních stavů trasovaných elektronů je vždy nejednoznačný¹ a z výsledného pole trajektorií nelze jednoduše extrahovat vliv jednotlivých jevů podílejících se na konečné velikosti obrazu zdroje.

Nabízí se i odlišný postup. Konstatujme, že katodu lze chápat jako jednu z elektrod formujících extrakční pole. Z hlediska optických vlastností tohoto pole je na první pohled zřejmé, že řádově větší význam než samotný tvar emisního hrotu katody mají jeho rozměry a poloha vůči ostatním elektrodám. Kang a kol. [37] dospěl na základě provedených simulací k závěru, že optické vady trysky závisejí jen druhořadě na tom, je-li elektronovým zdrojem katoda s fazetou na konci nebo katoda se zakulaceným hrotem. Toto tvrzení je pro nás důležité, neboť je v podstatě nemožné vytvořit návrh hrotu, jenž by se přesně shodoval se svým reálným protějškem; brání nám v tom už sama neznalost přesné podoby emitujícího konce katody spolu s omezenými možnostmi počítačového programu graficky simulovat nejrozmanitější tvary reálných objektů.

S ohledem na výše zmíněné skutečnosti přirozeně postrádá smysl pokoušet se o detailní rozbor lokálních poměrů na emitujícím konci a sledovat individuální „osudy“ libovolné trajektorie v bezprostřední závislosti na jejím počátečním stavu. Zato má smysl podřídit výběr trajektorií tomu, abychom z jejich průběhu dokázali vyjádřit nezávisle velikost jednotlivých optických vad elektronové trysky [47].

18.2 Určení optických parametrů: obecný postup

V této kapitole je schematicky nastíněn průběh výpočtu optických parametrů. Celkový postup je strukturován do bodů, které na sebe logicky navazují a vyjadřují jednotlivé kroky výpočtu v tom pořadí, v jakém po sobě musely následovat, aby vedly k cíli:

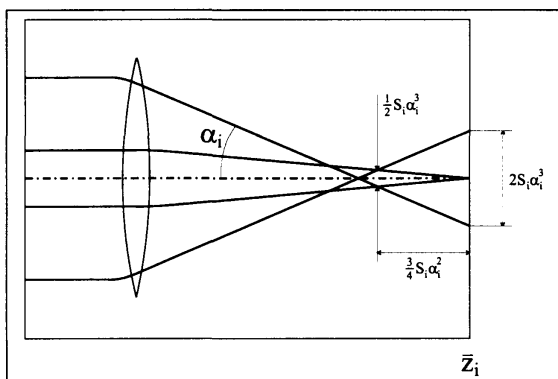
1. Prostředí programů ELD a MLD:

- (a) Návrh elektrostatické a magnetické části autoemisní trysky.
- (b) Generace jemné výpočetní sítě (největší hustota sítě v oblasti hrotu u elektrostatického návrhu a v oblasti gapu čočky u magnetického návrhu).
- (c) Výpočet elektrostatického a magnetického skalárního potenciálu v uzlech jemné sítě.

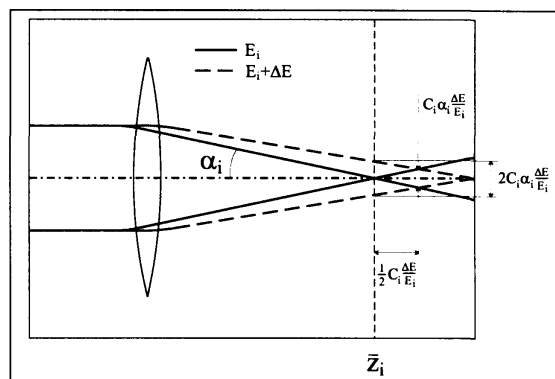
2. Prostředí programu TraSys:

- (a) Režim **SingleTrace**. Volba roviny detekce individuálně dle charakteru vyšetřované závislosti, vždy však v oblasti, kde již trajektorie nepodléhají vlivu silového pole a jsou tedy přímkové (dále viz kap. 18.5.2 na straně 105).

¹Z určitého „rozumného“ rozmezí volíme souřadnice emise, úhel emise a nenulovou energii částice na vstupu.



Obr. 18.1: Otvorová vada.



Obr. 18.2: Chromatická vada.

- (b) Režim **MultiTrace**. Zadání počátečních podmínek dostatečného počtu elektronových trajektorií tak, aby se výchozí stavy jednotlivých trajektorií od sebe lišili hodnotou jediného parametru, jehož funkcí je hledaná optická vlastnost. Hodnoty fyzikálních veličin, příp. složek fyzikálních veličin, se zaznamenávají v rovině detekce (dále viz kap. 18.5 na straně 104).

3. Prostředí programu Origin [48]:

- Uspořádání výstupních dat z **MultiTrace** do tabulkového procesoru.
- Doplnění tabulky o nové sloupce, jejichž obsah je výsledkem různých aritmetických operací s hodnotami v jiných sloupcích. Hodnoty v nových sloupcích odpovídají proměnným a závislým veličinám, které se zavádějí při úpravách vyšetřovaných závislostí do tvarů vhodných pro odvození hledaných parametrů.
- Grafické znázornění vyšetřovaných závislostí.
- Proložení (*nafitování*) grafů příslušnými polynomiálními funkcemi, z jejichž koeficientů se určí hledané optické parametry.

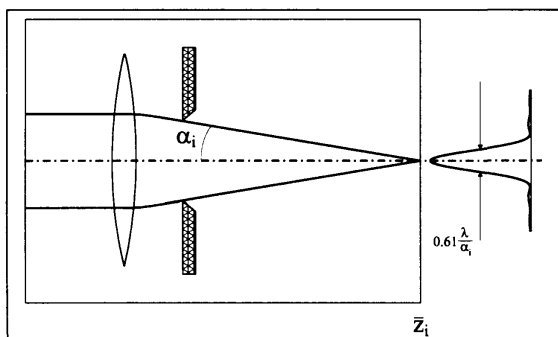
18.3 Charakteristika osových vad

Velikost zaostřené elektronové stopy je dána příčným zvětšením přístroje, rozměry křížště, energiovou šířkou svazku a v neposlední řadě kvalitou optiky formující svazek nabitých částic.

Všechny elektronové čočky jsou zatíženy principiálními osovými aberacemi, *otvorovou* (*sférickou*) a *chromatickou*, které mají shodně rotační symetrii vzhledem k optické ose čočky a spolu s rozměry emisního centra a vadou *difrakční* určují mezní rozlišení přístroje jinak dokonale seřízeného a korigovaného na vliv *astigmatismu*.

Osové vady rotačně souměrné kolem optické osy způsobují, že elektronová čočka zobrazuje libovolný bod předmětu v rovině ortogonální vůči optické ose jako kruhový útvar

konečných rozměrů². Hovoříme o tzv. *aberačním disku*, jehož průměr nebo poloměr v dané rovině je standardně interpretován jako velikost vady tamtéž.



Obr. 18.3: Difrakční vada.

znamená, že poloměr „obrazového“ disku dělený poloměrem „předmětového“ disku je roven příčnému zvětšení M čočky.

Účinek osových vad ozřejmuje obr. 18.1 na předchozí straně a obr. 18.2 na předchozí straně. Vada otvorová je funkcí pouze *aperturního* úhlu³. Její příspěvek nejnižšího řádu má v Gaussově rovině poloměr aberačního disku

$$\Delta r_s = S_i^{(3)} \alpha_i^3 \equiv M S_o^{(3)} \alpha_o^3. \quad (18.1)$$

Vada chromatická je funkcí současně aperturního úhlu, střední kinetické energie svazku a energiového rozptylu elektronů ve svazku. Její příspěvek nejnižšího řádu má v Gaussově rovině poloměr aberačního disku

$$\Delta r_c = C_i^{(1)} \frac{\Delta E}{E_i} \alpha_i \equiv M C_o^{(1)} \frac{\Delta E}{E_o} \alpha_o. \quad (18.2)$$

Bez ohledu na to, k jaké rovině jsou vztaženy, se aberační koeficienty obou vad dají zapsat jako rozvoje vzhledem k reciprokému příčnému zvětšení. Podmínkou je, že se musí jednat o asymptotické zobrazení. To znamená, že předmět i obraz musejí ležet v oblasti mimo dosah silového pole, aby trajektorie měly v jejich okolí přímkový chod. Zapišeme

$$S^{(3)} = \sum_{j=0}^4 S_j^{(3)} \left(\frac{1}{M} \right)^j \quad (18.3)$$

²Kruhový průřez platí striktně jen pro osový bod předmětu, nicméně u standardního optického uspořádání je toto zjednodušení přijatelné a pro řádový odhad příspěvku vady zcela vyhovující.

³Aperturní úhel udává maximální možný sklon trajektorie vůči optické ose v rovině obrazu. Jeho velikost je vymezena tzv. aperturní clonou. Pomocí úhlového zvětšení (viz kap. 18.7.1 na straně 109) lze aperturní úhel definovat i v předmětové rovině.

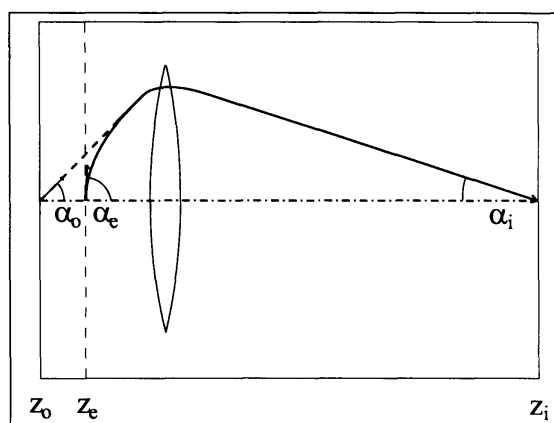
a

$$C^{(1)} = \sum_{j=0}^2 C_j^{(1)} \left(\frac{1}{M} \right)^j. \quad (18.4)$$

Zatímco difrakce je projevem vlnové podstaty elektronů (viz obr. 18.3 na předchozí straně), jsou aberace otvorová a chromatická vadami *geometrickými*, které přímo deformují paraxiální dráhu částice. Právě tato skutečnost umožňuje vyhnout se počítání aberačních integrálů, neboť se zde nabízí alternativa využití trasování.

18.4 Formování svazku kombinovaným polem

Extrakční pole autoemisní trysky formuje divergentní svazek elektronů. Funguje jako čočka, která vytváří zdánlivý obraz: předmětem je zde emisní ploška a obrazem oblast, uvnitř které se zpětně projektované trajektorie elektronů protínají s optickou osou pod úhlem, jehož dosáhly v momentě opuštění extrakčního pole. Oblast křížení trajektorií s optickou osou nazýváme *křížištěm*, v tomto případě *virtuálním*, neboť optickou osu neprotínají samotné emitované částice, ale jen asymptoty jejich trajektorií. Na průběhu jediné trajektorie vycházející z optické osy to jasně demonstruje obr. 18.4. Jedná-li se o nejjednodušší, dvouelektrodové uspořádání autoemisní trysky (= Schottky shield + extraktor) bez přítomnosti magnetického pole, křížiště leží vždy uvnitř hrotu katody.



Obr. 18.4: Reálný a virtuální zdroj.

Ideální čočka je optický prvek přenášející bod na bod. V *paraxiální aproximaci* je poloha předmětu a obrazu svázána prostřednictvím *Newtonovy* čočkové rovnice. Rovina *paraxiálního obrazu* splňuje přesně čočkovou rovnici a nazývá se *Gaussovou* obrazovou rovinou. Obraz vytvořený působením jedné čočky představuje předmět pro čočku po ní následující ve směru optické osy. To platí, i když se jedná o obraz virtuální. Tudiž křížiště, zformované extrakčním polem jako zvláštním případem elektronové čočky sehrává roli předmětu pro první čočku optické soustavy. To objasňuje, proč můžeme pojem křížiště elektronového svazku ztotožňovat s pojmem elektronový zdroj: z hlediska optických vlastností soustavy není pro nás důležitá ani velikost, ani tvar vlastní emisní plošky, ale tytéž parametry vztahené k oblasti, odkud elektrony vycházejí z pohledu optického prvku následujícího za extrakční částí trysky.

Výše uvedené skutečnosti by platily beze zbytku, kdyby se silová pole sousedících optických prvků nepřekrývala a jejich působení na svazek bylo vzájemně nezávislé. V našem

případě je situace složitější, neboť se zde elektrostatické pole prolíná s magnetickým. Počítačové simulace nám sice vždycky umožňují „vypnout“ některé z působících polí a počítat čistě vlastnosti pole ponechaného, nicméně zůstává otázkou, do jaké míry bude mít popis takové situace fyzikální smysl.

18.5 Trasování: vstupní a výstupní data

Režim `SingleTrace` opatřený grafickým výstupem nám posloužil k nalezení přibližné polohy roviny obrazu, podle níž jsme volili polohu roviny detekce z_{det} . Režim `MultiTrace`, s nímž jsme dále pracovali, neposkytuje grafický výstup, ale formou tabulky udává číselné hodnoty fyzikálních veličin (nebo jejich složek) v rovině z_{det} . Kromě detekční roviny zadává uživatel v režimu `MultiTrace` úplný výchozí stav trajektorií jednotlivých elektronů. Celkový soubor vstupních dat byl tvořen maticí o řádcích odpovídajících počtem trasovaným částicím a o šesti sloupcích příslušných hodnotám jednotlivých parametrů

$$\boxed{x_e, y_e, z_e, E_e, \alpha_e, z_{det}},$$

kde x_e, y_e a z_e jsou souřadnicemi „zrodu“ trajektorie (místo emise částice), E_e je počáteční (*termální*) energie a α_e emisní úhel

nebo

$$\boxed{x_o, y_o, z_o, E_o, \alpha_o, z_{det}},$$

kde x_o, y_o a z_o jsou souřadnicemi bodu virtuálního elektronového zdroje, E_o je energie elektronu urychleného extrakčním polem. Úhel α_o je úhel, pod kterým opouští elektron extrakční pole, což odpovídá úhlu, pod jakým by tentýž elektron vycházel z virtuálního zdroje.

Na výstupu jsme obdrželi pro každou trasovanou částici sérii údajů vztažených k rovině detekce

$$\boxed{x_{det}, y_{det}, E_{det}, \alpha_{det}, \varphi_{det}, t_{det}},$$

kde smysl veličin $x_{det}, y_{det}, z_{det}, E_{det}$ a α_{det} plyne z analogie se vstupními daty, φ_{det} označuje rotaci trajektorie v magnetickém poli v rovině kolmé na osu symetrie a t_{det} čas, za který elektron dospěl do roviny z_{det} . Tabulka 18.1 na straně 108 přiřazuje detekovaným veličinám – energii E a úhlu α – konkrétní fyzikální význam v jednotlivých situacích.

Všechny simulované trajektorie začínaly na ose symetrie. Schématicky to znázorňuje obr. 18.4 na předchozí straně, který též objasňuje rozdíl mezi reálným a virtuálním zdrojem. Mimoosové trajektorie jsou k analýze osových vad nepoužitelné, neboť zanášejí do výpočtů dodatečnou závislost na příčném zvětšení.

Počátek souřadné soustavy byl pro všechny simulace shodně zvolen v bodě, kde osa symetrie kolmo protíná rovinu z_e , v níž ležela fazeta katody ($z_e \equiv 0$). Pokud jsme simulovali dráhy elektronů opouštějících reálný zdroj, měl jejich počátek souřadnice $[x_e, y_e, z_e] = [0, 0, 0]$ a pokud dráhy elektronů opouštějících virtuální zdroj, platilo pro jejich výchozí polohu $[x_o, y_o, z_o] = [0, 0, z_o]$.

18.5.1 Kinetická energie částice

Elektrony opouštějí povrch katody s určitou kinetickou energií, která souvisí s jejich termálním stavem v kovu. Počáteční energii E_e , s níž elektron vstupuje do vakua, lze vyjádřit pomocí virtuálního potenciálu ϕ_e . Zapišeme $E_e = e(\phi_t - \phi_e) = eU_e$, přičemž platí $(\phi_t - \phi_e) \geq 0$.

Kinetická energie elektronu urychleného extrakčním polem je přesně dána výrazem $E_o = e(U_o + U_e)$ a interpretuje se jako počáteční energie částice emitované z virtuálního zdroje.

Kinetická energie elektronu vně elektromagnetického pole trysky LEEMu je přesně dána výrazem $E_i = e(U_i + U_e)$. V našem případě je splněno $E_i \leq E_o$. S ohledem na platnost nerovností $E_e \ll E_o$ a $E_e \ll E_i$ můžeme psát $E_o \doteq eU_o$ a $E_i \doteq eU_i$.

18.5.2 Volba roviny detekce

Jak jsme již uvedli v kap. 18.2 na straně 100, rovinu detekce z_{det} je třeba položit do oblasti, kde trajektorie nepodléhají vlivu žádného silového pole a mají asymptotický chod. Zdaleka ne všechny roviny, které tuto základní podmínku splňují, jsou však vhodné či použitelné pro detekci.

Koeficienty osových vad na straně obrazu se zavádějí v Gaussově obrazové rovině relacemi (18.1) a (18.2) pro poloměry aberačních disků. Analogicky jsou definovány na straně předmětu v předmětové rovině. Vhodnou polohu z_{det} odhadneme z grafického výstupu režimu `SingleTrace` (viz kap. 18.5 na předchozí straně).

Studujeme-li chování svazku vytvářejícího skutečný obraz vně pole, umísťujeme rovinu z_{det} do nejtěsnějšího okolí obrazu při současném splnění podmínky, aby všechny trajektorie simulovaných elektronů protínaly optickou osu buď před nebo za touto rovinou. V opačném případě nelze jediným polynomem odpovídajícího stupně proložit diskrétní grafický výstup vyšetřované závislosti. To plyne z nejednoznačnosti, kdy stejnou absolutní vzdálenost Δr od osy přiřazujeme dané trajektorii vždy ve dvou rovinách. Tyto roviny leží ve stejné vzdálenosti od průsečíku trajektorie s osou ale na opačných stranách.

Při určování otvorové vady (viz kap. 18.7.2 na straně 110) jsme volili $z_{det} > \bar{z}_i$, neboť všechny trajektorie křížují osu před rovinou paraxiálního obrazu; při určování chromatické vady (viz kap. 18.7.5 na straně 112) jsme volili $z_{det} < z_i(\alpha, E)$, neboť elektrony s počáteční energií vyšší než E_e protínají osu dále ve směru pohybu.

Pokud studujeme chování svazku vytvářejícího virtuální obraz uvnitř pole, volíme rovinu z_{det} libovolně v oblasti, kde se reálné trajektorie pohybují již mimo jeho vliv.

18.6 Členy Pichtovy rovnice

Paraxiální trajektorie nabitých částic $r = r(x, y, z)$ v osově souměrném poli splňují *Pichtův redukovaný tvar* rovnice trajektorie [18]

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = - \left[\frac{3}{16} \left(\frac{\phi'}{\phi} \right)^2 + \frac{eB_z^2}{8m\phi} \right] R \quad \dots \quad \left(R = r\phi^{\frac{1}{4}} \right), \quad (18.5)$$

kde $\phi(z)$ a $B_z(z)$ jsou osová rozložení elektrostatického potenciálu a magnetické indukce, e je velikost náboje částice a m její relativisticky korigovaná hmotnost; pro kinetickou energii částice platí $E(z) = e\phi(z)$.

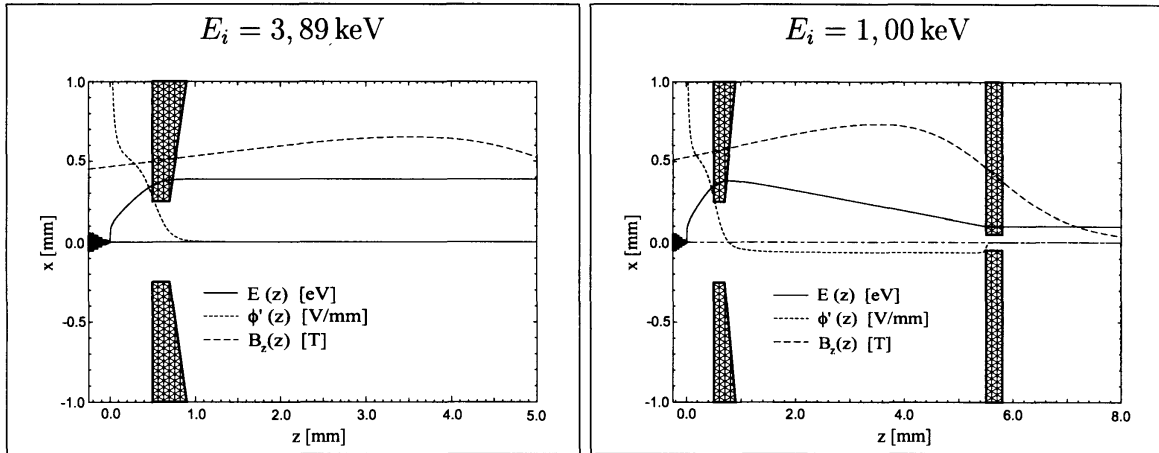
Podíl vlivu elektrostatického a magnetického pole na tvar trajektorie nabitě částice je dán poměrem velikosti elektrostatického $\left\{ (3/16) \cdot (\phi'/\phi)^2 \right\}$ a magnetického $\left\{ (eB_z^2) / (8m\phi) \right\}$ členu Pichtovy rovnice. Lokální vývoj tohoto poměru v trysce je zřejmý z obr. 18.6 na následující straně, kde je znázorněn průběh velikosti obou členů podél optické osy. Vidíme, že pro obě situace lze s velkou přesností chápat působení extrakční a fokusační části trysky jako vzájemně nezávislé a že vliv magnetického pole v extrakční části je vždy zanedbatelný. Optické parametry obou částí lze tedy teoreticky určit samostatně a následně „sečíst“. Dále vidíme, že

– v situaci č.1 ($E_i = 3,89$ keV) lze samostatně popisovat účinek elektrostatického a magnetického pole trysky

a

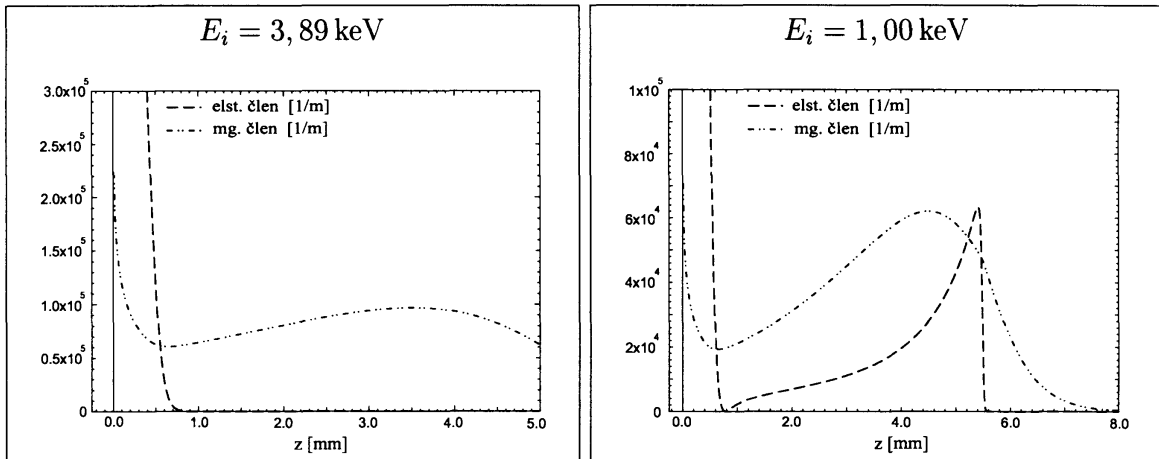
– v situaci č.2 ($E_i = 1,00$ keV) nelze oddělit vliv brzděného elektrostatického a magnetického pole ve fokusační části trysky.

Dodejme, že i čistě elektrostatická tryska dokáže zformovat konvergentní elektronový svazek, pokud její silové pole má extrakční (urychlující) a brzděnou část. V naší konfiguraci by to nicméně předpokládalo přiložit na stávající elektrody potenciály takové velikosti, jež činí tuto variantu z hlediska technicko-konstrukčního předem nerealizovatelnou (extrémní nebezpečí zničení katody elektrickým výbojem, deformace hrotu obrovským gradientem pole, překročení dielektrické pevnosti izolačních materiálů, ...).



Obr. 18.5: Pracovní podmínky v trysce.

$E(z) = e(\phi(z) - \phi_t)$ je energie elektronu v trysce; $\phi'(z)$ je velikost gradientu elektrostatického potenciálu na optické ose; $B_z(z)$ je velikost magnetické indukce na optické ose. Funkce $E(z)$ a $\phi'(z)$ jsou vynásobeny faktorem 1×10^{-4} ; funkce $B_z(z)$ je vynásobena faktorem 5 na levé a faktorem 10 na pravé straně (stupnice osy x : $1 \text{ mm} \hat{=} 1 \text{ eV} \hat{=} 1 \text{ V/mm} \hat{=} 1 \text{ T}$).



Obr. 18.6: Průběh členů Pichtovy rovnice.

