

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Vladimír Drahoš; Armin Delong
Elektronová interferometrie a fázový kontrast

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 7 (1962), No. 2, 80--90

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139732>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1962

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



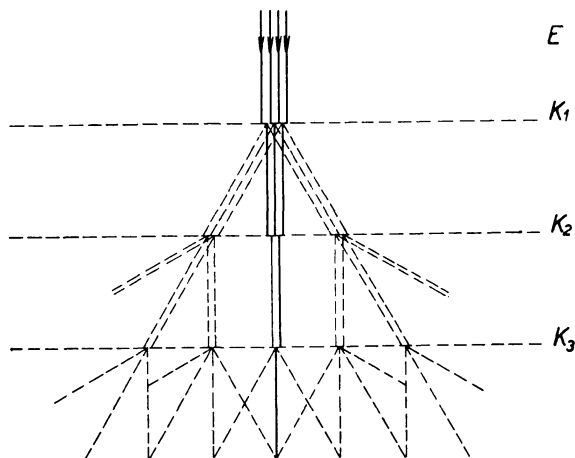
This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

ELEKTRONOVÁ INTERFEROMETRIE A FÁZOVÝ KONTRAST

VLADIMÍR DRAHOŠ — ARMIN DELONG, Brno

1. ÚVOD

V elektronové optice se v počátečním stadiu pro popsání pohybu volného elektronu používalo analogie s normální optikou a byla vybudována geometrická elektronová optika. I když se v praxi poměrně brzy využívalo vlnových vlastností pohybujících



Obr. 1. Schematické znázornění elektronových paprsků procházejících třemi krystaly. E — svazek elektronů, K_1 , K_2 , K_3 — monokrystaly.

se elektronů při elektronové difrakci a později pro potřeby výkladu vzniku obrazu v elektronovém mikroskopu se použilo vlnové teorie, vznikla fyzikální elektronová optika teprve poměrně nedávno. Nejprve byly pozorovány interferenční jevy při studiu tenkých krystalů v elektronovém mikroskopu a teprve později došlo k pokusům konstruovat elektronový interferometr. Analogie s normální optikou je při tom možno používat jen částečně, poněvadž je nutno brát v úvahu rozdíl několika řádů vlnových délek a odlišné vlastnosti lomivých prostředí. Tato okolnost se projevuje i u některých mikroskopických technik, jako je např. fázový kontrast.

se elektronů při elektronové difrakci a později pro potřeby výkladu vzniku obrazu v elektronovém mikroskopu se použilo vlnové teorie, vznikla fyzikální elektronová optika teprve poměrně nedávno. Nejprve byly pozorovány interferenční jevy při studiu tenkých krystalů v elektronovém mikroskopu a teprve později došlo k pokusům konstruovat elektronový interferometr. Analogie s normální optikou je při tom možno používat jen částečně, poněvadž je nutno brát v úvahu rozdíl několika řádů vlnových délek a odlišné vlast-

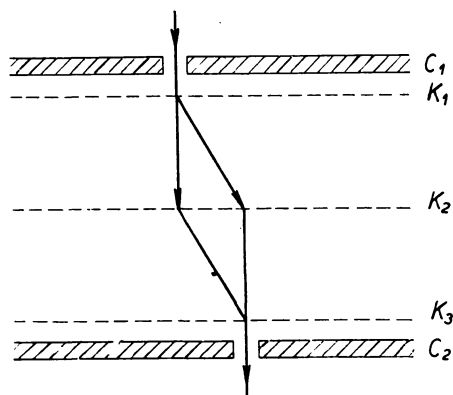
2. ANALOGIE MACHOVA-ZEHNDEROVA INTERFEROMETRU

Vlnová délka elektronů v elektronově optických přístrojích je zhruba 100 000krát kratší než vlnová délka světla. Kdyby se mělo v elektronové optice reprodukovat YOUNGOVO uspořádání dvou štěrbin pro interferometrii, byla by např. potřebná šířka štěrbin při urychlovacím napětí 30 000 V přibližně 100 Å a jejich vzdálenost 1000 až 10 000 Å. Kromě toho zdroj „osvětlení“ (elektronů) by musel být menší než 100 Å a také rozteč proužků by byla řádově 100 Å. Konstrukce takového interferometru naráží experimentálně na neobyčejné potíže. Slibnější se pro použití v elektronové optice zdál princip interferometru podle MACHA-ZEHNDERA. O realizaci takového interferometru se pokusil MARTON [1].

Problém rozdělení paprsků řešil Marton pomocí difrakce na monokrystalech, jak je principiálně znázorněno na obr. 1. Prochází-li paralelní svazek elektronů tenkým monokrystalem, část paprsku projde beze změny směru a část je difraktována. Na schematickém znázornění je uvažována jen difrakce prvního řádu, kdežto difrakce vyššího řádu jsou zanedbány vzhledem k malé intenzitě paprsků. Na dalších dvou monokrystalech je opět část paprsků propouštěna a část difraktována. Jsou-li vzdálenosti mezi monokrystaly stejné a omezí-li se systém vhodnými clonami, jak je znázorněno na obr. 2, obdrží se dva paprsky dvakrát lomené, které opouštějí třetí krystal ve směru rovnoběžném s původním a jejichž intenzity jsou stejné.

