F4110

Kvantová fyzika atomárních soustav

letní semestr 2011 - 2012

IV.

Elektronová optika

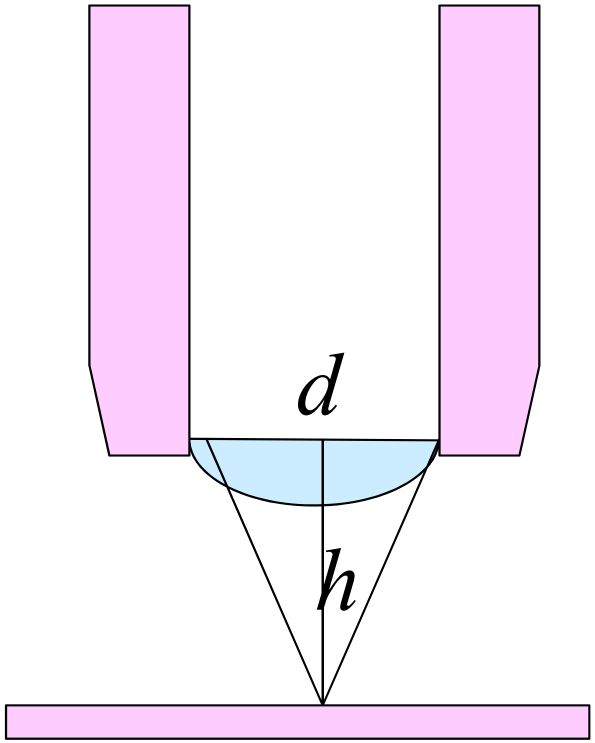
KOTLÁŘSKÁ 21. BŘEZNA 2012

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2011 - 2012

IV.
Elektronová mikroskopie

KOTLÁŘSKÁ 21. BŘEZNA 2012

Preludium: rozlišovací mez (optického) mikroskopu



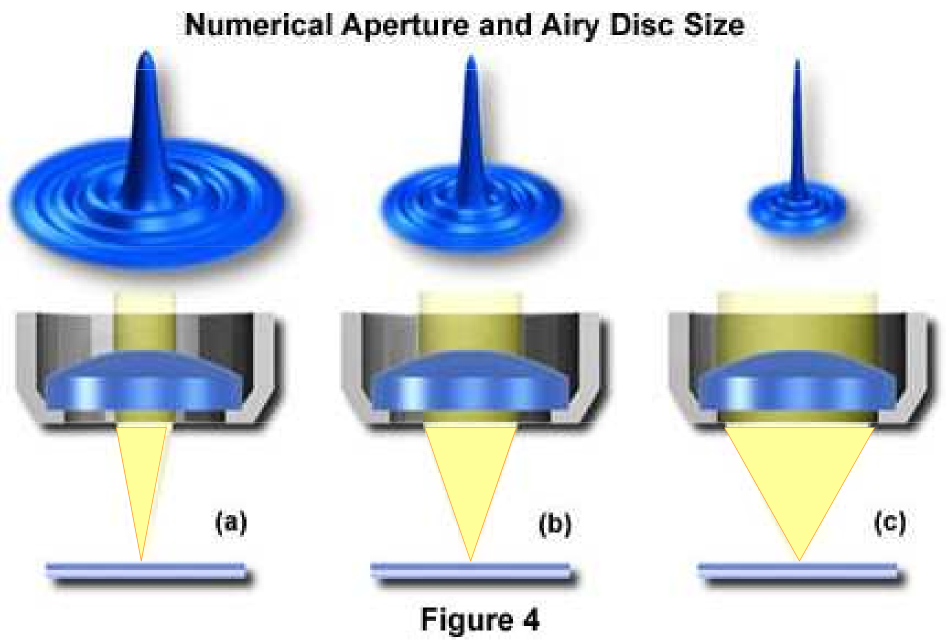
Rozlišovací mez mikroskopu je dána vlnovou délkou použitého světla ... **Projeví se vlnové vlastnosti**

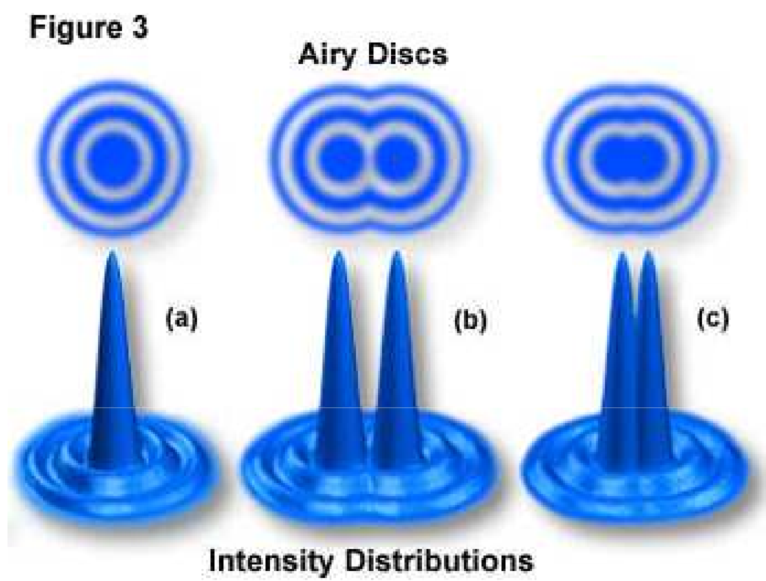
$$\delta = \frac{0.61\lambda}{\mathrm{NA}}$$ poloměr prvního difrakčního peaku

NA numerická apertura

$$\mathrm{NA} = \sin\vartheta = d \,/\, 2\sqrt{h^2 + \tfrac{1}{4}d^2}$$

Grafické znázornění difrakčních obrazců





$$\delta = \frac{0.61\lambda}{\mathrm{NA}}$$ poloměr prvního difrakčního peaku

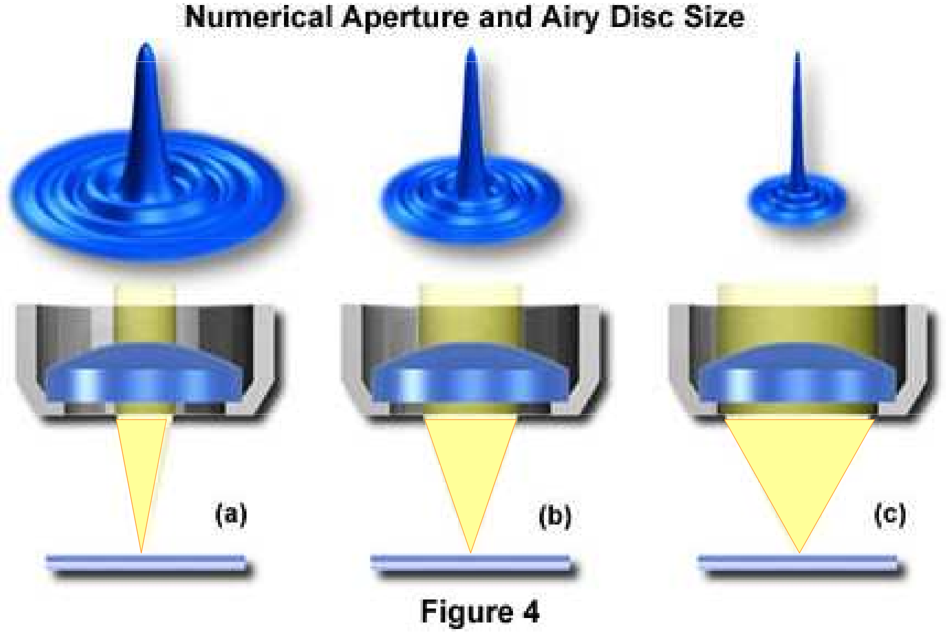
NA numerická apertura

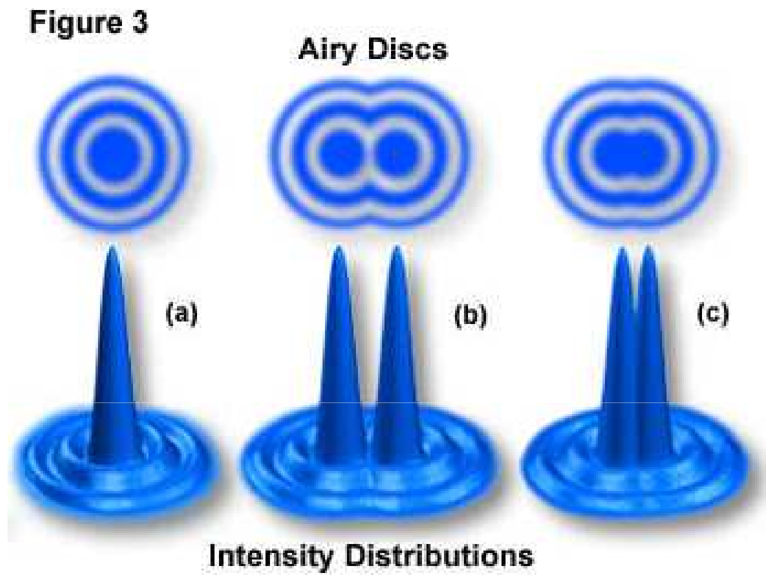
$$\mathrm{NA} = \sin\vartheta = d / 2\sqrt{h^2 + \tfrac{1}{4}d^2}$$

Rozlišení:
Kdy ještě dva difrakční obrazce nesplývají

Lidské oko rozliší 0,2 mm
Optický mikroskop 0,2 μm
... Zkrátit vlnovou délku

Grafické znázornění difrakčních obrazců





$$\delta = \frac{0.61\lambda}{NA}$$ poloměr prvního difrakčního peaku

NA numerická apertura

$$NA = \sin\vartheta = d / 2\sqrt{h^2 + \tfrac{1}{4}d^2}$$

Rozlišení:
Kdy ještě dva difrakční obrazce nesplývají

Lidské oko rozliší 0,2 mm
Optický mikroskop 0,2 μm
... Zkrátit vlnovou délku
... elektronový mikroskop

Začátky elektronové mikroskopie

1924	De Broglie postuluje vlnové vlastnosti částic
1927	Busch – teorie magnetické čočky
1931	Knoll a Ruska – první elektronový mikroskop
1933	Zvětšení lepší než u optických mikroskopů
193?	Ruska – patentuje magnetické nástavce čoček
1936	Scherzer – teorém o neodstranitelné otvorové vadě
1938	První komerční TEM -- Siemens
1942	Prototyp SEM (v USA)

DALŠÍ ROZVOJ AŽ V POVÁLEČNÝCH LETECH

Hodně opožděná Nobelova cena

The Nobel Prize in Physics 1986

"for his fundamental work in electron optics, and for the design of the first electron microscope"

"for their design of the scanning tunneling microscope"

		
Ernst Ruska	**Gerd Binnig**	**Heinrich Rohrer**
1/2 of the prize	1/4 of the prize	1/4 of the prize
Federal Republic of Germany	Federal Republic of Germany	Switzerland
Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft Berlin, Federal Republic of Germany	IBM Zurich Research Laboratory Rüschlikon, Switzerland	IBM Zurich Research Laboratory Rüschlikon, Switzerland
b. 1906 d. 1988	b. 1947	b. 1933

Úvodem k vlastní přednášce

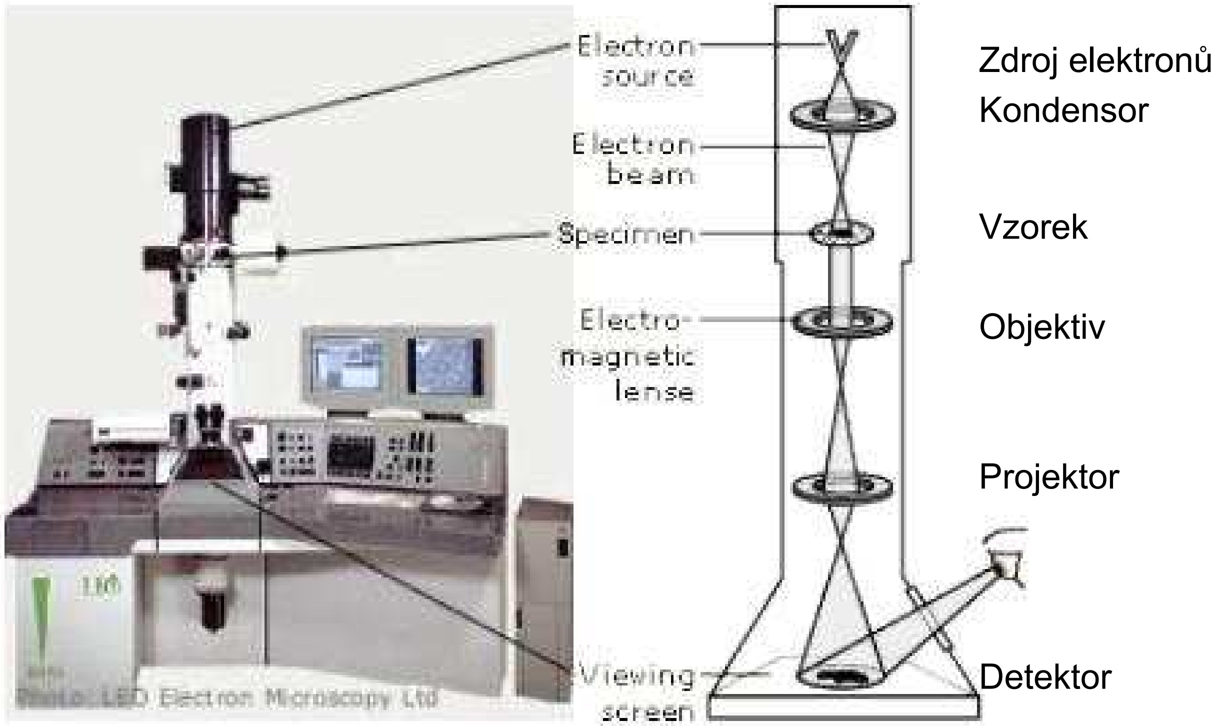
- S elektrony lze pracovat v přiblížení geometrické optiky, pokud se pohybují v dostatečně plavných polích
- Na příkladu elektrostatických polí prozkoumáme konstrukci centrovaných soustav v paraxiální aproximaci
- Magnetické čočky jsou ale mnohem zajímavější
- I elektronové optické soustavy trpí vadami zobrazení …
- ale ty se dnes daří překonat

Vlastně několik reklamních obrázků

V dnešní době je elektronová mikroskopie standardní a rozšířenou laboratorní technikou. Variant konstrukce je velký počet. Celý obor se stále rozvíjí. Elektronové svazky se využívají i v technologii, například pro elektronovou litografii.

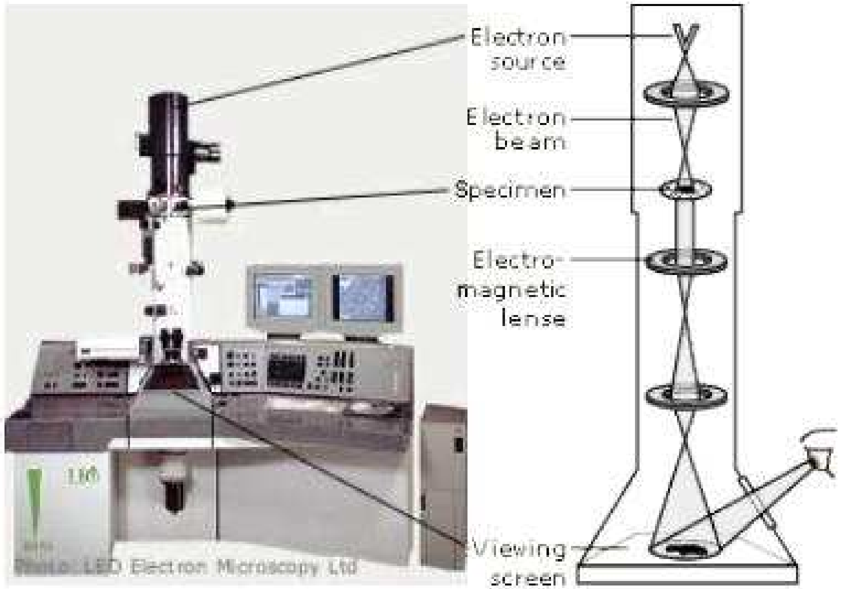
Transmisní (prozařovací) elektronový mikroskop

transmisní elektronový mikroskop (TEM)

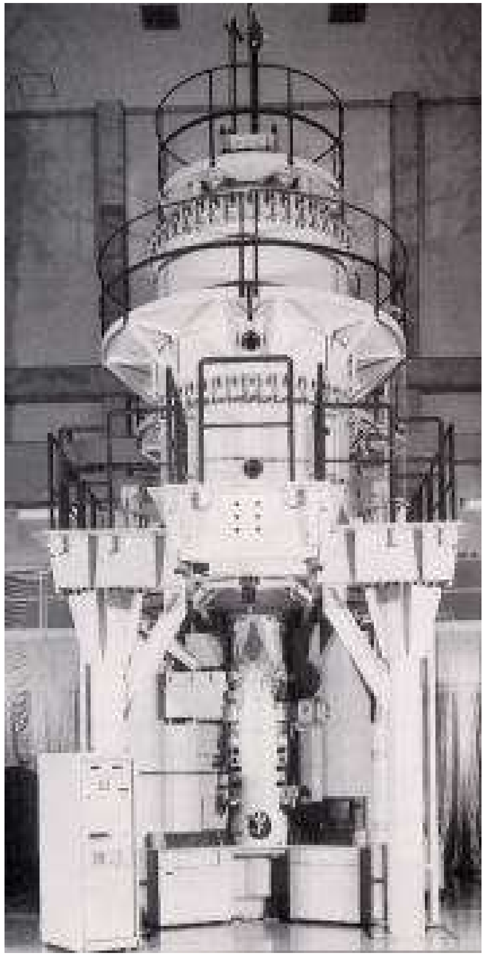


Transmisní elektronový mikroskop

transmisní elektronový mikroskop (TEM)



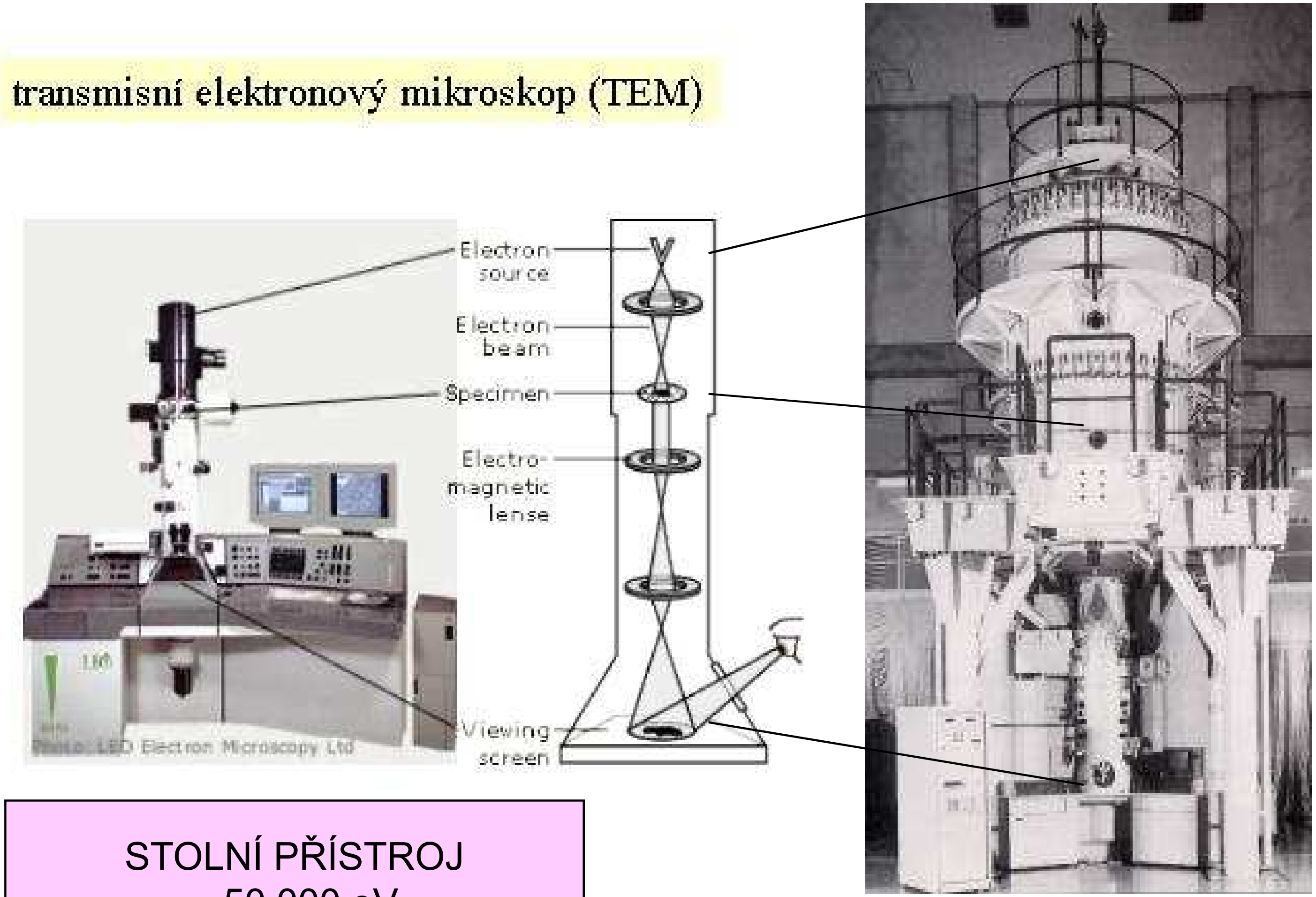
STOLNÍ PŘÍSTROJ
~ 50 000 eV



UNIKÁTNÍ PŘÍSTROJ
~ 1 000 000 eV

Transmisní elektronový mikroskop

transmisní elektronový mikroskop (TEM)