Elektrostatický a magnetický člen mají tvar $(3/16) \cdot [\phi' / (\phi - \phi_t)]^2$ a $(eB_z^2) / [8m(\phi - \phi_t)]$.

	elektrostatické pole		magnetické pole		kombinované pole	
	strana předmětu	strana obrazu	strana předmětu	strana obrazu	strana předmětu	strana obrazu
předmět. rovina	$z_e \equiv 0$		$z_o^{mg} \equiv z_o^{el}$		$z_e \equiv 0$	
obraz. rovina		z_o^{el}		z_i^{mg}		z_i
úhel trajektorie	α_e	$\alpha_o = \alpha_{det}$	α_o	$\alpha_i = \alpha_{det}$	α_e	$\alpha_i = \alpha_{det}$
energie částice	E_e	$E_o = E_{det}$	$E_o = E_{det}$	$E_i = E_{det}$	E_e	$E_o = E_{det}$ $E_i = E_{det}$
sférická vada	S_e^{el}	S_o^{el}	S_o^{mg}	S_i^{mg}	S_e	S_i
chromatická vada	C_e^{el}	C_o^{el}	C_o^{mg}	C_i^{mg}	C_e	C_i
úhlové zvětšení	M_a^{el}		M_a^{mg}		M_a	
příčné zvětšení	M^{el}		M^{mg}		M	

Tab. 18.1: Specifikace jednotlivých studovaných situací.

Dolním indexem (e, o, i) se označuje rovina nebo oblast, k níž je hodnota dané fyzikální veličiny vztažena; horním indexem (el, mg) se udává typ silového pole, jehož působení s danou veličinou nebo parametrem souvisí. Veličina S označuje koeficient sférické vady a veličina C koeficient chromatické vady. U kombinovaného pole rozlišujeme režim s nulovým a nenulovým brzdícím elektrostatickým polem.

18.7 Určení optických parametrů: konkrétní postup

Na základě závěrů kap. 18.6 na straně 106 jsme rozlišili čtyři případy aplikace programu TraSys, v nichž jsme se rozhodli vyšetřit chování vybraných optických parametrů:

1. trasování v samostatném elektrostatickém extrakčním poli,
2. trasování v samostatném magnetickém fokusačním poli ⁴,
3. trasování v kombinovaném poli: brzdící elektrostatické pole je nulové,
4. trasování v kombinovaném poli: brzdící elektrostatické pole je nenulové.

Tabulka 18.1 specifikuje vstupní a výstupní podmínky pro jednotlivé případy ⁵ a podává přehled fyzikálních parametrů a veličin, které jednotlivé situace charakterizují a o jejichž určení jsme usilovali.

Kombinací dat z prostředí MultiTrace můžeme vyjádřit různé funkční závislosti, jejichž grafický výstup představuje soubor bodů v dvourozměrném prostoru. Za účelem

⁴Energie částice zůstává podél celé trajektorie konstantní.

⁵Pro snadnější orientaci viz obr. 18.4 na straně 103, který doplňuje informace z tab. 18.1 o prostorovou představu.

nalezení hledaných optických parametrů je třeba tyto diskrétní závislosti nahradit spojitými křivkami požadovaného typu. Děje se tak fitováním, kterým rozumíme proložení diskrétních dat funkcí, jejíž tvar předem zadáme.

Výpočty byly dělány v prostředí programu `Origin`, který má pro tyto účely implementovanu standardní *metodu nejmenších čtverců*. Určovali jsme koeficienty osových vad, příčné a úhlové zvětšení, polohu virtuálního zdroje a Gaussovy obrazové roviny. Uplatnily jsme přitom i některé vztahy odvozené v podmínkách paraxiální geometrické optiky. S ohledem na způsob zavedení aberací jsme ve všech případech shodně aplikovali proklad *polynomiálním rozvojem*, který dle potřeby končil buď lineárním nebo kvadratickým členem; členy vyšších řádů se nikdy neuplatnily.

Bezprostřední souvislost mezi koeficienty získanými fitováním a hledanými parametry se ukáže v následujících podkapitolách. Matematický postup při zpracování výsledků simulací pro jednotlivé optické parametry vyložíme vždy jen pro variantu kombinovaného elektromagnetického pole, neboť je nejobecnější a po dosazení odpovídajících veličin (viz tab. 18.1 na předchozí straně) je postup u specifických případů zcela analogický. Pro variantu samostatného extrakčního pole nabídneme dva způsoby stanovení polohy virtuálního zdroje.

18.7.1 Zvětšení úhlové a příčné

Vzdálenost elektronu od osy v rovině detekce zapíšeme jako

$$\Delta r = \sqrt{x_{det}^2 + y_{det}^2}. \quad (18.6)$$

Pro studované situace nabývá vztah pro úhlové zvětšení následujících tvarů:

$$M_a^{el} = \frac{\alpha_o}{\alpha_e}, \quad (18.7)$$

$$M_a^{mg} = \frac{\alpha_i}{\alpha_o} \quad (18.8)$$

a

$$M_a = \frac{\alpha_i}{\alpha_e}. \quad (18.9)$$

Příslušná příčná zvětšení jsou definována:

$$M^{el} = \frac{1}{M_a^{el}} \sqrt{\frac{U_e}{U_o}}, \quad (18.10)$$

$$M^{mg} = \frac{1}{M_a^{mg}} \sqrt{\frac{U_o}{U_i}} = \frac{1}{M_a^{mg}}, \quad \text{protože } E_o = E_i \quad (18.11)$$

a

$$M = \frac{1}{M_a} \sqrt{\frac{U_e}{U_i}}. \quad (18.12)$$

Výrazy (18.7) až (18.9) platí přesně, jen pokud do nich dosazujeme úhly paraxiálních (neaberovaných) trajektorií elektronů emitovaných z optické osy ⁶. Obecně je správné předpokládat, že všechny trajektorie jsou více či méně ovlivněné optickými vadami. Postup, kdy vybereme jednu dvojici úhlů α_e a α_i (ve výkladu se omezíme jen na tuto variantu) a z jejich podílu určíme úhlové zvětšení, není proto nejvhodnější. Lze očekávat, že velikost podílu je nejbližší korektní hodnotě M_a pro limitní případ $\alpha_e \rightarrow 0$, neboť s rostoucím emisním úhlem se elektrony čím dál tím déle pohybují v oblasti, kde je paraxiální aproximace narušena.

Ze svázanosti úhlového a příčného zvětšení je zřejmé, že „limitní“ velikost obou zvětšení získáme, když známe experimentální závislost $M = M(\alpha_e)$. V našem případě jsme polynomem prokládali závislost $M = M(\beta_e)$, kde proměnná $\beta_e = \alpha_e^2$. Ponechání prvních tří členů rozvoje zpravidla postačuje k správnému fitu. Pak píšeme

$$M(\beta_e) = A_0 + A_1\beta_e + A_2\beta_e^2, \quad (18.13)$$

kde $A_0 \equiv \bar{M}$ vyjadřuje hledané zvětšení čočky $\bar{M} = \lim_{\beta_e \rightarrow 0} M(\beta_e)$, s nímž jsme dále pracovali. Známe-li \bar{M} , pak s pomocí vztahu (18.12) jednoduše dostaneme \bar{M}_a ($\bar{M}_a = \lim_{\alpha_e \rightarrow 0} M_a(\alpha_e)$).

18.7.2 Otvorová vada

Radiální složka Δr elektronové trajektorie v rovině z_{det} zatížená otvorovou vadou splňuje polynomiální rozvoj

$$\Delta r(\alpha_e) = \frac{(z_{det} - \bar{z}_i)}{\bar{M}} \sqrt{\frac{U_e}{U_i}} \alpha_e + \bar{M} S_e^{(3)} \alpha_e^3 + \bar{M} S_e^{(5)} \alpha_e^5 + \dots \quad (18.14)$$

a současně

$$\Delta r(\alpha_i) = (z_{det} - \bar{z}_i) \alpha_i + S_i^{(3)} \alpha_i^3 + S_i^{(5)} \alpha_i^5 + \dots, \quad (18.15)$$

kde \bar{z}_i je Gaussova obrazová rovina a veličiny $S^{(3)}$ a $S^{(5)}$ označují koeficienty otvorové vady třetího a pátého řádu, přičemž platí

$$S_i^{(3)} = M^4 \left(\frac{U_i}{U_e} \right)^{\frac{3}{2}} S_e^{(3)} \quad (18.16)$$

a obdobně

$$S_i^{(5)} = M^6 \left(\frac{U_i}{U_e} \right)^{\frac{5}{2}} S_e^{(5)}. \quad (18.17)$$

Rovnice (18.14) a (18.15) jsou si ekvivalentní: první z nich vyjadřuje vzdálenost trajektorie od osy pomocí koeficientů na straně předmětu, druhá pak pomocí koeficientů

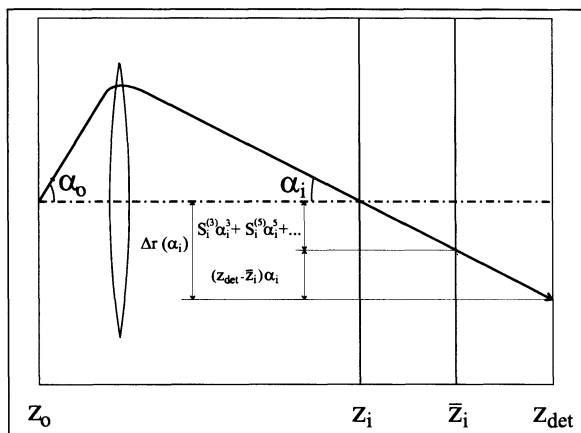
⁶Když elektrony nevycházejí z osy, mají uvedené výrazy jen aproximativní charakter. To však nebyl náš případ (viz kap. 18.5 na straně 104).

na straně obrazu. Obrázek 18.7 dává do souvislosti výše zmíněné rovnice a polohu průsečíku aberované trajektorie s optickou osou.

Z kap. 18.7.1 na straně 109 víme jak najít velikost příčného zvětšení. Ze souboru dat $[\alpha_{e_1}, \Delta r_1] \dots [\alpha_{e_n}, \Delta r_n]$, resp. $[\alpha_{i_1}, \Delta r_1] \dots [\alpha_{i_n}, \Delta r_n]$, které nám poskytuje režim **MultiTrace**, potřebujeme nyní obdržet hodnotu aberačních koeficientů a polohu paraxiálního obrazu. Abychom tak mohli učinit, musíme závislost $\Delta r = \Delta r(\alpha_e)$, resp. $\Delta r = \Delta r(\alpha_i)$ zapsat jako polynomiální rozvoj vzhledem k proměnné $\beta_e = \alpha_e^2$, resp. $\beta_i = \alpha_i^2$.

Z bezprostřední svázanosti aberačních a rozvojových koeficientů je zřejmé, že čím vyššího řádu musí být polynomiální fit, tím vyššího řádu jsou vady, jimiž je přístroj zatížen a které se mohou případně uplatnit.

U širokého spektra zobrazovacích prvků si vystačíme jen se znalostí jeho aberací nejnižšího řádu, abychom dokázali odhadnout jeho přenosové schopnosti. Aberace vyššího řádu vystupují na povrch a stávají se překážkou zpravidla tehdy, když na provoz přístroje klademe extrémní požadavky. My zde prezentujeme běžně postačující proklad kvadratickým polynomem. Zavedli jsme



Obr. 18.7: Elektronová trajektorie zatížená otvorovou vadou.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta r}{\alpha_e M} &= B_0 + B_1 \beta_e + B_2 \beta_e^2 = \\ &= \frac{(z_{det} - \bar{z}_i)}{M^2} \sqrt{\frac{U_e}{U_i}} + S_e^{(3)} \beta_e + S_e^{(5)} \beta_e^2 \end{aligned} \quad (18.18)$$

a

$$\begin{aligned} \frac{\Delta r}{\alpha_i} &= C_0 + C_1 \beta_i + C_2 \beta_i^2 = \\ &= (z_{det} - \bar{z}_i) + S_i^{(3)} \beta_i + S_i^{(5)} \beta_i^2. \end{aligned} \quad (18.19)$$

18.7.3 Gaussova obrazová rovina

Polohu paraxiálního obrazu, tj. Gaussovu obrazovou rovinu, můžeme definovat limitním přechodem $\bar{z}_i = \lim_{\alpha_i \rightarrow 0} z_i(\alpha_i)$, když uplatníme stejnou úvahu jako u zvětšení (viz kap. 18.7.1 na straně 109). V praxi jsme ji vyjádřili ze vztahů pro nulté členy B_0 a C_0 rovnic (18.18)

a (18.19):

$$\bar{z}_i = z_{det} - B_0 \bar{M}^2 \sqrt{\frac{U_i}{U_e}} \quad (18.20)$$

a

$$\bar{z}_i = z_{det} - C_0. \quad (18.21)$$

Velikost nultých členů známe z fitování, takže nic nebrání výpočtu hodnoty \bar{z}_i touto cestou.

18.7.4 Poloha virtuálního zdroje

Polohu virtuálního křižště z_o pro jednotlivé trajektorie můžeme zapsat na základě jednoduché geometrické úvahy jako

$$z_o(\alpha_o) = (z_{det} - z_e) - \frac{\Delta r}{\alpha_o}. \quad (18.22)$$

V duchu stejné úvahy, jakou jsme učinili při definici zvětšení, zavedeme limitní formulí $\bar{z}_o = \lim_{\beta_o \rightarrow 0} z_o(\beta_o)$ polohu virtuálního zdroje pro paraxiální trajektorie. Ze srovnání rovnic (18.19) a (18.22) analogicky vyplývá

$$\frac{\Delta r}{\alpha_o} = (z_{det} - z_e - \bar{z}_o) + S_o^{(3)}\beta_o + S_o^{(5)}\beta_o^2 \quad (18.23)$$

a pro závislost polohy křižště na úhlu trajektorie

$$z_o(\beta_o) = \bar{z}_o - S_o^{(3)}\beta_o - S_o^{(5)}\beta_o^2. \quad (18.24)$$

Relace (18.23) a (18.24) jsou z hlediska výpočtu polohy virtuálního zdroje a aberačních koeficientů ekvivalentní.

18.7.5 Chromatická vada

Chromatické aberační koeficienty nelze vyčíslit z úhlové závislosti, neboť ideální monoenergetický svazek vykazuje nulovou chromatickou vadu ⁷. Koeficienty spočítáme, když dokážeme kvantifikovat vliv energie částice na její trajektorii. V režimu `MultiTrace` tudíž potřebujeme získat soubor dvojic číselných hodnot $[E_e, \Delta r_0]$, $[E_e + \delta E_1, \Delta r_1]$... $[E_e + \delta E_n, \Delta r_n]$, resp. $[E_i, \Delta r_0]$, $[E_i + \delta E_1, \Delta r_1]$... $[E_i + \delta E_n, \Delta r_n]$.

⁷Tím je mimo jiné zaručeno, že svazek simulovaných trajektorií, z něhož stanovujeme vliv sférické vady, není zatížen chromatickou vadou.

Ze stejných důvodů jako v kap. 18.7.2 na straně 110 i zde uvádíme fitovací funkci v podobě kvadratických polynomů:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta r}{\alpha_e M} &= C_0 + C_1 \left(\frac{\delta E}{E_e} \right) + C_2 \left(\frac{\delta E}{E_e} \right)^2 = \\ &= \frac{(z_i - z_{det})}{M^2} \sqrt{\frac{U_e}{U_i}} + C_e^{(1)} \left(\frac{\delta E}{E_e} \right) + C_e^{(3)} \left(\frac{\delta E}{E_e} \right)^2 \end{aligned} \quad (18.25)$$

a

$$\begin{aligned} \frac{\Delta r}{\alpha_i} &= D_0 + D_1 \left(\frac{\delta E}{E_i} \right) + D_2 \left(\frac{\delta E}{E_i} \right)^2 = \\ &= (z_i - z_{det}) + C_i^{(1)} \left(\frac{\delta E}{E_i} \right) + C_i^{(3)} \left(\frac{\delta E}{E_i} \right)^2, \end{aligned} \quad (18.26)$$

kde veličiny $C^{(1)}$ a $C^{(3)}$ označují koeficienty chromatické vady prvního a třetího řádu. Platí

$$C_i^{(1)} = M^2 \left(\frac{U_i}{U_e} \right)^{\frac{3}{2}} C_e^{(1)} \quad (18.27)$$

a

$$C_i^{(3)} = M^2 \left(\frac{U_i}{U_e} \right)^{\frac{5}{2}} C_e^{(3)}. \quad (18.28)$$

Vliv chromatické vady se vždy vztahuje ke střední kinetické energii svazku. Vzhledem k tomu, že zvětšení elektronové čočky závisí na energii svazku, dosazujeme za M v rovnici (18.25) hodnotu příslušnou částicím o střední kinetické energii $\bar{E} = E_i$. Neboť program TraSys nám neumožňuje zadat nulovou počáteční energii (viz kap. 19.4 na straně 123), volili jsme E_e alespoň dostatečně malé, aby na výstupu bylo s velkou přesností splněno $E_i + E_e \doteq E_i$.

Částice vstupují do pole pod stejným úhlem, ale v důsledku rozdílných energií se od optické osy vzdálí nesterjně a stávají se tak nesterjnoměrně zatíženými sférickou vadou. Ve snaze minimalizovat její vliv jsme volili co nejmenší vstupní úhel trajektorií α_e . Simulaci jsme provedli pro několik odlišných úhlů α_e , abychom posoudili, jak významně se otvorová vada projevuje. U nultých členů C_0 a D_0 rovnic (18.25) a (18.26) je její přítomnost třeba brát v úvahu vždy: poloha obrazové roviny $z_i = z_i(\alpha, E)$, kterou členy

obsahují, není totožná s Gaussovou rovinou.

18.8 Sčítání aberačních koeficientů

Známe-li kardinální elementy všech čoček zobrazovací nebo osvětlovací optické soustavy a koeficienty jejich osových vad, jsme schopni na základě známých analytických vztahů popsat chování optické soustavy jako jediné tlusté čočky a odhadnout její celkové aberace. Podmínkou je, že oblasti působení jednotlivých čoček se nesmí vzájemně prolínat. To je automaticky splněno pro optiku světelnou, nikoliv již pro optiku elektronovou, kde úlohu čoček sehrávají silová pole.

V naší práci jsme vyšetřovali samostatně chování elektrostatického extrakčního a magnetického fokusačního pole s tím, že obě se sice vzájemně překrývají, ale jejich účinek na pohybující se elektron lze vnímat a charakterizovat odděleně. Do jaké míry je předpoklad nezávislosti polí oprávněný se ukáže, porovnáme-li celkové aberace trysky získané jednak trasováním a jednak ze součtu vad její extrakční a fokusační části.

Koeficienty celkových vad trysky lze vyjádřit v rovině z_o , kde extrakční pole formuje virtuální křižoviště sloužící jako předmět pro pole fokusační, nebo v rovině z_i , kam se přenáší obraz tohoto křižoviště. Pro osovou vadu nejnižšího řádu:

1.) otvorovou platí

$$S_o^{(3)} = S_o^{el} + \frac{S_i^{mg}}{M_{mg}^4},$$

kde

$$S_o^{el} = M_{el}^4 \left(\frac{U_o}{U_e} \right)^{\frac{3}{2}} S_e^{el}$$

a

$$S_i^{(3)} = M_{mg}^4 S_o^{(3)} = M_{mg}^4 S_o^{el} + S_i^{mg}.$$

2.) chromatickou platí

$$C_o^{(1)} = C_o^{el} + \frac{C_i^{mg}}{M_{mg}^2}, \quad (18.29)$$

kde

$$C_o^{el} = M_{el}^2 \left(\frac{U_o}{U_e} \right)^{\frac{3}{2}} C_e^{el} \quad (18.30)$$

a

$$C_i^{(1)} = M_{mg}^2 C_o^{(1)} = M_{mg}^2 C_o^{el} + C_i^{mg}. \quad (18.31)$$

Součet aberačních koeficientů v (18.29) a (18.31) je udělán *koherentně*, neboť krajní paprsek v první čočce zůstává krajním i v čočce za ní následující [46].

Počítačové simulace

19.1 Experiment a simulace

Studovali jsme dva pracovní režimy elektronové trysky. Na obr. 15.1 na straně 83 jsou režimy označeny jako studované situace č. 1 a č. 2. Situace se nelišily mechanickým uspořádáním, ale nastavením optické mohutnosti elektrostatického a magnetického pole. V situaci č. 1 odpovídala energie svazku na straně obrazu velikosti extrakčního napětí (3,89 keV); v situaci č. 2 byly elektrony dodatečně zpomaleny tak, aby jejich kinetická energie klesla na 1,00 keV. Magnetické pole jednopólové čočky bylo buzeno vždy takovým proudem cívkou, aby se v obou případech přenášel obraz zdroje do roviny aperturní clony vzdálené 57,5 mm od hrotu katody ve směru optické osy.

Abychom mohli porovnat výsledky počítačových simulací s experimentem, museli jsme studovat svazek zaostřený do těsného okolí jasně definovaného objektu (v našem případě aperturní clony), jehož poloha, tvar a rozměry nám byly známy. Tak jsme mohli v první řadě posoudit míru shody mezi simulovaným a reálným buzením čočky potřebným k zformování obrazu v rovině clony.

Standardní metodou rozmítání svazku časově proměnným dipólovým elektrostatickým polem přes rovnou hranu¹ jsme získali informaci o profilu elektronové stopy. Rozdělení intenzity ve stopě je výsledkem souhry celé řady činitelů. Hlavními činiteli byly rozměry virtuálního zdroje, úhlová a energiová emisní charakteristika katody a otvorová a chromatická osová vada kombinovaného pole trysky.

Spočítali jsme průběh koeficientů osových vad v okolí clony, a proto jsme mohli odhadnout velikost příslušných aberačních disků na straně obrazu. Podle toho, jak velké vycházejí teoretické příspěvky osových aberací do celkové šířky skutečného zaostřeného svazku, lze alespoň řádově prověřit spolehlivost počítačových simulací.

¹Porovnáním průměru stopy s průměrem kruhové clony (20 μm) zjistíme, že úsek hrany clony, přes který rastrujeme, lze v prvním přiblížení považovat za rovný.

Prostředí ELD a MLD	Prostředí TraSys
prostorové ohraničení výpočetní oblasti (vliv okrajových podmínek)	kombinace pole generovaného metodou Slice a ZRP
simulace tvaru katody, elektrod, jha cívky a cívky samotné	vstupní parametry metody Slice
struktura FEM sítě	výběr ELD/MLD návrhů nebo jejich částí
nastavená přesnost výpočtu	počáteční stav trasovaných částic

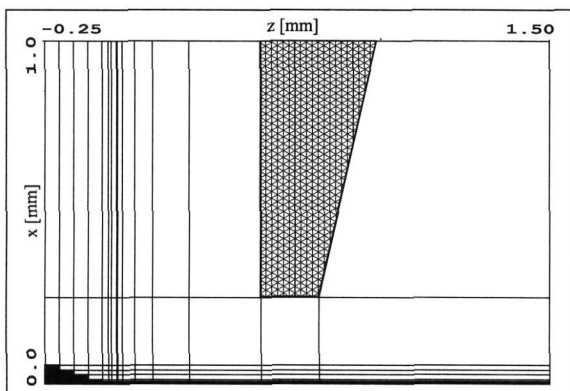
Tab. 19.1: Faktory upravující podmínky simulace.

19.2 Podmínky simulace obecně

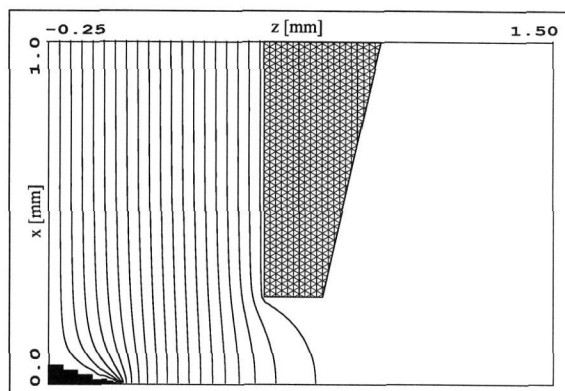
Jak již bylo řečeno v předcházející kapitole, zabývali jsme se jen dvěma pracovními módy elektronové trysky. Vždy se však nabízí celý vějíř možností, jak postupovat při simulaci každého z módů. Máme jistou volnost při volbě výchozích podmínek numerických výpočtů limitovanou dodržáním určitých obecných zásad, jejichž nerespektování by objektivně vedlo ke snížené přesnosti či naprosté nespolehlivosti simulací. Faktory, které ovlivňují výpočet potenciálu, pole a trajektorií a které je možné v určitém rozmezí měnit či upravovat, jsou shrnuty v tab. 19.1.

Obsah následujících kapitol tohoto oddílu lze v zásadě shrnout do tří bodů:

1. rozbor a demonstrace vlivu vybraných faktorů na přesnost a spolehlivost simulací,
2. stanovení vyhovujících podmínek výpočtu optických vlastností trysky,
3. vlastní výpočet optických vlastností trysky.



Obr. 19.1: Extrakční oblast trysky, síť. Návrh ELD1 (a-b): hrubá síť, hrot katody, extrakční elektroda. Jako extraktorový gap označujeme obdélník hrubé sítě pod extraktorem, jehož dolní hrana splývá s osou symetrie; gap má rozměry $200 \mu\text{m}$ (délka) \times $0,36 \mu\text{m}$ (výška).



Obr. 19.2: Extrakční oblast trysky, ekvipotenciály.

Návrh ELD1 (a-b): Ekvipotenciály ve směru ke hrotu mají hodnotu -200 až -3800 V (krok po 200 V).