Monokrystaly zlata nebo niklu o tloušťce kolem 150 Å a o ploše až několik mm² byly připraveny epitaxiálním růstem na krystalu kamenné soli. Komora s interferometrem byla umístěna místo komory pro preparát v elektronovém mikroskopu. Osvětlovací zdroj mikroskopu, tvořený elektronovou tryskou a kondenzorem, byl určen pro získání prakticky paralelního svazku elektronů; vlastní optický systém, představovaný objektivem a projekтивem, sloužil k získání zvětšeného obrazu interferenčních proužků. I když bylo použito velmi tenkých krystalů, takže difraktované paprsky měly poměrně velkou intenzitu, přece jen intenzita obrazu byla poměrně nízká, takže seřizování interferometru se mohlo kontrolovat jen fotograficky. Kromě toho rušivě působily i např. extinkční čáry v krystalech, takže k praktickému využití tohoto interferometru nedošlo, i když pomocí něho interference elektronů byly ukázány.

Pro informaci je v tabulce 1 uvedeno srovnání technických dat Martonova interferometru s interferometrem pro žluté světlo Machova-Zehnderova typu, který by měl shodné optické vlastnosti. Převodní číselník je dán poměrem vlnových délek.



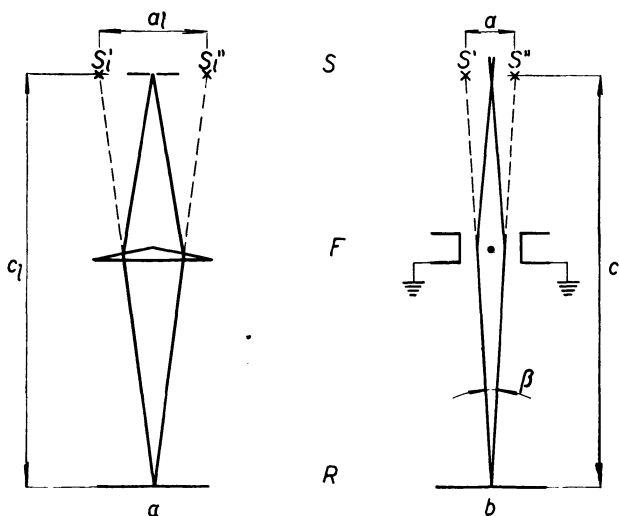
Obr. 2. Omezení paprsků clonami. C_1, C_2 — omezovací clony, K_1, K_2, K_3 — monokrystaly.

Tabulka 1

	Elektronový interferometr	Světelný interferometr
Vzdálenost krystalů	3,5 cm	4 km
Celková délka dráhy	7,0 cm	8 km
Maximální vzdálenost drah	0,075 cm	90 m
Rozteč interferenčních proužků	1650 Å	2 cm

V uvažovaném případě vlnové délky elektronů $0,05 \text{ \AA}$ (urychlovací napětí přibližně $50\,000 \text{ V}$) a žlutého světla je tento číselní asi $120\,000$.

Marton navrhl sice svůj interferometr v analogii s interferometrem Machovým-Zehnderovým, nakonec se však ukázalo, že se vlastně podobá principiálně interferometru, který popsal BARUS v roce 1911 a v němž se poprvé použilo difrakčních mřížek. Později nahradil Marton druhý krystal magnetickou čočkou, takže se zvýšila podstatně intenzita a interferometr se mohl seřizovat vizuálně. Výsledky však nebyly uspokojivé vzhledem k optickým vadám této čočky.



Obr. 3. Schematický chod paprsků v dvojhranolku a) ve světelné optice, b) v elektronové optice. S — štěrbina, resp. elektronová sonda, F — Fresnelův dvojhranolek, R — pozorovací rovina.

3. ANALOGIE FRESNELOVA DVOJHRANOLKU

Daleko slibnějšími se pro další vývoj ukázaly pokusy MÖLLENSTEDTOVY a DŮKEROVY [2] realizovat v elektronové optice analogii Fresnelova dvojhranolku zejména

proto, že dílčí koherentní paprsky neprocházejí hmotou, jako tomu bylo v předchozím provedení. Na obr. 3 je schematicky znázorněna analogie dvojhranolku ve světelné optice a v optice elektronové. V prvním případě je zdrojem světla štěrbina osvětlená monochromatickým světlem, dvojhranolek vytváří dva virtuální obrazy štěrbin S'_1 a S''_1 , vzdálené od sebe a_l . V pozorovací rovině se překrývají koherentní čela vln vycházející z obou virtuálních zdrojů a rovnoběžně s hranou dvojhranolku vzniká systém interferenčních proužků. Rozteč x_l těchto proužků je pro malé úhly dána vztahem

$$x_l = \frac{\lambda_l c_l}{a_l}, \quad (1)$$

kde λ_l je vlnová délka světla,

c_l je vzdálenost štěrbin od pozorovací roviny,

a_l je vzdálenost virtuálních zdrojů.