STOLNÍ PŘÍSTROJ
~ 50 000 eV

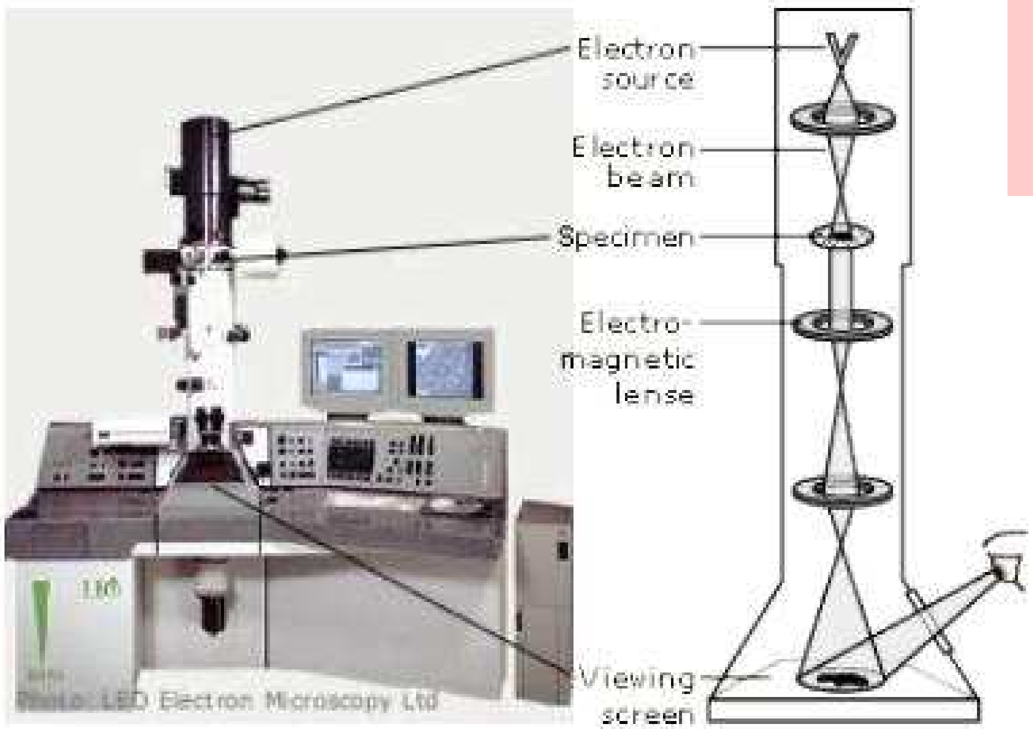
UNIKÁTNÍ PŘÍSTROJ
~ 1 000 000 eV

Transmisní elektronový mikroskop

DETAIL

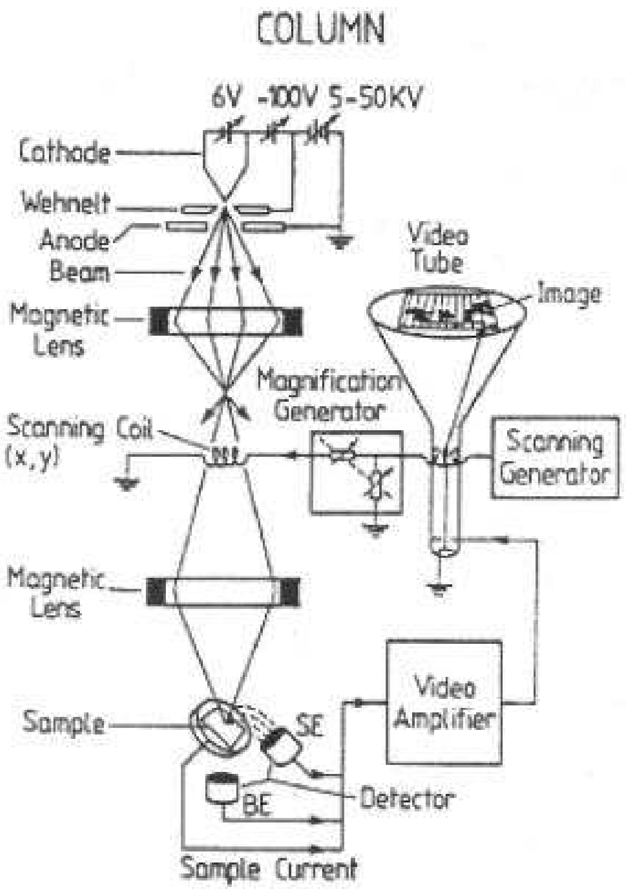
Srovnání s optickým mikroskopem

transmisní elektronový mikroskop (TEM)



Řádkovací (rastrovací) elektronový mikroskop

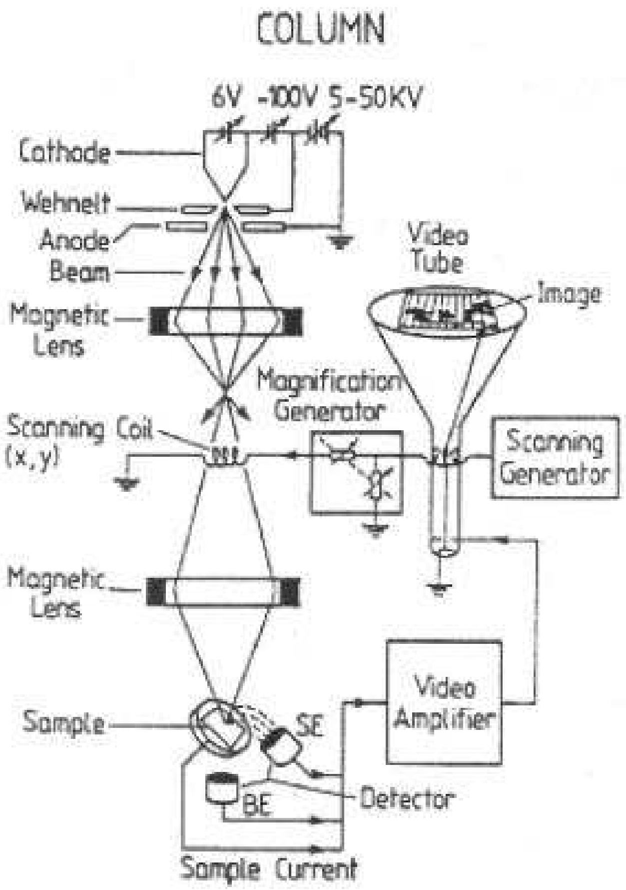
řádkovací elektronový mikroskop
(SEM .. scanning electron microscope)

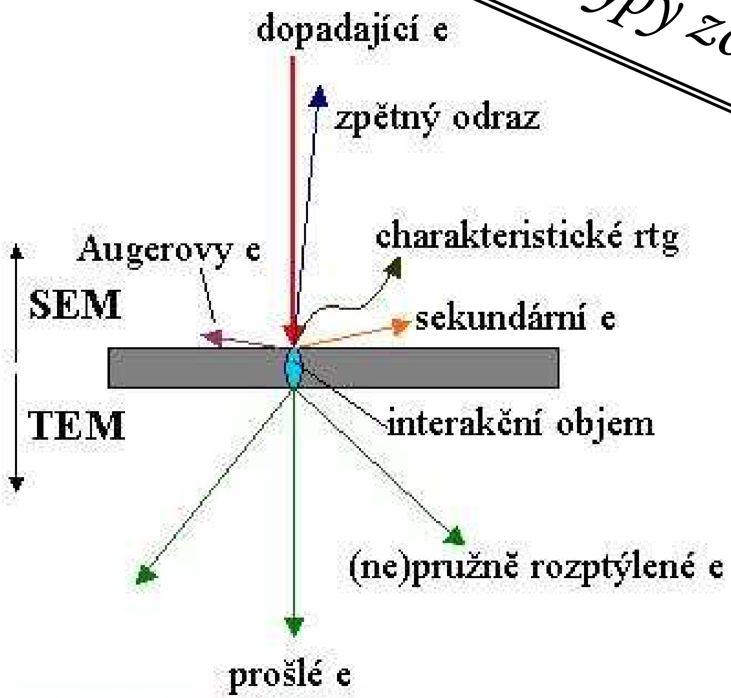


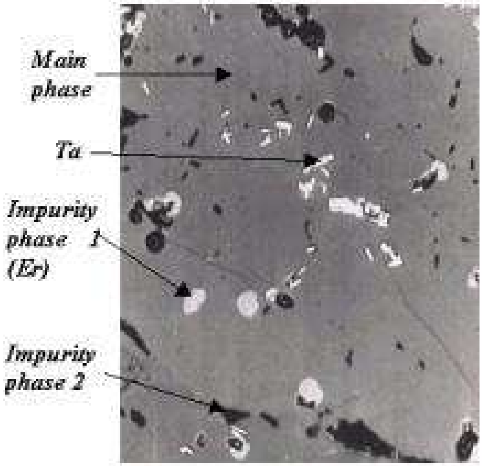
Řádkovací elektronový mikroskop

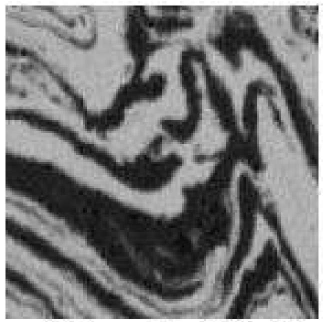
Typy zobrazení

řádkovací elektronový mikroskop
(SEM .. scanning electron microscope)



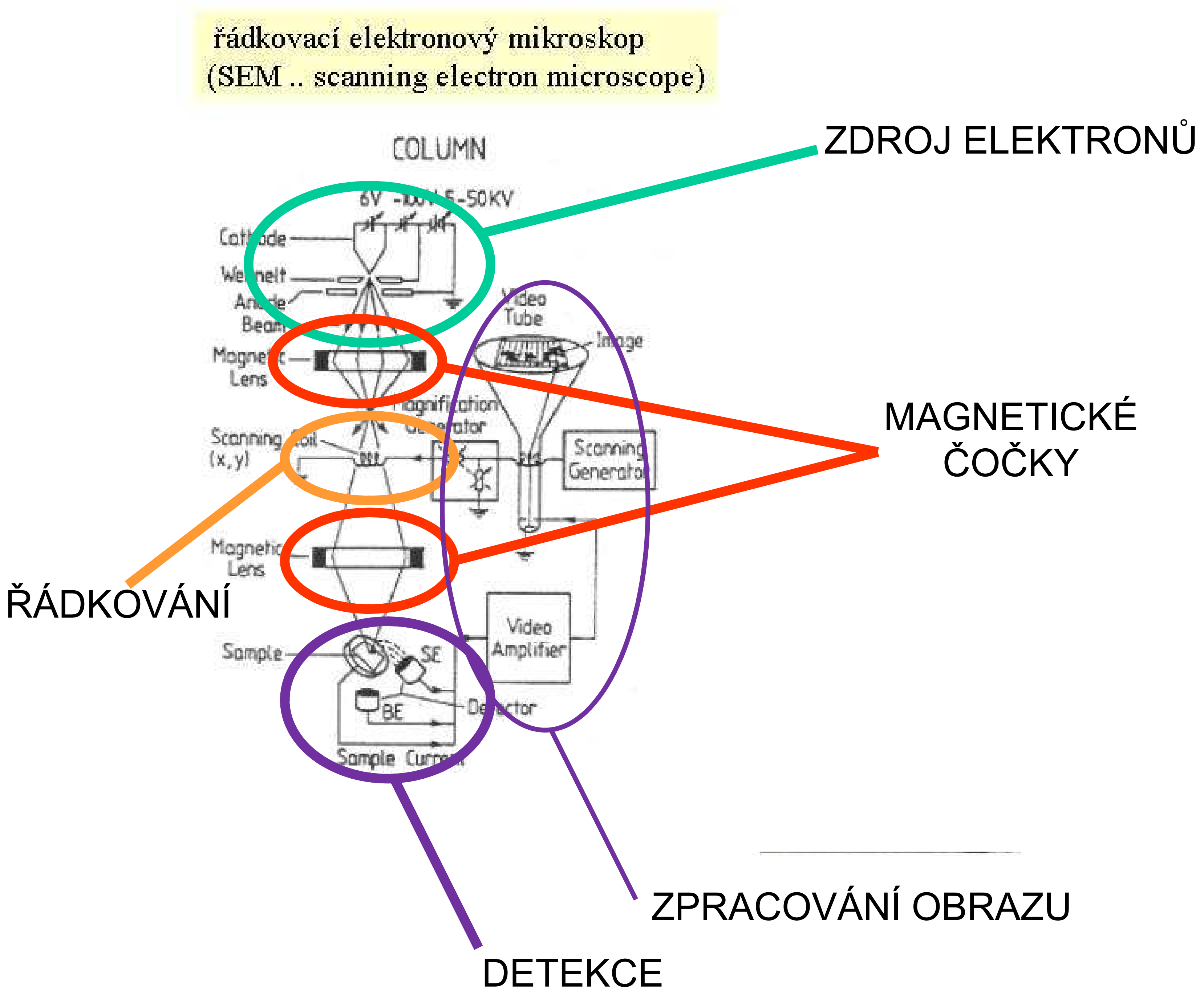






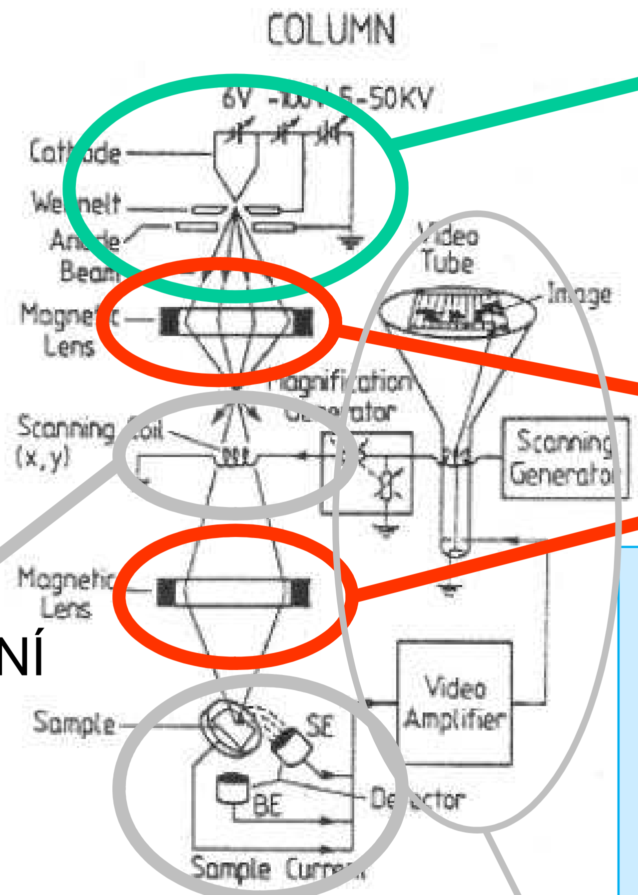
slitina Cu-Nb-Fe

Řádkovací elektronový mikroskop: náš dnešní úhel pohledu



Řádkovací elektronový mikroskop: náš dnešní úhel pohledu

řádkovací elektronový mikroskop
(SEM .. scanning electron microscope)



ZDROJ ELEKTRONŮ

MAGNETICKÉ ČOČKY

ŘÁDKOVÁNÍ

DETEKCE

ZPRACOVÁNÍ OBRAZU

OPTICKÝ NÁVRH MIKROSKOPU
- KONSTRUKCE
- VÝPOČET POLÍ A OPT. VLASTNOSTÍ
- VÝPOČET PAPRSKŮ = DRAH ELEKTRONŮ
- OPTIMALIZACE CHYB ZOBRAZENÍ

Částicová paprsková optika

Využití elektronů pro geometrickou optiku s vysokým rozlišením napadlo lidstvo teprve potom, co vlnové vlastnosti elektronu byly již dobře známy.

Paprsková (geometrická) optika částic

vlnová optika	$\longleftrightarrow$	vlnová mechanika
$\downarrow$	$\lambda \to 0$	$\downarrow$
geometrická optika	$\longleftrightarrow$	klasická mechanika

formální srovnání $\rightarrow$

paprsky	***trajektorie***
eikonálová rovnice	***Newtonovy rovnice + vyloučení času***
sférické čočky	***spojité rozložení indexu lomu***

Paprsková (geometrická) optika částic

vlnová optika ↔ vlnová mechanika

$\lambda \to 0$

geometrická optika ↔ klasická mechanika

formální srovnání →

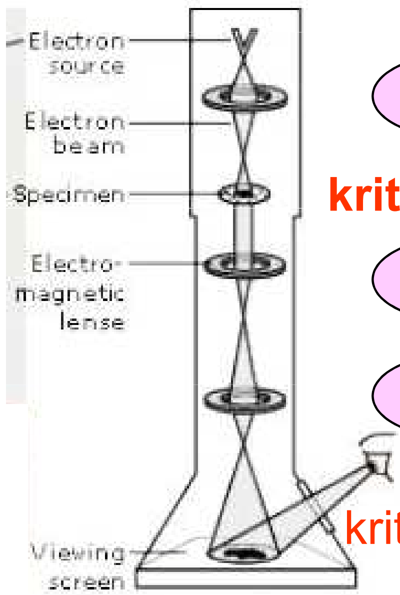
paprsky	*trajektorie*
eikonálová rovnice	*Newtonovy rovnice + vyloučení času*
sférické čočky	*spojité rozložení indexu lomu*

formální podmínka

$\lambda \to 0$

znamená přesně

$\lambda << L$ (char. délka)



	L
ano	mm
kritické místo	nm
ano	mm
ano	mm
kritické místo	μm

Paprsková (geometrická) optika částic

vlnová optika	↔	vlnová mechanika
↓	$\lambda \to 0$	↓
geometrická optika	↔	klasická mechanika

formální srovnání →

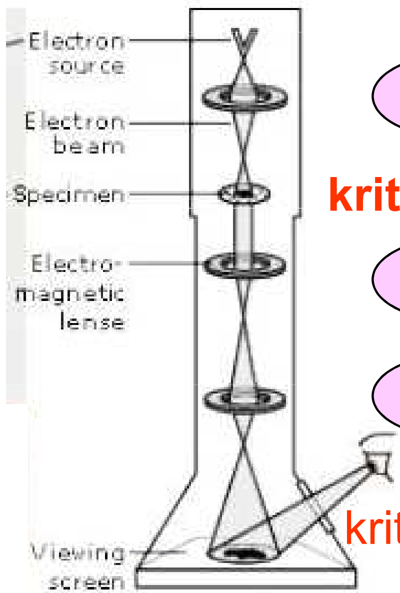
paprsky	***trajektorie***
eikonálová rovnice	***Newtonovy rovnice + vyloučení času***
sférické čočky	***spojité rozložení indexu lomu***

formální podmínka

$$\lambda \to 0$$

znamená přesně

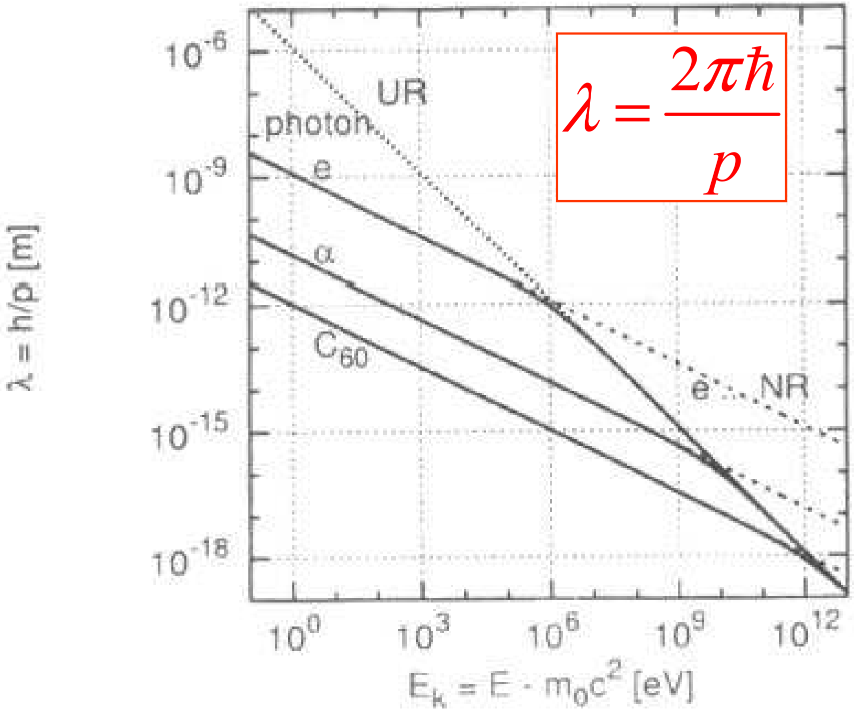
$$\lambda << L \text{ (char. délka)}$$



	L
ano	mm
kritické místo	nm
ano	mm
ano	mm
kritické místo	μm

vlnové délky →

Elektron jako vlna



ZÁSOBNÍK VZORCŮ

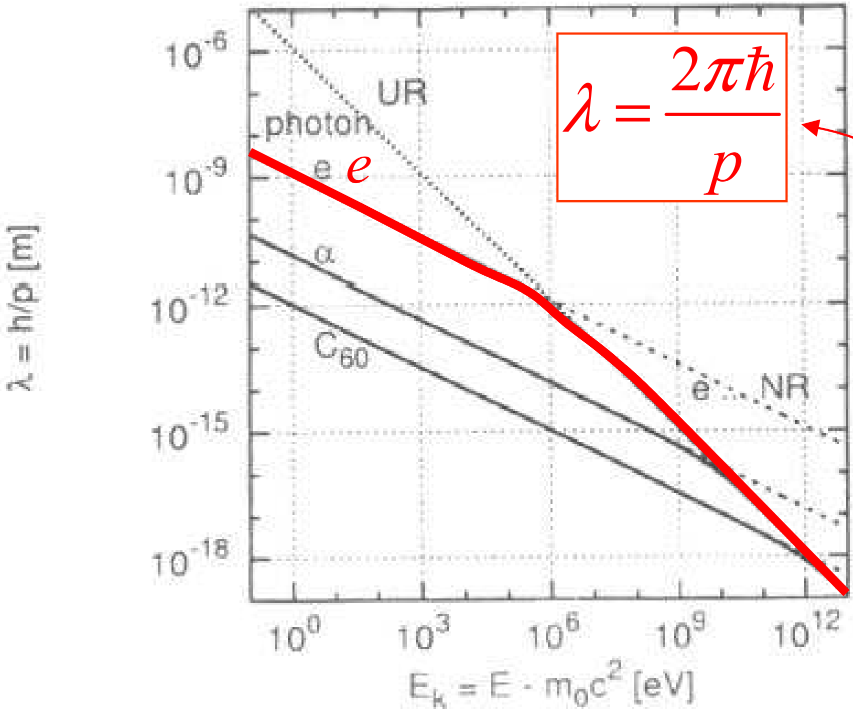
$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}c^2,\ \beta = \frac{v}{c}$$

$$E = m_0c^2 + E_{\text{kin}}$$

$$p = mv$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\text{kin}}^2}{c^2} + 2m_0E_{\text{kin}}}$$