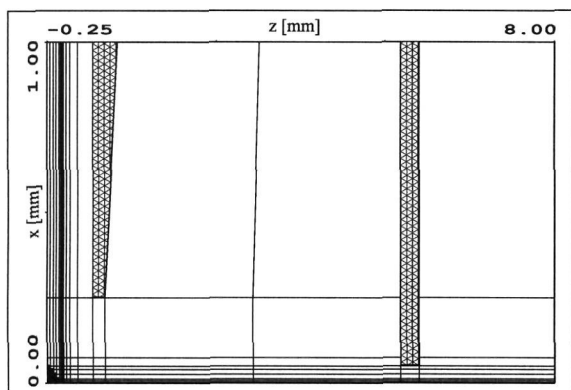
19.3 Prostředí ELD a MLD

Témata této kapitoly jsou uspořádána heslovitě v levém sloupci tab. 19.1 na předchozí straně. Elektrony studovaného svazku se pohybují v blízkém okolí optické osy, které představuje pouhý zlomek vnitřního prostoru aparatury, v němž se volné nabitě částice mohou vyskytovat. FEM programy povolují jen omezený počet uzlů sítě v rámci jednoho návrhu, a proto je z výpočetního hlediska žádoucí volit oblast co nejmenší: čím je síť hustší, tím je výpočet potenciálu přesnější. Stojíme tedy před otázkou, jakou část optické soustavy musíme simulovat, aby numerické výpočty v rámci zvoleného návrhu byly korektní.

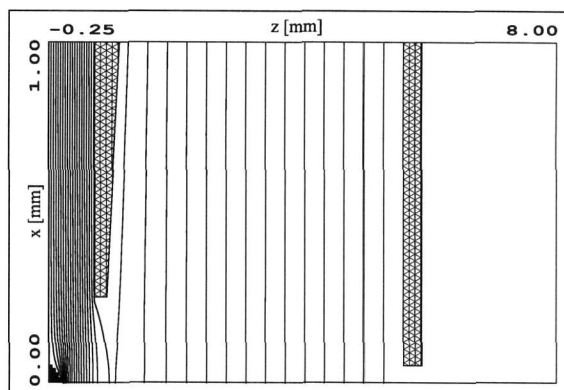
Výpočet dvourozměrného rozložení potenciálu nemůže proběhnout bez znalosti *okrajových podmínek*. To znamená, že na hranicích zvolené oblasti musí být velikost potenciálu předem specifikována. Pokud zadané okrajové podmínky věrně neodrážejí skutečný stav, je třeba hranice oblasti stanovit tak, aby nedošlo k deformaci pole, jež by se promítla do hodnot hledaných optických parametrů.

S ohledem na výše uvedené skutečnosti jsme vytvořili rozdílné elektrostatické návrhy (ELD1 a ELD2) pro situaci č. 1 a č. 2. V prvním případě jsme oblast simulace ve směru osy z zakončili v oblasti mezi extraktorem a anodou, protože obě elektrody byly na zemním potenciálu (viz obr. 19.1 a obr. 19.2); v druhém případě jsme oblast simulace ve směru osy z zakončili až za rovinou anody, protože mezi extraktorem a anodou se realizovalo brzděné pole (viz obr. 19.3 na následující straně a obr. 19.4 na následující straně).

U magnetické čočky nebyl důvod utvořit dva rozdílné návrhy. Na obr. 19.5 na straně 119 a obr. 19.6 na straně 119 je vyobrazen ten, s nímž jsme pracovali. Je možné si povšimnout, že zabírá mnohonásobně větší oblast v prostoru, než oba návrhy elektrostatické. To souvisí s podstatou výpočtu magnetického pole, kdy do počítačové simulace zahrnujeme i zdroj pole (v tomto případě cívku). Tvar a velikost cívky, počet závitů a



Obr. 19.3: Elektrostatická část trysky, síť. Návrh ELD2(a-c): hrubá síť, hrot katody, extrakční elektroda, anoda. Jako anodový gap označujeme obdélník hrubé sítě pod anodou, jehož dolní hrana splývá s osou symetrie; gap má rozměry $300 \mu\text{m}$ (délka) \times $0,36 \mu\text{m}$ (výška).



Obr. 19.4: Elektrostatická část trysky, ekvipotenciály.

Návrh ELD2(a-c): Ekvipotenciály ve směru ke hrotu mají hodnotu 200 až 2800 V mezi anodou a extraktorem a hodnotu 2800 až -800 V mezi extraktorem a stínicí elektrodou (krok po 200 V).

proud vinutím společně s rozměry jha a koeficientem sycení materiálu, z něhož bylo jho vyrobeno, rozhodují o rozložení magnetické indukce v prostoru.

Optickou mohutnost elektrostatické čočky měníme variací potenciálu na elektrodách. Tomu je u magnetické čočky ekvivalentní volba proudu cívkou. Míru excitace čočky, tzv. *buzení*, lze definovat jako součin počtu závitů N čočky a budícího elektrického proudu I_c . Pak veličinu zapisujeme v jednotkách AmperZávit (AT) ².

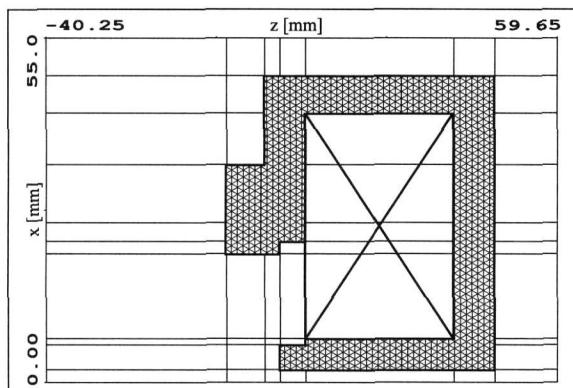
Programy ELD a MLD neumožňují navrhnout optický prvek zcela libovolného tvaru. Vyloučeny jsou všechny křivky, jejichž poloměr křivosti je konečné číslo. Jinými slovy dva uzly hrubé sítě lze spojit výhradně úsečkou. Čáry hrubé i jemné sítě jsou tak z matematického pohledu obecně nespojitými křivkami sestávajícími z přímkových úseků, jenž začínají a končí v uzlech příslušné sítě. Platí též, že vertikální stejně jako horizontální čáry hrubé i jemné sítě se nesmí protínat.

Výše uvedené skutečnosti nás neomezovaly při simulaci stínicí elektrody, extraktoru, anody, ani magnetické čočky. Stínicí elektroda dokonce zasahovala do návrhu jen jako infinitezimálně tenká elektroda splývající s levým okrajem návrhu. Vzhledem k její poloze vůči elektronovému svazku by bylo zbytečné vyobrazit elektrodu celou.

Obtíže nastávají, pokud chceme zadat prvek, jehož tvar překračuje standardní možnosti programu. V našem případě se jednalo o katodu, respektive část jejího hrotu, která vyčnívá z roviny stínicí elektrody. Zde jsme se navíc potýkali s nejistotou ohledně přesných rozměrů emitujícího konce hrotu, neboť tento se během činnosti působením velkého gradientu extrakčního pole může formovat.

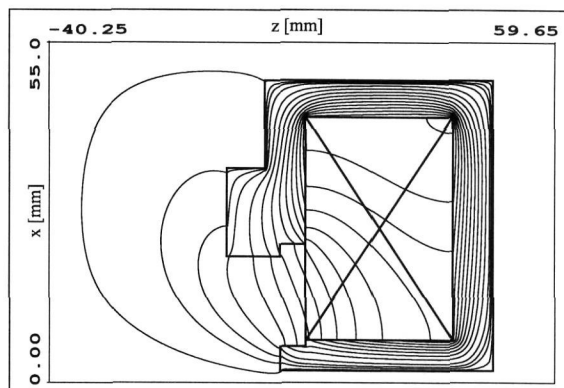
Jako výchozí bod při simulaci hrotu jsme vzali údaje poskytnuté výrobcem katody. Ten

²Druhou možností, méně pohodlnou, je udávat buzení čočky skrze proudovou hustotu, tj. skrze velikost proudu tekoucího konečně velkou ploškou kolmou na směr jeho toku.



Obr. 19.5: Magnetická jednopólová čočka, síť.

Návrh MLD1 a MLD2: hrubá síť, magnetický obvod, cívka. Jako gap označujeme obdélník hrubé sítě, který se pravým horním rohem dotýká pólového nastavce a jehož dolní hrana splývá s osou symetrie); gap má rozměry 3 mm (délka) \times 2 mm (výška).



Obr. 19.6: Magnetická jednopólová čočka, ekvipotenciály.

Návrh MLD1: Ekvipotenciály magnetického skalárního potenciálu ve směru do cívky mají hodnoty 1, 5, 10, 20 až 240 μ Weberů (krok po 20 μ Weberech).

uváděl poloměr hrotu $r_t = 0,65\mu\text{m}$. Na přiloženém snímku z rastrovacího elektronového mikroskopu byla na konci vidět fazeta kolmá k optické ose. Její poloměr byl odhadnut na $r_f \doteq 0,2\mu\text{m}$.

Dva hlavní důvody vedly k tomu, že jsme nakonec volili „schodovitý“ tvar hrotu (viz obr. 19.7 na straně 121). První souvisel s chováním metody konečných prvků, druhý s předpoklady metody Slice. Metoda Slice též limitovala hustotu hrubé i jemné sítě (dále viz kap. 19.4.1 na straně 123).

Metoda FEM dosahuje nejvyšší přesnosti pro co nejhustší čtvercovou síť³. Existence fazety nám usnadnila rozhodnutí pro pravoúhlo, silně pravidelnou strukturu sítě v okolí emisního centra (viz obr. 19.8 na straně 122). Z obr. 19.7 na straně 121 je vidět, že ekvipotenciály již v těsném okolí hrotu se začínají vyhlazovat a nabývat reálného průběhu. Zdůrazněme, že pro daný typ emise a optickou konfiguraci se na tvorbě obrazu podílejí takřka výhradně elektrony vystupující z plošky o průměru několika desítek nanometrů ležící ve střední části fazety.

Výpočetní síť se volí nejhustší a pokud možno čtvercová v oblasti nejsilnějšího pole, neboť tam má odchylka od správného průběhu trajektorie nejzávažnější dopad na přesnost simulace. U standardních čoček představuje takovou oblast *gap*. V našem uspořádání elektrostatische části trysky se v roli gapu ocitla hned tři místa: plocha pod extraktorem, plocha pod anodou (u situace č. 2) a konec hrotu.

Požadavek, aby v rámci jediného ELD návrhu byla ve všech třech gapech⁴ čtvercová

³Struktura jemné FEM sítě je do značné míry determinována sítí hrubou: uživatel může měnit počet a vzájemnou vzdálenost čar jemné sítě uvnitř čtyřúhelníku sítě hrubé, ale nemůže měnit sklon těchto čar. Ten je určen sklonem čar hrubé sítě.

⁴V souladu s terminologií programu ELD a MLD budeme pojem gapu dále spojovat s konkrétním čtyř-

Návrh	Gap								
	katodový			extraktorový			anodový		
	rozměry (h × v) [μm]	čáry sítě (v/h)	Q_v	rozměry (h × v) [μm]	čáry sítě (v/h)	Q_v	rozměry (h × v) [μm]	čáry sítě (v/h)	Q_v
ELD1(a)	2,5 × 0,36	20/3	1,00	200 × 0,36	8/3	1,02			
ELD1(b)		20/2	1,00		20/2	1,00			
ELD2(a)	2,5 × 0,36	20/3	1,00	200 × 0,36	8/3	1,02	300 × 0,36	2/3	0,95
ELD2(b)		20/2	1,00		20/2	1,00		2/2	0,95
ELD2(c)		1/2	1,00		3/2	1,00		30/2	1,00

Tab. 19.2: ELD návrhy: parametry gapů.

Tabulka shrnuje informace o čtyřúhelnících hrubé sítě (hrubá síť je pro všechny ELD návrhy shodná), které se v případech vyznačených tučně uplatnily jako gapy FEM sítě. Jako „h“ je označen směr horizontální a jako „v“ směr vertikální. Z tabulky lze vyčíst rozměry jednotlivých gapů, počet čar sítě, které jimi procházejí, v obou směrech a faktor řidnutí vertikálních čar Q_v uvnitř jednotlivých gapů; faktor řidnutí horizontálních čar Q_h byl ve všech případech roven jedné ($Q_h = 1,00$).

sítí současně, nebyl jednoduše splnitelný s ohledem na vzájemnou polohu, tvar a rozměry simulovaných objektů. Proto bylo vytvořeno několik návrhů, které měly shodnou hrubou a různou jemnou síť.

Nyní jsme mohli využít toho, že v programu TraSys lze vymezit oblast interpolace ve směru osy symetrie ⁵ (viz kap. 17.2 na straně 95) a vytvořit celkové pole daného elektrostatického prvku (je charakterizován jednou sadou vstupních souborů) navázáním polí interpolovaných v různých návrzích. Tabulka 19.2 podává jejich přehled.

Faktor Q vyjadřuje zvlášť pro vertikální a zvlášť pro horizontální směr rychlost lokálního řidnutí nebo zhušťování jemné sítě od jedné čáry hrubé sítě k sousední čáře. Je-li v daném čtyřúhelníku hrubé sítě faktor roven jedné pro oba směry, hovoříme o síti pravidelné, neboť ji tvoří FEM čtyřúhelníky identických rozměrů a shodné prostorové orientace. FEM čtyřúhelníky mají přibližně čtvercový tvar:

- v katodovém gapu u ELD1(a) a ELD2(a),
- v extraktorovém gapu u ELD1(b) a ELD2(b),
- v anodovém gapu u ELD2(c).

Vhodnou kombinací interpolace na návrzích ELD1(a) a ELD1(b) u situace č. 1 a interpolace na návrzích ELD2(a), ELD2(b) a ELD2(c) u situace č. 2 šlo dosáhnout toho, aby trajektorie procházely polem vytvořeným nad FEM sítí, jež má ve všech svých gapech strukturu co nejbližší čtvercové.

úhelníkem hrubé sítě. FEM síť uvnitř gapu se předpokládá pravidelná a stejně hustá nebo hustší než v okolních čtyřúhelnících.

⁵Pracujeme-li s metodou Slice, platí to i pro radiální směr.

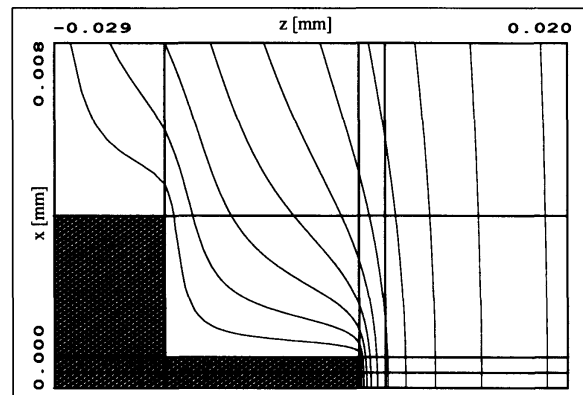
Návrh	E_i [keV]	ϕ_t [kV]	ϕ_o [kV]	ϕ_i [kV]	NI [AT]	Počet uzlů FEM sítě	Q_{max}		Přesnost výpočtu
							hor.	vert.	
ELD1(a)	3,89	-3,89	0,00			37 752	1,050	1,050	10^{-14}
ELD1(b)						40 800	1,050	1,050	10^{-14}
ELD2(a)	1,00	-1,00	2,89	0,00		47 120	1,050	1,050	10^{-14}
ELD2(b)						48 714	1,050	1,050	10^{-14}
ELD2(c)						35 466	1,050	1,050	10^{-14}
MLD1	3,89				1176	92 732	1,025	1,025	10^{-10}
MLD2	1,00				662				

Tab. 19.3: ELD a MLD návrhy: základní charakteristika.

Tabulka shrnuje informace nelokálního charakteru o jednotlivých návrzích. Návrhy ELD1(a-b) mají shodnou hrubou síť a liší se jen rozložením jemné (FEM) sítě; totéž platí o návrzích ELD2(a-c). Návrhy MLD1 a MLD2 se liší jen velikostí buzení čočky. Faktorem Q_{max} uživatel zadává maximální povolené řídnutí čar jemné sítě (zvláště v horizontálním a zvláště ve vertikálním směru) uvnitř jednotlivých čtyřúhelníků hrubé sítě.

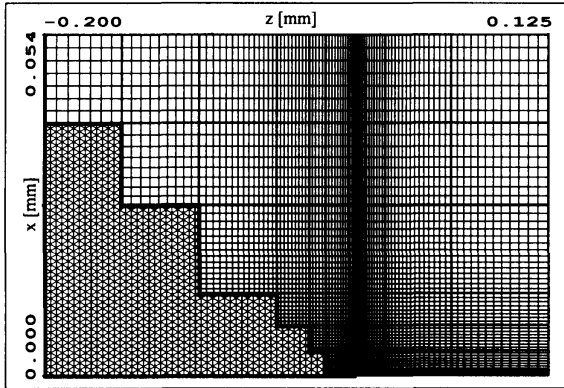
U jednopólové magnetické čočky byla situace podstatně jednodušší. Zde jsme definovali jen jeden gap při ose symetrie, jehož pravá strana ležela v rovině, na níž končil pólový nástavec čočky.

Obrázek 19.8 na následující straně, obr. 19.9 na následující straně, obr. 19.10 na následující straně a obr. 19.11 na následující straně ukazují okolí jednotlivých gapů vybraných návrhů s vyobrazením čar FEM sítě. V textu k jednotlivým obrázkům je podán stručný komentář o síti v dané oblasti. Tabulka 19.3 doplňuje dosavadní znalost o jednotlivých návrzích o důležité informace nelokálního charakteru.



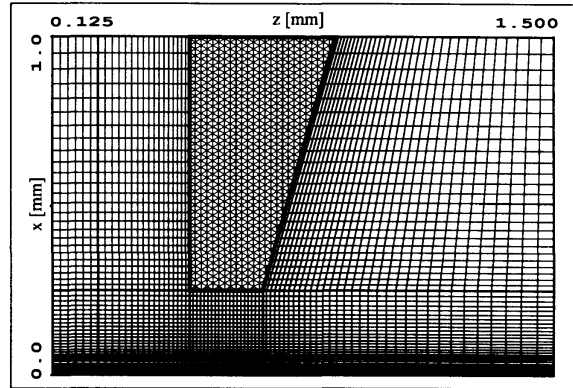
Obr. 19.7: Detail hrotu katody.

Návrh ELD1(a-b): ekvipotenciály po 100 V. Jako katodový gap označujeme obdélník hrubé sítě, který se levou hranou dotýká hrotu katody a jehož dolní hrana splývá s osou symetrie; gap má rozměry $2,5 \mu\text{m}$ (délka) \times $0,36 \mu\text{m}$ (výška).



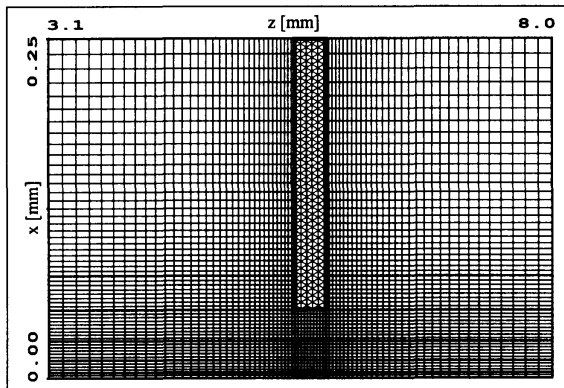
Obr. 19.8: Hrot katody, FEM síť.

Návrh ELD1(a) a ELD2(a): V katodovém gapu leží 60 uzlů síť jako průnik 20 vertikálních a 3 horizontálních čar (zobrazená FEM síť je z grafických důvodů zředěná).



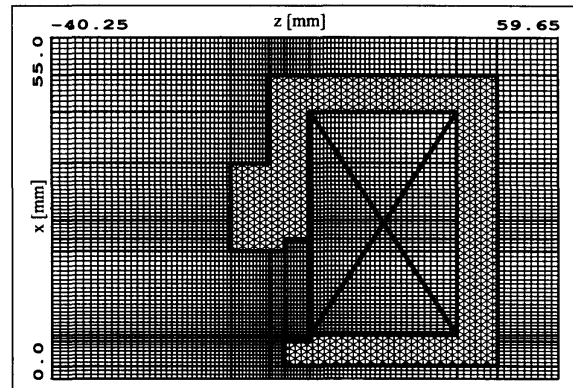
Obr. 19.9: Extrakční elektroda, FEM síť.

Návrh ELD1(b) a ELD2(b): Oblast pod elektrodou má rozměry $200\ \mu\text{m}$ (délka) \times $250\ \mu\text{m}$ (výška); v oblasti leží 2100 uzlů síť jako průnik 20 vertikálních a 105 horizontálních čar (zobrazená FEM síť je z grafických důvodů zředěná).



Obr. 19.10: Anoda, FEM síť.

Návrh ELD2(c): Oblast pod elektrodou má rozměry $300\ \mu\text{m}$ (délka) \times $50\ \mu\text{m}$ (výška); V oblasti leží 1980 uzlů síť jako průnik 30 vertikálních a 66 horizontálních čar (zobrazená FEM síť je z grafických důvodů zředěná).



Obr. 19.11: Magnetická jednopólová čočka, FEM síť.

Návrh MLD1 a MLD2: V gapu leží 5400 uzlů síť jako průnik 90 vertikálních a 60 horizontálních čar (zobrazená FEM síť je z grafických důvodů zředěná).

19.4 Prostředí TraSys

19.4.1 Interpolace silových polí

Stručnému výkladu interpolačních metod užívaných programem TraSys jsme se věnovali v kap. 17.1.1 na straně 92 {metoda Slice} a v kap. 17.1.2 na straně 94 {metoda ZRP}. Tabulka 17.1 na straně 92 postihuje podstatné rysy těchto metod, kterými se navzájem odlišují. Pravý sloupec tab. 19.1 na straně 116 rekapituluje faktory formující prostředí trasování. Právě o nich pojednává tato a následující kapitola.

V této kapitole jsme se zabývali praktickým využitím interpolačních metod při simulaci kombinovaného pole trysky LEEMu. Vyšetřili jsme jejich chování v různých částech návrhu a na základě získaných výsledků jsme rozhodli o podmínkách jejich aplikace pro účely trasování. Soustředili jsme se hlavně na elektrostatickou část, nestandardní z hlediska simulací, a metodu Slice, neboť ta kladla jistá omezení na strukturu hrubé i jemné sítě a zpětně nás tak nutila upravovat návrh pro výpočet diskrétního rozložení potenciálu.

Než porovnáme na několika případech výsledky interpolačních metod navzájem, je vhodné uvést „technické“ potíže, jaké nastaly na začátku práce s metodou Slice u elektrostatického návrhu a nastítnit způsob jejich překonání.

Především, že Slice vyžaduje do vzdálenosti R od osy symetrie ⁶ ortogonálnost vertikálních čar FEM sítě. Tento principiální požadavek daný způsobem interpolace jsme splnili, když jsme navrhli schodovitý tvar hrotu katody. Ukázalo se nicméně, že nemáme úplnou volnost ani pokud jde o hustotu hrubé a jemné sítě. Kritické bylo v tomto směru opět okolí hrotu, rozměry jehož zakončení jsou řádově jiné než rozměry ostatních objektů v elektrostatickém poli. Algoritmus metody neakceptoval hustší hrubou síť, než jakou jsme použili (viz obr. 19.1 na straně 117 a obr. 19.7 na straně 121) a v katodovém gapu pak nepovolil více čar, než 20 vertikálních a tři horizontální (viz obr. 19.8 na předchozí straně), jinak se objevilo chybové hlášení o dělení nulou. Je třeba konstatovat, že tato okolnost znamenala, že jsme se nepřiblížili mezním schopnostem programu ELD, který zpracovává síť mající až 100 000 bodů.

Metoda Slice zhavaruje, pokud je uvnitř poloměru R definován nějaký objekt: elektroda, magnetický materiál, cívka. Objekt lze však dodatečně „vymazat“ ve vstupním souboru (____inpt.eld), aniž by to zasáhlo rozložení potenciálu v uzlech FEM sítě. V našem případě se tento problém vyskytl u katody, která ležela na ose, a proto jsme ji výše zmíněným způsobem odstranili, abychom mohli načíst data pro Slice.

Zdůrazněme, že všechna diskutovaná omezení (ortogonálnost vertikálních čar, limitovaná hustota jemné a hrubé sítě, nepřítomnost objektu) jsou závazná pro celou plochu návrhu do vzdálenosti R od osy symetrie. Omezení je tedy nutné respektovat i v té části plochy, kde pole neinterpolujeme metodou Slice, jinak program selže!

V této práci jsme nestudovali vliv volby poloměru R interpolované oblasti na chování metody Slice, ani vliv faktoru tolerance, neboť to bylo obsahem předcházející práce [49]. Ta dospěla k následujícím závěrům:

⁶ R je poloměr interpolované oblasti.

Meze oblasti	Interpolační metoda	Poloměr interpolace	Faktor tolerance	Varianty		
				I.	II.	III.
z [mm]		R [μm]	tol			
-0,25...0,1	ZRP	1 000		ELD1(a)	ELD1(a)	ELD1(b)
0,1...1,5	Slice	100	10^{-8}	ELD1(b)	ELD1(a)	ELD1(b)
-40...60	Slice	500	10^{-8}	MLD1	MLD1	MLD1
-0,25...0,1	ZRP	1 000		ELD2(a)	ELD2(a)	
0,1...3,1	Slice	100	10^{-8}	ELD2(b)	ELD2(b)	
3,1...8,0	Slice	20	10^{-8}	ELD2(c)		
3,1...8,0	Slice	40	10^{-8}		ELD2(c)	
-40...60	Slice	500	10^{-8}	MLD2	MLD2	

Tab. 19.4: Varianty použití jednotlivých návrhů.