Pro pozorování interferenčních proužků je třeba, aby štěrbina byla užší, než je rozteč interferenčních proužků.

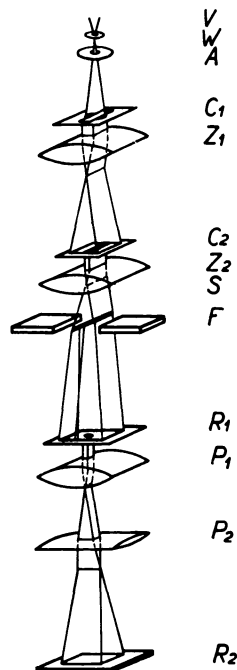
V elektronové optice je dvojhranolek představován dvěma uzemněnými elektrodami, mezi nimiž je izolovaně napnuto tenké vodivé vlákno. Je-li na toto vlákno připojeno malé kladné napětí, je směr obou polovin paprsků vycházejících z velmi malého zdroje (sondy) měněn tak, že v pozorovací rovině dochází k jejich interferenci. Intenzita pole klesá nepřímo úměrně se vzdáleností od vlákna, zatímco změna dráhy elektronů je přímo úměrná této vzdálenosti, takže všechny elektrony v okolí vlákna jsou stejně vychylovány. Úhel vychýlení elektronů β určuje rozteč proužků x , neboť podle vztahu (1) platí

$$x = \frac{\lambda c}{a} = \frac{\lambda}{\beta}. \quad (2)$$

Uvažujeme-li šířku zdroje „osvětlení“ 1000 \AA , musí být $x > 1000 \text{ \AA}$. Při vlnové délce $\lambda = 0,05 \text{ \AA}$, odpovídající přibližně urychlovacímu napětí $50\,000 \text{ V}$, musí být

$$\beta = \frac{a}{c} = \frac{\lambda}{x} < \frac{0,05}{1000} = 5 \cdot 10^{-5}, \quad (3)$$

Obr. 4. Schematický chod paprsků v pokusném elektronovém interferometru. V – katoda, W – Wehneltův válec, A – anoda, C_1 – vstupní clona $0,3 \text{ mm}$, Z_1 – zmenšovací čočka, C_2 – vstupní clona $0,08 \text{ mm}$, Z_2 – zmenšovací čočka, S – elektronová sonda, F – dvojhranolek, R_1 – pozorovací rovina, P_1 – projektiv 1, P_2 – projektiv 2, R_2 – rovina fluorescenčního stínítka nebo fotografického materiálu.



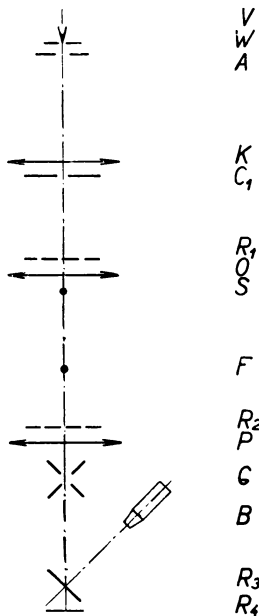
takže průměr vlákna dvojhranolku musí být menší než 10μ při vzdálenosti dvojhranolku od pozorovací roviny rovné 20 cm . Při praktickém provedení bývá vlákno dvojhranolku tvořeno křemenným vláknem pokoveným zlatem, které má průměr jen několik málo μ .

Uspořádání optické soustavy při pokusech Möllenstedta a Düker a s elektronovými interferencemi je znázorněno schematicky na obr. 4. Sonda S představující zdroj osvětlení byla získána dvoustupňovým zmenšením křížště válcovými elektrostatickými čočkami. Při 1000násobném zmenšení měla elektronová sonda šířku jen asi 500 \AA a délku několik mm. Interferenční obraz vznikající v pozorovací rovině R_1 byl zvětšen 167krát rovněž pomocí válcové čočky P_1 a v kolmém směru ještě 5 až 10krát válcovou čočkou P_2 . Na stínítku mohly být potom interferenční proužky pozorovány přímo lupou 20krát zvětšující nebo fotografovány přímým dopadem elektronů na fotografický materiál. Intenzita obrazu byla přitom taková, že expozice na fotografickou desku byla 1 sec při urychlovacím napětí 20 kV .

FAGET a FERT [3] použili pro pokusy s interferencemi upraveného pokusného

mikroskopu magnetického typu o urychlovacím napětí 60 kV. Schematické uspořádání optické soustavy je na obr. 5.

Elektronová tryska je běžného provedení (katoda, Wehneltův válec, anoda), v kondenzoru K je umístěna buď clona s kruhovým otvorem o průměru 10 až 20 μ , nebo štěrbinu o šířce 3 až 6 μ (C_1). V zadní ohniskové rovině objektivu se vytváří přibližně 100násobně zmenšený obraz S otvoru v cloně kondenzoru nebo štěrbinu, který představuje zdroj osvětlení pro další pokusy. Pozorovací rovinou R_2 je předměťová rovina projektivu P , který promítá na stínítko R_3 interferenční obraz se zvětšením přibližně 250násobným. Válcové magnetické čočky G pod projektivem se používá při pozorování ohybových nebo interferenčních proužků a je orientována tak, aby zmenšovala zvětšení ve směru rovnoběžném s proužky a zvětšovala je ve směru kolmém. Tím se získá větší jas obrazu.