Elektron jako vlna



$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$$

ZÁSOBNÍK VZORCŮ

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}c^2, \beta = \frac{v}{c}$$

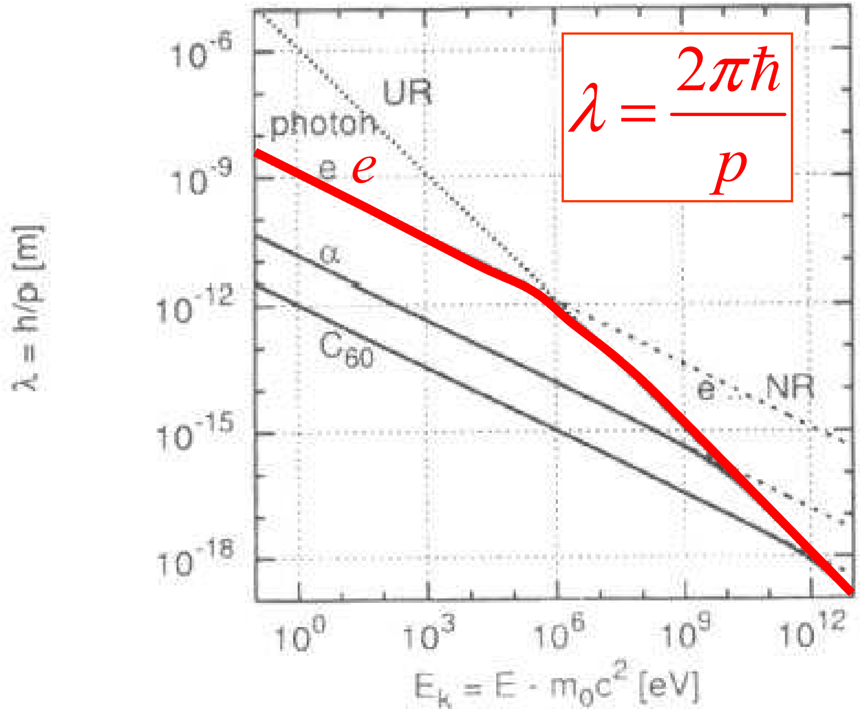
$$E = m_0c^2 + E_{\mathrm{kin}}$$

$$p = mv$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\mathrm{kin}}^2}{c^2} + 2m_0E_{\mathrm{kin}}}$$

VSTUP
urychlovací napětí

Elektron jako vlna



ZÁSOBNÍK VZORCŮ

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}c^2,\ \beta = \frac{v}{c}$$

$$E = m_0c^2 + E_{\text{kin}}$$

$$p = mv$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\text{kin}}^2}{c^2} + 2m_0E_{\text{kin}}}$$

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická („naše“)

$$E_{\text{kin}} \ll m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0E_{\text{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\text{kin}}}}\ \text{(nm, eV)}$$

předěl

$$E_{\text{kin}} \approx 2m_0c^2$$

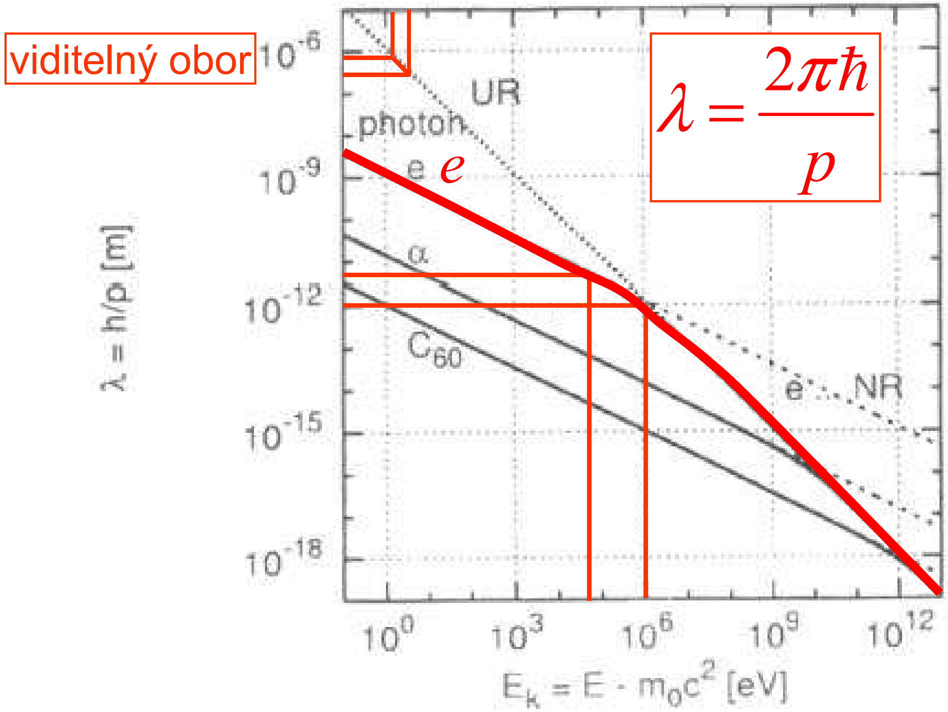
$$\approx 10^6\ \text{eV}$$

ultrarelativistická

$$E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\text{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\text{kin}}}\ (\mu\text{m, eV})$$

Realistické vlnové délky elektronů v mikroskopu



vlnové délky v pm
(1 nm = 1000 pm)

přístroj	U keV	λ pm
stolní TEM	50	5,46
velký TEM	1000	1,22
SEM	5 – 50	5,46 – 17.3

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická („naše“)

$$E_{\text{kin}} \ll m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0E_{\text{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\text{kin}}}} \text{ (nm, eV)}$$

předěl

$$E_{\text{kin}} \approx 2m_0c^2$$

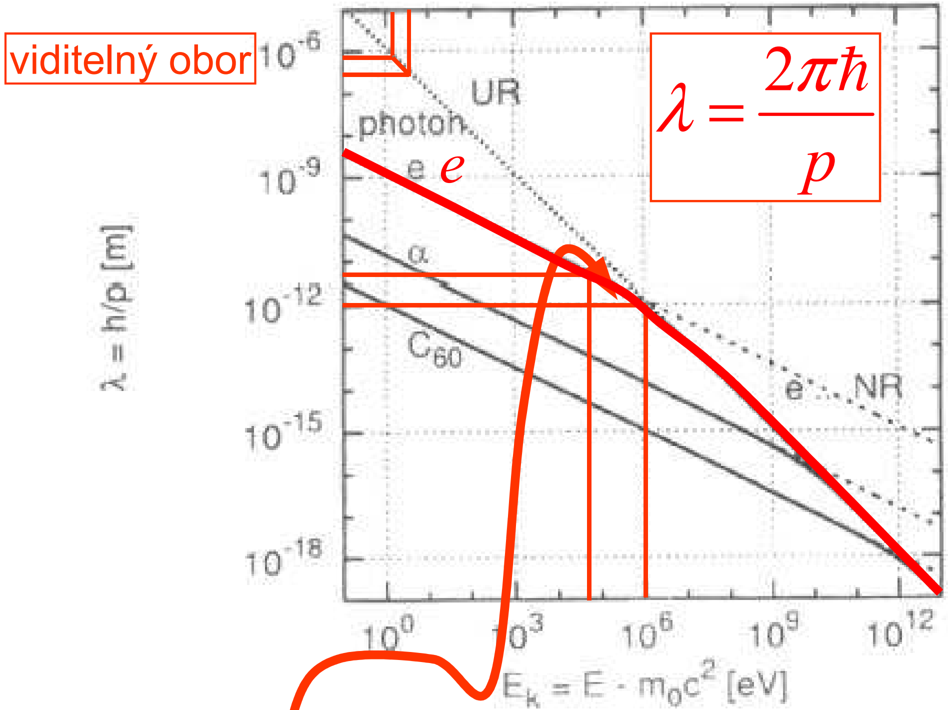
$$\approx 10^6 \text{ eV}$$

ultrarelativistická

$$E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\text{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\text{kin}}} \text{ }(\mu\text{m, eV})$$

Realistické vlnové délky elektronů v mikroskopu



vlnové délky v pm
(1 nm = 1000 pm)

přístroj	U keV	λ pm
stolní TEM	50	5,46
velký TEM	1000	1,22
SEM	5 – 50	5,46 – 17.3

v podstatě vystačíme s korigovanou NR limitou

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická („naše“)

$$E_{\text{kin}} \ll m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0E_{\text{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\text{kin}}}}\ (\text{nm, eV})$$

předěl

$$E_{\text{kin}} \approx 2m_0c^2$$

$$\approx 10^6\ \text{eV}$$

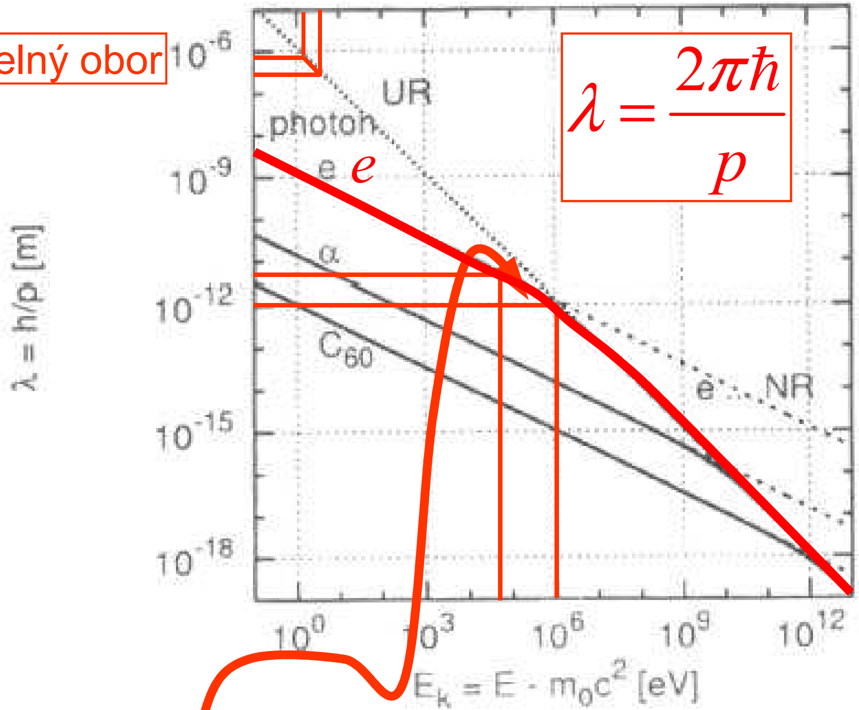
ultrarelativistická

$$E_{\text{kin}} \gg m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\text{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\text{kin}}}\ (\mu\text{m, eV})$$

Realistické vlnové délky elektronů v mikroskopu

viditelný obor



$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$$

vlnové délky v pm

(1 nm = 1000 pm)

přístroj	U keV	λ pm
stolní TEM	50	**5,46**
velký TEM	1000	**1,22**
SEM	5 – 50	5,46 – 17.3

v podstatě vystačíme s korigovanou NR limitou

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická („naše“)

$$E_{\text{kin}} \ll m_0c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0E_{\text{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\text{kin}}}} \text{ (nm, eV)}$$

předěl

$E_{\text{kin}} \approx 2m_0c$

$\approx 10^6$ e

ltrarelativistická

$$\frac{}{E_{\text{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\text{kin}}} \; (\mu\text{m, eV})$$

PROČ PIKOMETRY ???

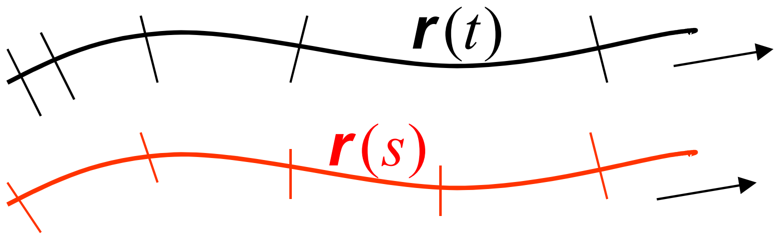
Trajektorie elektronů ve vnějších polích

Elektrické či magnetické pole určuje dynamiku elektronů. Od jejich drah (trajektorií) přecházíme k paprskům jako elementům řešení v přiblížení geometrické optiky

Trajektorie ve vnějších polích

trajektorie (probíhána v čase)

paprsek (křivka parametrisovaná délkou dráhy)



Newtonovy rovnice
(Lorentzova síla)

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \dot{\boldsymbol{v}} = \frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right)$$

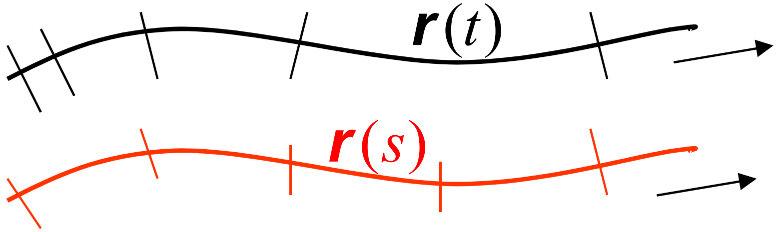
$$e < 0$$

náboj elektronu i se znaménkem

Trajektorie ve vnějších polích

trajektorie (probíhána v čase)

paprsek (křivka parametrisovaná délkou dráhy)



Newtonovy rovnice
(Lorentzova síla)

$$\ddot{\boldsymbol r} = \dot{\boldsymbol v} = \frac{e}{m}\left(\boldsymbol E + \boldsymbol v \cancel{\times \boldsymbol B}\right)$$

zatím vynecháme

$$\boxed{e < 0}$$

náboj elektronu i se znaménkem

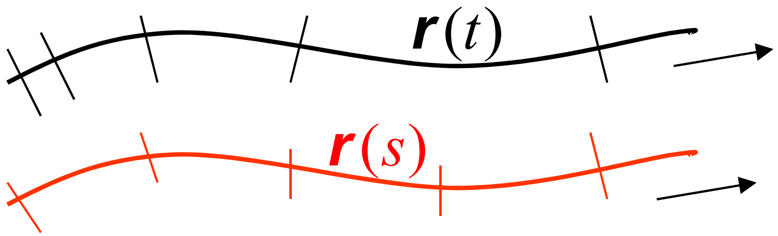
$$\ddot{\boldsymbol r} = \dot{\boldsymbol v} = -\frac{e}{m}\nabla \varPhi$$

elektrostatický potenciál

Trajektorie ve vnějších polích

trajektorie (probíhána v čase)

paprsek (křivka parametrisovaná délkou dráhy)



Newtonovy rovnice (Lorentzova síla)

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \dot{\boldsymbol{v}} = \frac{e}{m}(\boldsymbol{E} + \cancel{\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}})$$

zatím vynecháme

$$\boxed{e < 0}$$

náboj elektronu i se znaménkem

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \dot{\boldsymbol{v}} = -\frac{e}{m}\nabla\Phi$$

elektrostatický potenciál

Index lomu pro elektrony

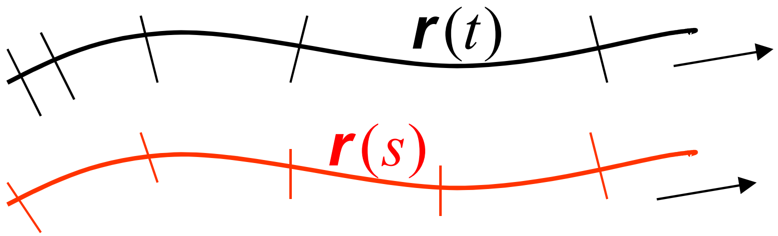
$$n(\boldsymbol{r}) \propto \upsilon(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\frac{2}{m}\left(E - U(\boldsymbol{r})\right)} \qquad \upsilon(\boldsymbol{r}) = \left|\dot{\boldsymbol{r}}(\boldsymbol{r},t)\right|$$

$$= \sqrt{\frac{2}{m}E - \frac{2e}{m}\Phi(\boldsymbol{r})}$$

Trajektorie ve vnějších polích

trajektorie (probíhána v čase)

paprsek (křivka parametrisovaná délkou dráhy)



Newtonovy rovnice
(Lorentzova síla)

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \dot{\boldsymbol{v}} = \frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}\cancel{\times\boldsymbol{B}}\right)$$

zatím vynecháme

$$e < 0$$

náboj elektronu i se znaménkem

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \dot{\boldsymbol{v}} = -\frac{e}{m}\nabla\Phi$$

elektrostatický potenciál

Index lomu pro elektrony

$$n(\boldsymbol{r}) \propto \upsilon(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\frac{2}{m}\left(E - U(\boldsymbol{r})\right)} \qquad \upsilon(\boldsymbol{r}) = \left|\dot{\boldsymbol{r}}(\boldsymbol{r},t)\right|$$

$$= \sqrt{\frac{2}{m}E - \frac{2e}{m}\Phi(\boldsymbol{r})}$$

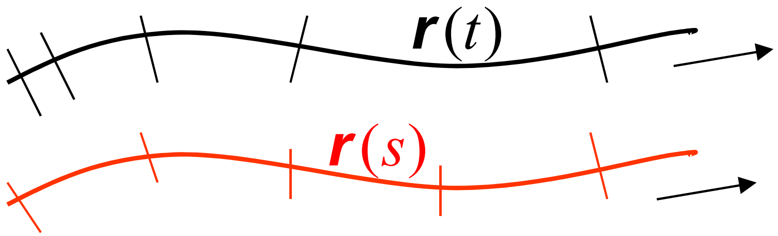
Vyloučení času

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}s} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}\cdot\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}s} = -\frac{e}{m}\nabla\Phi\cdot\frac{1}{\upsilon} = \nabla\upsilon$$

Trajektorie ve vnějších polích

trajektorie (probíhána v čase)

paprsek (křivka parametrisovaná délkou dráhy)



Newtonovy rovnice (Lorentzova síla)

$$\ddot{\boldsymbol r} = \dot{\boldsymbol v} = \frac{e}{m}\left(\boldsymbol E + \boldsymbol v \cancel{\times \boldsymbol B}\right)$$ zatím vynecháme

$$e < 0$$

náboj elektronu i se znaménkem

$$\ddot{\boldsymbol r} = \dot{\boldsymbol v} = -\frac{e}{m}\nabla \Phi$$ elektrostatický potenciál

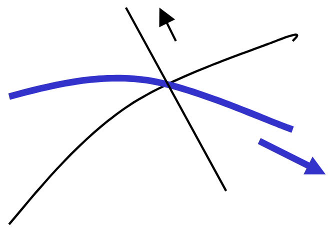
Index lomu pro elektrony

$$n(\boldsymbol r) \propto \upsilon(\boldsymbol r) = \sqrt{\frac{2}{m}\left(E - U(\boldsymbol r)\right)} \qquad \upsilon(\boldsymbol r) = \left|\dot{\boldsymbol r}(\boldsymbol r, t)\right|$$

$$= \sqrt{\frac{2}{m}E - \frac{2e}{m}\Phi(\boldsymbol r)}$$

Vyloučení času

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol v}{\mathrm{d}s} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol v}{\mathrm{d}t}\cdot\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}s} = -\frac{e}{m}\nabla\Phi\cdot\frac{1}{\upsilon} = \nabla\upsilon$$

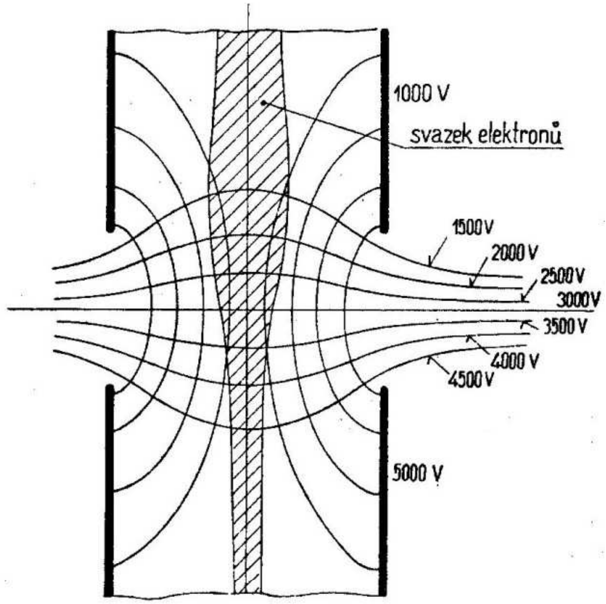


diferenciální tvar zákona lomu

Teoretický návrh dílů pro elektronovou optiku

Od neurčité představy, že elektrické či magnetické pole vychýlí elektronové paprsky žádoucím směrem přejdeme k návrhu optických elementů.