Interpolované oblasti mají tvar válců o obecně různých poloměrech R , jejichž osa splývá s osou symetrie z elektronově-optického prvku. Hranici mezi sousedními oblastmi tvoří vždy rovina kolmá na osu z . Pro definitivní určení vlastností autoemisní trysky byla použita varianta I. Zbývající dvě varianty posloužily k posouzení vlivu rozložení FEM sítě a poloměru interpolované oblasti na přesnost a stabilitu výpočtu.

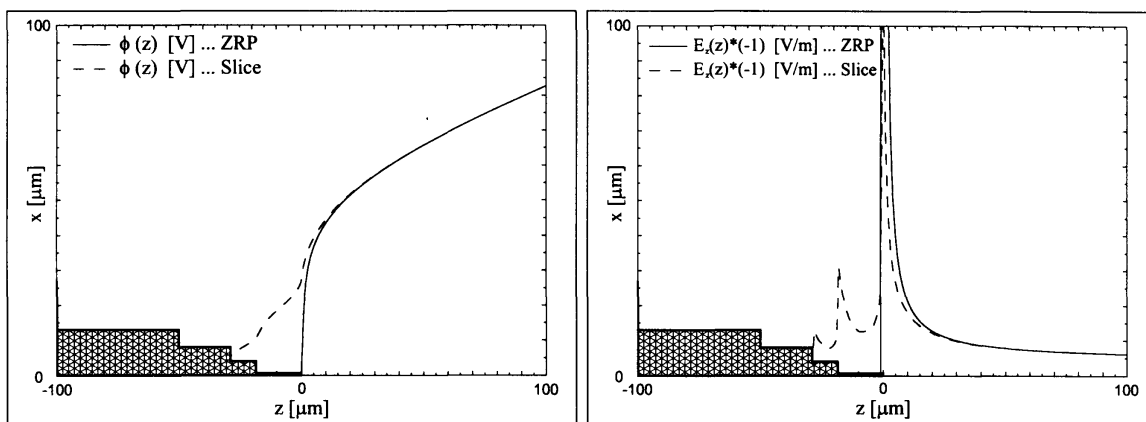
1. Poloměr R by měl mít velikost z z rozmezí 25% až 50% poloměru vrtání pólového nástavce, přičemž v interpolované oblasti musí ležet alespoň pět horizontálních čar FEM sítě, tj. 5 uzlů v radiálním směru s definovaným potenciálem.
2. Faktor tolerance by měl být volen z oblasti $tol = 10^{-6} \dots 10^{-8}$, přičemž jeho význam roste s klesajícím počtem bodů sítě, nad nimiž interpolujeme. V takovém případě je žádoucí volit $tol = 10^{-8}$; menší hodnota tolerance již nic nepřináší.

S odkazem na [49] jsme proto stanovili velikosti obou faktorů pro jednotlivé návrhy tak, jak to uvádí tab. 19.4.

Nyní bylo třeba otestovat chování interpolačních metod podél optické osy, abychom zjistili, pro jakou oblast jsou vhodné, resp. nepoužitelné. Příčiny jsme se pokusili na základě dosavadních znalostí kvalitativně vysvětlit. Postupovali jsme tak, že jsme provedli interpolaci jednou i druhou metodou a pro každou z nich jsme v režimu `TestData` (viz kap. 17.2 na straně 95) zobrazili osový potenciál a osově pole.

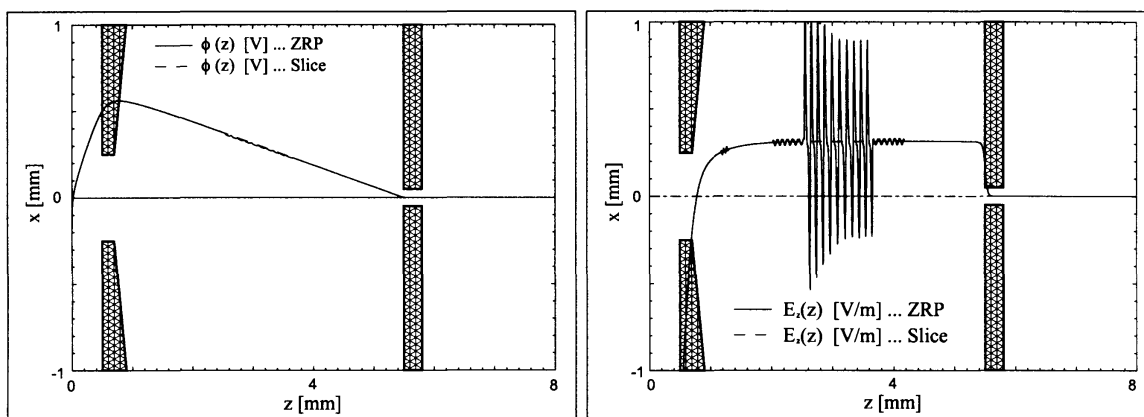
Obrázek 19.12 na následující straně demonstruje nepoužitelnost metody `Slice` v okolí hrotu. Polynomiální rozvoj představující jádro metody nemá dostatek členů na to, aby korektně popisoval tak výrazné zakřivení a silný gradient pole, jaké je přítomno v těsném okolí hrotu katody. Ukazuje se, že rozdíl mezi ZRP, která funguje v celé oblasti spolehlivě, a `Slice` se začíná stírat v místě vzdáleném přibližně $50\mu\text{m}$ od konce hrotu. Od roviny $z = 100\mu\text{m}$ doprava je metoda `Slice` zcela bezpečně použitelná.

Metoda ZRP vykazuje nespojitost pole na hranicích FEM čtyřúhelníků. Dostatečnou



Obr. 19.12: Osový potenciál a osově pole v okolí hrotu.

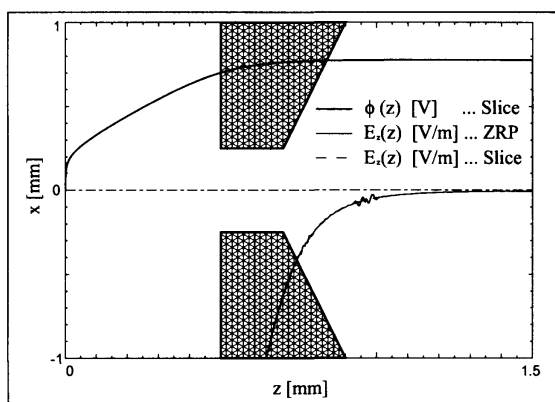
Výstup z režimu TestData: Obrázek demonstruje vliv způsobu interpolace na korektnost průběhu osového potenciálu a osového pole. Funkce $\phi(z)$ jsou vynásobeny faktorem 5×10^{-5} a funkce $E_z(z)$ faktorem 1×10^{-9} (stupnice osy x : $1 \text{ mm} \hat{=} 1 \text{ V} \hat{=} 1 \text{ V/m}$).



Obr. 19.13: Osový potenciál a osově pole mezi extraktorem a anodou.

Výstup z režimu TestData: Obrázek demonstruje vliv způsobu interpolace na korektnost průběhu osového potenciálu a osového pole. Funkce $\phi(z)$ jsou vynásobeny faktorem 2×10^{-4} a funkce $E_z(z)$ faktorem 5×10^{-7} (stupnice osy x : $1 \text{ mm} \hat{=} 1 \text{ V} \hat{=} 1 \text{ V/m}$).

hustotou sítě se vliv této skutečnosti zpravidla daří eliminovat. V opačném případě dochází k „oscilací“ potenciálu a pole, jak je to vidět na obr. 19.13 na předchozí straně. ZRP se chová nekorektně uprostřed oblasti mezi extraktorem a anodou, kde je síť nejjednodušší. Také obr. 19.14 ukazuje jistý „náběh“ k oscilacím v řídnoucí síti za extraktorem, ikdyž méně výrazný.



Obr. 19.14: Osově pole v okolí extraktoru.

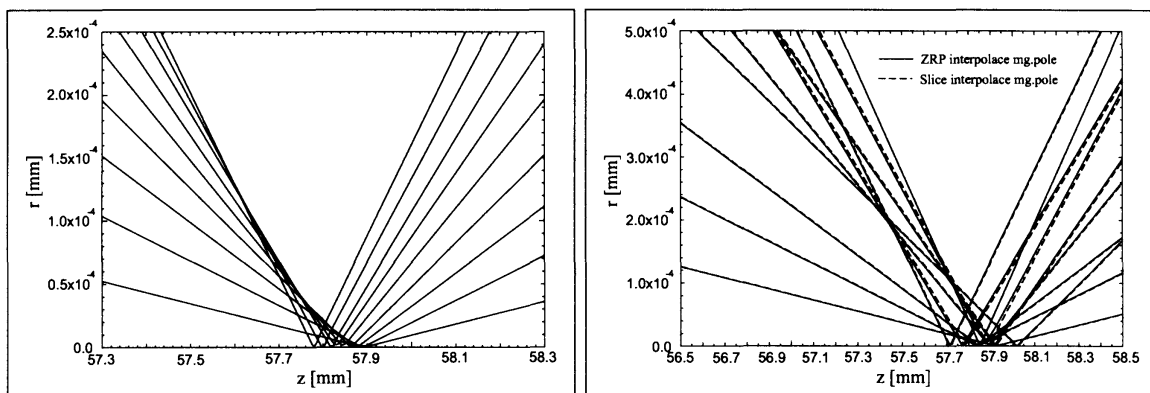
Výstup z režimu TestData: Obrázek demonstrovuje vliv způsobu interpolace na korektnost průběhu osového pole. Funkce $\phi(z)$ je vynásobena faktorem 2×10^{-4} a funkce $E_z(z)$ jsou vynásobeny faktorem 1×10^{-6} (stupnice osy x : $1 \text{ mm} \hat{=} 1 \text{ V} \hat{=} 1 \text{ V/m}$).

kou rezervou všechny předpoklady spolehlivé aplikace této metody, která v takovém případě poskytuje vždy přesnější výsledky než ZRP.

Podle kap. 17.2 na straně 95 můžeme v programu TraSys nejen kombinovat několik návrhů současně k popisu jednoho optického prvku (viz kap. 19.3 na straně 117), ale v „aktivních“ částech jednotlivých návrhů, tj. částech kde jsme generovali pole, dokonce uplatnit rozdílné interpolační metody. Takto jsme nakonec dokázali vytvořit korektní podmínky pro trasování v trysce LEEMu. Tabulka 19.4 na straně 124 shrnuje tři varianty pro situaci č. 1 a dvě varianty pro situaci č. 2 vyšetřovaných kombinací návrhů a interpolačních metod. Varianta I. garantující přibližně čtvercovou strukturu FEM sítě ve všech gapech byla vybrána k nalezení optických vlastností trysky (viz kap. 19.5 na straně 138); zbývající varianty posloužily k tomu, abychom mohli posoudit vliv FEM sítě a výchozích podmínek interpolace na trasování (viz obr. 19.22 na straně 132, obr. 19.23 na straně 132 a obr. 19.24 na straně 133 v kap. 19.4.2 na straně 128).

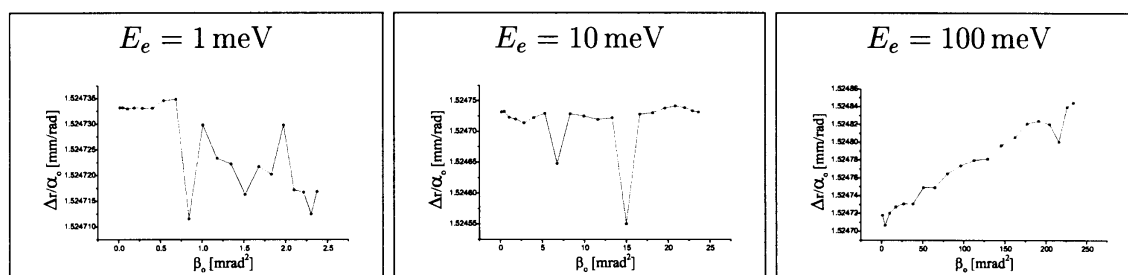
Z obr. 19.15 na následující straně jsou na první pohled zřejmé důsledky nevhodné aplikace metody ZRP. V levém okénku byla tato použita výhradně v okolí hrotu; v pravém pak pro celé elektrostatické pole. Vidíme, že napravo nevytváří vějíř trajektorií klasickou *kaustickou* plochu, jíž se projevuje přítomnost otvorové vady. Výpočet vady by byl v tomto případě zcela nemožný.

Ačkoli jednopólová magnetická čočka nepatří mezi standardní optické prvky, z hlediska dostupných simulačních procedur nestandardní prvek nepředstavovala. Proto nebylo třeba jí věnovat tolik pozornosti. V pravém okénku obr. 19.15 na následující straně je patrné, že z hlediska celkové přesnosti simulace v našem uspořádání má volba interpolační metody pro generaci magnetického pole druhořadý význam. Nicméně nakonec jsme vybrali Slice, protože návrh magnetické čočky splňuje s vel-

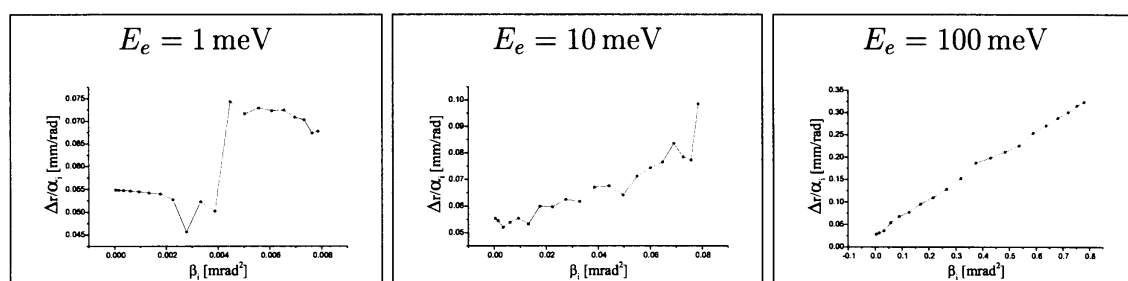


Obr. 19.15: Tvar kaustické plochy.

Výstup z režimu `SingleTrace`: Elektronů s počáteční energií $E_e = 0,1 \text{ eV}$ jsou emitovány z optické osy v rovině z_e rovnoměrně v úhlovém rozpětí 5° až 50° . Elektromagnetické pole trysky formuje skutečný obraz emitujícího bodu zatížený otvorovou vadou. Energie elektronů na straně obrazu je $E_i = 3,89 \text{ keV}$. Levá strana obrázku ukazuje korektní průběh kaustické plochy: elektrostatické pole je v těsném okolí hrotu interpolováno metodou ZRP a v ostatních oblastech metodou Slice; magnetické pole je interpolováno metodou Slice (viz varianta I. v tab. 19.4 na straně 124). Pravá strana obrázku ukazuje nekorektní průběh kaustické plochy: elektrostatické pole je celé interpolováno metodou ZRP; magnetické pole je interpolováno metodou Slice nebo ZRP (má jen druhořadý vliv).

Obr. 19.16: Vliv E_e na trajektorie jako funkce úhlu: extrakční elst. pole.

Výpočet proveden pro $10\times$ zvětšenou geometrii. ($z_e = 0$, $E_o = 3,89 \text{ keV}$, $\alpha_e = 4^\circ \dots 80^\circ \text{ à } 4^\circ$)

Obr. 19.17: Vliv E_e na trajektorie jako funkce úhlu: komb. pole.

Výpočet proveden pro $10\times$ zvětšenou geometrii. ($z_e = 0$, $E_i = 3,89 \text{ keV}$, $\alpha_e = 4^\circ \dots 80^\circ \text{ à } 4^\circ$)

19.4.2 Vliv různých faktorů na trasování

Tato kapitola je věnována již vlastnímu procesu trasování. Sledovali jsme, jaký vliv na trajektorii má výchozí stav trasované částice, způsob interpolace kombinovaného pole a některé další okolnosti.

Metoda *Runge-Kutta* počítá a ukládá informaci o stavu trasované částice v diskrétním souboru (výpočetních) bodů podél trajektorie. V hlavní nabídce programu **TraSys** může uživatel změnit přednastavenou hodnotu:

- požadované přesnosti trasování (změněno na 10^{-10}),
- maximální povolené vzdálenosti d mezi dvěma výpočetními body (změněno na $d = 1 \mu\text{m}$ pro trasování omezené na extrakční oblast a na $d = 5 \mu\text{m}$ pro trasování v celé optické soustavě),
- maximální povolené změny úhlu $\Delta\alpha$ trajektorie mezi dvěma výpočetními body (změněno na $\Delta\alpha = 0,1^\circ$).

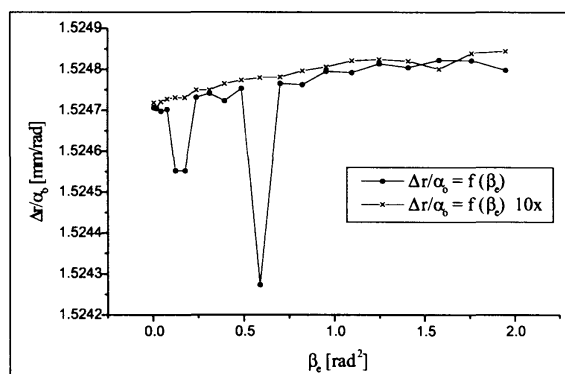
Algoritmus metody během výpočtu interaktivně upravuje soubor výpočetních bodů (jejich množství a souřadnice) tak, aby nebyly překročeny mezní hodnoty d a $\Delta\alpha$. Z hlediska spolehlivosti simulace stoupá význam těchto parametrů v místech s velkým gradientem polí, např. při povrchu katody. Pro dosažení co nejvyšší přesnosti jsme minimalizovali velikost d a $\Delta\alpha$, tj. maximalizovali jsme počet bodů ⁷.

Všechny elektrony, z jejichž chování v poli jsme odvozovali optické vlastnosti trysky, byly posílány pod určitým úhlem z osy symetrie v místě zakončení hrotu (viz kap. 18.5 na straně 104 a obr. 18.4 na straně 103). Pokud jsme zadali jako počáteční polohu přímo povrch katody ($z_e = 0$) nebo nulovou počáteční energii ($E_e = 0$), algoritmus trasování selhal. To souviselo jednak s tím, že pole na rozhraní materiálu a vakua nemá hladký průběh, a jednak s koncepcí algoritmu, jenž potřebuje nenulovou vstupní rychlost částice.

Problém počáteční polohy jsme jednoduše obešli volbou $z_e = 1$ nm. Vzhledem k nepatrnosti tohoto čísla oproti ostatním vzdálenostem nemá takovéto řešení žádný objektivní dopad na výsledek simulace a my můžeme povrch katody nadále brát jako místo „zrodu“ částice.

Složitější byla otázka volby počáteční kinetické energie částice. Při definici parametrů, jejichž existence a hodnota je čistě produktem tvaru silového pole (virtuální zdroj a jeho poloha ⁸, otvorová vada a její koeficienty) vycházíme z toho, že pracujeme se studenými elektrony. Tak označujeme elektrony, které mají nulovou kinetickou energii, když opouštějí materiál, a proto vektor jejich rychlosti má v elektrostatickém poli nenulovou jen normálovou složku vůči ekvipotenciálním plochám ⁹. Na druhé straně vycházíme z výrazů v podkapitolách kap. 18.7 na straně 108, z nichž by mnohé byly pro $E_e = 0$ nepoužitelné. Naším cílem se tedy stalo nalezení minimální použitelné energie E_e .

Z dat získaných v režimu MultiTrace jsme pro tři různé energie E_e vynesli graficky závislosti $\Delta r/\alpha_o = f(\beta_o)$ {extrakční elektrostatické pole} a $\Delta r/\alpha_i = f(\beta_i)$ {kombinované elektromagnetické pole}, z jejichž polynomiálního prokladu se určí koeficienty otvorové vady. Jak ukazuje obr. 19.16 na předchozí straně a obr. 19.17 na předchozí straně, teprve při vstupní energii elektronu kolem $E_e = 100$ meV jsou závislosti dostatečně vy-



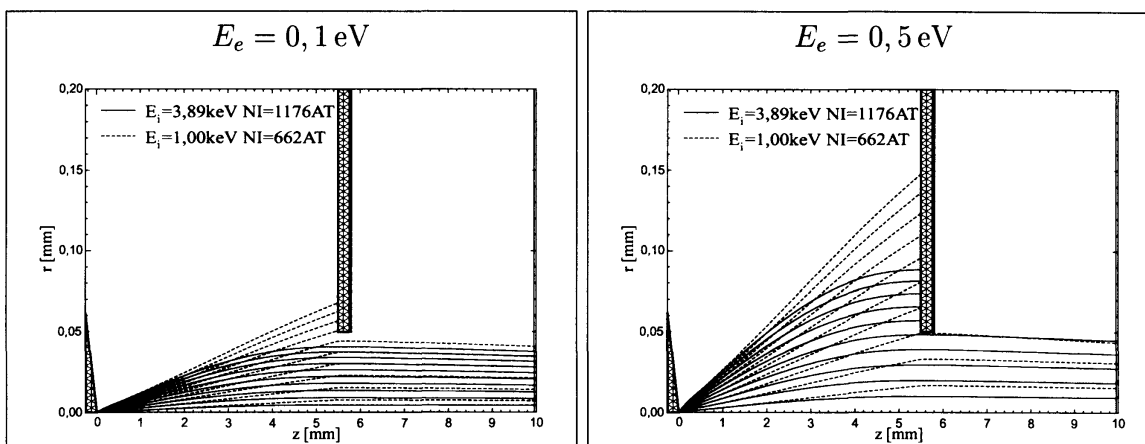
Obr. 19.18: Vliv zaokrouhlovací chyby na trajektorie jako funkce úhlu: extrakční elst. pole.

Porovnání výpočtu provedeného pro skutečný a 10× zvětšený návrh. ($z_e = 0$, $E_e = 0,1$ eV, $E_o = 3,89$ keV, $\alpha_e = 4^\circ \dots 80^\circ \dot{=} 4^\circ$)

⁷Omezení jsme byli 30 000 body, které program TraSys povoluje jako nejvyšší počet bodů podél jedné trajektorie.

⁸Poloha virtuálního zdroje je definována jako oblast průniku zpětně projektovaných asymptot drah urychlených studených elektronů s optickou osou.

⁹Typická hodnota tečné složky vektoru rychlosti je dána vztahem $v_t^2 = 2kT/m$.



Obr. 19.19: Trajektorie v elektrostatické části trysky, vliv E_e .

Výstup z režimu SingleTrace: Elektronky jsou emitovány z optické osy v rovině z_e rovnoměrně v úhlovém rozpětí 5° až 50° . Paraxiální obraz virtuálního zdroje leží pro obě energie v rovině $z_i \doteq 57,5$ mm. Elektrostatické pole počítáno metodou ZRP a magnetické pole metodou Slice.

hlazené a přípouštějí lineární, příp. kvadratický fit. Jak uvádí text k obrázkům, byly výpočty dělány pro $10\times$ zvětšenou geometrii. Důvodem byla eliminace zaokrouhlovací chyby (viz obr. 19.18 na předchozí straně).

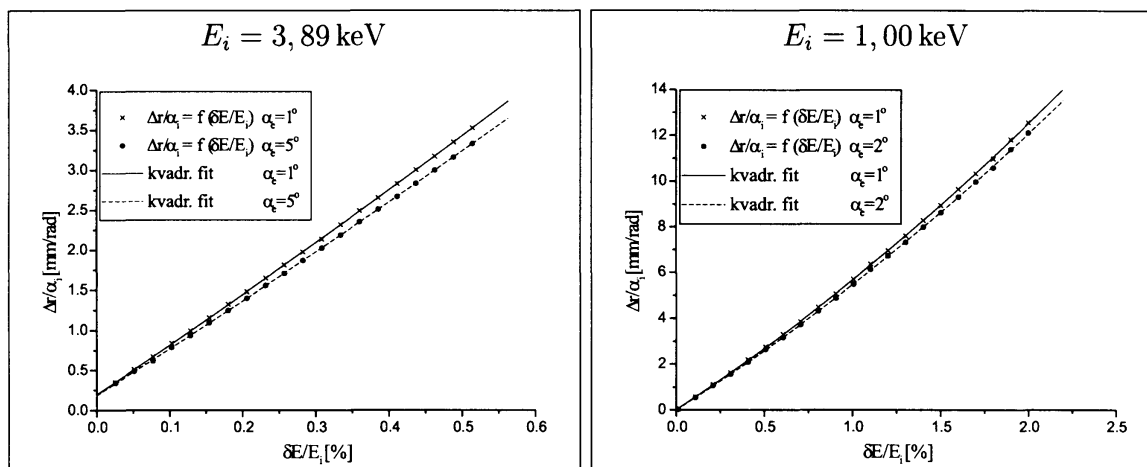
Počátek trajektorií trasovaných elektronů splývá v našem případě s počátkem souřadné soustavy. To znamená, že souřadnice bodů podél elektronových drah jsou v těsném okolí emisního hrotu velmi malá čísla, na nichž se tím výrazněji projevuje vliv zaokrouhlovací chyby. Její účinek posiluje přítomnost obrovského gradientu a zakřivení pole v dané oblasti: částice mění rychle směr svého pohybu a je-li tento zatížen chybou, její vliv prudce narůstá.