Obr. 5. Schematické znázornění optické soustavy interferenčního elektronového mikroskopu. V – katoda, W – Wehneltův válec, A – anoda, K – kondenzor, C_1 – clona kondenzoru, R_1 – předmětová rovina objektivu, O – objektiv, S – zmenšený obraz křížště (sonda), F – difrakující objekt nebo dvojhnanolek, R_2 – pozorovací rovina, P – projektiv, G – magnetická válcová čočka, B – binokulární lupa, R_3 – fluorescenční stínítko, R_4 – fotografický materiál.

V místě F je umístěn buď difrakující objekt, nebo Fresnelův dvojhnanolek na centrovatelném stolku, který může zaujmout i různou vzdálenost od sondy S . Při použití bodového zdroje (kruhová clona v kondenzoru) byly např. demonstrovány Fresnelovy ohybové jevy na otvorech různé velikosti nebo Youngovy interferenční proužky vyvolané dvěma otvory o stejné velikosti. Při použití štěrbinu v kondenzoru (čárová sonda) byly opakovány pokusy Möllenstedta a Dükeru s dvojhnanolkem, při čemž vlákno dvojhnanolku mělo průměr jen 0,4 μ a bylo připraveno z vlákna pavučiny pokoveného chrómem.

4. INTERFERENCE FRESNELOVÝM DVOJHRANOLKEM

Všimněme si nyní, jak vypadají ohybové a interferenční jevy při použití Fresnelova dvojhnanolku. Je-li nejprve vlákno na zemním potenciálu, nedochází k vychylování paprsků a je patrný jen stínový obraz vlákna s ohybovými proužky (horní snímek

na obr. 6). Měřením se ukazuje, že rozteče maxim, resp. minim souhlasí s hodnotami vypočtenými podle vztahu pro ohyb světla na rovném okraji stínítka:

$$u_n = \sqrt{(c - b) \frac{c}{b} \lambda \left(n - \frac{1}{4} \right)}, \quad \begin{array}{l} \text{maxima pro } n = 1, 3, 5 \dots, \\ \text{minima pro } n = 2, 4, 6 \dots, \end{array} \quad (4)$$

kde u_n je vzdálenost maxima, resp. minima od geometrické meze stínu,
 b je vzdálenost zdroj – dvojhnanolek,
 c je vzdálenost zdroj – pozorovací rovina.

Také rozteč ve stínu vzniklých interferenčních proužků souhlasí podle měření se vztahem pro ohyb světla na tenkém drátě

$$s_0 = \frac{\lambda(c - b)}{2r}, \quad (5)$$

kde r je poloměr vlákna dvojhnanolku.

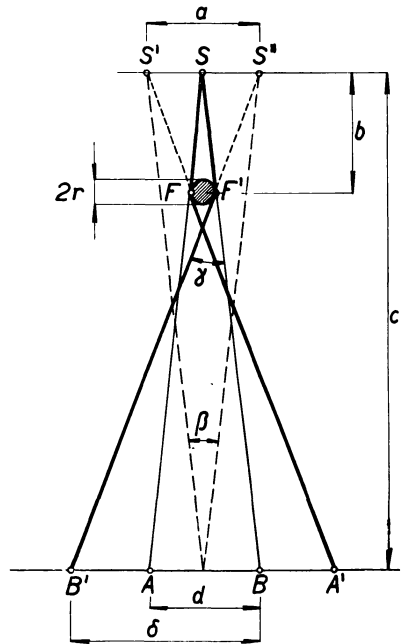
Přiloží-li se vlákno dvojhnanolku na kladný potenciál, který se postupně zvětšuje, posouvají se Fresnelovy ohybové proužky směrem k sobě, až dojde k jejich překrývání a vzniku interference. S rostoucím kladným potenciálem se zvětšuje oblast interference a zmenšuje se rozteč interferenčních proužků, jak je patrné z obr. 6. Intenzita interferenčních proužků je při tom modulována ohybem dílčích paprsků na hranách vlákna. Za normálních podmínek lze získat 250 až 300 interferenčních proužků.