<u>PŘÍKLAD:</u>
URYCHLOVACÍ SYSTÉM



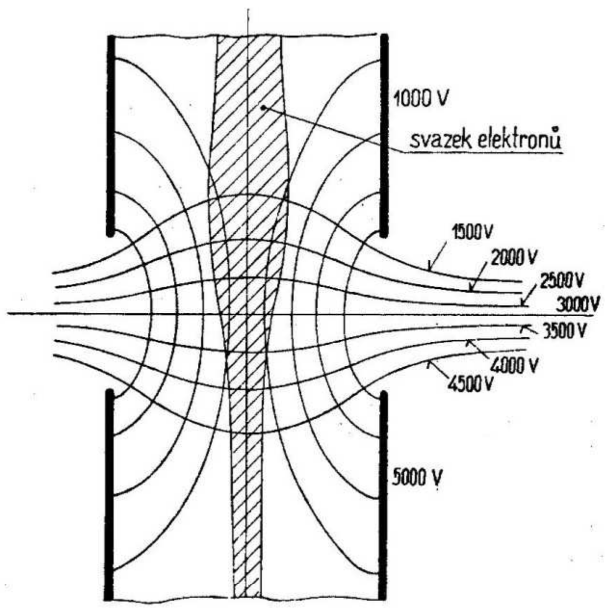
Obr. 131. Urychlovací systém.

PŘÍKLAD:
URYCHLOVACÍ
SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod

vstup



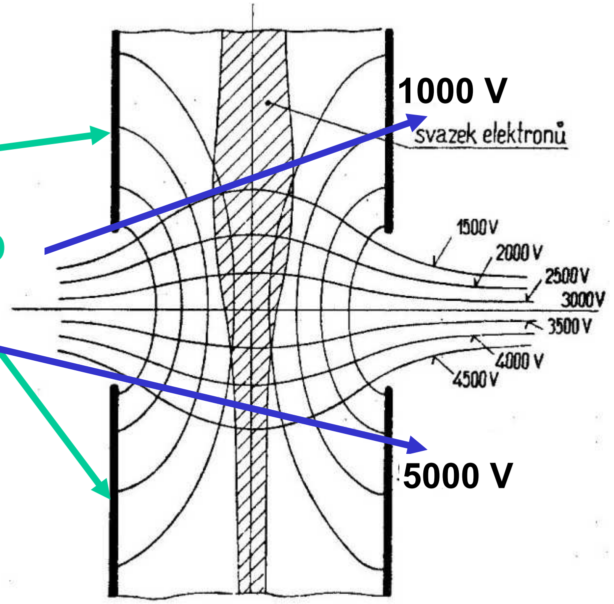
Obr. 131. Urychlovací systém.

<u>PŘÍKLAD:</u>
URYCHLOVACÍ
SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod

vstup



Obr. 131. Urychlovací systém.

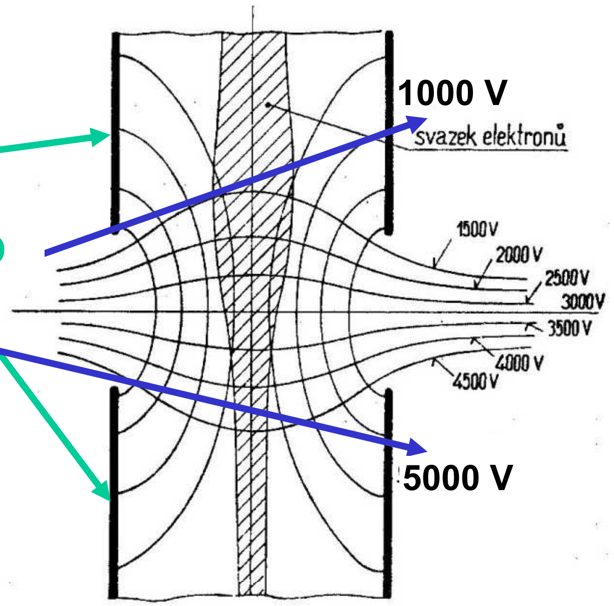
PŘÍKLAD:
URYCHLOVACÍ
SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod
- řešení Laplaceovy rovnice při okrajových podmínkách daných elektrodami

vstup

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0}$$



Obr. 131. Urychlovací systém.

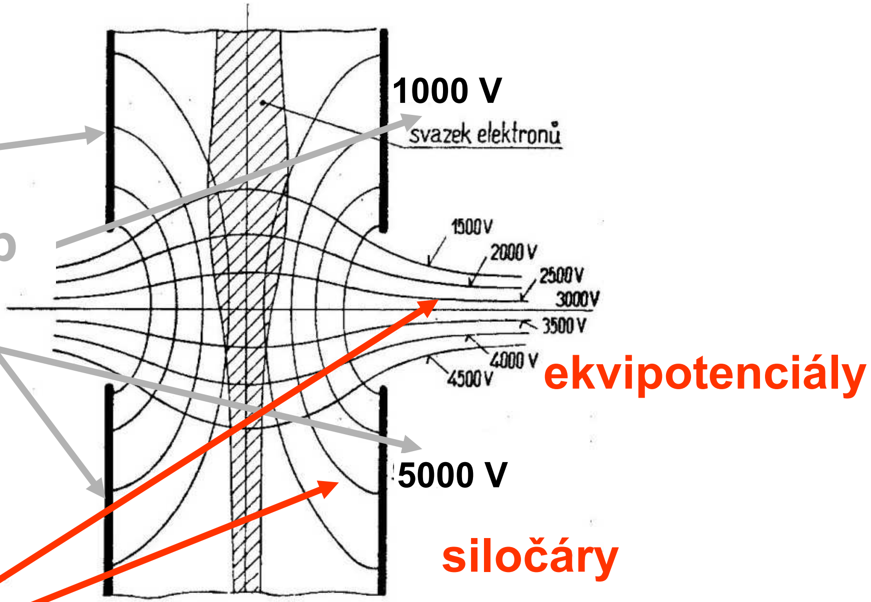
PŘÍKLAD:
URYCHLOVACÍ
SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod
- řešení Laplaceovy rovnice při okrajových podmínkách daných elektrodami

vstup

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0}$$



Obr. 131. Urychlovací systém.

Dva kroky ve studiu optického dílu

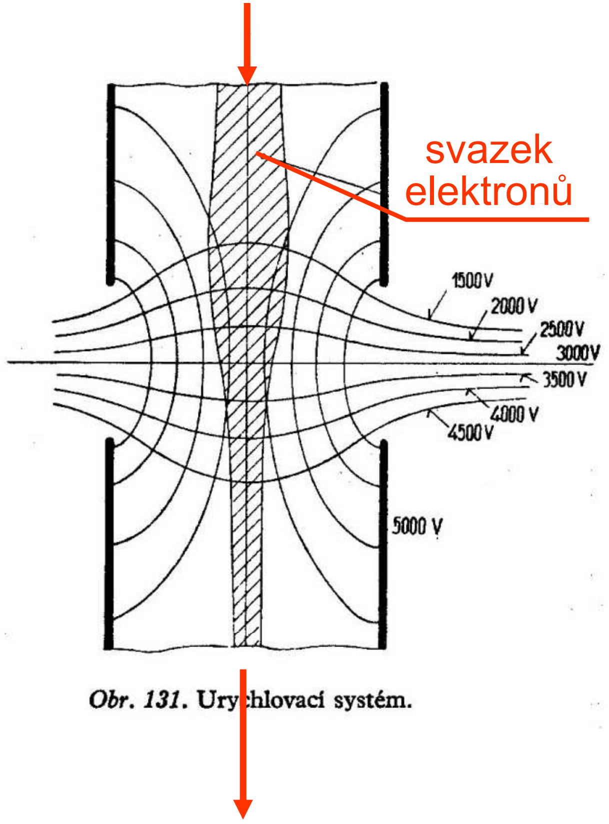
PŘÍKLAD:
URYCHLOVACÍ
SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod
- řešení Laplaceovy rovnice při okrajových podmínkách daných elektrodami

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0$$

vstup



Obr. 131. Urychlovací systém.

2. KROK: PAPRSKY

- blízko osy systému – paraxiální oblast
- vstupní energie E
- výstupní energie $E + 4000$ eV
- zlepšená kolimace

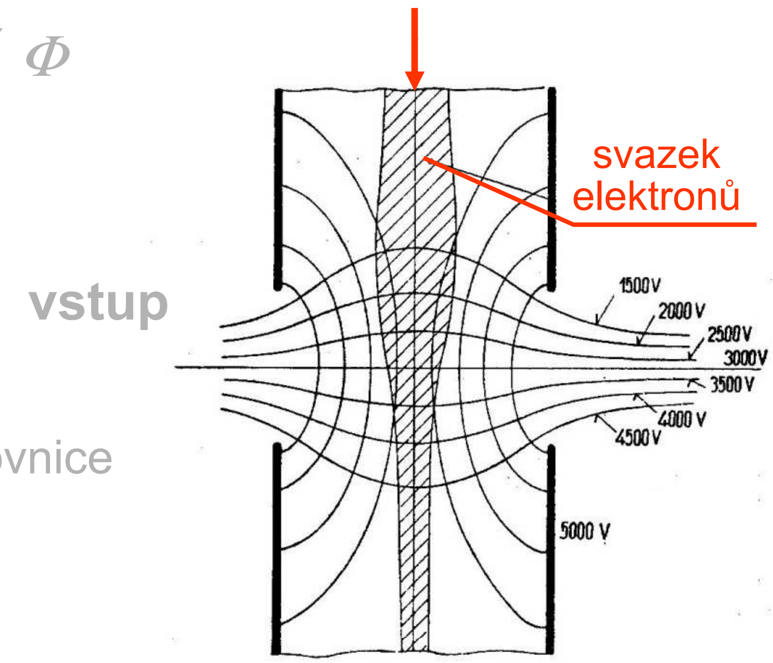
Dva kroky ve studiu optického dílu

<u>PŘÍKLAD:</u>
URYCHLOVACÍ SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod
- řešení Laplaceovy rovnice při okrajových podmínkách daných elektrodami

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0$$



Obr. 131. Urychlovací systém.

2. KROK: PAPRSKY

- blízko osy systému – paraxiální oblast
- vstupní energie E
- výstupní energie $E + 4000$ eV
- zlepšená kolimace
- hledání trajektorií
  - buď přímo
  - z paraxiální rovnice + korekce na sférickou vadu

Dva kroky ve studiu optického dílu

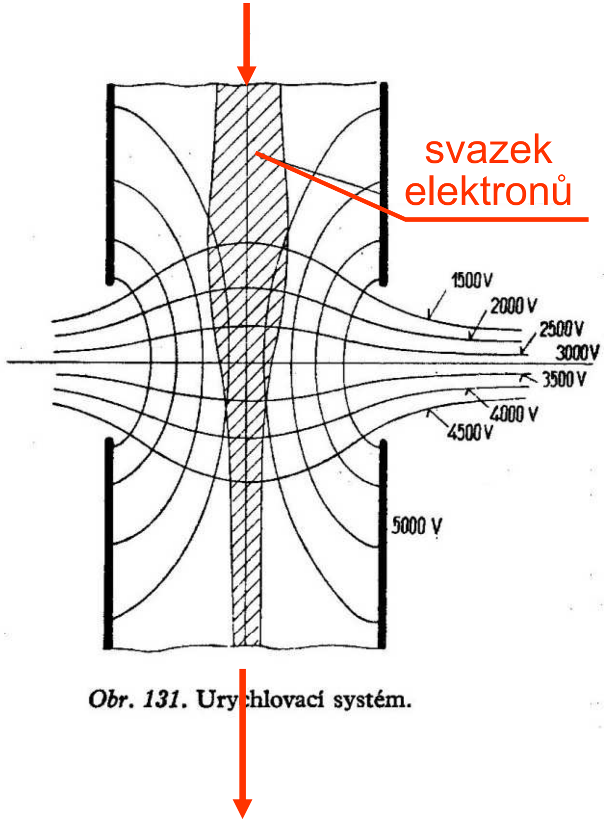
PŘÍKLAD:
URYCHLOVACÍ
SYSTÉM

1. KROK: URČENÍ Φ

- ve vakuu
- geometrie kovových elektrod
- potenciály elektrod
- řešení Laplaceovy rovnice při okrajových podmínkách daných elektrodami

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0$$

vstup



Obr. 131. Urychlovací systém.

2. KROK: PAPRSKY

- blízko osy systému – paraxiální oblast
- vstupní energie E
- výstupní energie $E + 4000$ eV
- zlepšená kolimace
- hledání trajektorií
  - buď přímo
  - **z paraxiální rovnice + korekce na sférickou vadu**

I. Určení průběhu potenciálu

V principu velmi jednoduchý úkol: vyřešit Laplaceovu rovnici s Dirichletovou okrajovou podmínkou.

Tato část celého postupu však klade největší nároky na použité numerické metody. Bez nich nelze počítat s úspěchem.

Řešení Laplaceovy rovnice

LAPLACEOVA ROVNICE

$$\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0$$

$$\partial_{xx}\Phi(x,y,z) + \partial_{yy}\Phi + \partial_{zz}\Phi = 0$$

DIRICHLETOVA ÚLOHA

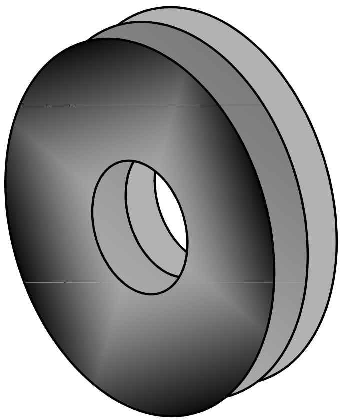
Okrajové podmínky

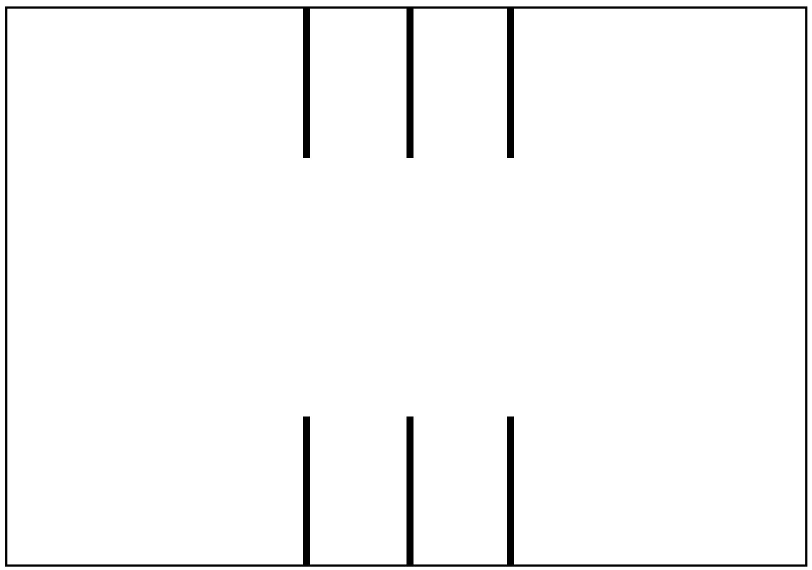
LR řešíme ve zvolené dostatečně rozsáhlé, ale co nejmenší oblasti.

Předepsány jsou hodnoty neznámé na hranici oblasti:

- na povrchu elektrod
- na vnější hranici

Příklad čočky





Řešení Laplaceovy rovnice

LAPLACEOVA ROVNICE

DIRICHLETOVA ÚLOHA

$$\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0$$
$$\partial_{xx}\Phi(x,y,z) + \partial_{yy}\Phi + \partial_{zz}\Phi = 0$$

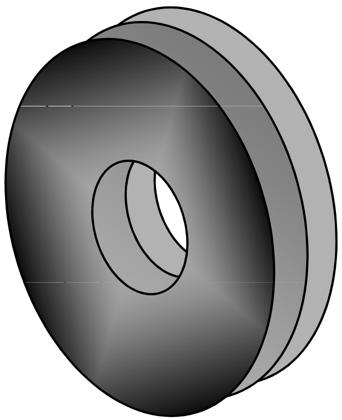
Okrajové podmínky

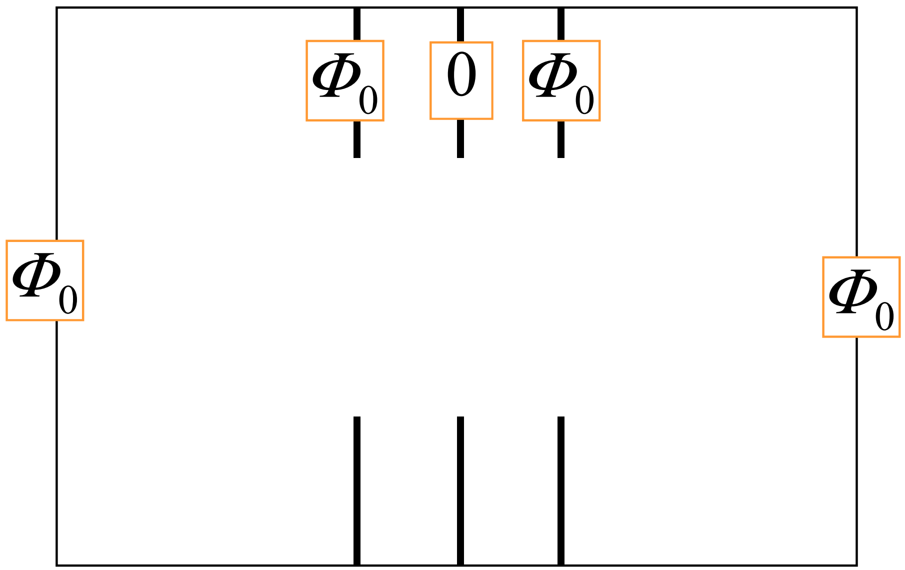
LR řešíme ve zvolené dostatečně rozsáhlé, ale co nejmenší oblasti.

Předepsány jsou hodnoty neznámé na hranici oblasti:

- na povrchu elektrod
- na vnější hranici

Příklad čočky





Řešení Laplaceovy rovnice

LAPLACEOVA ROVNICE

$$\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0$$

$$\partial_{xx}\Phi(x,y,z) + \partial_{yy}\Phi + \partial_{zz}\Phi = 0$$

DIRICHLETOVA ÚLOHA

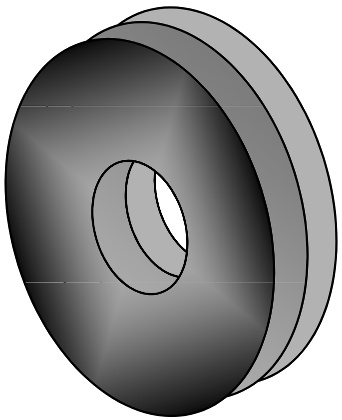
Okrajové podmínky

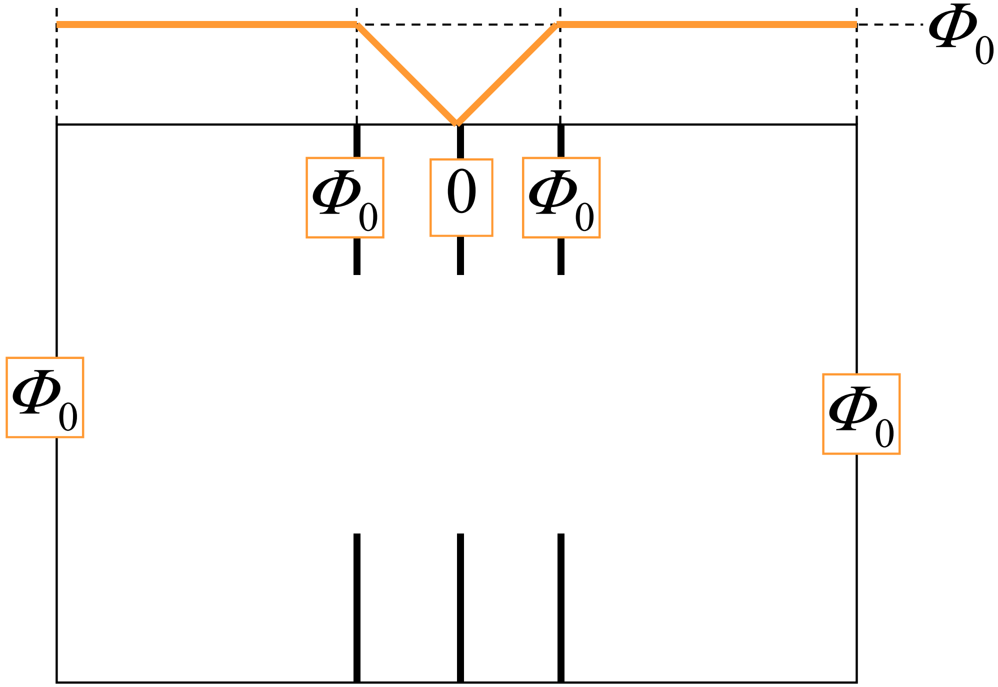
LR řešíme ve zvolené dostatečně rozsáhlé, ale co nejmenší oblasti.

Předepsány jsou hodnoty neznámé na hranici oblasti:

- na povrchu elektrod
- na vnější hranici

Příklad čočky





Řešení Laplaceovy rovnice

LAPLACEOVA ROVNICE

$$\Delta \Phi(\boldsymbol{r}) = 0$$
$$\partial_{xx}\Phi(x,y,z) + \partial_{yy}\Phi + \partial_{zz}\Phi = 0$$

DIRICHLETOVA ÚLOHA

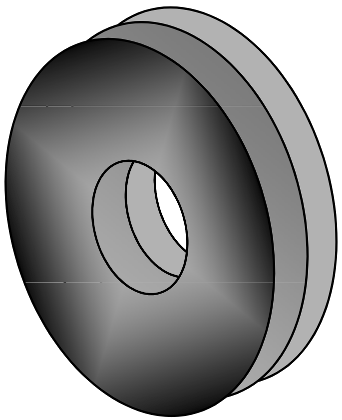
Okrajové podmínky

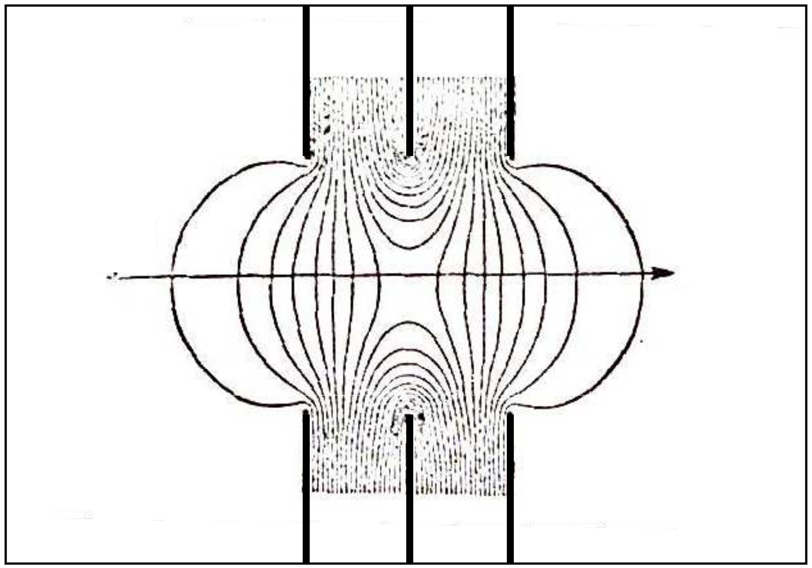
LR řešíme ve zvolené dostatečně rozsáhlé, ale co nejmenší oblasti.