Program ELD a MLD nabízejí jednoduché řešení: uživatel může $10\times$ (u ELD až $100\times$) zvětšit stávající geometrii, takže se o jedno desetinné místo posune velikost souřadnic bodů na trajektorii a vliv zaokrouhlovací chyby současně poklesne o řád ¹⁰. Obrázek 19.18 na předchozí straně tuto skutečnost dobře demonstruje. Zjistili jsme, že efekt zaokrouhlovací chyby je třeba brát v úvahu pro případ samostatného extrakčního pole; pracujeme-li s polem kombinovaným, efekt ustupuje do pozadí a my nemusíme používat zvětšenou geometrii.

Obrázek 19.19 srovnává pro obě situace trajektorie s rozdílnou kinetickou energií na počátku. Protože vždy platí $E_e \ll E_i$, není posuv roviny obrazu se změnou E_e podstatný. Vidíme ale, že radiální složka trajektorie je silnou funkcí velikosti počáteční energie.

Nalezení minimální použitelné energie E_e má pro nás stěžejní význam při hledání koeficientů otvorové vady. V případě určování chromatické vady je pro nás podobně důležité zvolit správný emisní úhel α_e . Opět bylo naší snahou, aby byl tento co nejmenší, čímž se zaručí

¹⁰Po vyčíslení optických parametrů takového návrhu je třeba získané hodnoty patřičně podělit, aby odpovídaly skutečnosti.

Obr. 19.21: Vliv α_e na trajektorie jako funkce energie: komb. pole.

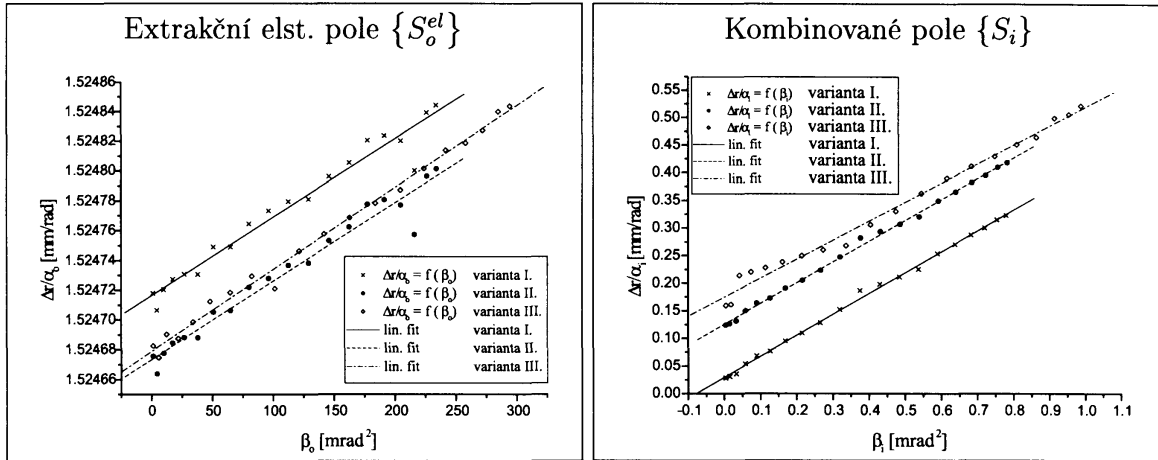
$$(z_e = 0, E_e = 0,1 \text{ eV} \dots 20 \text{ eV} \text{ à } 1 \text{ eV})$$

minimální účinek otvorové vady na trasované trajektorie, jež opouštějí zdroj pod stejným úhlem, ale s různou energií. Vždy pro dva různé úhly α_e jsme graficky vynesli závislosti $\Delta r/\alpha_o = f(\delta E/E_o)$ {extrakční elektrostatische pole} a $\Delta r/\alpha_i = f(\delta E/E_i)$ {kombinované elektromagnetické pole}, jejímž fitováním dostáváme koeficienty vady. Z obr. 19.20 na straně 133 a obr. 19.21 je vidět, že vstupní úhel volený z rozumné oblasti nemá dramatický dopad na průběh závislosti. V zobrazených případech byl rozdíl ve velikosti aberačních koeficientů $C^{(1)}$ do 10 % pro $\alpha_e = 1^\circ/5^\circ$ a do 5 % pro $\alpha_e = 1^\circ/2^\circ$. U situace č. 2 ($E_i = 1,00 \text{ keV}$) jsme větší úhel než 2° volit nemohli, protože část elektronů s vyšší E_e by již opustila oblast interpolace v oblasti anody.

Kromě vstupních hodnot pro trasování se na tvaru trajektorie přirozeně podílí i struktura FEM sítě a konkrétní interpolace pole. Případy, které jsme v této kapitole řešili, jsou jako jednotlivé varianty obsaženy v tab. 19.4 na straně 124: pro situaci č. 1 ($E_i = 3,89 \text{ keV}$) jsme sledovali vliv nestejně FEM sítě (varianta I., II. a III.) a pro situaci č. 2 ($E_i = 1,00 \text{ keV}$) zase vliv poloměru interpolace u metody Slice (varianta I. a II.).

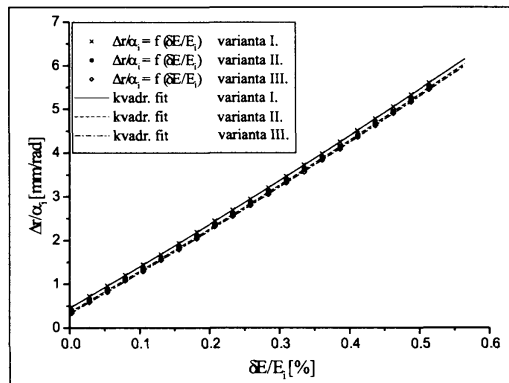
Na obr. 19.22 na následující straně jsou opět vyneseny závislosti, z nichž jsme určovali koeficienty otvorové vady. Rozdíl mezi variantou I. a II. ve velikosti koeficientu $S^{(3)}$ byl menší než 1 % pro obě pole a mezi variantou I. a III. byl menší než 5 % pro extrakční a menší než 10 % pro kombinované pole. Variantu I. jsme považovali za nejpřesnější, neboť FEM síť zde byla v obou gapech přibližně čtvercová (viz tab. 19.2 na straně 120). To by znamenalo, že okolí katody je ve srovnání s gapem extraktoru citlivější na správnou volbu sítě.

Obrázek 19.23 na následující straně demonstruje vliv FEM sítě na výpočet koeficientu chromatické vady. Zde jsou rozdíly oproti předcházející závislosti zanedbatelné. Rozdíl mezi variantou I. a II. ve velikosti koeficientu $C^{(1)}$ byl menší než 0,5 % a mezi variantou I. a III. byl menší než 1 %.



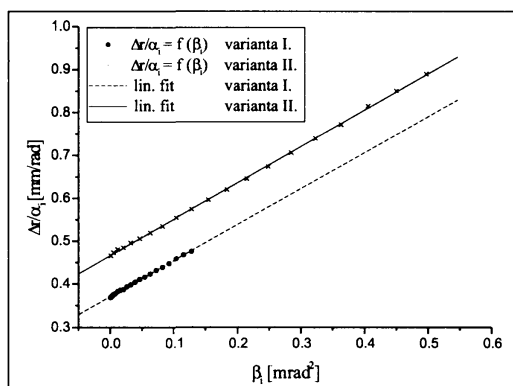
Obr. 19.22: Vliv FEM sítě na trajektorie jako funkce úhlu.

Varianty I. až III. rozložení jemné sítě jsou specifikovány v tab. 19.4 na straně 124. Výpočet proveden pro $10\times$ zvětšenou geometrii. ($z_e = 0$, $E_e = 0,1 \text{ eV}$, $E_o = E_i = 3,89 \text{ keV}$, $\alpha_e = 4^\circ \dots 80^\circ$ à 4°)



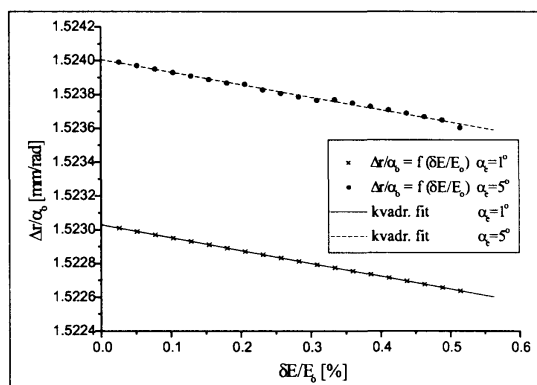
Obr. 19.23: Vliv FEM sítě na trajektorie jako funkce energie: komb. pole.

Varianty I. až III. rozložení jemné sítě jsou specifikovány v tab. 19.4 na straně 124. Výpočet proveden pro $10\times$ zvětšenou geometrii. ($z_e = 0$, $\alpha_e = 1^\circ$, $E_i = 3,89 \text{ keV}$, $E_e = 0,1 \text{ eV} \dots 20 \text{ eV}$ à 1 eV)

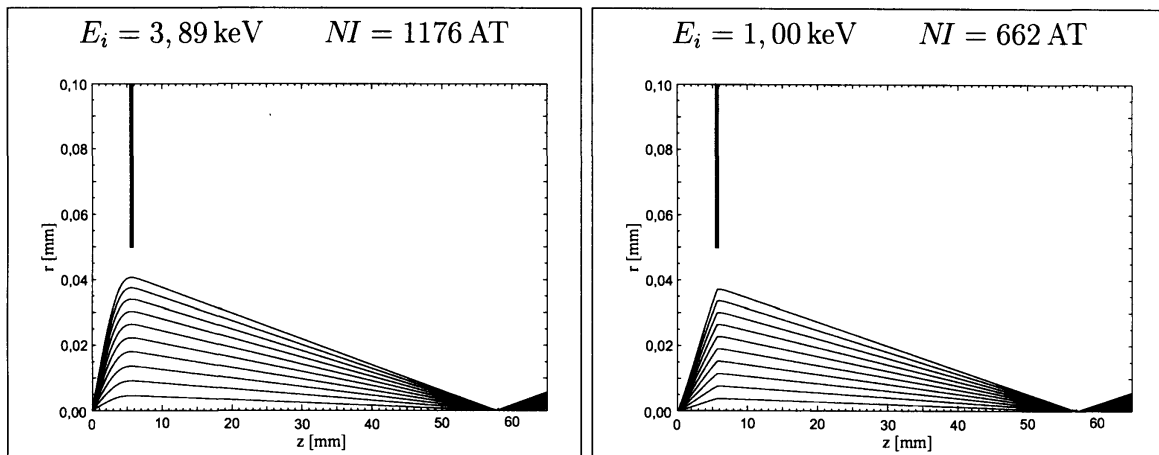


Obr. 19.24: Vliv r v oblasti anody na trajektorie jako funkce úhlu: komb. pole. Vynesené závislosti jsou pro dva vyšetřované případy specifikované v tab. 19.4 na straně 124 jako varianta I. a II. Emisní úhly zvolené z oblasti takové, aby počítané trajektorie pokryly rovnoměrně celou oblast vymezenou poloměrem prokladu. ($z_e = 0$, $E_e = 0, 1 \text{ eV}$, $E_i = 1, 00 \text{ keV}$, $\alpha_e = 0, 6^\circ \dots 12^\circ$ à $0, 6^\circ \Leftrightarrow r = 20 \mu\text{m}$, $\alpha_e = 1, 2^\circ \dots 24^\circ$ à $1, 2^\circ \Leftrightarrow r = 40 \mu\text{m}$)

Obrázek 19.24 znázorňuje, jak se projevila rozdílná volba poloměru interpolace v oblasti anody. Rozdíl mezi koeficienty $S^{(3)}$ získanými z prokladu těchto funkcí byl menší než 1,5%. Z grafu je zřetelné, že vliv poloměru se promítl spíše do posunutí Gaussovy roviny, než do tvaru kaus tické plochy. Dodejme, že velikost většího poloměru již přesahovala rozmezí doporučené pro korektní generaci pole.



Obr. 19.20: Vliv α_e na trajektorie jako funkce energie: extrakční elst. pole. ($z_e = 0$, $E_o = 3, 89 \text{ keV}$, $E_e = 1 \text{ eV} \dots 20 \text{ eV}$ à 1 eV)



Obr. 19.25: Trajektorie v celé optické soustavě: rovina (r, z) .

Výstup z režimu *SingleTrace*: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 0,1$ eV a jsou emitovány z bodu o souřadnicích $[0, 0, z_e = 0]$ v rovině (x, z) pod úhlem 5° až 50° vůči optické ose na levé a $2,5^\circ$ až 25° na pravé straně.

19.4.3 Elektronové trajektorie a jejich průběh

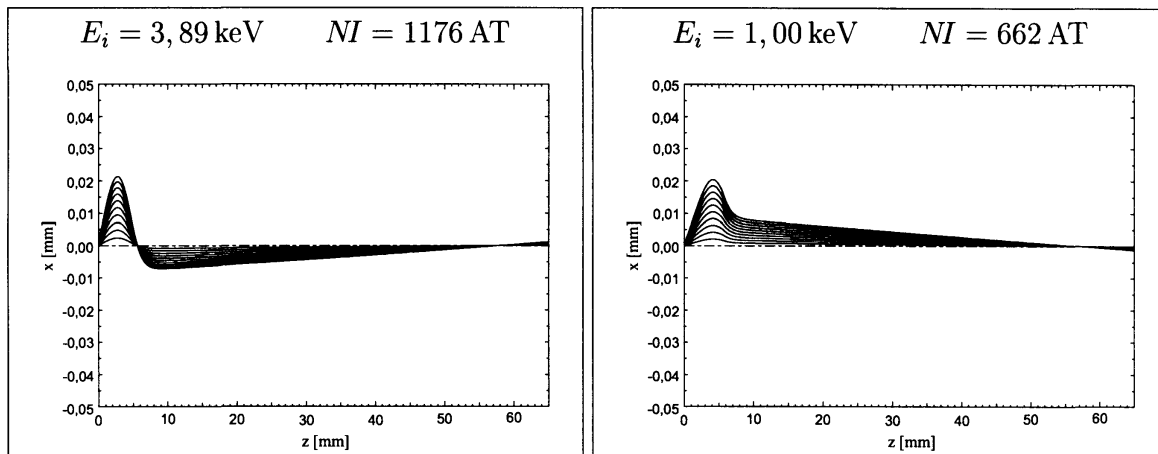
Tato kapitola je především obrazová s ukázkami výstupů z režimu *SingleTrace* programu *TraSys*. Obrázek 19.25 znázorňuje pro obě situace vývoj vzdálenosti jednotlivých drah elektronů od osy symetrie podél celé optické soustavy, tj. od zdroje až po okolí obrazu křižště v rovině aperturní clony. Jedná se o jeden ze souboru trajektorií, z nichž jsme v režimu *MultiTrace* odvozovali průběh koeficientu otvorové vady a posuv Gaussovy roviny pro slabou variaci buzení magnetické čočky.

Obrázek 19.26 na následující straně a obr. 19.27 na následující straně jsou průměty tohoto souboru trajektorií do vzájemně kolmých rovin (x, z) a (y, z) . Demonstrují stáčení elektronových drah kolem optické osy, což je důsledek přítomnosti magnetického pole. Elektrony byly do kombinovaného pole posílány v rovině (x, z) .

Zbývající část kapitoly představuje určitou odbočku z dosavadní struktury textu. Pro účely studia optického chování elektronové trysky jsme se rozhodli trasovat částice z jediného bodu na ose symetrie s různými počátečními stavy, abychom dokázali odlišit vliv jednotlivých parametrů. Zkušebně jsme zvolili odlišný přístup zadávání počátečního stavu.

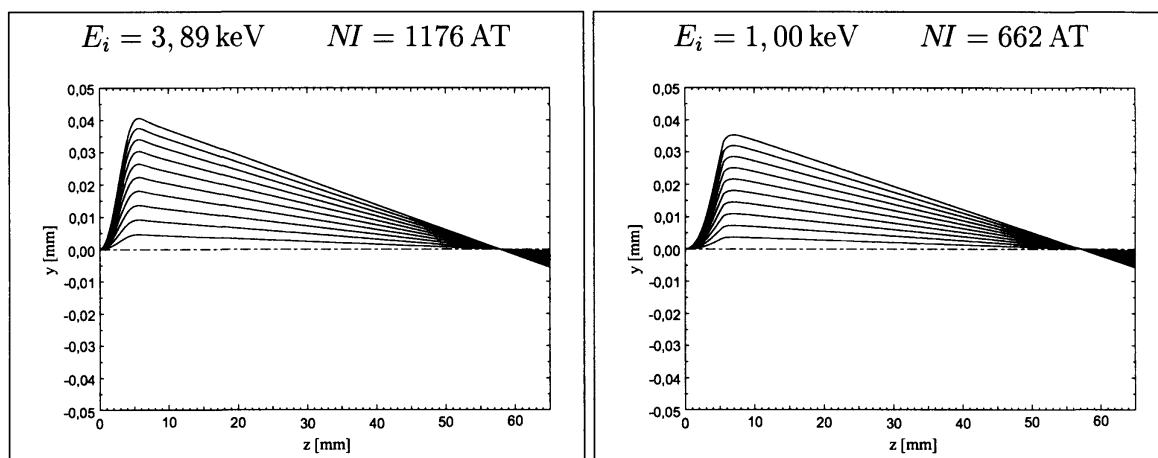
Z obr. 19.28 na straně 136 je dobře vidět, že už ekvipotenciály v těsném okolí pravoúhlé simulace hrotu se začínají rychle vyhlazovat. Sleduje-li naše simulace v hrubých skocích skutečnou podobu katody, lze očekávat, že některá z těchto ekvipotenciál nabývá lokálně tvar reálného hrotu. Jinými slovy můžeme v daném místě identifikovat povrch ekvipotenciály s povrchem hrotu.

V našem případě jsme takto nechali katodu „splýnout“ s ekvipotenciálou 100 V. Elektrony emitované z jejího povrchu jsme zadávali jako studené: jejich vstupní energie odpo-



Obr. 19.26: Trajektorie v celé optické soustavě: rovina (x, z) .

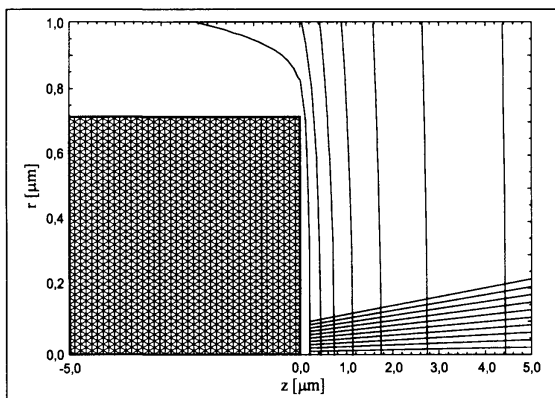
Výstup z režimu SingleTrace: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 0,1 \text{ eV}$ a jsou emitovány z bodu o souřadnicích $[0, 0, z_e = 0]$ v rovině (x, z) pod úhlem 5° až 50° vůči optické ose na levé a $2,5^\circ$ až 25° na pravé straně.



Obr. 19.27: Trajektorie v celé optické soustavě: rovina (y, z) .

Výstup z režimu SingleTrace: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 0,1 \text{ eV}$ a jsou emitovány z bodu o souřadnicích $[0, 0, z_e = 0]$ v rovině (x, z) pod úhlem 5° až 50° vůči optické ose na levé a $2,5^\circ$ až 25° na pravé straně.

vídala potenciálu plochy vůči vlastnímu hrotu a jejich výchozí rychlost měla nenulovou jen normálovou složku. Detail hrotu s ekvipotenciálou, na níž začínaly dráhy elektronů a tyto dráhy samotné nabízí opět obr. 19.28.

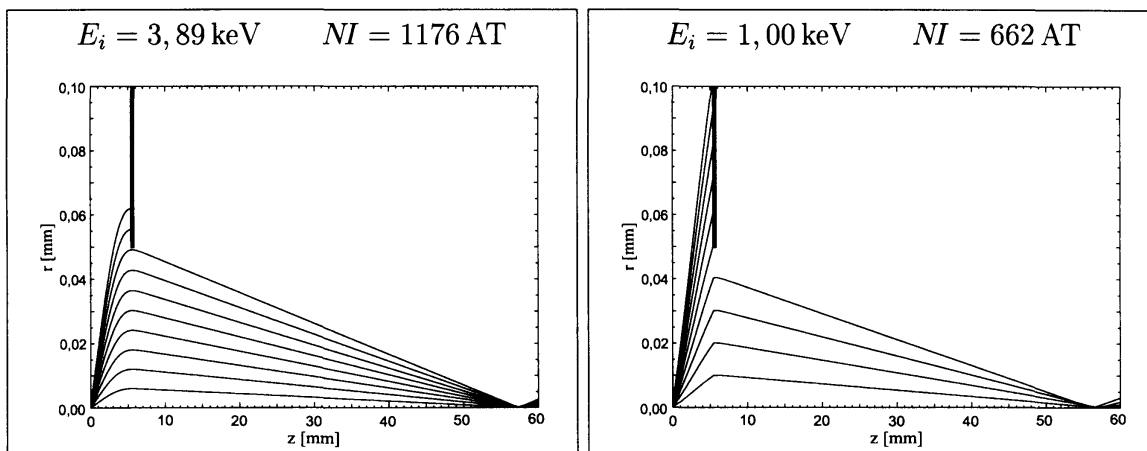


Obr. 19.28: Trajektorie elektronů emitovaných z ekvipotenciály: okolí hrotu.

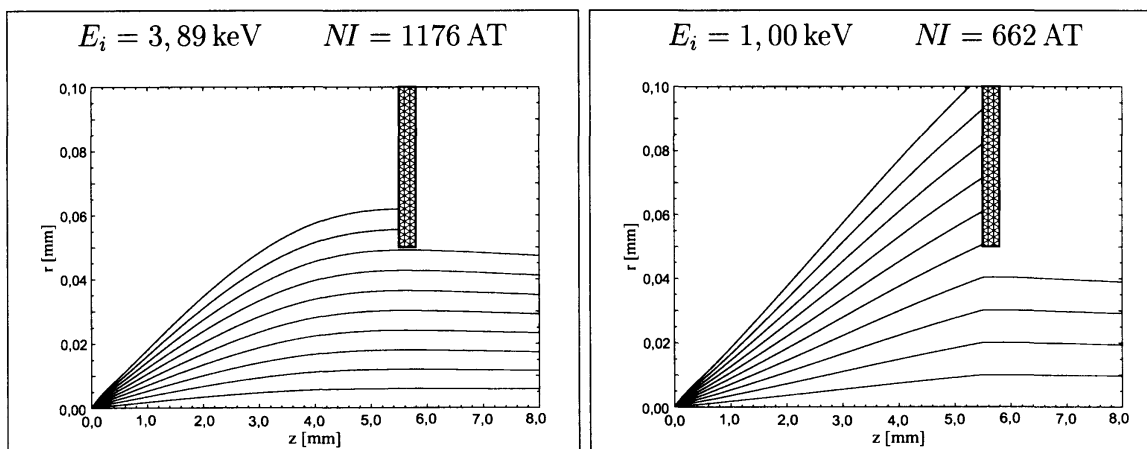
Výstup z režimu **SingleTrace**: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 100\text{ eV}$ a jsou emitovány v rovině (x, z) z ekvipotenciály 100 V vůči katodě ve vzdálenostech $0,01$ až $0,1\ \mu\text{m}$ od optické osy. Emisní úhly mají směr lokálních kolmic k povrchu ekvipotenciály. V těsném okolí hrotu jsou rozdíly mezi drahami elektronů s výslednou energií na straně obrazu $E_i = 3,89\text{ keV}$ a $E_i = 1,00\text{ keV}$ zanedbatelné.

Pro obě situace jsme nechali svazek trajektorií proběhnout celou optickou soustavou (viz obr. 19.29 na následující straně). Detailní záběr na svazek ve vlastní trysce je na obr. 19.30 na následující straně. Abychom mohli trasovat široký vějíř trajektorií a nezůstali jsme omezeni jen na blízké okolí optické osy, spočítali jsme pro oba grafické výstupy celé elektrostatické pole metodou **ZRP**.

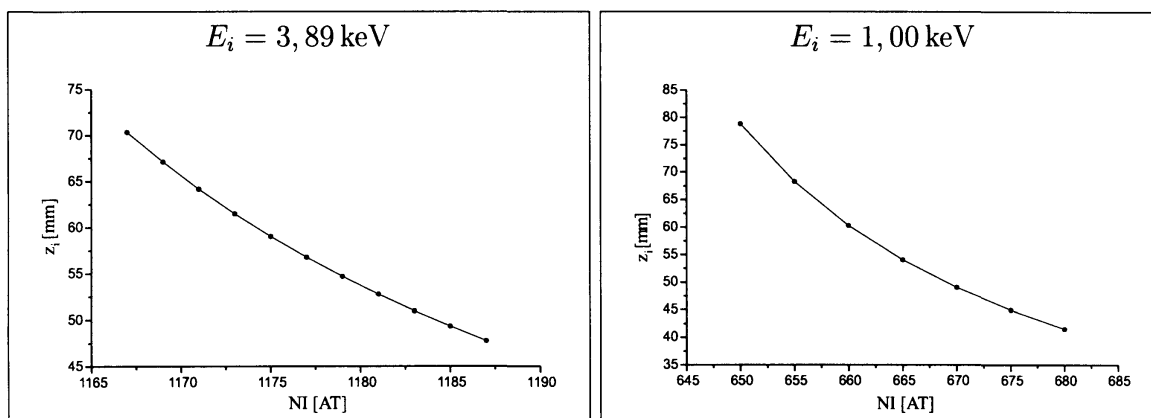
Srovnáme-li obr. 19.29 na následující straně s obr. 19.25 na straně 134, hned vidíme základní shodu v poloze obrazu, kterou jsme předpokládali. Pro elektrony emitované z ekvipotenciály jsme neprováděli výpočet optických vlastností trysky. Bylo by to nesmírně zdlouhavé i diskutabilní: elektrony se od sebe nelišily jen jedním parametrem, takže by nebylo možné pracovat s režimem **MultiTrace**.