Z působení elektronového dvojhnanolku lze poměrně jednoduše určit vlnovou délku elektronů a potvrdit tak de Broglieho vztah

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

ze vztahu (1) $x = \frac{\lambda c}{a}$, kde a je vzdálenost

obou virtuálních zdrojů, kterou lze vypočíst z geometrického zjednodušeného znázornění drah paprsků na obr. 7. Při uzemněním vlákna dvojhnanolku je šířka stínu vlákna d ; přiložením kladného potenciálu jsou paprsky vychýleny o úhel γ , čímž se posune hranice stínu v pozorovací rovině o hodnotu δ z A



Obr. 7. Schematické znázornění chodu paprsku v elektronovém dvojhnanolku pro určení vlnové délky elektronů. S – elektronová sonda, S' , S'' – virtuální sondy, a – vzdálenost virtuálních sond, $2r$ – průměr vlákna dvojhnanolku, b – vzdálenost vlákna od sondy, c – vzdálenost sondy od pozorovací roviny, γ – úhel vychýlení paprsku v dvojhnanolku, d – stínový obraz vlákna, δ – posunutí bodu obrazu působením dvojhnanolku.

do A' , resp. z B do B' . Dá se ukázat, že po výpočtu a a dosazení do rovnice (1) platí

$$\lambda = \frac{2b}{(c - b)c} x\delta = \text{konst}_{\text{přístř.}} \cdot x \cdot \delta. \quad (6)$$

Pro výpočet vlnové délky je tedy třeba určit kromě rozměrů přístroje c a b jen rozteč interferenčních proužků x a posunutí hranice stínu δ . V tabulce 2 je jako příklad uveden výsledek měření vlnové délky. Teoretické hodnoty λ byly vypočteny z rovnice

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2m_0eU(1 + eU/m_0c_0^2)}}, \quad (7)$$

kde U je urychlovací napětí,

e je náboj elektronu,

m_0 je klidová hmotnost elektronu,

c_0 je rychlost světla ve vakuu.

Tabulka 2

Měření				Vypočteno podle rov. (6)	Z de Broglie- ho vztahu (7)	Odchylka %
Urychl. napětí kV	Potenciál vlákna V	δ μ	x μ	λ Å	λ Å	
19,4	4,5	13,5	0,61	0,0873	0,0870	0,4
19,4	5,0	15,0	0,545	0,0866	0,0870	0,5
19,4	5,5	16,6	0,495	0,0870	0,0870	0,0
19,4	5,8	17,5	0,47	0,0872	0,0870	0,25
19,4	6,5	19,5	0,42	0,0868	0,0870	0,25
19,4	7,0	20,5	0,40	0,0869	0,0870	0,12
26,0	6,0	11,3	0,50	0,0747	0,0750	0,4
26,0	10,0	17,2	0,33	0,0752	0,0750	0,27
26,0	18,0	30,7	0,185	0,0748	0,0750	0,27

5. ELEKTRONOVÁ INTERFERENČNÍ MIKROSKOPIE

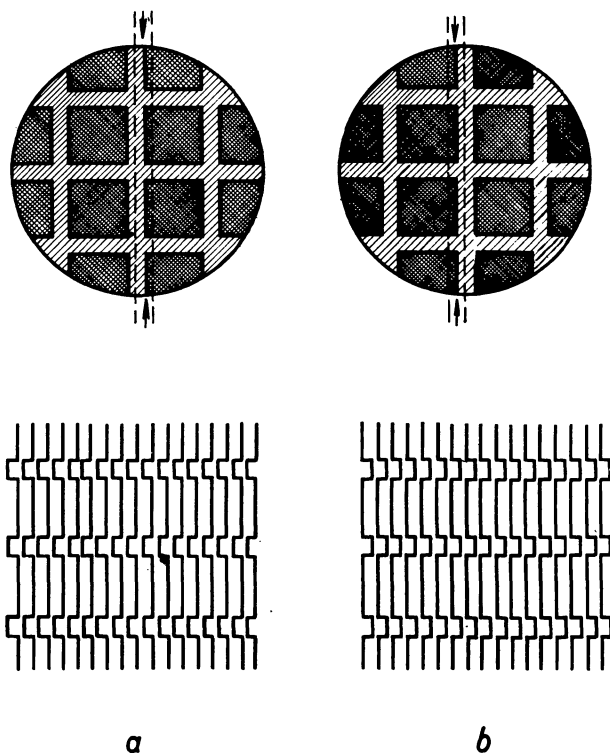
Zavedení Fresnelova dvojhnanolku do elektronové optiky vedlo brzy k pokusům realizovat interferenční mikroskopii. KELLER použil uspořádání podle obr. 4 a preparát umístil pod dvojhnanolkem. Na obr. 8 je schematicky znázorněn typ preparátu, kterého Keller používal pro své pokusy. Preparát byl připraven tak, že terčík s otvorem 400μ byl překryt tenkou nosnou fólií (např. beryliovou), na kterou byla napařena homogenní vrstva měřeného materiálu. Po přiložení sítky byla napařena ještě další

vrstva téhož materiálu, takže vznikly čtvercové stupně. Šípkami je znázorněna optická střední rovina interferometru a čárkovaně oblast, z níž vzniká interferenční obraz. Dílčí paprsky procházejí částmi preparátu o různé tloušťce a rozdíl drah mezi oběma paprsky se projeví posunutím proužků. Podle toho, zasahují-li stupně do středu zprava nebo zleva, mění se směr posunutí proužků. V BUILOVĚ interferenčním mikroskopu, který používá též válcových elektrostatických čoček, je dvojhranolka umístěn mezi preparátem a objektivem, takže jsou v pozorovací rovině zobrazeny jak interferenční proužky, tak i objekt.