Předepsány jsou hodnoty neznámé na hranici oblasti:

- na povrchu elektrod
- na vnější hranici

Příklad čočky





Řešení Laplaceovy rovnice

LAPLACEOVA ROVNICE

$$\Delta\Phi(\boldsymbol{r})=0$$
$$\partial_{xx}\Phi(x,y,z)+\partial_{yy}\Phi+\partial_{zz}\Phi=0$$

DIRICHLETOVA ÚLOHA

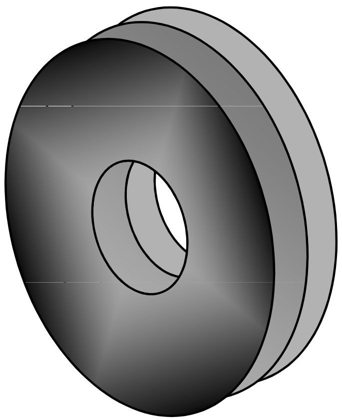
Okrajové podmínky

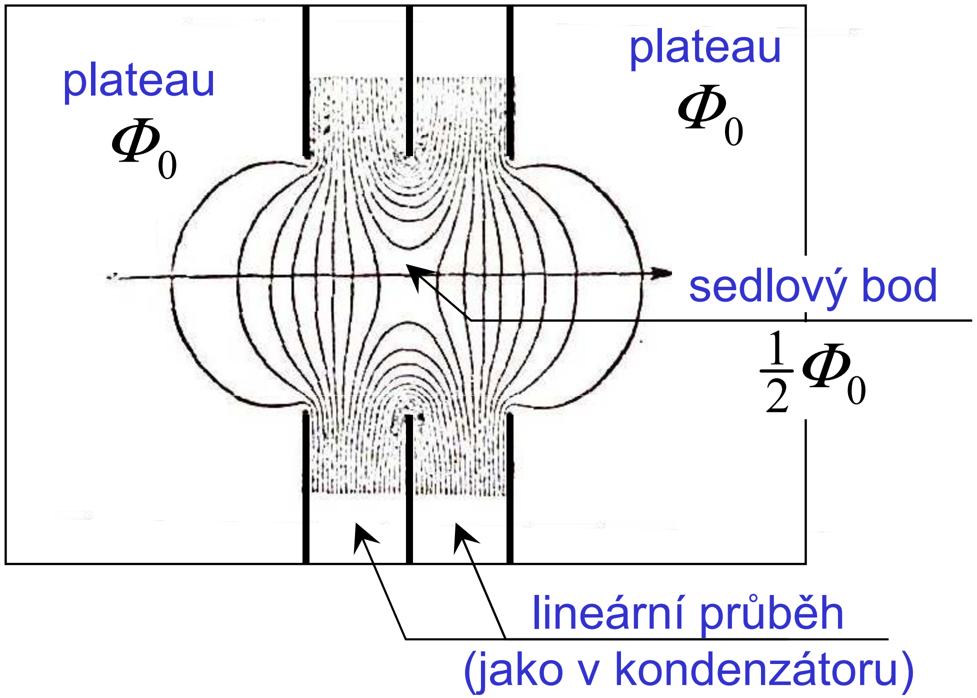
LR řešíme ve zvolené dostatečně rozsáhlé, ale co nejmenší oblasti.

Předepsány jsou hodnoty neznámé na hranici oblasti:

- na povrchu elektrod
- na vnější hranici

Příklad čočky

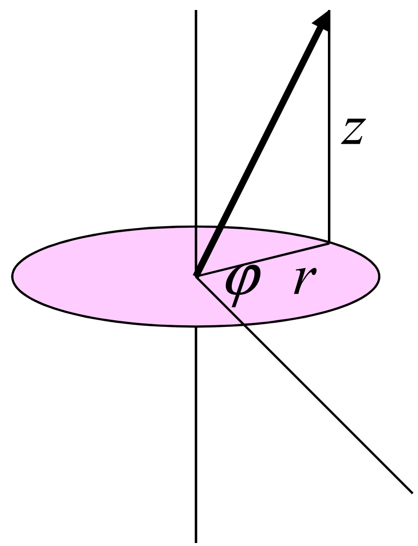




Řešení Laplaceovy rovnice

LAPLACEOVA ROVNICE

$$\boxed{\begin{gathered}\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0 \\ \partial_{xx}\Phi(x,y,z) + \partial_{yy}\Phi + \partial_{zz}\Phi = 0\end{gathered}}$$



NUMERICKÉ ŘEŠENÍ

Obecně 3D úloha.
Použití osové symetrie

$$\partial_{rr}\Phi(r,z) + \frac{1}{r}\partial_r\Phi + \partial_{zz}\Phi = 0$$

numerické techniky

metoda sítí

klasický postup:

derivace nahrazeny diferencemi

dnes překonané

metoda konečných prvků

triangulace

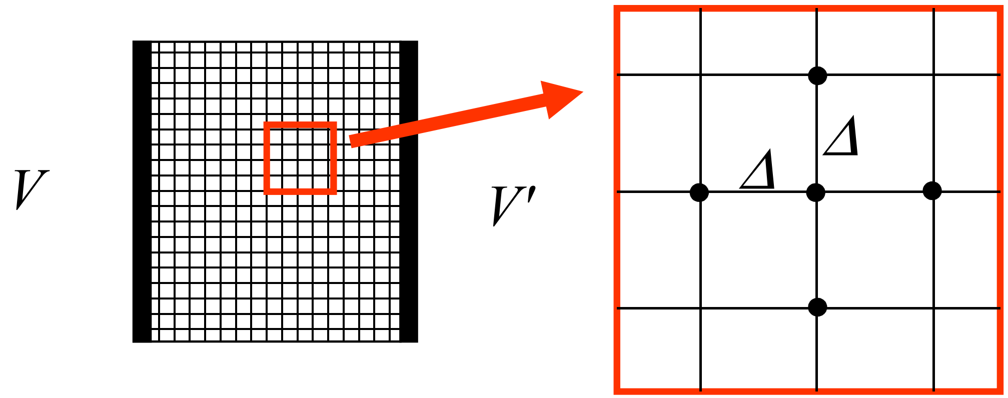
lineární interpolace

variační princip

dnes nejrozšířenější

Základní myšlenka: nahradit diferenciální rovnici diferenční

$$\boxed{\Delta \Phi(\mathbf{r}) = 0}$$



2D ILUSTRACE

$$x_j = x_0 + j \cdot \Delta$$

$$y_k = y_0 + k \cdot \Delta$$

$$\Phi_{j,k} = \Phi(x_j, y_k)$$

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}_{jk}) = \partial_{xx} \Phi(x_j, y_k) + \partial_{yy} \Phi(x_j, y_k) \quad \rightarrow$$

$$\approx \frac{\Phi_{j+1,k} - 2\Phi_{j,k} + \Phi_{j-1,k}}{\Delta^2} + \frac{\Phi_{j,k+1} - 2\Phi_{j,k} + \Phi_{j,k-1}}{\Delta^2}$$

. . . *soustava lineárních rovnic pro* $\Phi_{j,k}$

Základní myšlenka: nahradit diferenciální rovnici variační úlohou

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0}$$

+ Dirichletovy okraj. podmínky

$$\longleftrightarrow$$

$$\boxed{\mathcal{J}[\Phi] = \int \mathrm{d}V \, \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi = \mathrm{Min}}$$

1. Integrace po oblasti řešení
2. Do soutěže vstupují jen funkce $\boldsymbol{\Phi}$ splňující okrajové podmínky
3. Minimum budeme hledat jen ve třídě vhodných aproximativních $\boldsymbol{\Phi}$

Základní myšlenka: nahradit diferenciální rovnici variační úlohou

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0}$$

+ Dirichletovy okraj. podmínky

$$\longleftrightarrow \quad \boxed{\mathcal{J}[\Phi] = \int \mathrm{d}V\, \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi = \mathrm{Min}}$$

Motivační úvaha (*standardní*)

$$\mathcal{J}[\breve{\Phi} \pm g\delta\Phi] - \mathcal{J}[\breve{\Phi}]$$

$$= \pm g\delta\mathcal{J} + g^2 O[\delta^2\Phi] \geq 0$$

1. Integrace po oblasti řešení
2. Do soutěže vstupují jen funkce Φ splňující okrajové podmínky
3. Minimum budeme hledat jen ve třídě vhodných aproximativních Φ

Základní myšlenka: nahradit diferenciální rovnici variační úlohou

$$\boxed{\Delta \Phi(\boldsymbol{r}) = 0}$$

+ Dirichletovy okraj. podmínky

$$\longleftrightarrow \quad \boxed{\mathcal{J}[\Phi] = \int \mathrm{d}V \, \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi = \mathrm{Min}}$$

1. Integrace po oblasti řešení
2. Do soutěže vstupují jen funkce Φ splňující okrajové podmínky
3. Minimum budeme hledat jen ve třídě vhodných aproximativních Φ

Motivační úvaha (*standardní*)

$$\mathcal{J}[\breve{\Phi} \pm g\delta\Phi] - \mathcal{J}[\breve{\Phi}]$$

$$= \pm g \delta \mathcal{J} + g^2 O[\delta^2 \Phi] \geq 0$$

<u>Variační podmínka</u>

$\breve{\Phi}$ nechť dává minimum $\mathcal{J}[\Phi]$

Pak

$$\delta \mathcal{J} = 2 \int \mathrm{d}V \, \nabla \delta\Phi \cdot \nabla \breve{\Phi} = 0$$

pro všechna $\delta\Phi$ splňující homogenní okrajovou podmínku.

Základní myšlenka: nahradit diferenciální rovnici variační úlohou

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0}$$

+ Dirichletovy okraj. podmínky

$$\longleftrightarrow \quad \boxed{\mathcal{J}[\Phi] = \int \mathrm{d}V\, \nabla\Phi\cdot\nabla\Phi = \mathrm{Min}}$$

1. Integrace po oblasti řešení
2. Do soutěže vstupují jen funkce Φ splňující okrajové podmínky
3. Minimum budeme hledat jen ve třídě vhodných aproximativních Φ

Motivační úvaha (*standardní*)

$$\mathcal{J}[\breve{\Phi} \pm g\delta\Phi] - \mathcal{J}[\breve{\Phi}]$$

$$= \pm g\delta\mathcal{J} + g^2 O[\delta^2\Phi] \geq 0$$

<u>Variační podmínka</u>

$\breve{\Phi}$ nechť dává minimum $\mathcal{J}[\Phi]$

Pak

$$\delta\mathcal{J} = 2\int \mathrm{d}V\, \nabla\delta\Phi\cdot\nabla\breve{\Phi} = 0$$

pro všechna $\delta\Phi$ splňující homogenní okrajovou podmínku.

Gaussova věta

$$0 = \int_{\partial V} \mathrm{d}\boldsymbol{S}\, \delta\Phi\nabla\breve{\Phi} = \int_V \mathrm{d}V\, \nabla\cdot(\delta\Phi\nabla\breve{\Phi})$$

$$0 = \int_V \mathrm{d}V\, \nabla\delta\Phi\cdot\nabla\breve{\Phi} + \int_V \mathrm{d}V\, \delta\Phi\,\Delta\breve{\Phi}$$

$$\delta\mathcal{J} = 0$$

libovolné

$$\Downarrow$$

$$\underline{\underline{\Delta\breve{\Phi} = 0}}$$

Numerické metody: Metoda konečných prvků

Základní myšlenka: nahradit diferenciální rovnici variační úlohou

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r})=0}$$

+ Dirichletovy okraj. podmínky

$$\longleftrightarrow \quad \boxed{\mathcal{J}[\Phi]=\int \mathrm{d}V\,\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi=\mathrm{Min}}$$

Motivační úvaha (*standardní*)

$$\mathcal{J}[\breve{\Phi}\pm g\delta\Phi]-\mathcal{J}[\breve{\Phi}]$$
$$=\pm g\delta\mathcal{J}+g^2 O[\delta^2\Phi]\geq 0$$

1. Integrace po oblasti řešení
2. Do soutěže vstupují jen funkce Φ splňující okrajové podmínky
3. Minimum budeme hledat jen ve třídě vhodných aproximativních Φ

Variační podmínka

$\breve{\Phi}$ nechť dává minimum $\mathcal{J}[\Phi]$

Pak

$$\delta\mathcal{J}=2\int \mathrm{d}V\,\nabla\delta\Phi\cdot\nabla\breve{\Phi}=0$$

pro všechna $\delta\Phi$ splňující homogenní okrajovou podmínku.

aproximace

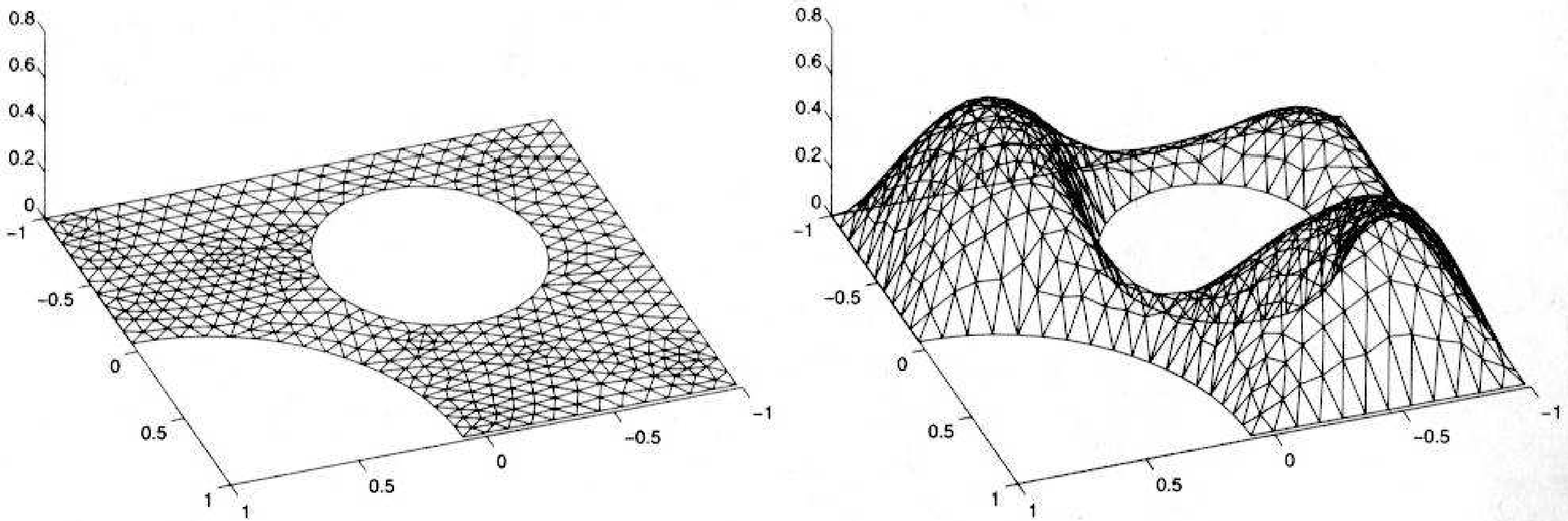
Triangulace Oblast řešení je rozdělena na síť dostatečně malých elementárních oblastí, např. trojúhelníků

Interpolace Aproximativní funkce interpoluje polynomiálně, např. lineárně, hodnoty ve vrcholech sítě

Znázornění triangulace v metodě konečných prvků

Podle Partial Differential Equation Toolbox for use with MATLAB:
User´s Guide

This is like using flat tiles to build a waterproof dome, which is perfectly possible.



A Triangular Mesh (left) and a Continuous Piecewise Linear Function on That Mesh

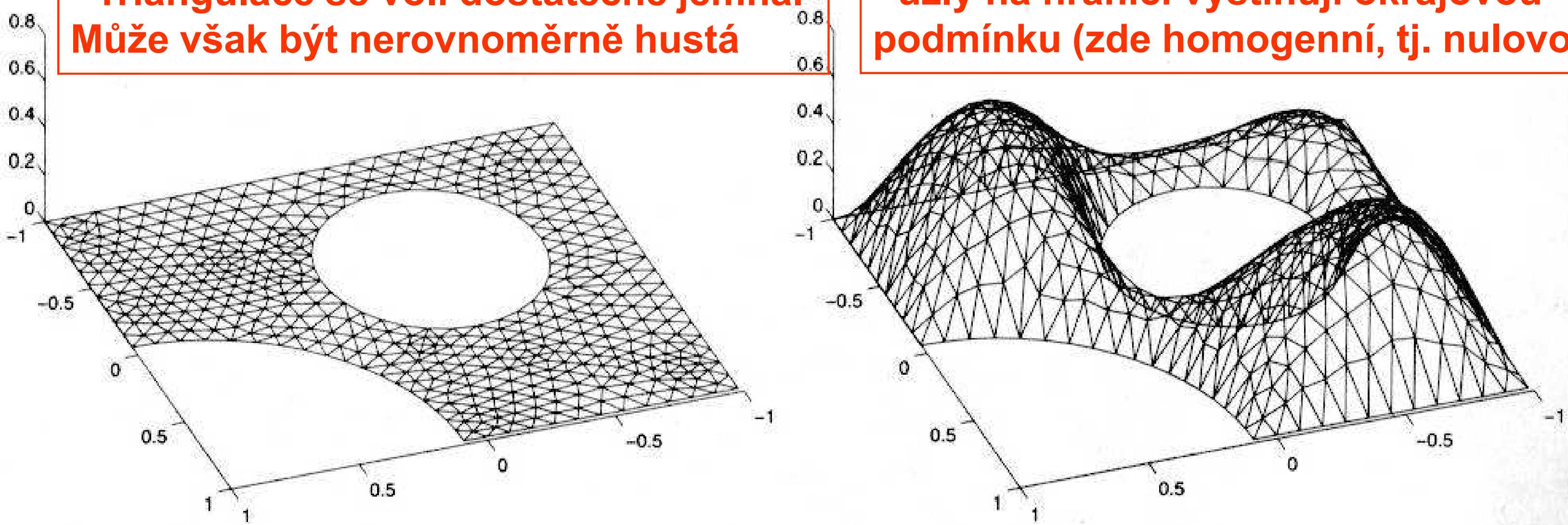
Znázornění triangulace v metodě konečných prvků

Podle Partial Differential Equation Toolbox for use with MATLAB: User´s Guide

This is like using flat tiles to build a waterproof dome, which is perfectly possible.