Obr. 19.29: Trajektorie elektronů emitovaných z ekvipotenciály: celá opt. soustava. Výstup z režimu `SingleTrace`: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 100$ eV a jsou emitovány v rovině (x, z) z ekvipotenciály 100 V vůči katodě ve vzdálenostech 0,01 až 0,1 μm od optické osy. Emisní úhly mají směr lokálních kolmic k povrchu ekvipotenciály.



Obr. 19.30: Trajektorie elektronů emitovaných z ekvipotenciály: oblast vlastní trysky. Výstup z režimu `SingleTrace`: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 100$ eV a jsou emitovány v rovině (x, z) z ekvipotenciály 100 V vůči katodě ve vzdálenostech 0,01 až 0,1 μm od optické osy. Emisní úhly mají směr lokálních kolmic k povrchu ekvipotenciály.



Obr. 19.31: Poloha Gaussovy roviny v závislosti na buzení mg. čočky.

Poloha Gaussovy roviny byla počítána z nultého členu lineárního prokladu závislosti $\Delta r/\alpha_i = f(\beta_i)$.
 $(z_e = 0, E_e = 0,1 \text{ eV})$

ENERGIE	EXPERIMENT	SIMULACE
$E_i = 3,89 \text{ keV}$	$NI = 1255 \text{ AT}$	$NI = 1176 \text{ AT}$
$E_i = 1,00 \text{ keV}$	$NI = 600 \text{ AT}$	$NI = 662 \text{ AT}$

Tab. 19.5: Buzení magnetické čočky formující obraz v rovině aperturní clony

19.5 Výpočet optických vlastností

V kap. 19.4.2 na straně 128 jsme studovali vliv různých faktorů na trasování. Účelem bylo zajistit korektní podmínky pro simulaci optického chování trysky LEEMu. Návod, jak vypočítat vybrané parametry trysky, byl obsahem podkapitol kap. 18.7 na straně 108. Rozhodli jsme, že při simulacích budou elektrony šířící se elektrostatickým extrakčním nebo kombinovaným elektromagnetickým polem opouštět osu symetrie v rovině $z_e = 1 \text{ nm}$:

- s energií $E_e = 100 \text{ meV}$ při výpočtu otvorové vady, příčného zvětšení a polohy virtuálního zdroje
- pod úhlem $\alpha_e = 1^\circ$ při výpočtu chromatické vady

a budou procházet polem definovaným jako varianta I. v tab. 19.4 na straně 124.

Dále jsme rozhodli, že elektrony šířící se výhradně magnetickým polem budou opouštět osu symetrie v rovině $z_o = -25 \mu\text{m}$ (viz obr. 19.34 na straně 141):

- s energií $E_o = 3,89 \text{ keV}$ při výpočtu otvorové vady a příčného zvětšení

– pod úhlem $\alpha_o = 0,01^\circ$ při výpočtu chromatické vady

a budou procházet magnetickým polem (MLD1) shodným pro variantu I. až III. v tab. 19.4 na straně 124.

Nastavení přesnosti trasování, velikosti maximální vzdálenosti d a velikosti maximální změny úhlu $\Delta\alpha$ bylo stanoveno podle údajů na počátku kap. 19.4.2 na straně 128.

Profil elektronové stopy v okolí Gaussovy roviny lze získat změřením fokusační série zobrazení rovné hrany. Série se běžně realizuje jemným přebuzováním čočky, což je v prvním přiblížení ekvivalentní mechanickému posunu hrany podél optické osy.

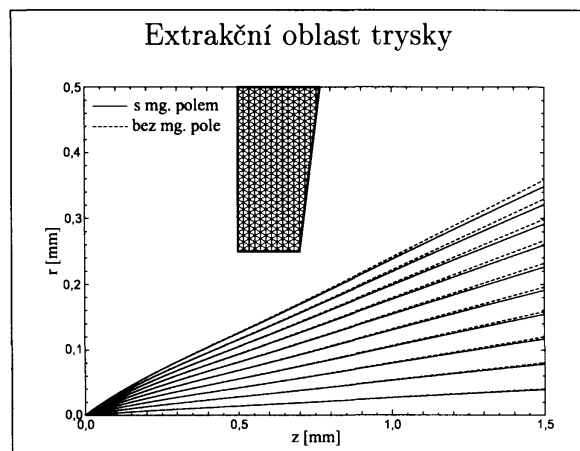
Při experimentu uspořádaném dle obr. 13.1 na straně 78 získáme pro každou energii svazku jen jeden bod na kalibrační křivce svazující polohu obrazu s buzením magnetické čočky: víme pro jaké buzení je svazek zaostřen do roviny clony, jejíž vzdálenost od katody známe.

Tabulka 19.5 na předchozí straně dokládá uspokojivou shodu mezi experimentální a simulovanou hodnotou buzení čočky potřebnou k zaostření na hranu aperturní clony. Úmyslně jsme porovnali obě hodnoty pro rozdílné energie svazku, abychom eliminovali pravděpodobnost náhodné blízkosti obou hodnot. To jsme vzali jako dostatečnou záruku toho, že naše počítačové simulace mohly posloužit ke kalibraci. Výsledné křivky jsou pro obě situace vyneseny na obr. 19.31 na předchozí straně.

Jak plyne z koeficientů Pichtovy rovnice (viz obr. 18.6 na straně 107), má pro situaci č. 1 smysl se zabývat optickými vlastnostmi elektrostatické a magnetické složky kombinovaného pole zvlášť. Průběh elektronových drah v extrakční oblasti trysky na obr. 19.32 to dokládá graficky.

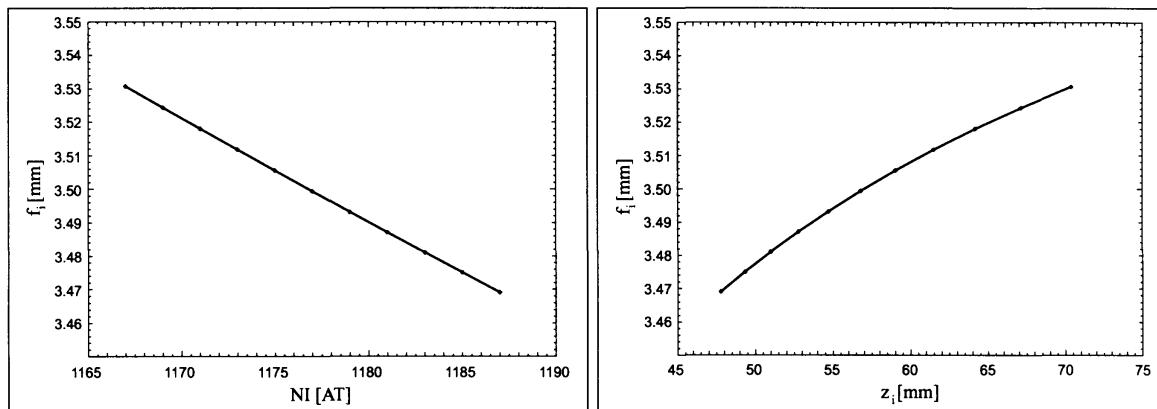
Účinek magnetického pole na tvar trajektorií je v rámci elektrostatického návrhu druhořadý, není však zcela zanedbatelný. Z obr. 19.34 na straně 141 vidíme, že jeho přítomnost se promítá do polohy virtuálního zdroje. Čistě extrakční pole formuje virtuální zdroj v rovině $z_o \doteq -24,7 \mu\text{m}$ a kombinované pole v rovině $z_o \doteq 22,5 \mu\text{m}$. Tato změna je ale vzhledem k vzájemným vzdálenostem jednotlivých optických prvků nedůležitá. Dodejme, že jako rovinu detekce jsme logicky volili rovinu, s níž splývá pravá hranice návrhu, tedy $z_{det} = 1,5 \text{ mm}$.

Z levého okénka obr. 19.35 na straně 142 by se mohlo zdát, že i u situace č. 2 lze oddělit působení elektrostatického a magnetického pole. Vliv čočky je v extrakční oblasti dokonce



Obr. 19.32: Trajektorie elektronů s energií 3,89 keV, vliv mg. pole.

Výstup z režimu `SingleTrace`: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 0,1 \text{ eV}$ a jsou emitovány z optické osy v rovině z_e rovnoměrně v úhlovém rozpětí 5° až 50° . Elektrony podléhající vlivu magnetického pole ($NI = 1176 \text{ AT}$) formují paraxiální obraz virtuálního zdroje v rovině $z_i \doteq 57,5 \text{ mm}$. Trajektorie jsou v příčném směru vynásobeny $20\times$.



Obr. 19.33: Ohnisková dálka jednopólové magnetické čočky.

Levá strana obrázku znázorňuje ohniskovou dálku jako funkci buzení čočky; pravá strana ukazuje, jak poloha obrazu závisí na ohniskové dálce, tj. na mohutnosti čočky. Průběhy platí pro elektronový svazek začínající v rovině $z_o = -25 \mu\text{m}$ a mající počáteční energii $E_o = E_i = 3,89 \text{ keV}$.

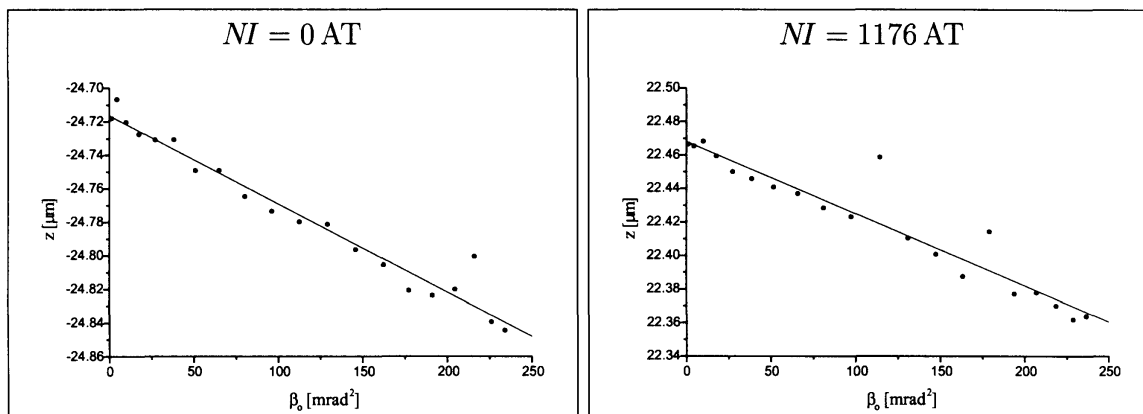
ještě menší než u situace č. 1. Bohužel nelze jednoduše oddělit působení extrakční a brzdě složky elektrostatického pole a jak ukazuje pravé okénko, vliv magnetické čočky v oblasti mezi extraktorem a anodou výrazně stoupá. Zvláštní studium chování jednopólové čočky má tedy smysl jen pro situaci č. 1. Pro ni jsme vlastnosti čistě magnetického pole počítali.

Výpočet kardinálních elementů elektrostatické složky pole trysky je v prostředí ELD z dříve zmíněných důvodů nespolehlivé (viz oddíl 16 na straně 89). Naproti tomu vlastnosti magnetické složky pole generované jednopólovou čočkou lze v prostředí MLD určit s velkou přesností. Na obr. 19.33 jsou vyneseny dvě závislosti získané bez pomoci ray tracingu.

Obrázek 19.36 na straně 142 a obr. 19.37 na straně 143 znázorňují okolí obrazu virtuálního křižště vždy s jedním souborem trasovaných trajektorií. Do obrázků byla zanesena i poloha roviny detekce, v níž jsme snímali potřebné údaje o stavu elektronů. Z obdržených hodnot jsme v prvním případě dokázali určit polohu Gaussovy roviny, příčné zvětšení trysky a koeficient její otvorové vady a v druhém případě koeficient její chromatické vady.

Jednotlivé parametry elektronové trysky jsme počítali pro několik rovin v okolí obrazu, jejichž polohu přibližně známe z kalibrace. Zajímá nás vývoj příčného zvětšení trysky (viz obr. 19.38 na straně 143) a koeficientu otvorové (viz obr. 19.39 na straně 144) a chromatické (viz obr. 19.40 na straně 144) vady. Pro situaci č. 1 jsme současně do grafů vynesli i průběh těchto parametrů pro čistě magnetické pole.

Vidíme například, že elektrostatické pole trysky neztvrdňuje, ale zmenšuje (přibližně $3\times$). U vývoje aberací nás může zarazit, že otvorová i chromatická vada samotného magnetického pole je vždy větší než vada pole kombinovaného, takže neplatí relace pro sčítání aberačních koeficientů (viz kap. 18.8 na straně 114). Tady je třeba si uvědomit, že ani v situaci č. 1 nejsou elektrostatická a magnetická část pole zcela nezávislé a použití relací v takovém případě je nekorektní, ačkoliv bychom se zde podstatně chyby zřejmě nedopustili. Každopádně vady zvětšujícího magnetického pole hrají v našem uspořádání podstatně

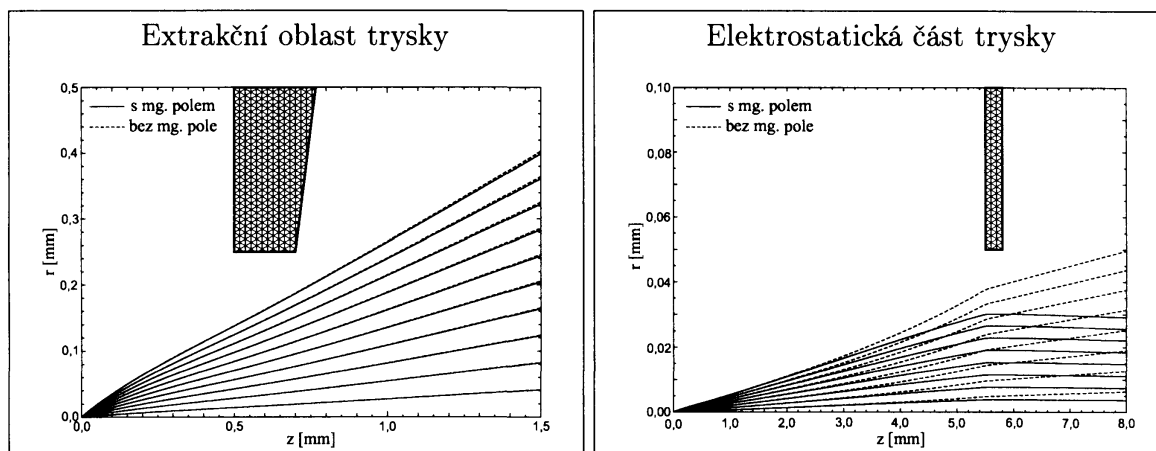


Obr. 19.34: Poloha virtuálního zdroje, vliv magnetického pole.

Elektrony jsou urychleny elektrostatickým extrakčním polem. Závislost $z_o = z_o(\beta_o)$ je proložena lineárně. Paraxiální poloha virtuálního zdroje $\bar{z}_o = \lim_{\beta_o \rightarrow 0} z_o(\beta_o)$. Výpočet proveden pro $10\times$ zvětšenou geometrii.

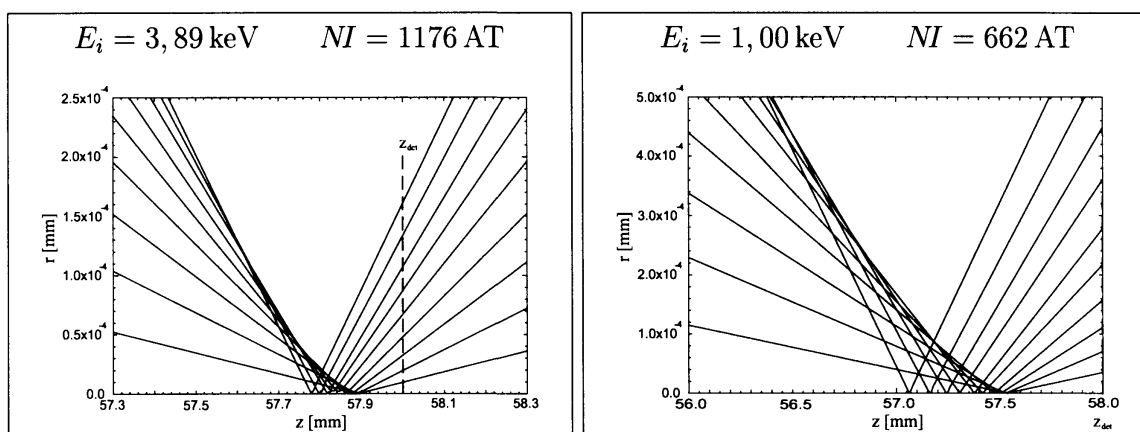
$$(z_e = 0, E_e = 0,1 \text{ eV}, E_o = 3,89 \text{ keV}, \alpha_e = 4^\circ \dots 80^\circ \text{ à } 4^\circ)$$

větší roli než vady zmenšujícího pole elektrostatického extrakčního.



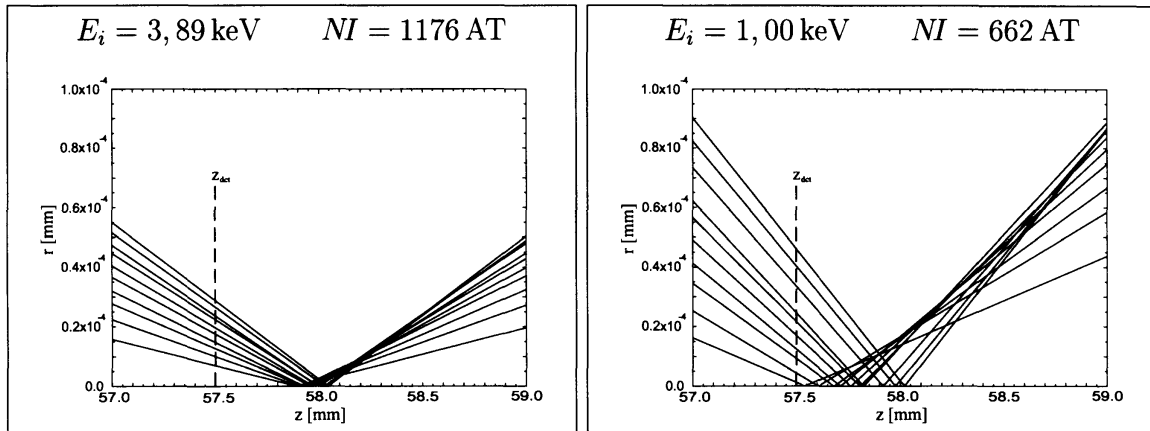
Obr. 19.35: Trajektorie elektronů s energií 1,00 keV, vliv mg. pole.

Výstup z režimu *SingleTrace*: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 0,1$ eV a jsou emitovány z optické osy v rovině z_e rovnoměrně v úhlovém rozpětí $2,5^\circ$ až 25° na levé a $2,5^\circ$ až 20° na pravé straně. Elektrony podléhající vlivu magnetického pole ($NI = 662$ AT) formují paraxiální obraz virtuálního zdroje v rovině $z_i \doteq 57,5$ mm. Výpočet proběhl v podmínkách označených jako varianta II. v tab. 19.4 na straně 124. Trajektorie na levé straně jsou v příčném směru vynásobeny $40\times$.



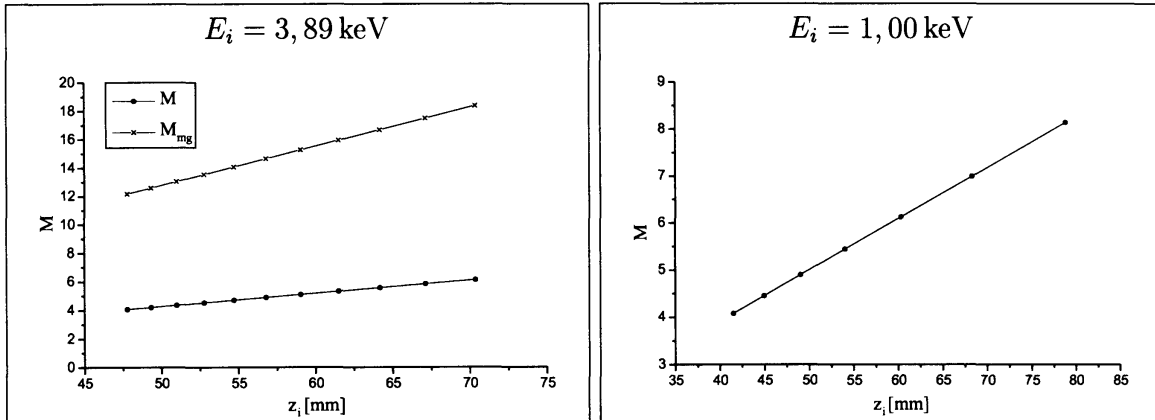
Obr. 19.36: Trajektorie v oblasti obrazu, vliv otvorové vady.

Výstup z režimu *SingleTrace*: Všechny elektrony mají počáteční energii $E_e = 0,1$ eV a jsou emitovány z optické osy v rovině z_e rovnoměrně v úhlovém rozpětí 5° až 50° na levé a $2,5^\circ$ až 25° na pravé straně. Rovina detekce trasovaných elektronů $z_{det} = 58,0$ mm.



Obr. 19.37: Trajektorie v oblasti obrazu, vliv chromatické vady.

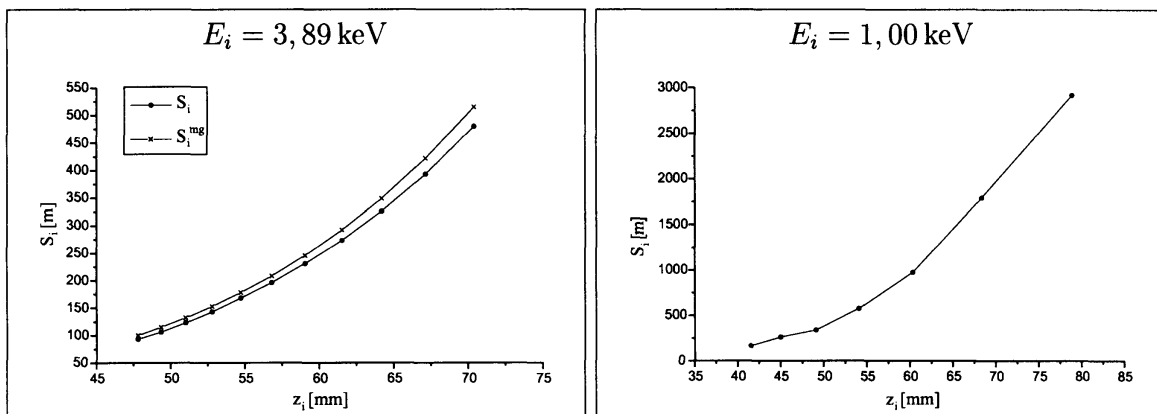
Výstup z režimu SingleTrace: Všechny elektrony jsou emitovány z optické osy v rovině z_e pod úhlem $\alpha_e = 1^\circ$ s počáteční energií rovnoměrně z rozmezí 0,1 eV až 1,0 eV. Rovina detekce trasovaných elektronů $z_{det} = 57,5$ mm.



Obr. 19.38: Zvětšení komb. a mg. pole trysky.

Příčné zvětšení kombinovaného pole trysky $M = (\alpha_e/\alpha_i) \sqrt{U_e/U_i}$ bylo určeno jako nultý člen kvadratického prokladu závislosti $M = f(\beta_e)$. Příčné zvětšení magnetického pole trysky $M_{mg} = (\alpha_o/\alpha_i) \sqrt{U_o/U_i}$ bylo určeno jako nultý člen kvadratického prokladu závislosti $M = f(\beta_o)$. Pro případ na pravé straně bylo možné získat jen příčné zvětšení kombinovaného pole.

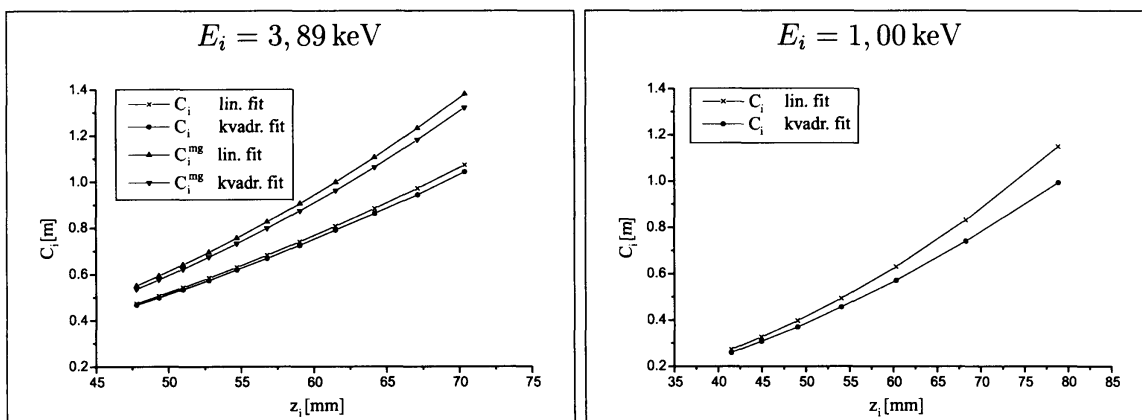
$$(z_e = 0, E_e = 0,1 \text{ eV} / z_o = -25 \mu\text{m}, E_o = E_i)$$



Obr. 19.39: Otvorová vada komb. a mg. pole trysky.