Oba uvedené interferenční mikroskopy pracují poměrně s malým přímým zvětšením (1000 až 2000násobným). FERT a FAGET dosáhli pozorování objektů v interferenčním elektronovém mikroskopu magnetického typu s urychlovacím napětím 75 kV. Rozlišení snímků bylo při tom rovno rozlišení normálního elektronového mikroskopu. Optická soustava tohoto mikroskopu je shodná s uspořádáním podle obr. 5, preparát je umístěn v normální poloze pro mikroskopii, takže objektiv vytváří zvětšený jeho obraz v předmetové rovině projektivu. Je-li vlákno dvojhranolku na zemním

potenciálu, objeví se přes obraz objektu stín vlákna s ohybovými proužky. Při použití kladného potenciálu vlákna se působením dvojhranolku přesune část obrazu vpravo od vlákna směrem doleva a část obrazu vlevo směrem doprava, jak plyne z obr. 7. Je-li jedna část objektu v oblasti interferencí homogenní a druhá nehomogenní, představuje zakřivení interferenčních proužků způsobené nehomogenní částí objektu změny optické tloušťky této části. Na obr. 9 je jako příklad funkce interferenčního elektronového mikroskopu uveden snímek otisku bílé litiny.

Interferenční elektronová mikroskopie dává také možnost určit vnitřní potenciál objektu, neboť tento vnitřní potenciál ovlivňuje rychlost elektronů při jejich průchodu



Obr. 8. Změny fáze v interferenčním obrazu v závislosti na poloze objektu.

objektem a způsobuje tak fázové posunutí vlny. Vnitřní potenciál φ můžeme určit ze vztahu pro rozdíl dráhy Δ vyvolaný objektem. Platí totiž

$$\Delta = (n - 1) d \doteq \frac{\varphi}{2U} \frac{1 + \frac{eU}{m_0 c_0^2}}{1 + \frac{eU}{2m_0 c_0^2}} d, \quad (8)$$

kde n je elektronově optický index lomu, závisující na středním vnitřním potenciálu, d je tloušťka objektu, U je energie svazku elektronů v elektronvoltech.

Rozdíl dráhy Δ lze měřit z posunutí interferenčních proužků; tloušťku objektu, která bývá řádově několik set Å, lze měřit některou známou metodou (např. TOLANSKÉHO metodou). Na základě interference elektronů byly určeny vnitřní potenciály řady materiálů (Be, Cu, Ag, Au, Al aj.). Používalo se preparátů připravených ve vakuu, jako jsme např. viděli na obr. 8; přesnost určení vnitřního potenciálu je však v těchto případech poměrně malá, poněvadž vlastnosti filmů závisí do značné míry na podmínkách přípravy. Podle možností je výhodnější použití monokrystalů. Na obr. 10 je např. snímek monokrystalické lamelky grafitu ukazující jasně posunutí interferenčních proužků. Z měření výše uvedených potřebných hodnot byl vypočten vnitřní potenciál grafitu $\varphi = 11$ V (přesnost měření je 2 až 3 V). Při pozdějších systematických měřeních určil KELLER vnitřní potenciál uhlíku s větší přesností. Podle něho $\varphi = 7,8 \pm 0,6$ V.

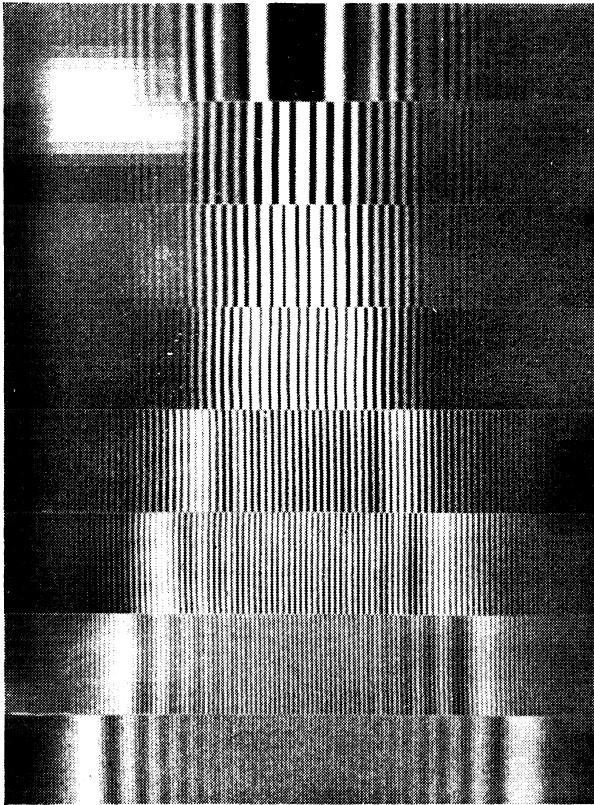
6. FÁZOVÝ KONTRAST

Pokusy s interferencemi v elektronové optice ukázaly, že při průchodu elektronových paprsků dostatečně tenkým objektem může zůstat zachována koherence svazku v optickém slova smyslu. Protože se v elektronové mikroskopii běžně pracuje s úhlovými aperturami osvětlení kolem 10^{-3} radiánu, je „šířka koherence“ daleko větší než mez rozlišení. Závislost šířky koherence na úhlu osvětlení pro $\lambda = 0,04$ Å je uvedena v tabulce 3.