- **Definiční obor může být složitá oblast**
- **Triangulace se volí dostatečně jemná. Může však být nerovnoměrně hustá**

- **Interpolační funkce v každé buňce je lineární, u hran jsou zlomy sklonu**
- **uzly na hranici vystihují okrajovou podmínku (zde homogenní, tj. nulovou)**



A Triangular Mesh (left) and a Continuous Piecewise Linear Function on That Mesh

Triangulace Oblast řešení je rozdělena na síť dostatečně malých elementárních oblastí, např. trojúhelníků

Interpolace Aproximativní funkce interpoluje polynomiálně, např. lineárně, hodnoty ve vrcholech sítě

Variační podmínka Gradient této interpolace je po částech spojitý … je použitelný ve variačním funkcionálu (hledané řešení má přitom spojité druhé derivace)

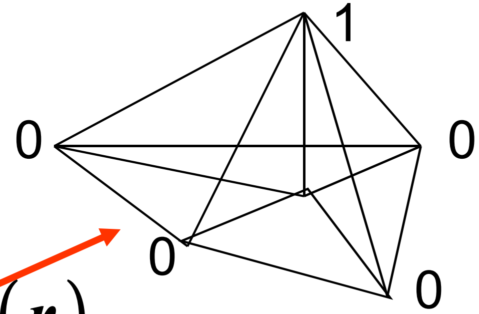
Numerické metody: Metoda konečných prvků

Triangulace Oblast řešení je rozdělena na síť dostatečně malých elementárních oblastí, např. trojúhelníků

Interpolace Aproximativní funkce interpoluje polynomiálně, např. lineárně, hodnoty ve vrcholech sítě

Variační podmínka Gradient této interpolace je po částech spojitý … je použitelný ve variačním funkcionálu (hledané řešení má přitom spojité druhé derivace)

Konečné prvky S každým vrcholem sítě spojíme jeden „prvek“ podle obrázku. Máme tak rozklad



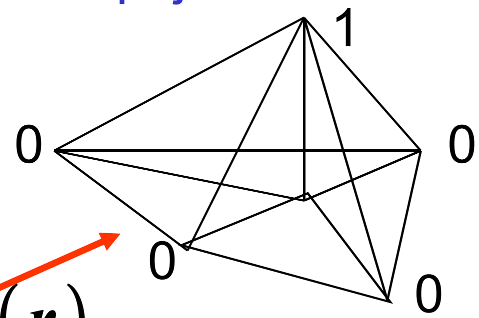
$$\boldsymbol{\Phi} \xrightarrow[\text{interpolace}]{\text{triangulace}} \boldsymbol{\Phi}_{\text{var}} \xrightarrow[\text{koneč. prvků}]{\text{rozklad do}} \sum_n \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}_n)\eta_n(\boldsymbol{r})$$

Triangulace   Oblast řešení je rozdělena na síť dostatečně malých elementárních oblastí, např. trojúhelníků

Interpolace   Aproximativní funkce interpoluje polynomiálně, např. lineárně, hodnoty ve vrcholech sítě

Variační podmínka   Gradient této interpolace je po částech spojitý … je použitelný ve variačním funkcionálu (hledané řešení má přitom spojité druhé derivace)

Konečné prvky   S každým vrcholem sítě spojíme jeden „prvek“ podle obrázku. Máme tak rozklad



$$\boldsymbol{\Phi} \xrightarrow[\text{interpolace}]{\text{triangulace}} \boldsymbol{\Phi}_{\text{var}} \xrightarrow[\text{koneč. prvků}]{\text{rozklad do}} \sum_n \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}_n)\eta_n(\boldsymbol{r})$$

Lineární rovnice Soustava lineárních rovnic k řešení:

$$\int \mathrm{d}V\,\nabla\delta\Phi\cdot\nabla\breve{\Phi} = 0 \quad \text{variační podmínka}$$

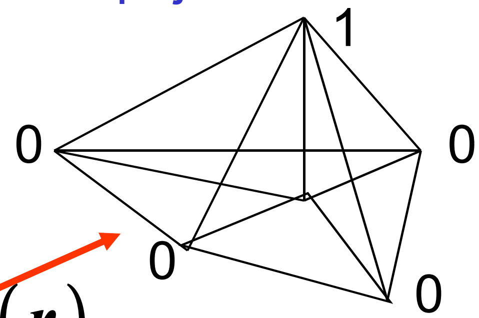
Numerické metody: Metoda konečných prvků

Triangulace Oblast řešení je rozdělena na síť dostatečně malých elementárních oblastí, např. trojúhelníků

Interpolace Aproximativní funkce interpoluje polynomiálně, např. lineárně, hodnoty ve vrcholech sítě

Variační podmínka Gradient této interpolace je po částech spojitý … je použitelný ve variačním funkcionálu (hledané řešení má přitom spojité druhé derivace)

Konečné prvky S každým vrcholem sítě spojíme jeden „prvek“ podle obrázku. Máme tak rozklad



$$\boldsymbol{\Phi} \xrightarrow[\text{interpolace}]{\text{triangulace}} \boldsymbol{\Phi}_{\text{var}} \xrightarrow[\text{koneč. prvků}]{\text{rozklad do}} \sum_n \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}_n)\,\eta_n(\boldsymbol{r})$$

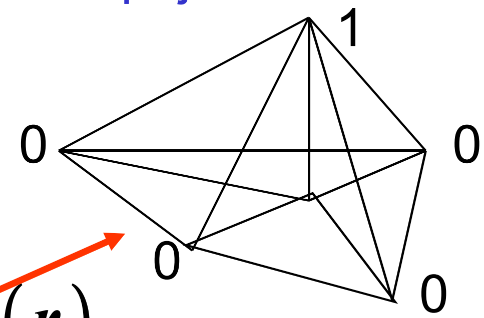
Lineární rovnice Soustava lineárních rovnic k řešení:

$$\int \mathrm{d}V\, \nabla\eta_n \cdot \nabla \sum_m \eta_m \times \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}_m) = 0$$

Triangulace Oblast řešení je rozdělena na síť dostatečně malých elementárních oblastí, např. trojúhelníků

Interpolace Aproximativní funkce interpoluje polynomiálně, např. lineárně, hodnoty ve vrcholech sítě

Variační podmínka Gradient této interpolace je po částech spojitý … je použitelný ve variačním funkcionálu (hledané řešení má přitom spojité druhé derivace)



Konečné prvky S každým vrcholem sítě spojíme jeden „prvek“ podle obrázku. Máme tak rozklad

$$\boldsymbol{\Phi} \xrightarrow[\text{interpolace}]{\text{triangulace}} \boldsymbol{\Phi}_{\text{var}} \xrightarrow[\text{koneč. prvků}]{\text{rozklad do}} \sum_n \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}_n)\,\eta_n(\boldsymbol{r})$$

Lineární rovnice Soustava lineárních rovnic k řešení:

$$\sum_m \underbrace{\int \mathrm{d}V\, \nabla\eta_n \cdot \nabla\eta_m}_{A_{nm}} \times \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}_m) = 0$$

Matice soustavy je řídká, efektivní metody řešení.

Na současných paralelních počítačích řešitelné i rozsáhlé problémy založené na parciálních diferenciálních rovnicích

Překvapivě mnoho lze dosáhnout i na výkonných PC nebo pracovních stanicích

… APLIKOVANÁ FUNKCIONÁLNÍ ANALYSA

BRNO a metoda FEM

- prof. M. Zlámal (1924-1997) a jeho škola na VUT
- prof. B. Lencová UPT AV ČR a VUT *SPOC*

`http://www.lencova.com`

II. Určení průběhu paprsků

Omezíme se nejprve na
osově symetrickou paraxiální oblast.

Tam je všechno plně zvládnuto.
Zobrazení je tam dokonalé.

Paraxiální elektronová optika

• OSOVĚ SYMETRICKÁ SOUSTAVA … centrovaná

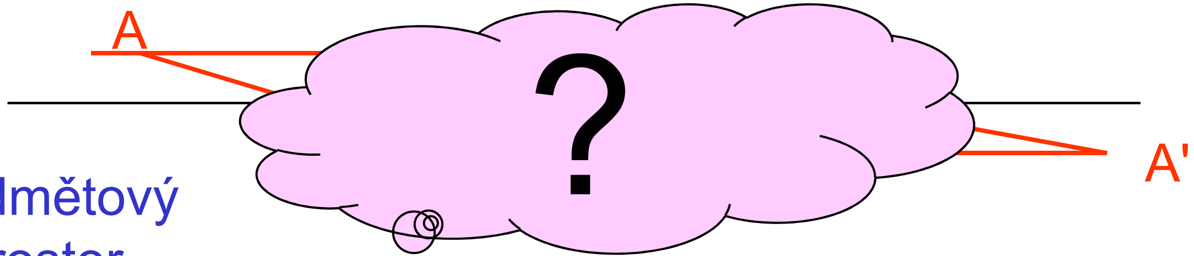
to byla již r. 1931 idea Rusky a Knolla, od té doby rozpracovávaná

• PARAXIÁLNÍ OBLAST

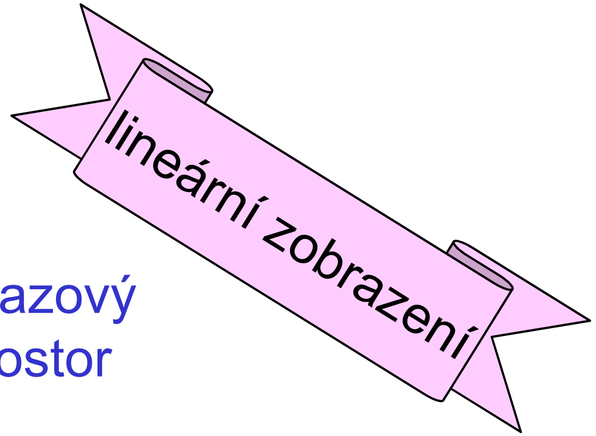
elektronové svazky jen z úzké oblasti kolem optické osy (*nitkový Gaussův prostor*) … tam dochází k **ideálnímu zobrazování**:

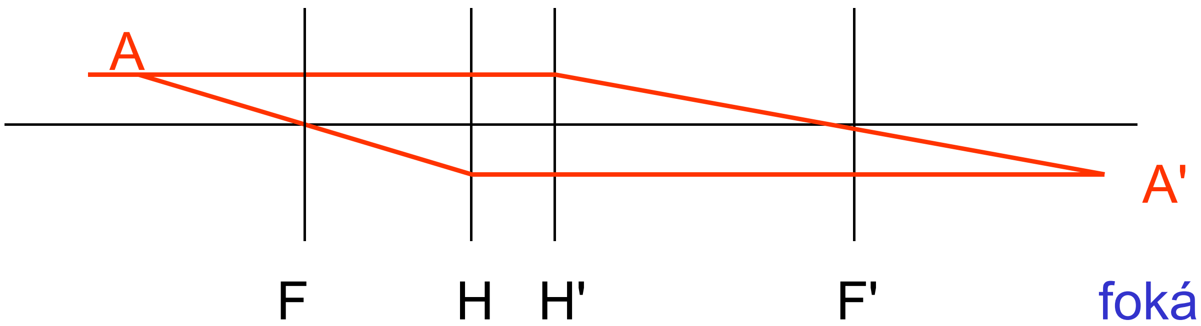
body na body, úsečky na úsečky, roviny na roviny

předmětový prostor



obrazový prostor





fokální a hlavní roviny

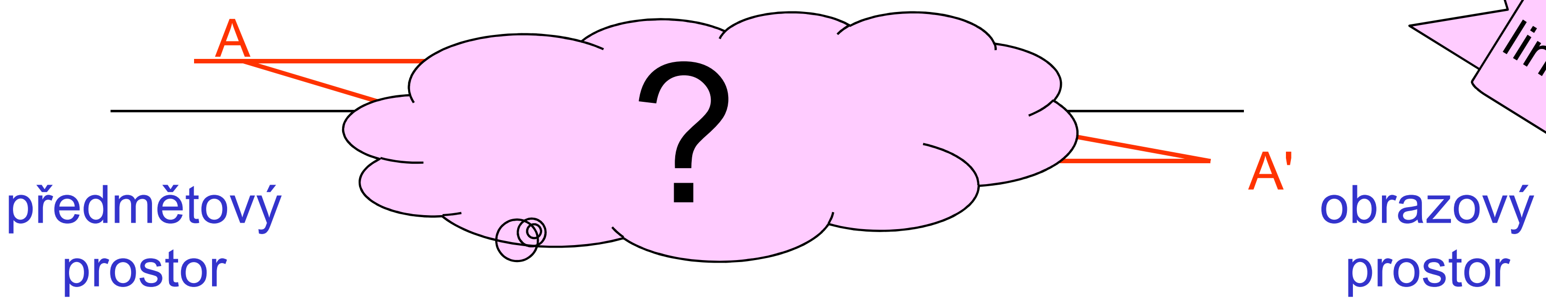
• OSOVĚ SYMETRICKÁ SOUSTAVA … centrovaná

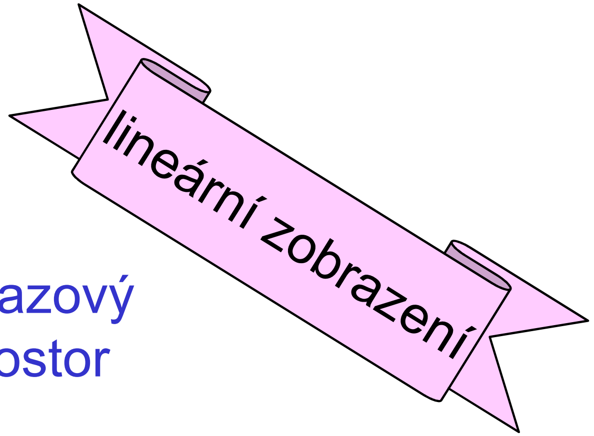
to byla již r. 1931 idea Rusky a Knolla, od té doby rozpracovávaná

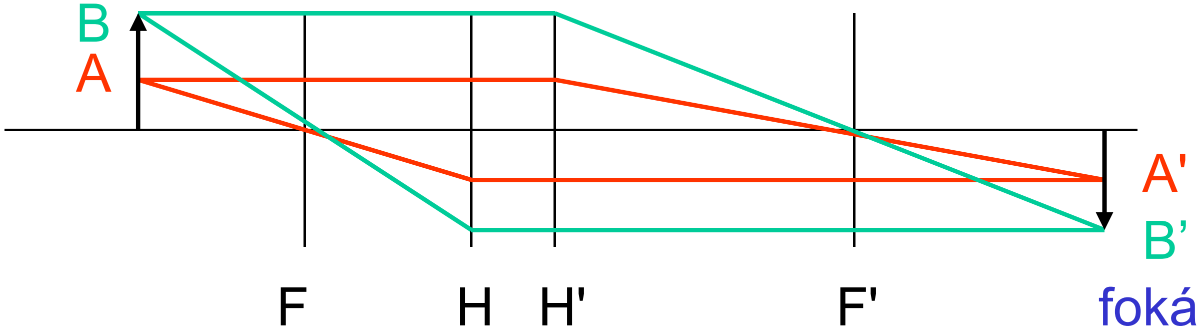
• PARAXIÁLNÍ OBLAST

elektronové svazky jen z úzké oblasti kolem optické osy (*nitkový Gaussův prostor*) … tam dochází k **ideálnímu zobrazování**:

body na body, úsečky na úsečky, roviny na roviny







fokální a hlavní roviny

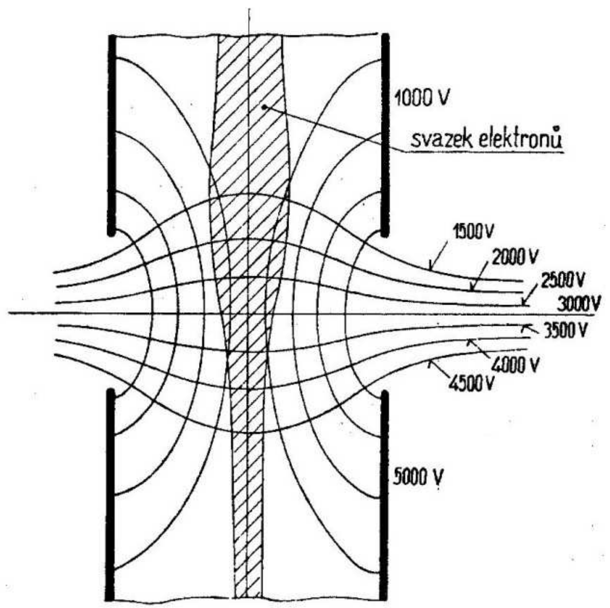
Realisace paraxiální oblasti

Kolem optické osy mají elektrony volný průchod prostorem bez nábojů

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0} \longleftrightarrow \boxed{\oint \mathrm{d}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{E} = 0}$$

Laplaceova rovnice

Gaussova věta elektrostatiky



Obr. 131. Urychlovací systém.

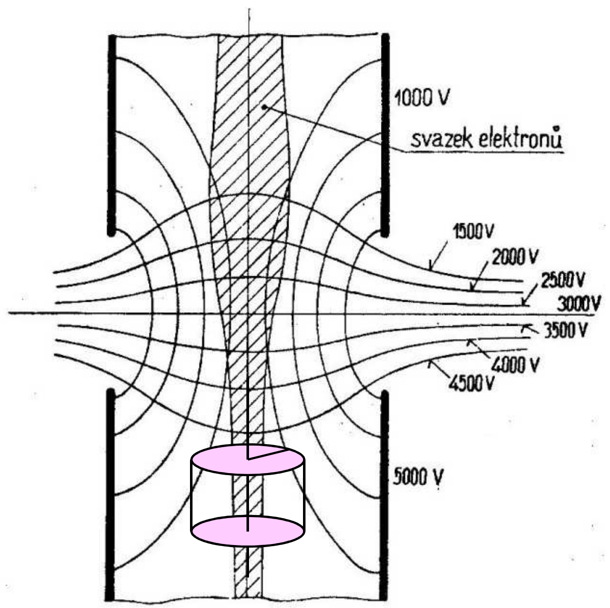
Realisace paraxiální oblasti

Kolem optické osy mají elektrony volný průchod prostorem bez nábojů

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0} \longleftrightarrow \boxed{\oint \mathrm{d}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{E} = 0}$$

Laplaceova rovnice

Gaussova věta elektrostatiky



Obr. 131. Urychlovací systém.

Realisace paraxiální oblasti

Kolem optické osy mají elektrony volný průchod prostorem bez nábojů

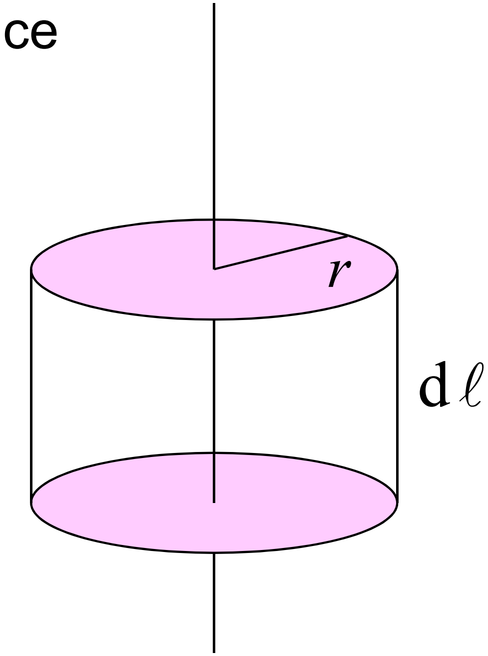
$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0} \longleftrightarrow \boxed{\oint \mathrm{d}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{E} = 0}$$

Laplaceova rovnice

Gaussova věta elektrostatiky

tok pláštěm

$$2\pi\, r\, \mathrm{d}\ell \times E_r$$



tok podstavami

$$+\pi r^2 \times \left(E_z + \frac{\partial}{\partial z} E_z \cdot \mathrm{d}\ell \right)$$
$$-\pi r^2 \times E_z$$

Realisace paraxiální oblasti

Kolem optické osy mají elektrony volný průchod prostorem bez nábojů

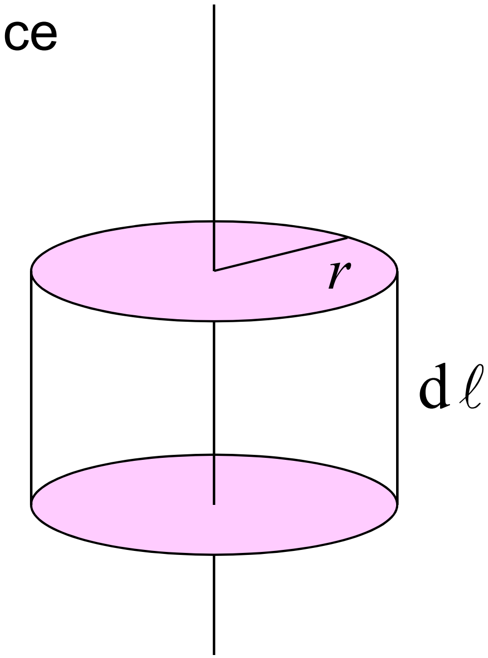
$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0} \longleftrightarrow \boxed{\oint \mathrm{d}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{E} = 0}$$

Laplaceova rovnice

Gaussova věta elektrostatiky

tok pláštěm

$$2\pi\, r\, \mathrm{d}\ell \times E_r$$



tok podstavami

$$+\pi r^2 \times \left(E_z + \frac{\partial}{\partial z} E_z \cdot \mathrm{d}\ell \right)$$

$$-\pi r^2 \times E_z$$

Realisace paraxiální oblasti

Kolem optické osy mají elektrony volný průchod prostorem bez nábojů

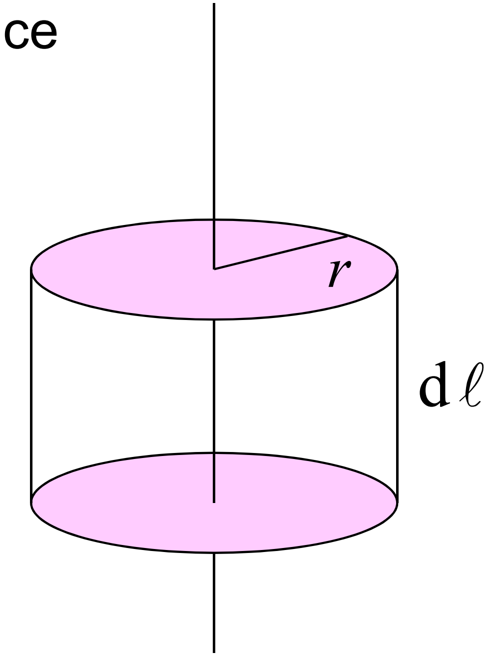
$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0} \longleftrightarrow \boxed{\oint \mathrm{d}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{E} = 0}$$

Laplaceova rovnice

Gaussova věta elektrostatiky

tok pláštěm

$$2\pi r\,\mathrm{d}\ell \times E_r$$



tok podstavami

$$+\pi r^2 \times \left(E_z + \frac{\partial}{\partial z} E_z \cdot \mathrm{d}\ell \right)$$

$$-\pi r^2 \times E_z$$

$$E_r = -\frac{r}{2} \times \frac{\partial}{\partial z} E_z(0, z)$$

lineární závislost na *r* **znamená linearitu zobrazení**

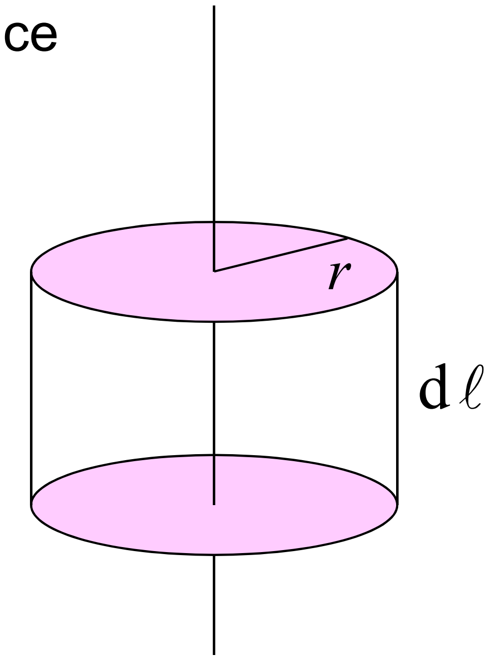
Realisace paraxiální oblasti

Kolem optické osy mají elektrony volný průchod prostorem bez nábojů

$$\boxed{\Delta\Phi(\boldsymbol{r}) = 0} \longleftrightarrow \boxed{\oint \mathrm{d}\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{E} = 0}$$

Laplaceova rovnice

Gaussova věta elektrostatiky



tok pláštěm

$$2\pi\, r\, \mathrm{d}\ell \times E_r$$

tok podstavami

$$+\pi r^2 \times \left(E_z + \frac{\partial}{\partial z} E_z \cdot \mathrm{d}\ell \right)$$
$$-\pi r^2 \times E_z$$

Tato lineární aproximace vymezuje paraxiální oblast

$$E_r = -\frac{r}{2} \times \frac{\partial}{\partial z} E_z(0,z)$$

lineární závislost na *r* **znamená linearitu zobrazení**

Paraxiální paprsková rovnice

❶ Pohybová rovnice

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \frac{e}{m}\boldsymbol{E}$$

❷ Osová symetrie+ paraxiální aproximace

$$\ddot{z} = \frac{e}{m}E_z\left(r=0,z\left(t\right)\right)$$

$$\ddot{r} = \frac{e}{m}E_r\left(r(t),z\left(t\right)\right)$$

$$\boxed{\ddot{r} = -\frac{e}{m}\cdot\frac{r}{2}\times\frac{\partial}{\partial z}E_z\left(0,z\right)}$$

… paraxiálnost
pole bereme na ose!!
lineární aproximace!!