Aberační koeficienty byly určeny jako první členy lineárního prokladu závislosti $\Delta r/\alpha_i = f(\beta_i)$. Pro případ na pravé straně bylo možné získat jen otvorovou vadu kombinovaného pole.

$$(z_e = 0, E_e = 0,1 \text{ eV} / z_o = -25 \mu\text{m}, E_o = E_i)$$



Obr. 19.40: Chromatická vada komb. a mg. pole trysky.

Aberační koeficienty byly určeny jako první členy lineárního a kvadratického prokladu závislosti $\Delta r/\alpha_i = f(\delta E/E_i)$. Pro případ na pravé straně bylo možné získat jen chromatickou vadu kombinovaného pole.

$$(z_e = 0, E_e = 0,1 \text{ eV} / z_o = -25 \mu\text{m}, E_o = E_i)$$

Část VII

Parametry autoemisní trysky

Počítačové zpracování měření

Pokud podmínky našeho experimentu vyhovovaly předpokladům z tab. 6.1 na straně 34, mělo by se naměřené rozložení intensity shodovat s rozdělovací funkcí $I(\xi, \Delta z)$, jejíž jádro představuje chybová funkce. Její průběh je vidět na obr. 20.1 na následující straně. Vzhledem k aproximativnímu charakteru rozdělovací funkce samozřejmě nelze očekávat shodu naprostou, nicméně z obr. 15.2 na straně 84 a z obr. 15.3 na straně 84 je zřejmé, že naměřené profily z fokusační série mají přibližně očekávaný průběh.

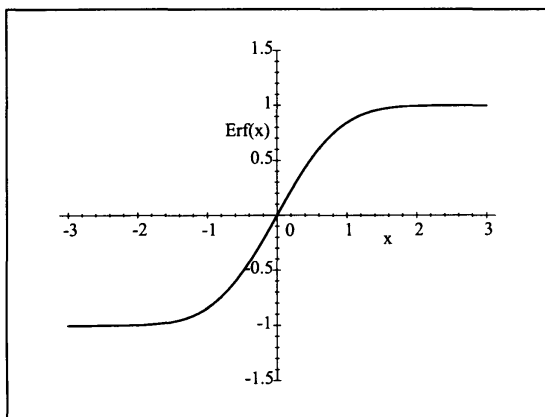
Přímá derivace křivek $I(\xi, \Delta z)$ podle souřadnice ξ představuje triviální cestu k získání proudové hustoty $J(\xi, \Delta z)$ ve svazku v jednotlivých rovinách Δz . Derivovat přímo naměřené křivky je bohužel nemožné, neboť šumové pozadí přičítající se k vlastnímu signálu narušuje jeho hladký průběh. Výsledný šum představuje souhrnný účinek jevů rozmanitého původu: přirozený šum detektoru, časově proměnná rozptylová pole, nestabilita napěťových a proudových zdrojů, atd. Nezbyvá než naměřené křivky proložit vhodně zvolenou funkcí, která by se teprve derivovala. Jednotlivým prokladům odpovídá různá číselná hodnota koeficientů fitované funkce.

Nejsprávnější by bylo, kdyby se křivky prokládaly přímo chybovou funkcí. To se ale ukazuje jako problematické vzhledem k její definici. Řada (7.12) je pro fitování zcela nevhodná, protože by musela obsahovat nejméně 15 členů, aby se korektně vykreslila celá přechodová oblast. Pokud sumaci ve výrazu (7.12) omezíme na několik počátečních členů, dostaneme polynom, kterým můžeme chybovou funkci nahradit pro malá x ; pro velká x lze chybovou funkci zapsat následovně

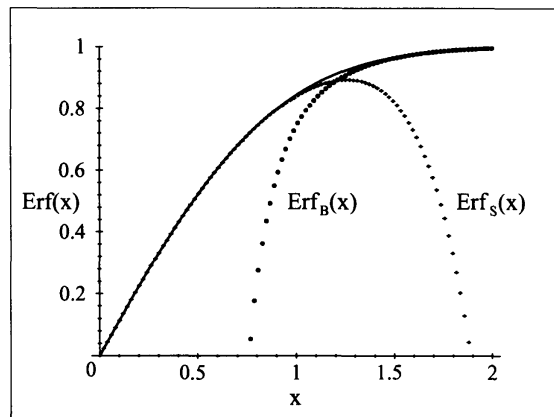
$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt = 1 - \frac{\exp(-x^2)}{x\sqrt{\pi}} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \prod_{m=0}^n |2m-1|}{(2x^2)^n} \right). \quad (20.1)$$

Do grafu na obr. 20.2 na následující straně jsme vynesli konečný rozvoj funkce (7.12)

$$\operatorname{erf}_S(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(x - \frac{1}{3} x^3 + \frac{1}{10} x^5 - \frac{1}{42} x^7 \right) \quad (\text{pro malá } x), \quad (20.2)$$



Obr. 20.1: Průběh chybové funkce



Obr. 20.2: Asymptotické aproximace chybové funkce

abychom demonstrovali, že pro rozumný počet členů z hlediska fitování nenahrazuje chybovou funkci v celé přechodové oblasti. Graf jsme doplnili i o konečný rozvoj funkce (20.1)

$$\operatorname{erf}_B(x) = 1 - \frac{\exp(-x^2)}{x\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{3}{4x^4} \right) \quad (\text{pro velká } x) . \quad (20.3)$$

Dodejme, že v našem případě platilo: $x = C_2(\Delta z)\xi$, kde ξ je přímo prostorová souřadnice, takže jednotlivé hledané koeficienty jsou schovány v mocninách proměnné x .

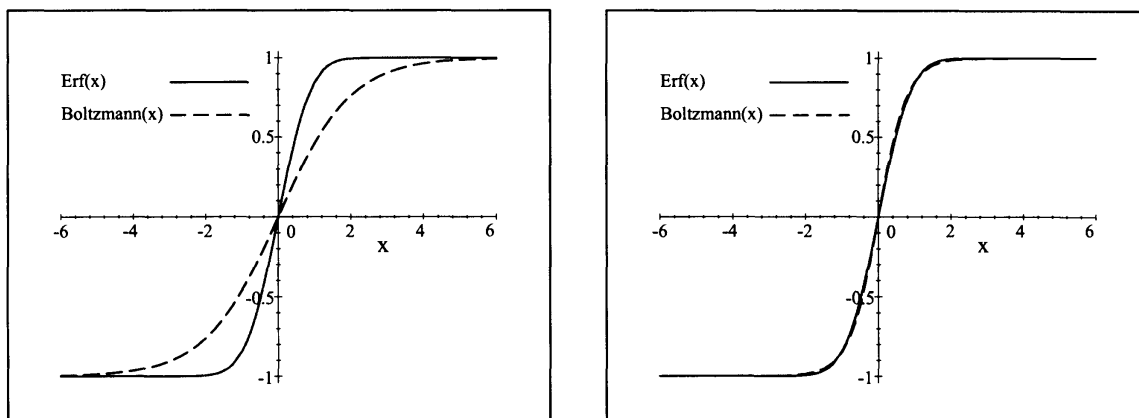
Naměřené křivky jsme ve formě diskretních datových souborů (viz oddíl 15 na straně 83) načetli programem *Origin* [48], v jehož prostředí dále probíhalo zpracování výsledků. Z širokého výběru funkcí, jež program nabízí k fitování experimentálních dat, jsme nakonec zvolili všeobecně známou Boltzmannovu funkci

$$I_F = \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp\left[\frac{(\xi - \xi_0)}{d}\right]} + A_2 . \quad (20.4)$$

Srovnání chybové a Boltzmannovy funkce pro dva relevantní případy nabízí obr. 20.3 na následující straně. Funkcí (20.4) jsme prokládali závislosti, které by při úplném souhlasu teorie s experimentem byly zobrazením konvoluce

$$I(\xi, \Delta z) = NR_0\sqrt{\phi_o\phi_i} \int_{-\infty}^{\infty} Y(\xi - x_2) H(x_2, \Delta z) dx_2 = C_1 \left\{ \operatorname{erf}\left[C_2(\Delta z)\xi\right] + 1 \right\} . \quad (20.5)$$

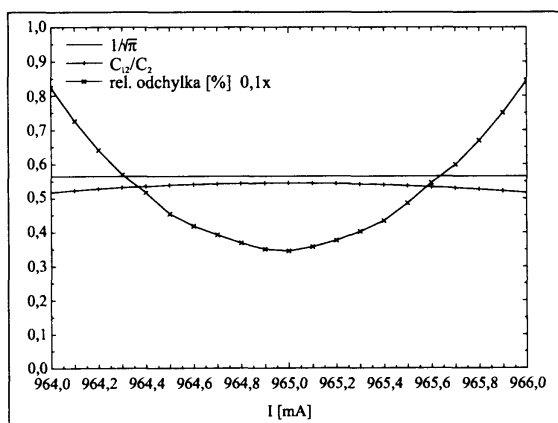
V koeficientu C_1 z (20.5) je obsažena osová hodnota redukované směrové proudové hustoty R_0 (viz výraz (7.24)). Odhad její velikosti z dostupných experimentálních dat by byl nespolehlivý a nemělo smysl se o něj pokoušet. Zvolili jsme raději jiný přístup a jednotlivé proklady naměřených průběhů Boltzmannovou funkcí jsme individuálně normovali:



Obr. 20.3: Srovnání průběhu chybové a Boltzmannovy funkce.

Boltzmannova funkce má náležitý tvar $I_F = 1 - 2/[1 + \exp(x/d)]$, přičemž d je 1 (levý graf) a 0,4 (pravý graf).

normovanou integrální intenzitu $I_N(\xi, \Delta z)$ jsme zavedli tak, aby při nulovém signále byla rovna nule a při plném signále rovna jedné. To znamenalo položit $R_0 = 1/\sqrt{\phi_o\phi_i}$.



Obr. 20.4: Podíl koeficientů C_{12} a C_2 pro situaci č. 1.

Pro zavedené normování nabývá podoby

$$\frac{C_{12}}{C_2} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \doteq 0,564. \quad (20.7)$$

Na obr. 20.4 jsme pro situaci č. 1 ($E_i = 3,89$ keV, viz oddíl 15 na straně 83) vynesli závislost (20.7) získanou fitováním, abychom ukázali, že je s dostatečnou přesností konstantní a blízká hodnotě $(1/\sqrt{\pi})$.

Průběhy normované integrální intenzity v různých rovinách nabízí obr. 20.5 na následující straně a obr. 20.7 na následující straně. Profily elektronového svazku v různých rovinách ukazuje obr. 20.6 na následující straně a obr. 20.8 na následující straně.

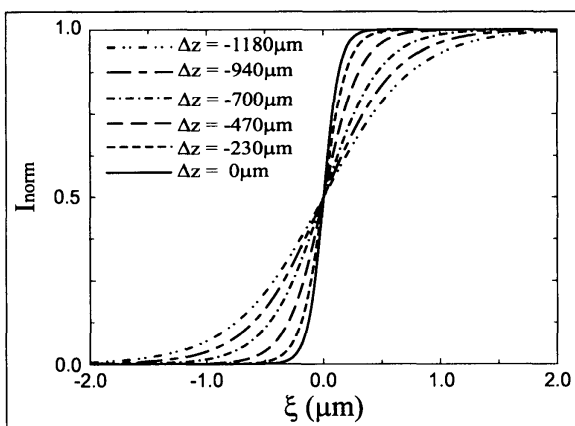
¹V programu Origin nese tento modul název GaussAmp.

Teprve normované tvary $I_N(\xi, \Delta z)$ jsme derivovali, čímž jsme získali rozložení intenzity ve svazku v jednotlivých rovinách Δz . Tyto křivky jsme znovu fitovali, tentokrát Gaussovou rozdělovací funkcí ve tvaru ¹

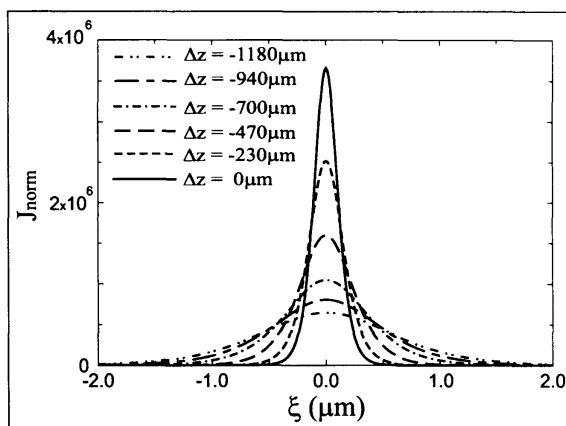
$$J_F = A_0 + C_{12} \exp\left\{-\left[C_2(\xi - \xi_0)\right]^2\right\}, \quad (20.6)$$

neboť naše teorie předpokládala gaussovský profil proudové hustoty v okolí obrazu křižště.

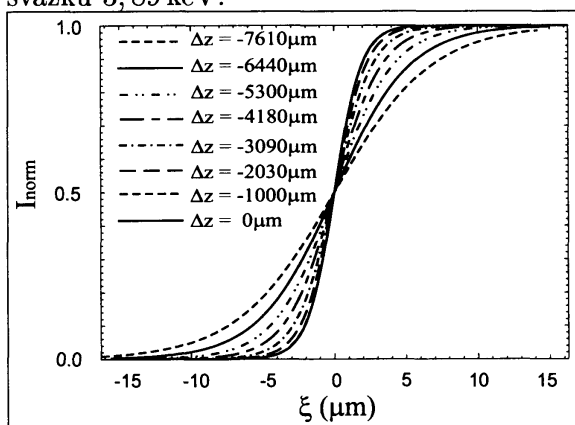
Koeficient C_1 sehrává roli konstanty. S tím souvisí jednoduchý převodní vztah (7.20) mezi koeficienty C_{12} a C_2 plynoucí z defi-



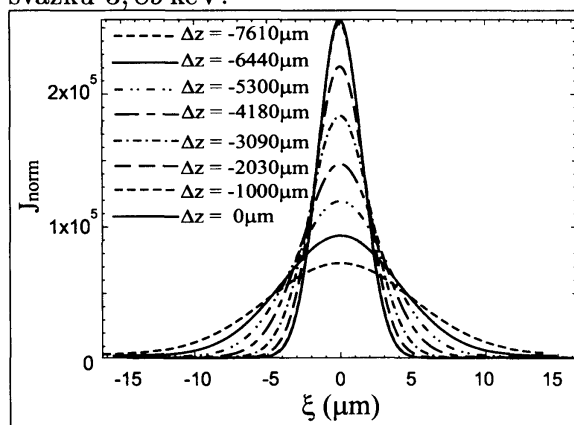
Obr. 20.5: Rozdělení integrální intenzity pro různé velikosti rozostření: energie svazku 3,89 keV.



Obr. 20.6: Rozdělení proudové hustoty pro různé velikosti rozostření: energie svazku 3,89 keV.



Obr. 20.7: Rozdělení integrální intenzity pro různé velikosti rozostření: energie svazku 1,00 keV.



Obr. 20.8: Rozdělení proudové hustoty pro různé velikosti rozostření: energie svazku 1,00 keV.

Elektronový svazek a charakteristika zdroje

Fitováním proudové hustoty funkcí (20.6) obdržíme dva soubory číselných hodnot koeficientů C_{12} a C_2 . Vzhledem k platnosti (20.7) postačí zpracovat pouze závislost $C_2 = C_2(\Delta z)$, která je jen nepřímým vyjádřením závislosti pološířky svazku Δx_2 na rozostření. Pološířku a koeficient svazuje relace (7.28).

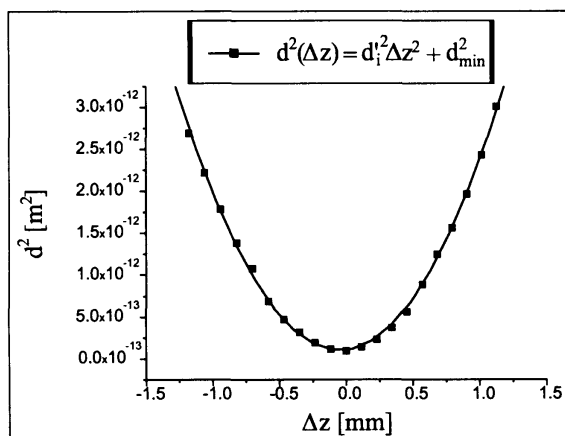
Nejvhodnější mírou pro svazek s přibližně gaussovským rozložením intenzity je standardní FWHM, tj. plná šířka v polovině maxima. Aby se pološířka Δx_2 shodovala s FWHM, musíme ji vynásobit faktorem $(2\sqrt{\ln(4)})$. Přirozeně je také možné fitovat křivky $J(\xi, \Delta z)$ proudové hustoty funkcí

$$J_F = A_0 + C_{12} \exp \left[-2 \ln(4) \left(\frac{\xi - \xi_0}{d} \right)^2 \right] \quad (21.1)$$

namísto (20.6) a získat tak hodnoty parametru $d(\Delta z)$, který v jednotlivých rovinách znamená přímo FWHM.

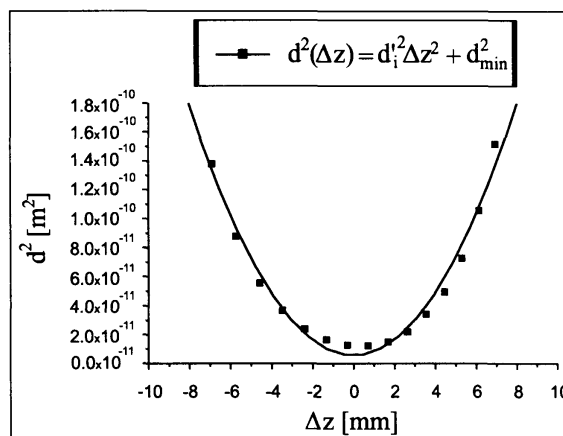
Význam koeficientu C_2 ($C_2 = \sqrt{2 \ln(4)}/d$) spočívá v tom, že jeho struktura (viz (7.25)) obsahuje charakteristické pološířky $\Delta x_i \doteq \Delta x_{min}$ a $\Delta x'_i$ spojené s parametry zdroje triviálními relacemi (7.41) a (7.42). Kapitola 7.5 na straně 51 pojednává o tom, že za některých zjednodušujících předpokladů lze pološířky Δx_{min} a $\Delta x'_i$ extrahovat ze závislosti $\Delta \xi^2 = [4 \ln(4)] \cdot \Delta x_2^2 = f(\Delta z)$, když ji proložíme kvadratickým polynomem.

Ve skutečnosti ale měříme závislost $d^2 = d^2(I_c)$. Vztah mezi I_c a Δz (závislost polohy obrazu na excitaci magnetické čočky $z_i = z_i(I_c)$) jsme získali z počítačových simulací (viz kap. 19.5 na straně 138 a obr. 19.31 na straně 138). Je prakticky nemožné, aby čočka modelovaná pomocí příslušného programu přesně simulovala chování čočky skutečné. Brání tomu existence určité vůle v sesazení jednotlivých dílů, změna konfigurace při mechanickém seřizování svazku, nehomogenita materiálu atd. Pro absolutní stanovení buzení čočky, při němž Gaussova rovina přesně splývá s rovinou aperturní clony (na její hraně jsme měřili rozměr stopy), je vliv výše zmíněných okolností příliš významný (viz míra shody simulace s experimentem v tab. 19.5 na straně 138). Rovinu $\Delta z = 0$ musíme



Obr. 21.1: Závislost FWHM na rozostření: energie svazku 3,89 keV.

Proklad metodou nejmenších čtverců dává pološířku zaostřené stopy $d_{min} = 0,267 \mu\text{m}$ a pološířku úhlového rozdělení signálu $d'_i = 1,01 \text{ mrad}$.



Obr. 21.2: Závislost FWHM na rozostření: energie svazku 1,00 keV.

Proklad metodou nejmenších čtverců dává pološířku zaostřené stopy $d_{min} = 2,38 \mu\text{m}$ a pološířku úhlového rozdělení signálu $d'_i = 1,64 \text{ mrad}$.

proto identifikovat s polohou nejužšího místa ve svazku, aniž se tím dopouštíme nějaké závažné nepřesnosti. Narozdíl od určení absolutní polohy je spolehlivost simulací zcela dostačující ke správnému výpočtu relativní polohy, tj. závislosti posuvu roviny obrazu podél optické osy na změně buzení.

Jak extrakční, tak fokusační část trysky je vždy zatížena principiálními vadami osovými, které rozšiřují minimální dosažitelnou stopu a narušují gaussovský průběh proudové hustoty. Parametr d je roven $\Delta\xi$, pokud je vliv optických aberací zanedbatelný. Naše paraxiální teorie se tudíž stává aplikovatelnou právě když příspěvek $\Delta\xi$ do d nabývá rozhodující převahy (viz tab. 21.2 na straně 153). Pak si funkce $d^2 = d^2(\Delta z)$ zachovává polynomiální strukturu výrazu (7.40)

$$d^2(\Delta z) = d_i'^2 \Delta z^2 + d_{min}^2. \quad (21.2)$$

Kvadratickým prokladem diskrétního souboru hodnot $[\Delta z, d]$ dostaneme veličiny d_{min} a d'_i , které charakterizují pološířky prostorového ($\Delta\xi_{min}$) a úhlového ($\Delta\xi'_i$) rozdělení intenzity v obrazové rovině. Obrázek 21.1 a obr. 21.2 demonstrují vývoj příčného rozměru svazku (FWHM) v několika rovinách kolem Gaussovy ($\Delta z = 0$). Znázorněny jsou i fitované křivky.

Tvar a rozměr elektronového svazku opouštějícího autoemisní trysku jsou výsledkem celkového účinku jejího pole, tj. extrakční i fokusační části. V tomto smyslu je vliv obou částí neoddelitelný, nicméně z průběhu členů Pichtovy rovnice (viz obr. 18.6 na straně 107) jasně plyne, že jejich působení v prostoru se prakticky nepřekrývá. Tryska byla koncipována tak, že je možné nezávisle měnit energii svazku při zachování stálého extrakčního napětí. Vliv magnetického pole je v extrakční oblasti druhořadý a vždy zanedbatelný, takže virtuální zdroj je formován čistě elektrostatickým extrakčním polem. Z tohoto dů-

	Pole	M	S_o	S_i	C_o	C_i
			[mm]	[m]	[mm]	[m]
$E_i = 3,89 \text{ keV}$	kombinované	$4,96 \times$		206		0,686
	elektrostatické	$0,335 \times$	0,527		0,107	
	magnetické	$14,8 \times$	4,583	219	2,669	0,821
$E_i = 1,00 \text{ keV}$	kombinované	$5,82 \times$		812		0,518

Tab. 21.1: Optické parametry autoemisioní trysky.

Počáteční energie elektronů byla pro numerické simulace stanovena $E_e = 0,1 \text{ eV}$. Chromatická vada byla spočítána pro emisní úhel $\alpha_e = 1^\circ$ (kombinované a elektrostatické pole) a $\alpha_o = 0,01^\circ$ (magnetické pole) a její koeficienty vzaty z nelineárního prokladu diskrétní závislosti $\Delta r/\alpha = f(\delta E/E)$.

vodu je na místě předpokládat, že velikost pološířek prostorového a úhlového rozložení emise $\Delta \xi_o$ a $\Delta \xi'_o$ se pro různé energie svazku liší jen minimálně.

Fokusační část trysky vytváří obraz virtuálního zdroje. Její pole je čistě magnetické (situace č. 1) nebo kombinované (situace č. 2): magnetické a elektrostatické brzdě. Z tvaru elektronových trajektorií na obr. 19.25 na straně 134 a obr. 19.29 na straně 137 jsme usoudili, že fokusační část trysky se chová jako tenká čočka umístěná v těsné blízkosti roviny anody. Tato skutečnost nám umožnila s dostatečnou přesností definovat aperturní úhel na straně obrazu geometricky z podílu poloměru anody ($r = 50 \mu\text{m}$; v našem případě hraje roli aperturní clony) a vzdálenosti "rovina anody – měřící hrana" ($l = 51,7 \text{ mm}$). Přibližně platilo $\alpha_i = 1 \text{ mrad}$.

Znalost aperturního úhlu je nezbytná, abychom byli schopni odhadnout vliv optických vad na zobrazení. Numerické výpočty, které nám posloužily k určení závislosti $z_i = z_i(I_c)$, jsme současně uplatnili pro výpočet příčného zvětšení M a aberačních koeficientů S a C sférické a chromatické osové vady. Výsledky počítačových simulací shrnuje tab. 21.1.