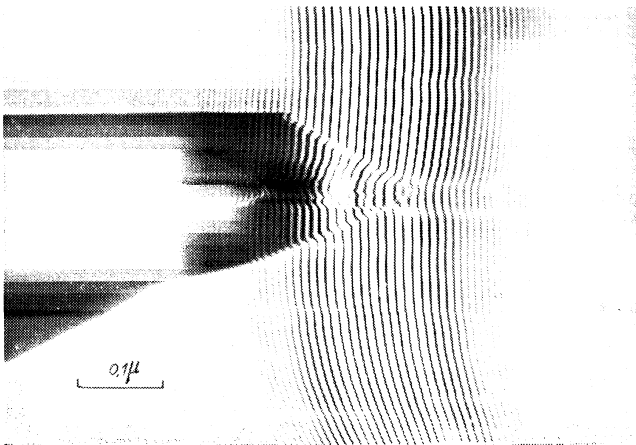
Tabulka 3

Úhel osvětlení (2α)	10^{-2} rad.	$5 \cdot 10^{-3}$ rad.	10^{-3} rad.	10^{-4} rad.
Šířka koherence	4 Å	8 Å	40 Å	400 Å

Ukazuje se, že při dostatečně koherentním osvětlení objektu lze přenést do elektronové mikroskopie některé techniky mikroskopie světelné. Lákavá je zejména



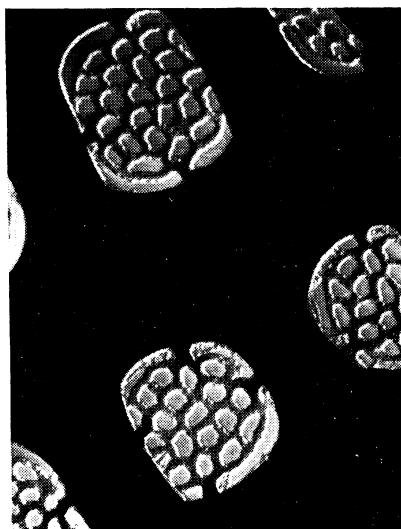
Obr. 6. Ohybový jev na vláknu dvojhranolku a interference při postupném zvyšování kladného potenciálu na vláknu.



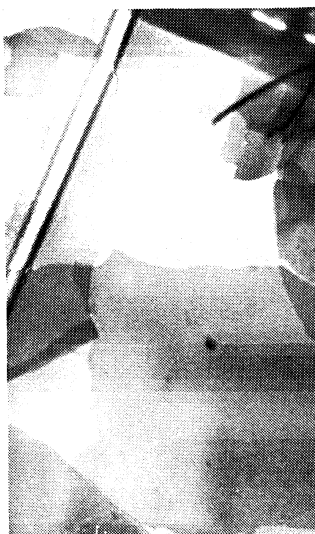
Obr. 10. Měření vnitřního potenciálu grafitu (lamelka o tloušťce 410 Å při urychlovacím napětí 75 kV).



Obr. 9. Otisk bílé litiny v interferenčním elektronovém mikroskopu.



Obr. 13. Část schránky rozsvivky ve Foucaultově kontrastu.



a) při normálním pozorování,



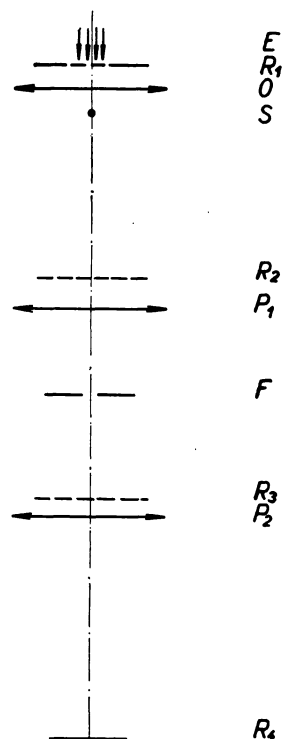
b) ve fázovém kontrastu.

Obr. 12. Útržky kolodiové blány

technika fázového kontrastu. Po řadě pokusů se podařilo teprve nedávno realizovat fázový kontrast ve smyslu ZERNIKEHO na magnetickém typu elektronového mikroskopu [4]. Principiální uspořádání optické soustavy je znázorněno na obr. 11. Zdroj koherentního osvětlení je prakticky shodný se zdrojem osvětlení pro interferenční mikroskop podle obr. 5, při čemž v kondenzoru je štěrbinu o šířce 10 až 20 μ a délce 0,5 mm. Na obr. 11 je naznačen svazek paprsků E dopadajících na preparát R_1 , za nímž následuje třístupňová optická soustava: objektiv O , pomocná čočka P_1 a projektiv P_2 . V zadní ohniskové rovině objektivu se vytváří obraz štěrbinu S a podle Abbého teorie současně difrakční obraz objektu. Protože tato rovina je prakticky těžce přístupná, je fázová destička F umístěna v rovině obrazu zadní ohniskové roviny objektivu promítaného pomocnou čočkou.