Paraxiální paprsková rovnice

❶ Pohybová rovnice

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \frac{e}{m}\boldsymbol{E}$$

❷ Osová symetrie+ paraxiální aproximace

$$\ddot{z} = \frac{e}{m}E_z\left(r=0, z(t)\right)$$

$$\ddot{r} = \frac{e}{m}E_r\left(r(t), z(t)\right)$$

… paraxiálnost pole bereme na ose!! lineární aproximace!!

$$\boxed{\ddot{r} = -\frac{e}{m}\cdot\frac{r}{2}\times\frac{\partial}{\partial z}E_z(0,z)}$$

❸ Od trajektorie k paprsku

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\cdot\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \equiv v(z)\cdot(\cdots)' \longrightarrow v(z)\cdot\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left(v(z)\cdot\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}z}\right) + \frac{e}{m}\cdot\frac{r}{2}\times E'_z(0,z) = 0$$

Paraxiální paprsková rovnice

❶ Pohybová rovnice

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = \frac{e}{m}\boldsymbol{E}$$

… paraxiálnost
pole bereme na ose!!
lineární aproximace!!

❷ Osová symetrie+
paraxiální aproximace

$$\ddot{z} = \frac{e}{m}E_z\left(r=0, z(t)\right)$$

$$\ddot{r} = \frac{e}{m}E_r\left(r(t), z(t)\right)$$

$$\boxed{\ddot{r} = -\frac{e}{m}\cdot\frac{r}{2}\times\frac{\partial}{\partial z}E_z(0,z)}$$

❸ Od trajektorie k paprsku

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\cdot\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} \equiv \upsilon(z)\cdot(\cdots)' \longrightarrow \upsilon(z)\cdot\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left(\upsilon(z)\cdot\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}z}\right)+\frac{e}{m}\cdot\frac{r}{2}\times E'_z(0,z)=0$$

❹ Potenciál ke katodě

$$n(\mathbf{r}) \propto \upsilon(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{m}\left(E-U(\mathbf{r})\right)}$$

$$\equiv \sqrt{-\frac{2e}{m}\Phi(\mathbf{r})}$$

$$\Phi\cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi'\cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi''\cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}}\quad \Phi(z) \longrightarrow r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

Paraxiální rovnice: vlastnosti paraxiálního zobrazení

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

$$\Phi \cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi' \cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi'' \cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}} \quad \Phi(z) \longrightarrow r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

Paraxiální rovnice: vlastnosti paraxiálního zobrazení

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

$$\Phi \cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi' \cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi'' \cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}} \quad \Phi(z) \longrightarrow r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

Tvar paprsku v elektrostatické čočce
nezávisí
na náboji ani hmotnosti částice
vlnová délka, energie atp. je ovšem něco jiného

Paraxiální rovnice: vlastnosti paraxiálního zobrazení

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

$$\Phi \cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi' \cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi'' \cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}} \quad \Phi(z) \quad \longrightarrow \quad r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

SROVNÁNÍ OPTICKÝCH SOUSTAV

elektronová

- spojitý index lomu
- určující: pouze průběh indexu lomu na ose. Flexibilita v průběhu elst. polí je tak jen zdánlivá výhoda, pokud …

světelná

- po částech konstantní index lomu
- hodnoty indexu lomu a poloměry křivosti oddělujících optických ploch nezávisle volitelné parametry

Paraxiální rovnice: vlastnosti paraxiálního zobrazení

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

$$\Phi \cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi' \cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi'' \cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}} \quad \Phi(z) \quad \longrightarrow \quad r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

SROVNÁNÍ OPTICKÝCH SOUSTAV

elektronová

- spojitý index lomu
- určující: pouze průběh indexu lomu na ose. Flexibilita v průběhu elst. polí je tak jen zdánlivá výhoda, pokud … nepřekonáme Gaussovu větu elst.

světelná

- po částech konstantní index lomu
- hodnoty indexu lomu a poloměry křivosti oddělujících optických ploch nezávisle volitelné parametry

Paraxiální rovnice: vlastnosti paraxiálního zobrazení

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

$$\Phi \cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi' \cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi'' \cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}} \quad \Phi(z) \longrightarrow r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

SROVNÁNÍ OPTICKÝCH SOUSTAV

elektronová

- spojitý index lomu
- určující: pouze průběh indexu lomu na ose. Flexibilita v průběhu elst. polí je tak jen zdánlivá výhoda, pokud … nepřekonáme Gaussovu větu elst.

světelná

- po částech konstantní index lomu
- hodnoty indexu lomu a poloměry křivosti oddělujících optických ploch nezávisle volitelné parametry

Paraxiální rovnice: vlastnosti paraxiálního zobrazení

PARAXIÁLNÍ ROVNICE

$$\Phi \cdot r'' + \tfrac{1}{2}\Phi' \cdot r' + \tfrac{1}{4}\Phi'' \cdot r = 0$$

$$\boxed{\text{vstup}} \quad \Phi(z) \longrightarrow r(z) \quad \boxed{\text{výstup}}$$

SROVNÁNÍ OPTICKÝCH SOUSTAV

elektronová

- spojitý index lomu
- určující: pouze průběh indexu lomu na ose. Flexibilita v průběhu elst. polí je tak jen zdánlivá výhoda, pokud … nepřekonáme Gaussovu větu elst.

Dva důsledky

1. elektronové čočky jsou vždy spojky
2. otvorová vada vždy kladná Scherzerova věta 1936

světelná

- po částech konstantní index lomu
- hodnoty indexu lomu a poloměry křivosti oddělujících optických ploch nezávisle volitelné parametry

Elektronové čočky jsou vždy spojky

Substituce v paraxiální rovnici

$$r = R\Phi^{-\frac{1}{4}}$$

$$R'' = -\frac{3}{16}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 R$$

$$|e\Phi(\mathbf{r})| = E - U(\mathbf{r})$$

1. R je konkávní, obrací se vždy **k ose** $\Rightarrow$

   libovolný systém, kde pole Φ' je nenulové jen v konečné oblasti se chová jako spojka

2. Optická mohutnost závisí jen na poměru Φ'/Φ
3. Pro rychlé elektrony je proto malá

Elektronové čočky jsou vždy spojky

Substituce v paraxiální rovnici

$$r = R\Phi^{-\frac{1}{4}}$$

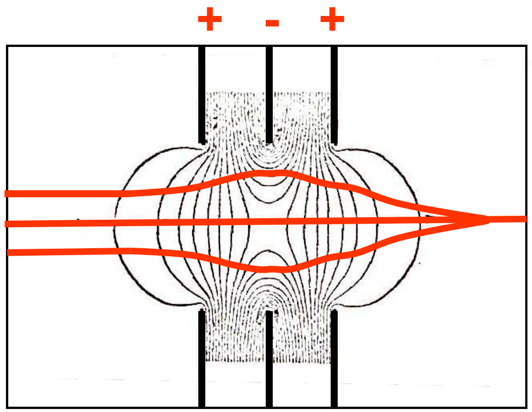
$$R'' = -\frac{3}{16}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 R$$

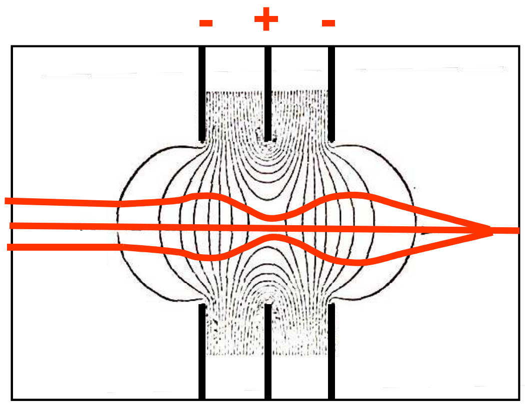
$$|e\Phi(\mathbf{r})| = E - U(\mathbf{r})$$

1. R je konkávní, obrací se vždy **k ose** $\Rightarrow$

libovolný systém, kde pole Φ' je nenulové jen v konečné oblasti se chová jako spojka

2. Optická mohutnost závisí jen na poměru Φ'/Φ
3. Pro rychlé elektrony je proto malá
4. Ve skutečnosti závisí na $(\Phi'/\Phi)^2$. R je proto stejné pro obojí polaritu. Samotné trajektorie jsou ovšem různé; ohnisko však zůstává.



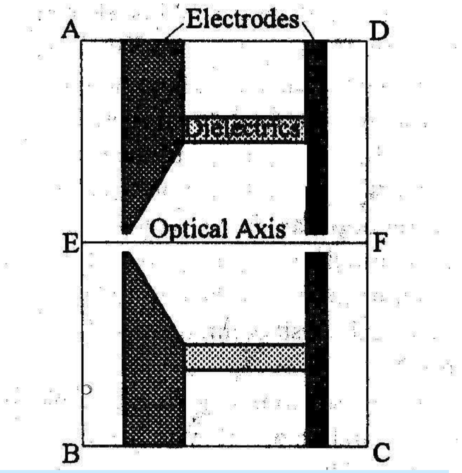


Ukázky skutečných výpočtů

Kvalita současného zpracování je plně profesionální.

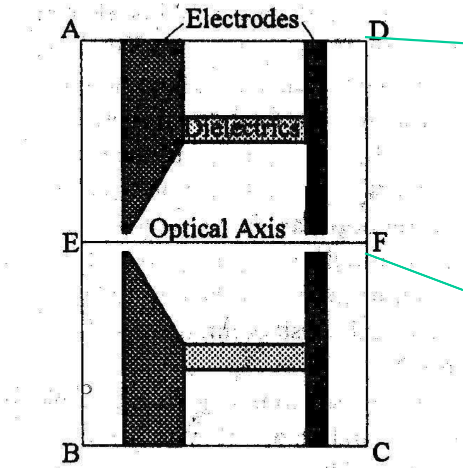
Výpočty tohoto typu zrychlují o řády konstrukční práce.

Ukázka výpočtu elektrostatické čočky

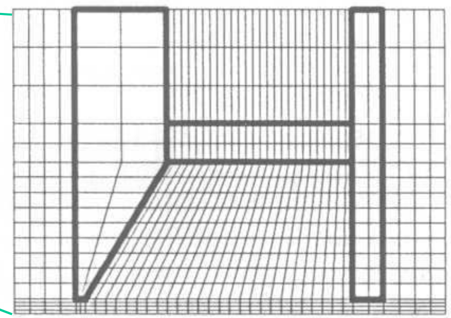


design čočky

Ukázka výpočtu elektrostatické čočky



design čočky

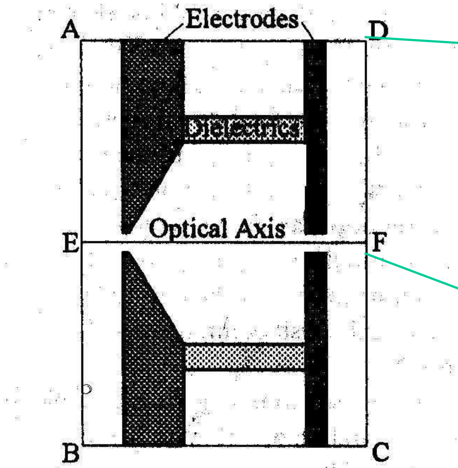


grid pro výpočet metodou konečných elementů:

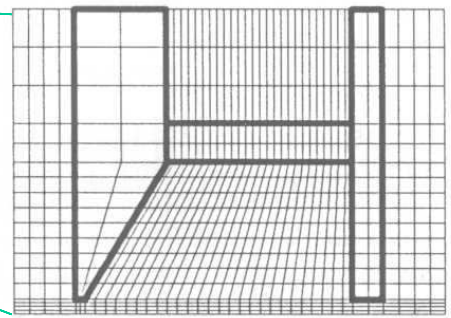
velké oblasti,

jemné dělení

Ukázka výpočtu elektrostatické čočky



design čočky

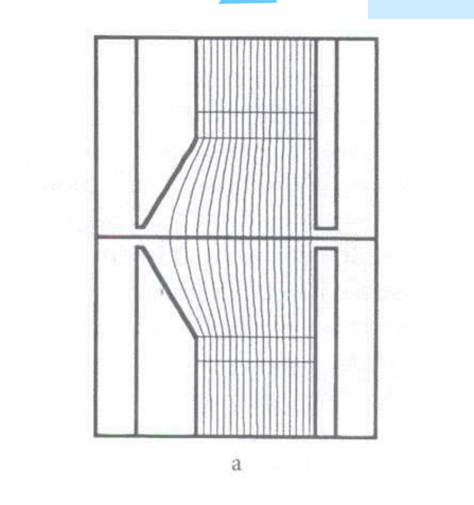


grid pro výpočet metodou konečných elementů:

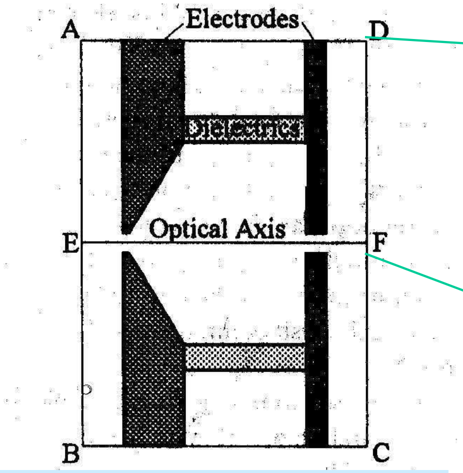
velké oblasti,

jemné dělení

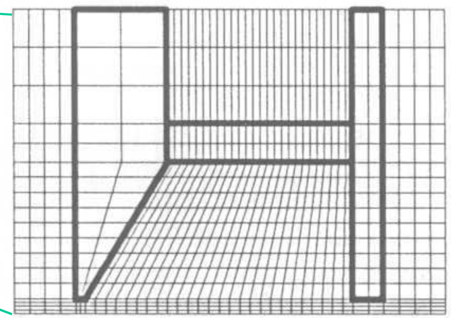
výsledný potenciál



Ukázka výpočtu elektrostatické čočky



design čočky

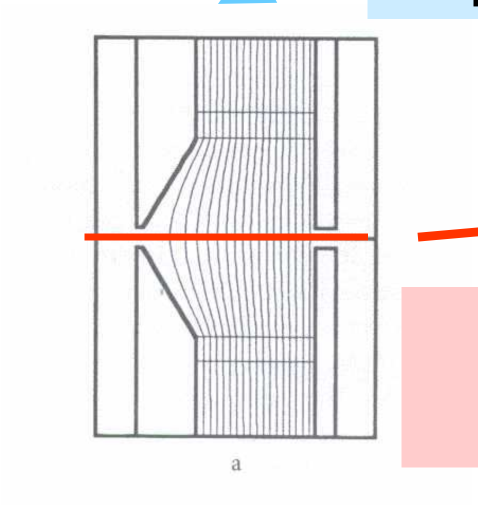


grid pro výpočet metodou konečných elementů:

velké oblasti,

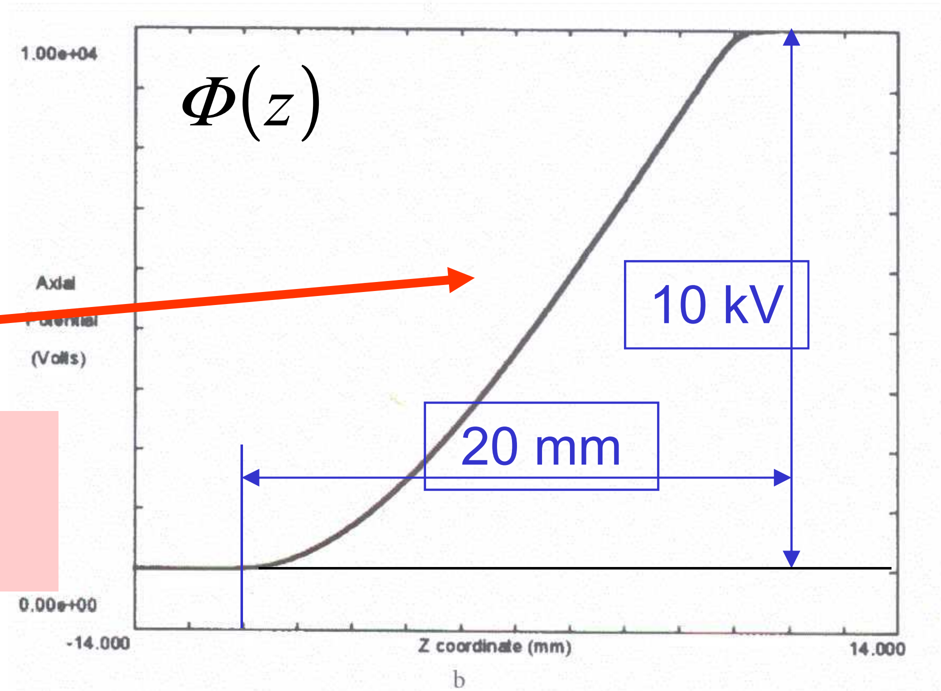
jemné dělení

výsledný potenciál



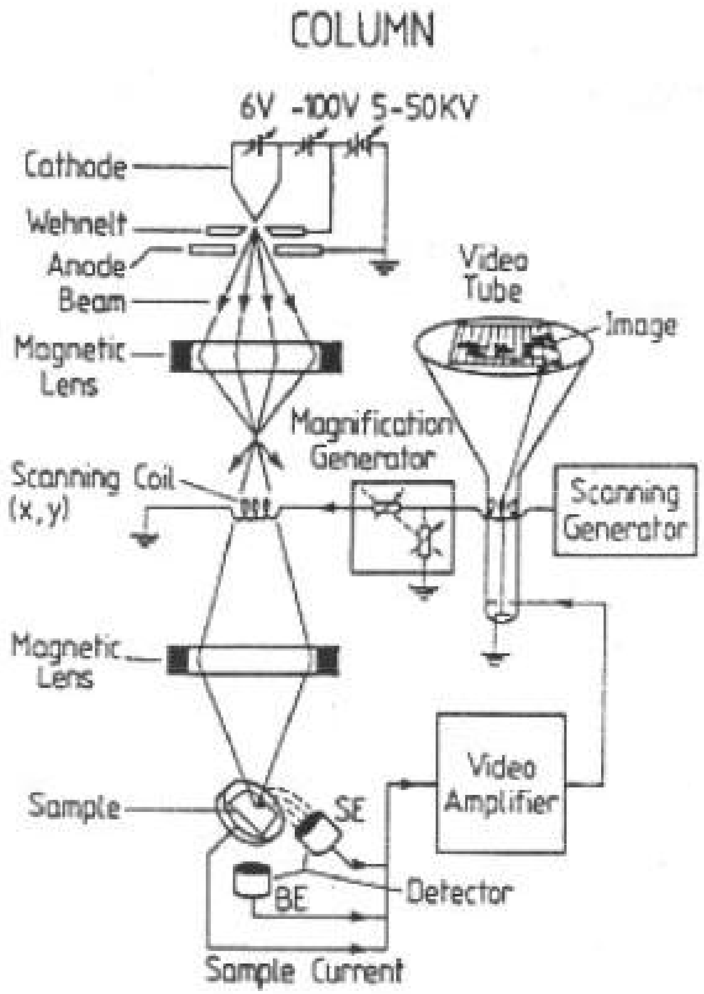
axiální průběh

potenciálu



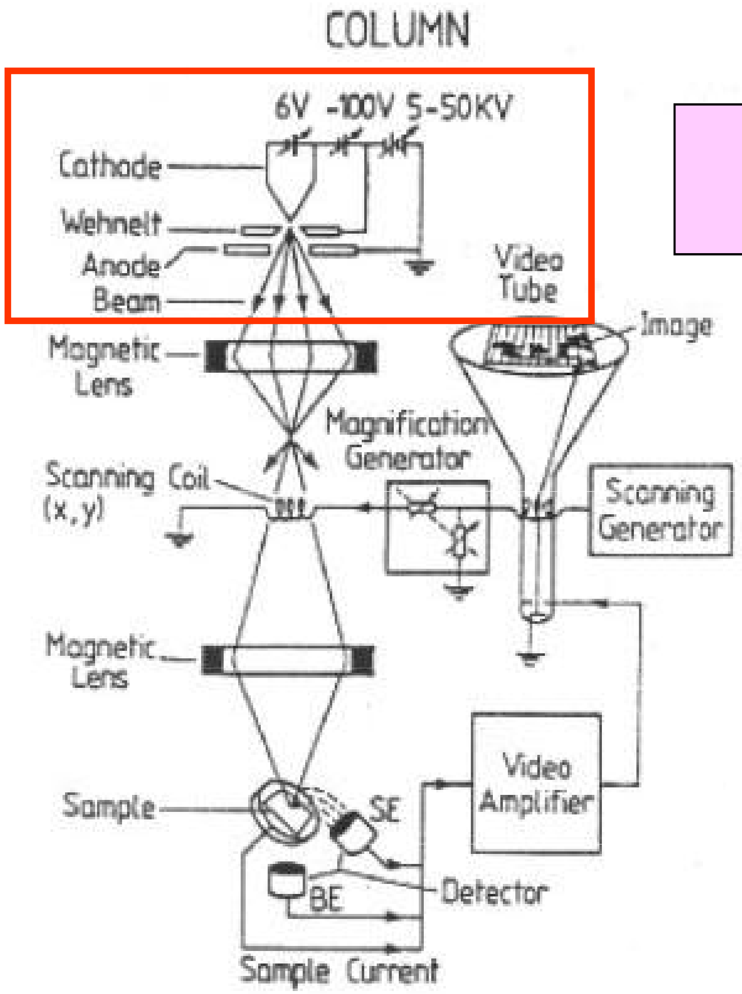
Termoemisní zdroj LaB_6

řádkovací elektronový mikroskop
(SEM .. scanning electron microscope)