Zavedli jsme rozměr stopy jako FWHM rozdělení intensity. Jak je nastíněno již v od-
díle 2 na straně 15, je složité porovnávat příspěvky jednotlivých vad, neboť se jejich roz-
dělení intensity liší významně od gaussovského. Pro náš případ bylo nejvhodnější vrátit
se k tradiční formuli (např. Reimer [8])

$$d_{min}^2 = \left(\Delta \xi_{min} \right)^2 + \left(0,61 \frac{\lambda_i}{\alpha_i} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} S_i \alpha_i^3 \right)^2 + \left(C_i \alpha_i \frac{\Delta E}{E_i} \right)^2. \quad (21.3)$$

Energie svazku se očekávala z intervalu $E \in \langle E_i, E_i + \Delta E \rangle$. Na základě dostupných údajů jsme považovali za rozumný odhad $\Delta E = 0,5 \text{ eV}$. Za vlnovou délku elektronů jsme dosadili $\lambda_i = 20 \text{ pm}$ ($E_i = 3,89 \text{ keV}$), resp. $\lambda_i = 39 \text{ pm}$ ($E_i = 1,00 \text{ keV}$). Velikosti příslušných aberačních koeficientů (kombinované pole) jsme vzali z tab. 21.1.

Nafitováním diskrétní závislosti $d^2 = d^2(\Delta z)$ jsme dostali následující výsledky:

1. $d_{min} = 0,267 \mu\text{m}$ a $d'_i = 1,01 \text{ mrad}$ pro $E_i = 3,89 \text{ keV}$.
2. $d_{min} = 2,38 \mu\text{m}$ a $d'_i = 1,64 \text{ mrad}$ pro $E_i = 1,00 \text{ keV}$.

	$E_i = 3,89 \text{ keV}$	$E_i = 1,00 \text{ keV}$
velikost virtuálního zdroje a ostatní vlivy	74,0 %	95,9 %
difrakční aberace	0,2 %	0,0 %
otvorová aberace	14,9 %	2,9 %
chromatická aberace	10,9 %	1,2 %

Tab. 21.2: Relativní příspěvky k celkové velikosti stopy (FWHM).

Použijeme-li výše uvedená data, zůstává jedinou neznámou v rovnici (21.3) její první člen, jehož velikost jsme tak mohli spočítat a následně stanovit váhu jednotlivých příspěvků do celkového rozměru zaostřené stopy. Výsledky nabízí tab. 21.2.

Z prvního členu (21.3) jsme získali hodnotu $\Delta\xi_{min}$. Z definice osových aberací je evidentní, že tyto vady neovlivňují strukturu úhlové emise tak závažně jako proudovou hustotu. To nás oprávnilo k tvrzení, že $\Delta\xi'_i \doteq d'_i$. Pološířky $\Delta\xi_{min}$ a $\Delta\xi'_i$ jsou s parametry virtuálního zdroje $\Delta\xi_o$ a $\Delta\xi'_o$ opět svázány známými relacemi (7.41) a (7.42).

V situaci č. 1 ($E_i = 3,89 \text{ keV}$) jsme nezávisle popsali vlastnosti extrakčního (elektrostatického) a fokusačního (magnetického) pole, takže známe zvětšení virtuálního zdroje $M = M^{mg}$ (viz tab. 21.1 na předchozí straně). Jeho hodnotu jsme dosadili do výše zmíněných relací. Pro velikost (FWHM) virtuálního zdroje jsme dostali

$$\Delta\xi_o = \Delta\xi_{min}/M_{mg} = 15,5 \text{ nm}$$

a pro pološířku (FWHM) úhlové emise

$$\Delta\xi'_o = \Delta\xi'_i M_{mg} = 15,0 \text{ mrad} (= 0,86^\circ).$$

V situaci č. 2 ($E_i = 1,00 \text{ keV}$) jsme nevyšetřovali chování extrakčního a fokusačního pole samostatně. Fyzikální poměry v extrakční oblasti byly z hlediska vlivu na elektronový svazek velmi stabilní a zaručovaly tak dostatečnou invariantnost velikosti pološířek $\Delta\xi_o$ a $\Delta\xi'_o$ vzhledem ke zkoumaným pracovním režimům.

21.1 Diskuse výsledků

Z hodnot v tab. 21.2 vyplývá, že pro obě energie svazku žádná ze sledovaných vad (difrakční, otvorová, chromatická) nepřevážila. 74,0 procentní, resp. 95,9 procentní příspěvek uvedený v tab. 21.2 zahrnuje jak velikost vlastního zdroje, tak všechny ostatní působící jevy, které jsme samostatně nepopsali. Je úkolem této kapitoly posoudit míru jejich vlivu.

Velikosti pološířek virtuálního zdroje obdržené v situaci č. 1 ($E_i = 3,89 \text{ keV}$) souhlasí s dosavadní zkušeností [37, 47]. To dokazuje, že v tomto případě byl vliv ostatních jevů

„skrytých“ v pološířkách zdroje zanedbatelný a že jsme se tudíž pohybovali v rámci naší aproximace (viz část I na straně 22).

S klesající energií svazku bychom měli sledovat nárůst vlivu osových vad na úkor konečné velikosti zdroje, nicméně tab. 21.2 na předchozí straně ukazuje přesný opak. Velikost d_{min} jsme v situaci č. 2 obdrželi řádově větší než v situaci č. 1 a přitom víme, že absolutní příspěvek velikosti virtuálního zdroje do stopy by měl být pro obě energie svazku srovnatelný. To dokládá, že při energii kolem 1 keV docházelo k jevům nezahrnutým v předcházejících úvahách.

Naši pozornost musíme předně zaměřit na jevy, které nesouvisejí s kvalitou seřízení trysky, ale jsou projevem fyzikální podstaty experimentu, takže jsme je nedokázali korigovat. Uvážíme možný účinek tří nejzávažnějších, které mají shodně původ v Coulombovských interakcích mezi částicemi ve svazku ¹: *prostorového náboje*, *Boerschova jevu* a *trajectory displacement* [19, 50].

Vliv prostorového náboje se uplatňuje především v těsném okolí emisního hrotu. Naproti tomu růst vlivu dvou zbývajících jevů se očekává v oblasti relativně dlouhého, přibližně paraxiálního chodu svazku mezi anodou a měřicí hranou.

Prostorový náboj. Vliv prostorového náboje roste s osovou proudovou hustotou J_0 . Fazetované emitéry jsou charakteristické menší hodnotou J_0 při dané osové úhlové intenzitě I'_0 ve srovnání se zakulacenými emitéry [37]. Když se poloměr hrotu zmenšuje, osová proudová hustota roste při $I'_0 = konst$ a vliv prostorového náboje se stává závažným. Poloměr katody použité v našem experimentu (viz kap. 11.2.3 na straně 70) ospravedlňuje zanedbání tohoto jevu. Navíc poměry v extrakční části jsou stejné při obou situacích.

Trajectory displacement a Boerschův jev. Trajectory displacement znamená příčné rozšíření svazku charakterizované pološířkou $FWHM_T$; Boerschův jev způsobuje energiový rozptyl svazku a je udáván relativně podílem $FWHM_B/E$, kde $FWHM_B$ je pološířka energiového rozdělení vyvolaného Boerschovým jevem a E je energie svazku.

Pro popis trajectory displacement ani Boerschova jevu neexistuje žádná obecná formule, bylo ale vypracováno několik modelů. To, jaký model se má konkrétně použít, se odvíjí od hodnot bezrozměrných parametrů $\bar{\lambda}$ a χ_c , které charakterizují hustotu elektronů ve svazku a poměr osové vzdálenosti elektronů k příčným rozměrům svazku [50]. V našem případě jsme dostali

$$\bar{\lambda} = 7,5768 \cdot 10^3 \frac{I_p}{\alpha_i^2 U_i^{3/2}} = \begin{cases} 3,00 \cdot 10^{-4} & \text{pro situaci č. 1,} \\ 1,49 \cdot 10^{-3} & \text{pro situaci č. 2} \end{cases}$$

a

$$\chi_c = 1,0524 \cdot 10^{13} \frac{I_p \alpha_i l}{U_i^{1/2}} = \begin{cases} 8,60 \cdot 10^{-2} & \text{pro situaci č. 1,} \\ 1,07 \cdot 10^{-1} & \text{pro situaci č. 2,} \end{cases}$$

kde α_i je aperturní úhel na straně obrazu, U_i je napětí úměrné energii svazku a I_p je proud svazkem (dosazovali jsme příslušné naměřené hodnoty (viz oddíl 15 na straně 83)).

¹Zanedbatelnost veškerých projevů Coulombovských interakcí byla podmínkou odvození naší aproximace (viz tab. 6.1 na straně 34).

Protože byla vždy splněna podmínka $\chi_c \ll 1$, aplikovali jsme modely pro režim *Pencil beam*. V tomto režimu platí, že vzdálenost elektronů ve svazku je (několika)řádově větší než průměr svazku. Pro trajektoru displacement nyní vychází

$$\text{FWHM}_T = 1,6515 \cdot 10^{28} \frac{I_p^3 \alpha_i l^3}{U_i^{5/2}} = \begin{cases} 2,26 \cdot 10^{-12} \text{ m} & \text{pro situaci č. 1,} \\ 1,72 \cdot 10^{-11} \text{ m} & \text{pro situaci č. 2} \end{cases}$$

a pro Boerschův jev

$$\text{FWHM}_B/E_i = 4,4800 \cdot 10^{17} \frac{I_p^2 l}{U_i^2} = \begin{cases} 1,45 \cdot 10^{-7} & \text{pro situaci č. 1,} \\ 8,90 \cdot 10^{-7} & \text{pro situaci č. 2,} \end{cases}$$

kde l je vzdálenost "rovina anody – měřící hrana".

Hned vidíme, že oba jevy měly naprosto zanedbatelný dopad na rozměr svazku a jeho energiovou šířku.

Z předchozích úvah vyplývá, že původ enormního rozšíření elektronové stopy v situaci č. 2 nelze spatřovat v Coulombovských interakcích, jejichž projevy jsou v naší trysce zanedbatelné, ale v jevech mnohem hůře definovaných a definovatelných. Režim se svazkem, který prochází optickou soustavou s energií kolem 1 keV, leží velmi blízko hranice pracovních podmínek, za jakých lze provozovat elektronový mikroskop. Nižší energie se již nepoužívá, neboť svazek s klesající energií reaguje stále citlivěji na různé rušivé vlivy, jejichž účinek se stává v oblasti kolem a pod 1 keV kritickým. Na mysli máme nesymetrické aberace deformující průřez stopy (důsledek anizotropie magnetického pole, výrobní a montážní nepřesnosti, atd.) a efekty vychylující svazek z jeho dráhy a způsobující kolísání polohy obrazové roviny (nestabilita napěťových a proudových zdrojů, průnik rozptylových polí, atd.). Jako zvláště závažný problém se zde ukazuje proces lokálního nabíjení, k němuž dochází i na velmi čistých vakuových površích.

Předpokládáme, že právě součinnost těchto faktorů měla na svědomí výrazné rozšíření zaostřeného svazku. Bohužel jejich příspěvek není snadné analyzovat a kvantifikovat. Konstatujeme, že narušení gaussovského profilu nebylo dramatické, nicméně z výsledků příslušných situací č. 2 nebylo možné učinit žádný závěr o skutečných rozměrech emisního centra.

Závěr

Studovali jsme vlastnosti autoemisní elektronové trysky LEEMu. Naším cílem bylo vyšetřit její chování v provozně mezních podmínkách, tj. pro velmi nízké energie svazku elektronů. Motivací byl rostoucí zájem o přístroje pracující s pomalými elektrony a úvaha, že by se právě v jejich kategorii mohla zkoumaná tryska uplatnit při formování svazku.

Zobrazení pomalými elektrony má celou řadu výhod, počínaje fyzikálními a konče technickými. V mikroskopii prozařovací, především v biologických aplikacích, snižuje radiační zatížení vzorku a poskytuje vyšší kontrast, takže vzorky není nutné podrobovat složitým preparačním procedurám, během nichž jsou napouštěny roztoky s látkami o vysokých atomových číslech. Odpadají také technické komplikace a potíže neodmyslitelně spjaté s provozem vysokonapěťových zdrojů (vysoké nároky kladené na izolační materiály, objemnost zdrojů i aparatury, atd.).

Předností naší trysky jsou především nízké aberace pro relativně široký vystupující svazek, čehož je dosaženo kombinací elektrostatického a magnetického pole. Tryska dává proud v řádu jednotek až desítek nA při energii z rozmezí 1 až 4 keV. Proud této velikosti nesený svazkem o malé energii je ideální pro systémy, kde je kladen důraz na rychlost zpracování obrazové informace. To má význam především v průmyslové sféře, kde růst efektivity činnosti je předpokladem úspěšného rozvoje. Klasickým příkladem jsou inspekční systémy pro kontrolu integrovaných obvodů na bázi rastrovacího elektronového mikroskopu. Tyto systémy pracují s *napěťovým* kontrastem: integrované obvody jsou testovány pod napětím, jehož přítomnost působí na dráhu dopadajících elektronů a zákonitě ovlivňuje i lokální intenzitu detekovaného signálu. Primární svazek o nízké energii reaguje citlivě na napěťové poměry na povrchu testovaného obvodu a velký proud svazkem umožňuje rychlou integraci signálu potřebného k dosažení dostatečné intenzity obrazu. Díky tomu se minimalizuje doba nutná k inspekci.

Vypracovali jsme teoretický popis rozdělení proudové hustoty ve svazku v okolí Gaussovy obrazové roviny. Popis měl aproximativní ráz: uvažoval gaussovský profil prostorové a úhlové emise a předpokládal dominantní příspěvek rozměrů zdroje k velikosti zaostřené elektronové stopy.

Abychom dokázali odhadnout velikost optických vad trysky, přenesli jsme její návrh

do prostředí programů ELD a MLD. Zde jsme spočítali rozložení elektrostatického a magnetického pole v prostoru. Výstupní data jsme použili v trasovacím programu TraSys. Z drah trasovaných elektronů jsme obdrželi koeficienty rotačně souměrných osových aberací a některé další parametry systému.

V experimentální části práce jsme uplatnili dobře interpretovatelnou metodu rozmítání svazku přes ostrou rovnou hranu k naměření profilu elektronové stopy v několika rovinách okolo Gaussovy obrazové roviny.

Ze srovnání výsledků simulace a experimentu vyplynulo, že v situaci č. 1 ($E_i = 3,89 \text{ keV}$) je spolehlivě splněn předpoklad naší aproximace o dominantním příspěvku velikosti zdroje do rozměrů stopy. Díky tomu jsme mohli určit pološířky (FWHM) prostorového a úhlového rozdělení emise. Skutečnost, že vlastnosti emitéru v této energiové oblasti s převahou rozhodují o mezním rozlišení, je dokladem kvality studované trysky. Ukazuje to, že cesta ke zlepšení optických parametrů by musela v první řadě vést k použití „bodovějšího“ zdroje a nikoliv ke změně koncepce či uspořádání trysky. Z hlediska zamýšlených aplikací není takový krok nutný, neboť tryska ve své stávající podobě je plně vyhovující pro účely mikroskopie, kde se už s ohledem na principiální limit daný nízkou pracovní energií¹ nepočítá s dosažením extrémní rozlišovací schopnosti, ale požaduje se dostatečně intenzivní a současně relativně málo vadami zatížený svazek.

Podobný závěr již nebylo možné učinit u situace č. 2 ($E_i = 1,00 \text{ keV}$). Všeobecná známost řady objektivních překážek, jejichž účinek se umocňuje s klesající energií svazku, vedla dlouho k přesvědčení, že mikroskop nelze provozovat s tak nízkou pracovní energií. Presentovaný výsledek tento názor zcela nevyvrací, nicméně naše pozdější, komplexní experimenty, které již přesahují rámec této práce, prokázaly pozoruhodnou provozuschopnost trysky i při tak nízké energii. Tomu nicméně musela předcházet řada dílčích technických úprav, jako např.:

- magnetizační žihání všech kritických dílů optické soustavy,
- použití titanu jako materiálu k výrobě elektrostatických oktupólů, neboť jeho oxidy jsou poměrně vodivé a zabraňují tak procesu nabíjení,
- zdokonalený postup čištění povrchů vystavených běžně dopadu elektronů (převaření v destilované vodě, přežihání ve vakuové peci, plasmatické čištění).

V části II na straně 56 jsme se v podmínkách vlnové optiky pokusili o komplexní popis rozdělovací funkce intensity omezený na Gaussovu obrazovou rovinu. Do vyšetřovaného výrazu jsme zahrnuli vliv konečné velikosti zdroje a osových aberací, sférické a chromatické. Problém zůstává otevřený, neboť jsme neuspěli s nalezením dostatečně obecné aproximace, jež by umožnila výpočet dovést do konce analyticky. Kdyby se v budoucnu

¹ Vysokorozlišovací elektronová mikroskopie (HREM, tj. High Resolution Electron Microscopy) pracuje s energiemi od 100 keV výše.

podařilo nastíněný postup úspěšně završit, znamenalo by to zajímavý příspěvek ke snahám o korektní řešení problému, které by poskytlo velmi přesnou představu o skutečném vlivu jednotlivých aberací na rozměr a profil zaostřené elektronové stopy.

Použité zdroje

- [1] H.Rose, Ultramicroscopy **56** (1994) 11 – 25.
- [2] O.L.Krivanek, N.Delby, A.R.Lupini, Ultramicroscopy **78** (1999) 1 – 11.
- [3] H.W.Mook, P.Kruit, Ultramicroscopy **78** (1999) 43 – 51.
- [4] T.Ikuta, J. Electron Microsc. **38** (1989) 415 – 422.
- [5] J.E.Barth, P.Kruit, Optik **101** (1996) 101 – 109.
- [6] M.Sato, J. Vac. Sci. Technol. **B 9** (1991) 2972 – 2976.
- [7] M.Hammel, H.Rose, Ultramicroscopy **49** (1993) 81 – 86.
- [8] L.Reimer: Scanning electron microscopy. – In: Springer Series in Optical Sciences, Vol.45. P.W.Hawkes (ed.). Springer-Verlag, Berlin, 1985.
- [9] C.Mory, M.Tence, Ch.Colliex, J. Microsc. Spectrosc. Electron. **10** (1985) 381 – 387.
- [10] M.Born, E.Wolf: Principles of optics. Pergamon Press, London, 1959.
- [11] R.Kolařík, M.Lenc, Optik **106** (1997) 135 – 139.
- [12] P.W.Hawkes, E.Kasper: Principles of electron optics, Vol.3: Wave optics. Academic Press, London, 1996.
- [13] P.W.Hawkes, Nucl. Instr. and Meth. **A 363** (1995) 215 – 219.
- [14] P.W.Hawkes, E.Kasper: Principles of electron optics, Vol.2: Applied geometrical optics. Academic Press, London, 1996.
- [15] R.Lauer: Characteristics of triode electrons guns. – In: Advances in Optical and Electron Microscopy, Vol.8. R.Barer, V.E.Cosslett (eds.). Academic Press, London, 1982, 137 – 205.
- [16] E.Kasper, F.Lenz, Z. Angew. Phys. **20** (1966) 177 – 183.
- [17] L.W.Swanson, A.E.Bell: Recent advances in field electron microscopy of metals. – In: Advances in Electronics and Electron Physics, Vol.32. Academic Press, New York, 1973, 194 – 309.

- [18] W.Glaser: Osnovy elektronnoj optiki. Gos. Izd. Tech.–Teor. Lit., Moskva, 1957.
- [19] P.Kruit, G.H.Jansen: Space charge and statistical coulomb effects. – In: Handbook of Charged Particle Optics. J.Orloff (ed.). CRC Press, Boca Raton, 1997, 275 – 318.
- [20] H.Boersch, Z. Physik **139** (1954) 115 – 146.
- [21] L.Reimer: Transmission electron microscopy. – In: Springer Series in Optical Sciences, Vol.36. D.L.MacAdam (ed.). Springer–Verlag, Berlin, 1984.
- [22] E.Kasper: Field electron emission systems. – In: Advances in Optical and Electron Microscopy, Vol.8. R.Barer, V.E.Cosslett (eds.). Academic Press, London, 1982, 207 – 260.
- [23] P.W.Hawkes, E.Kasper: Principles of electron optics, Vol.1: Basic geometrical optics. Academic Press, London, 1996.
- [24] P.Grivet: Electron optics. Pergamon Press, Oxford, 1965.
- [25] A.B.El-Kareh, J.C.J.El-Kareh: Electron beams, lenses and optics, Vol.1. Academic Press, New York, 1970.
- [26] M.Sato, J.Orloff, J. Vac. Sci. Technol. **B 9** (5) (1991) 2602 – 2608.
- [27] T.Chisholm, B.A.Wallman, J.Romijn, Proceedings of SPIE, Vol.2522. E.Munro, H.P.Freund (eds.). SPIE, Bellingham, 1995, 31 – 42.
- [28] X.Zhu, E.Munro, J.A.Rouse, H.Liu, W.K.Waskiewicz, Proceedings of SPIE, Vol.3777. E.Munro (ed.). SPIE, Bellingham, 1999, 35 – 46.
- [29] R.Sikorski: Diferenciální a integrální počet funkce více proměnných. Academia, Praha, 1973.
- [30] K.Rektorys: Přehled užité matematiky. SNTL, Praha, 1968.
- [31] L.H.Veneklasen, Rev. Sci. Instrum. **63** (1992) 5513 – 5531.
- [32] E.Bauer, Surface Review and Letters **5** (1998) 1275 – 1286.
- [33] V.Kolařík, R.Vašina, M.Mynář, T.Bejdák, Proceedings of EUREM **12**, Brno, 2000, I181 – I182.
- [34] R.Vašina, M.Mynář, V.Kolařík, přijato k publikaci do Lecture Notes in Physics. Springer–Verlag, Heidelberg.
- [35] A.E.Bell, L.W.Swanson, L.C.Crouser, Surface Science **10** (1968) 254 – 274.
- [36] http://www.ebsciences.com/filament/denk_tfe.htm.

-
- [37] N.K.Kang, D.Tuggle, L.W.Swanson, *Optik* **63** (1983) 313 – 331.
- [38] J.Chmelík, J.E.Barth, *Proceedings of SPIE*, Vol.2014. E.Munro (ed.). SPIE, Bellingham, 1993, 133 – 143.
- [39] B.Lencová, G.Wisselink, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 298** (1990) 56 – 66.
- [40] B.Lencová, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 363** (1995) 190 – 197.
- [41] G.Wisselink: MSc Thesis. Delft University of Technology, 1990.
- [42] R.Kolařík: Interní zpráva ÚPT AVČR, část 1. Brno, 2000.
- [43] M.Lenc, I.Müllerová, *Ultramicroscopy* **41** (1992) 411 – 417.
- [44] J.E.Barth, B.Lencová, G.Wisselink, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 298** (1990) 263 – 268.
- [45] M.Lenc, I.Müllerová, *Ultramicroscopy* **45** (1992) 159 – 162.
- [46] J.Orloff, *Optik* **63** (1983) 369 – 372.
- [47] D.W.Tuggle, L.W.Swanson, *J. Vac. Sci. Technol.* **B 3** (1985) 220 – 223.
- [48] Microcal Origin, version **4,10** 32bit, Microcal Software, Inc.
- [49] R.Kolařík: Interní zpráva ÚPT AVČR, část 2. Brno, 2000.
- [50] G.H.Jansen: Coulomb Interactions in Particle Beams. – In: *Advances in Electronics and Electron Physics*, Suppl.21. Academic Press, San Diego, 1990.

Přehled vlastních publikací

- [1] R.Kolařík, M.Lenc, Proceedings of 5th International Seminar on Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Brno, 1996, 53 – 54.
- [2] R.Kolařík, M.Lenc, Proceedings of EUREM **11**, Dublin, 1996.
- [3] R.Kolařík, M.Lenc, Optik **106** (1997) 135 – 139.
- [4] R.Kolařík, M.Lenc, Proceedings of 6th International Seminar on Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Brno, 1998, 39.
- [5] M.Mynář, R.Vašina, R.Kolařík, B.Lencová, Proceedings of EUREM **12**, Brno, 2000, I99 – I100.

Životopis

Jmenuji se Robert Kolařík. Narodil jsme se 4.srpna 1972 v Brně manželům Marcele a Vladimíru Kolaříkovým. Mám jednoho mladšího sourozence, sestru Kateřinu. Po maturitě na gymnasiu na Slovanském nám. v Brně-Králově Poli jsem byl přijat ke studiu na Přírodovědecké fakultě Masarykovy university v Brně, obor fyzika pevné fáze. Řádné studium jsem absolvoval v letech 1990 až 1995. Úspěšně jsem obhájil diplomovou práci „Projekční mikroskopie s pomalými elektrony“ a byl mi udělen titul magistra (Mgr.). Vedoucím diplomové práce byl Prof. RNDr. Michal Lenc, Ph.D. Experimentální část práce byla realizována na pracovišti Ústavu přístrojové techniky AVČR v Brně, kde jsem byl veden jako pomocná vědecká síla. V roce 1995 jsem byl přijat k postgraduálnímu (doktorskému) studiu na Přírodovědecké fakultě MU v Brně, obor vlnová a částicová optika. Mým školitelem byl jmenován Prof. RNDr. Michal Lenc, Ph.D. Po přestupu z presenční formy studia na kombinovanou jsem byl zaměstnán společností Delong Instruments, s.r.o. jako pracovník jejich vývojových laboratoří. Společnost se zaměřuje na výrobu přesných mechanických dílů a na vývoj a výrobu vlastních přístrojů a jejich příslušenství v oblasti přístrojové techniky se zvláštním důrazem na elektronovou mikroskopii.

J 363

Knihovna PŘF MU



3 1 4 5 3 1 5 5 9

9/8/02

Neuvol