Fázová destička se získá vypařením bóru nebo uhlíku na tenký kolodiový film, přes nějž je nataženo velmi jemné vlákno pavučiny. Po napaření vrstvy se vlákno

Obr. 11. Schematické znázornění optické soustavy elektronového mikroskopu s fázovým kontrastem. E — svazek elektronů z osvětlovací soustavy, R_1 — rovina preparátu, O — objektiv, R_2 — předmětová rovina pomocné čočky, P_1 — pomocná čočka, F — fázová destička, R_3 — předmětová rovina projektivu, P_2 — projektiv, R_4 — fluorescenční stínítko nebo fotografický materiál.



odtrhne, takže na destičce je v oblasti odpovídající vláknu (tj. v proužku o šířce 0,1 až 0,4 μ) menší tloušťka. Při tloušťce uhlíku 210 Å je při urychlovacím napětí 100 kV způsoben posuv elektronové vlny $\lambda/4$ paprsků procházejících vrstvou uhlíku vzhledem k přímému paprsku, který prochází tenčí oblastí. Vhodnost fázové destičky se kontroluje elektronovým interferenčním mikroskopem. Fázová destička je umístěna v posuvném stolku, aby její poloha mohla být vhodně nastavena, neboť musí krýt přesně obraz štěrbinu. Pro usnadnění tohoto seřízení je pod kondenzorem pomocná magnetická čočka, umožňující jemné nastavení orientace obrazu štěrbinu. Fázová destička je udržována na teplotě kolem 200°C, neboť jinak by byla znečišťována bombardováním elektrony a během několika vteřin by se stala nepotřebnou.

Seřízení přístroje pro fázový kontrast je zatím velmi náročné a největší nesnáz záleží ve správném nastavení fázové destičky vzhledem k obrazu zdroje. Při správném seřízení se zvýší kontrast obrazu, při čemž vzhled kontrastu připomíná obraz ve světelném mikroskopu s fázovým kontrastem, jak je patrné z obr. 12.

Popsané uspořádání optické soustavy dovoluje i použití dalších mikroskopických

technik. Použije-li se místo fázové destičky grafitové pokovené destičky zasahující z jedné strany k optické ose, polovina difrakčního obrazu kolem obrazu zdroje je zastíněna a získáme obraz ve Foucaultově kontrastu. Příklad snímku získaného touto metodou je na obr. 13. Podobně je možný přechod ze světlého pole do temného pole (strioskopie) zastíněním oblasti na optické ose v místě F (obr. 11) vláknem o průměru kolem $0,1 \mu$.

7. ZÁVĚR

Výsledkem pokusů realizovat v elektronové optice některé metody a techniky světelné mikroskopie byla úspěšná konstrukce elektronového interferenčního mikroskopu a realizace fázového kontrastu podle ZERNIKEHO. I když tyto techniky jsou zatím pro svoji subtilnost v laboratorním stadiu, lze očekávat, že se v dohledné době více uplatní. Analogie se světelnou optikou se rozšiřuje i na další jevy související např. s rozostřováním obrazu v mikroskopu, které potvrzují kvalitativně a kvantitativně vlnovou teorii tvorby obrazu v elektronovém mikroskopu. V současné době pokračují pokusy např. s magnetostatickým dvojhranolkem, širokoúhlým interferometrem a se zviditelňováním kontaktních napětí interferometrem. Zkoumá se vliv magnetického vektorového potenciálu na posunutí fáze se zřetelem na možnost využití pro fázový kontrast, prozatím však nelze dobře předvídat, jaký praktický dosah tyto experimenty budou mít.

Autoři děkují prof. FERTOVI za poskytnutí snímků 6, 9, 10, 12 a 13.

Literatura

- [1] MARTON L.: Proc. NBS Semicentennial Symposium on Electron Physics 1951, NBS Circular 527, str. 1.
- [2] MÖLLENSTEDT G., DÜKER H.: Naturwissenschaften 42, 41 (1954).
- [3] FAGET J., FERT CH.: C. R. Acad. Sci. 243, 2028 (1956).
- [4] FAGET J., FAGOT M., FERT CH.: Proc. European Reg. Conf. Electron Microscopy, Vol. I. 18, Delft 1960.

Infračervený telefon

vyvinutý v USA pro vojenské účely byl dán do volného prodeje. Přístroj má zhruba podobu a velikost samopalů, ale místo hlavně má kuželovitou část zakončenou velkým objektivem. Je opatřen muškou a hledím, protože při provozu musí být vysílač a přijímač namířeny na sebe. Zdrojem záření je wolframová žárovka, jejíž světlo se moduluje germaniovým modulátorem. K příjmu slouží odporový fotočlánek. Dosah přístroje je asi 5 km, váha menší než 4,5 kg. Větší typ má dosah až 30 km.

Ivan Soudek