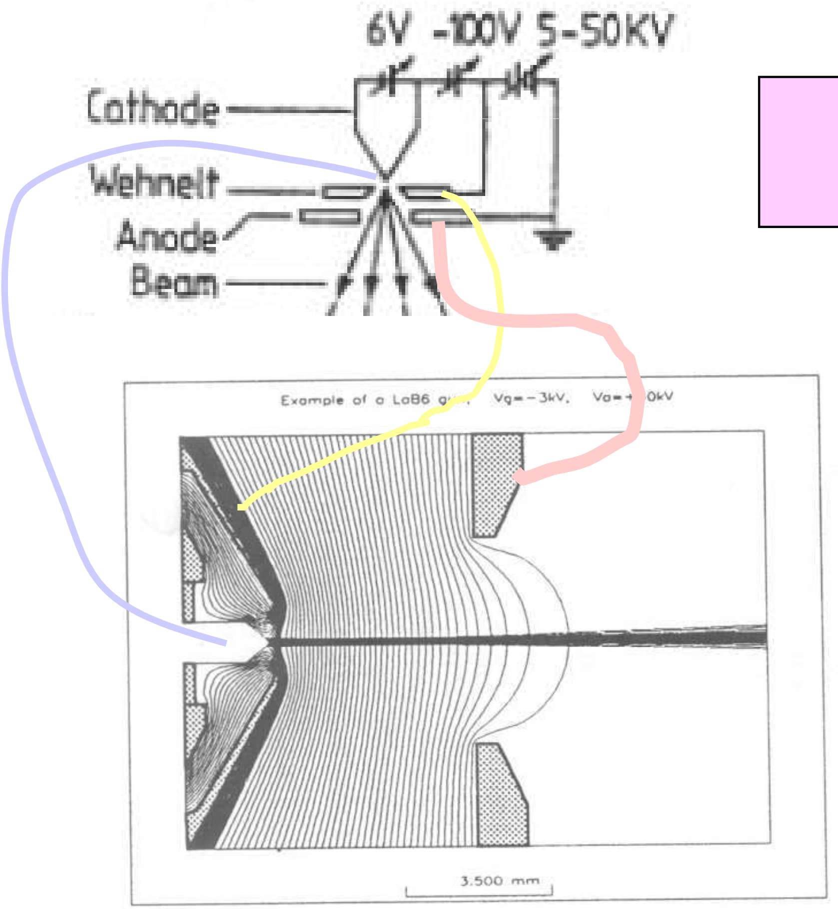
Termoemisní zdroj LaB_6

řádkovací elektronový mikroskop
(SEM .. scanning electron microscope)



výsek ze schematu SEM

Termoemisní zdroj LaB_6



a

FIGURE 73 LaB_6 gun. (a) Overall view. (b) Enlarg

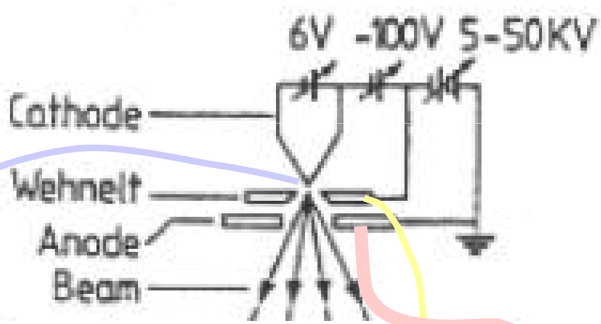
výsek ze schematu SEM

Monokrystal LaB_6
("Lab six")

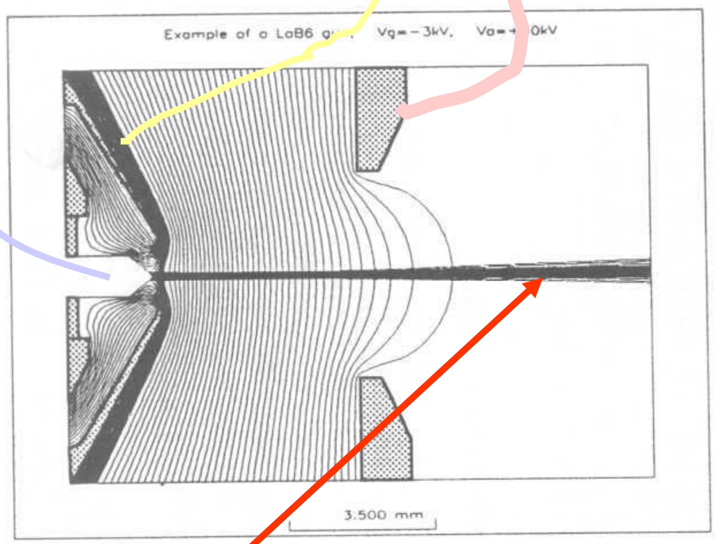
zespodu ohřívaný žhaveným wolframovým vláknem

jeho emisní schopnost je tisíckrát vyšší než má wolfram sám

Termoemisní zdroj LaB$_6$



výsek ze schematu SEM

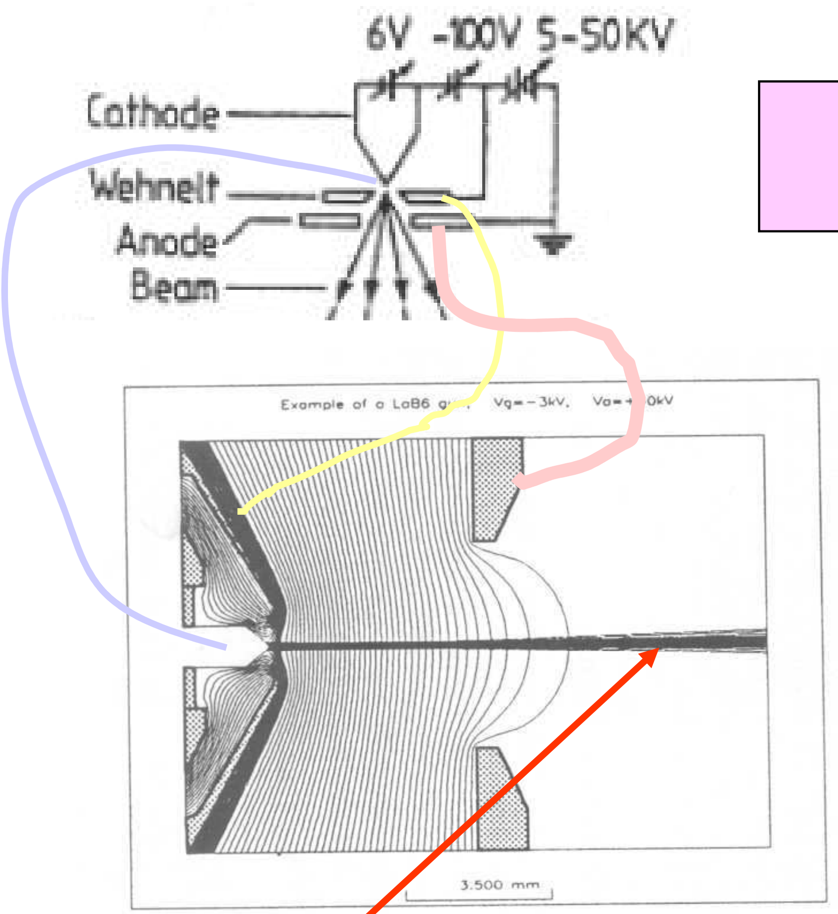


a

FIGURE 73 LaB$_6$ gun. (a) Overall view. (b) Enlarged view of tip region.

trajektorie

Termoemisní zdroj LaB_6



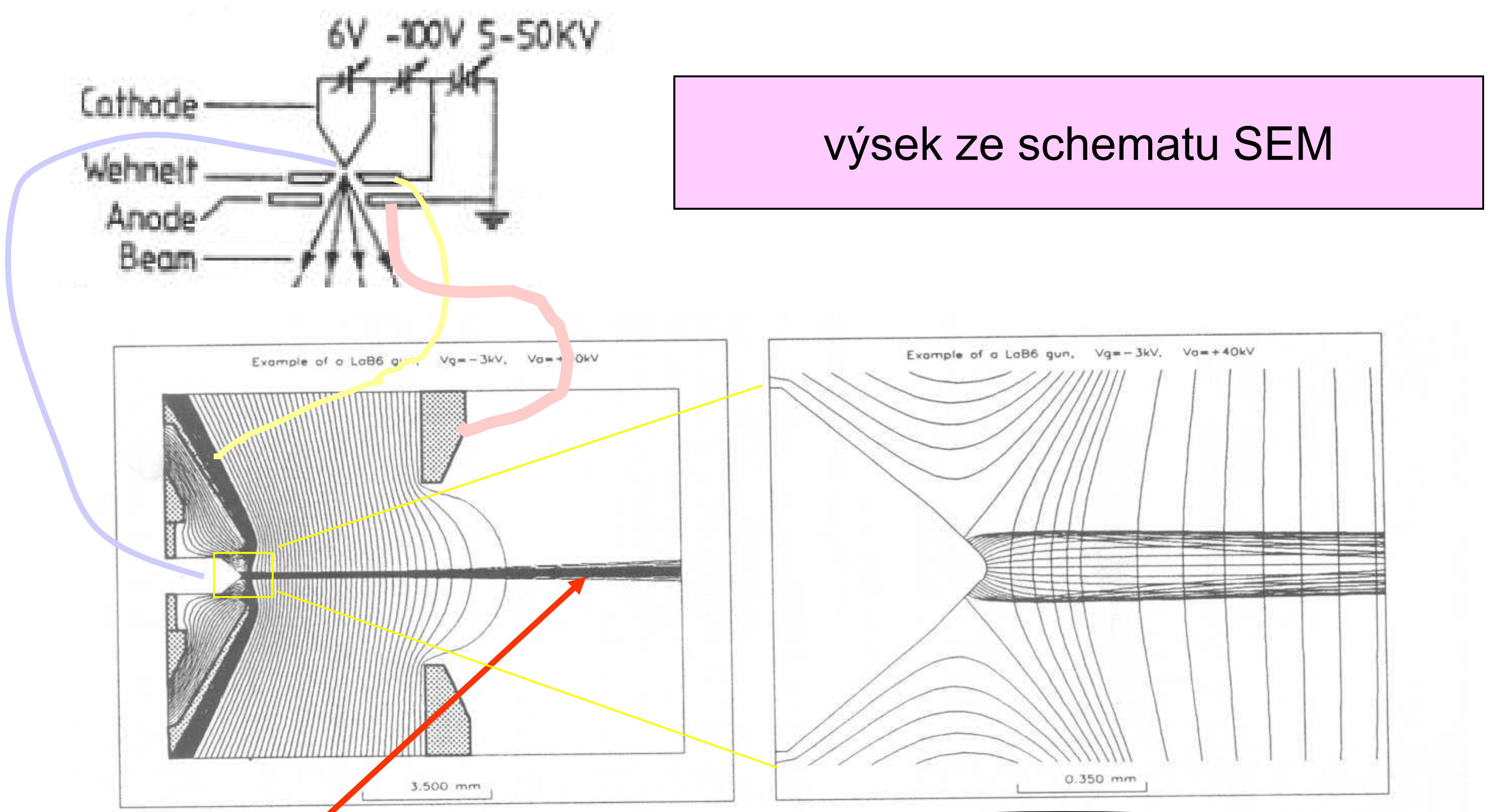
výsek ze schematu SEM

a

FIGURE 73 LaB_6 gun. (a) Overall view. (b) Enlarged view of tip region.

trajektorie

Termoemisní zdroj LaB_6



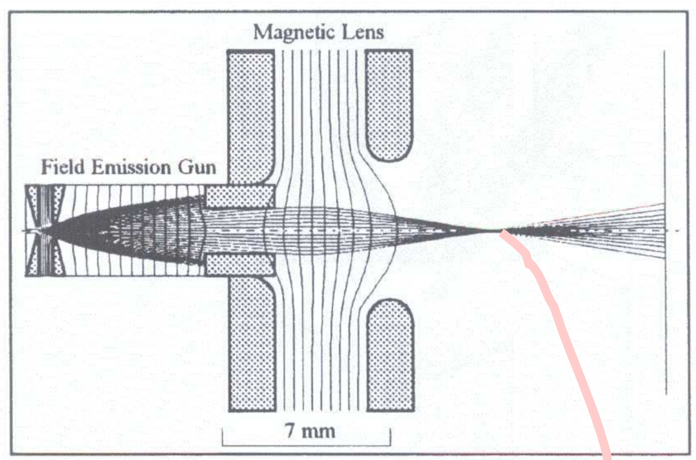
a

FIGURE 73 LaB_6 gun. (a) Overall vi

TFE zdroj

TFE (thermofield emission) *kombinuje* termickou emisi ... T=1800 K

se studenou emisí vyvolanou polem řádu 10 keV



magnetic lens.

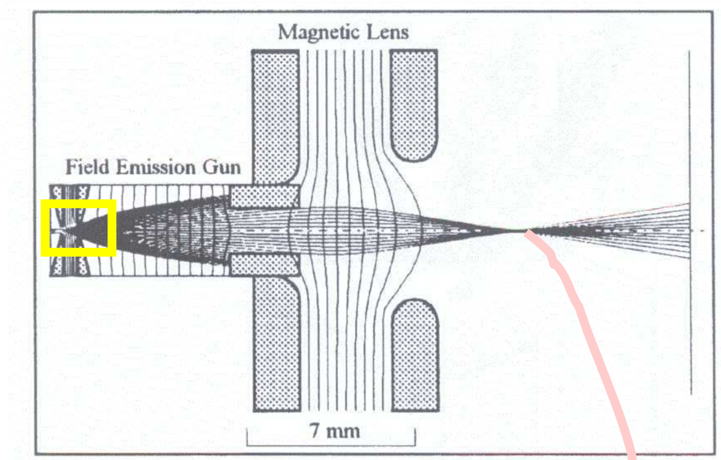
kombinace elst. zdroje a magnetické čočky

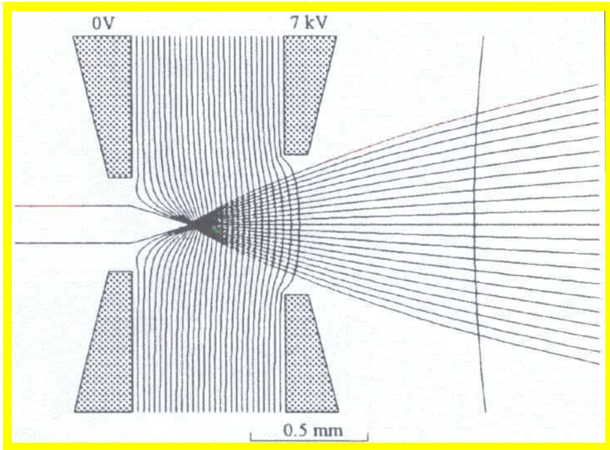
toto je téměř bodový zdroj kolimovaných elektronů

TFE zdroj

TFE (thermofield emission) *kombinuje* termickou emisi ... T=1800 K

se studenou emisí vyvolanou polem řádu 10 keV





kombinace elst. zdroje a magnetické čočky

detail

toto je téměř bodový zdroj kolimovaných elektronů

Magnetické čočky

Magnetické čočky a jiné součásti převládají v praxi.
Jejich pochopení je ale obtížnější.
Zde jen několik poznámek.

Magnetická čočka

- má širší použití, než elektrostatická
- přesnější konstrukce, lepší korekce optických vad
- musí se ovšem chladit, atd.
- hlavní výhoda je možnost pólových nástavců z měkkých magnetických materiálů
- to právě vymysleli již praotcové Ruska a Knoll ... *Ernst Ruska* NP 1986

patent z roku
1939

Magnetická čočka

DEUTSCHES REICH

AUSGEGEBEN AM
25. AUGUST 1939

REICHSPATENTAMT

PATENTSCHRIFT

№ 680284

KLASSE 21g GRUPPE ~~25~~ 37/20

B 154916 VIII c/21 g

Dr.-Ing. Bodo von Borries in Berlin-Halensee
und Dr.-Ing. Ernst Ruska in Berlin-Zehlendorf

Magnetische Sammellinse kurzer Feldlänge

Patentiert im Deutschen Reiche vom 17. März 1932 ab
Patenterteilung bekanntgemacht am 3. August 1939

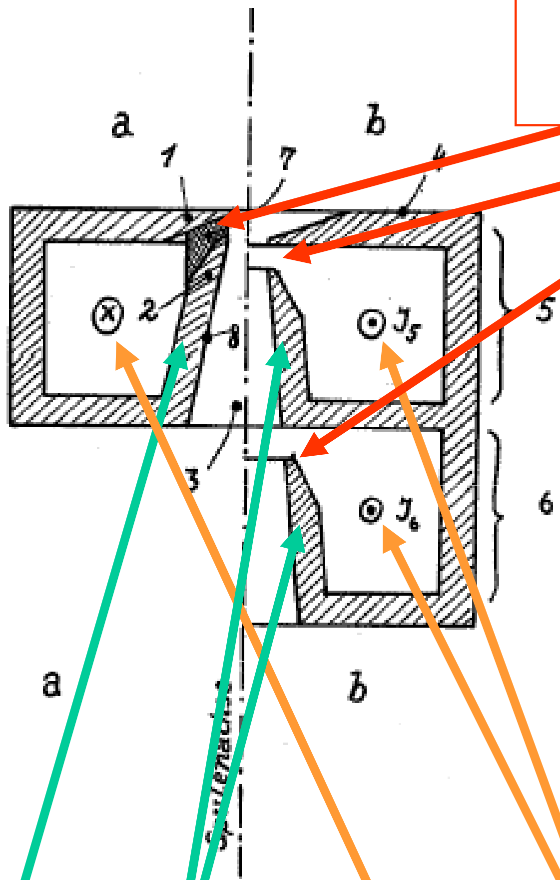
Magnetická čočka

Der Erfindung liegt die Aufgabe zugrunde, eine magnetische Linse extrem kurzer Brennweite zu schaffen, deren Feld trotz seiner Stärke (kleine Brennweite) dennoch in axialer Richtung so kurz wie möglich ist. Diese Aufgabe wird mit Hilfe einer Sammellinse gelöst, die aus einer Sammelspule besteht, die in einen sie vollständig umgebenden, aus hochpermeablem Stoff bestehenden Mantel eingehüllt ist, der einen ringförmigen Spalt in seinem Innenteil aufweist. Gemäß der Erfindung sind die die Ränder des im Verhältnis zur Längsausdehnung der Spule schmalen Spaltes bildenden Mantelteile nach der Achse zu polschuhartig verjüngt, und die lichte Weite des Polschuhringes liegt in der Größenordnung der Spalthöhe. Es ist zweckmäßig, die Spalthöhe nahezu gleich dem Halbmesser der lichten Weite der Polschuhringe zu machen.

Vynález se zakládá na úloze vytvořit magnetickou čočku s extrémně krátkou ohniskovou vzdáleností, jejíž pole přes svou intensitu (krátkou ohniskovou vzdálenost) je v axiálním směru co možno nejkratší.

Magnetická čočka (Ruskův náčrtek)

jednoduchá čočka



magnetické mezery

dvojitá čočka

pólové nástavce

cívky

Magnetická čočka: jak funguje

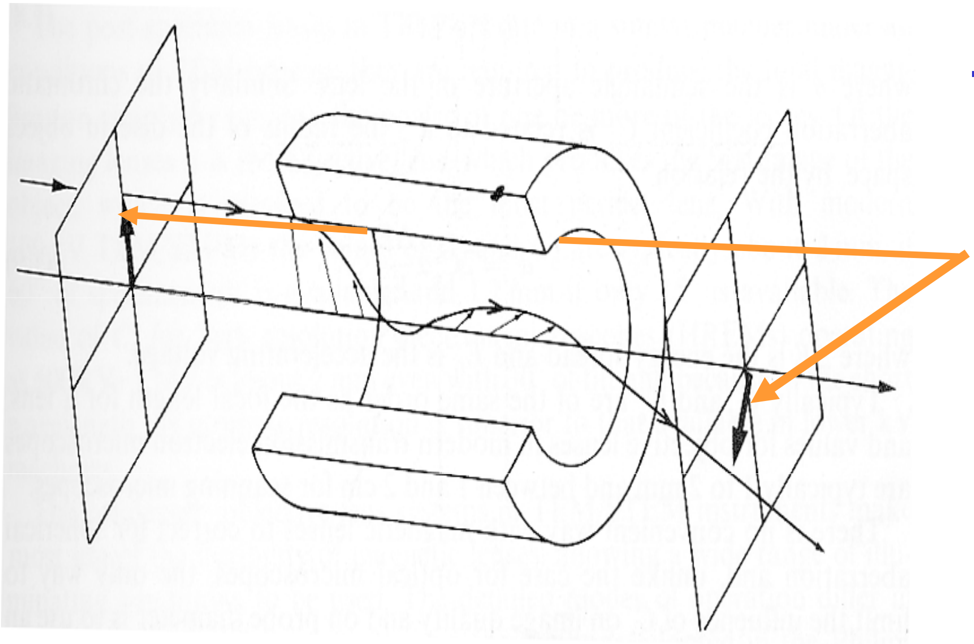
$$\boxed{\mathrm{div}\,\boldsymbol{B} = 0 \Leftrightarrow B_r = -\frac{r}{2}\cdot\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{r}{2}\cdot B'_z}$$

paraxiální oblast

Magnetická čočka: jak funguje

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{B} = 0 \Leftrightarrow B_r = -\frac{r}{2}\cdot\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{r}{2}\cdot B'_z$$

paraxiální oblast



paprsek v paraxiální oblasti

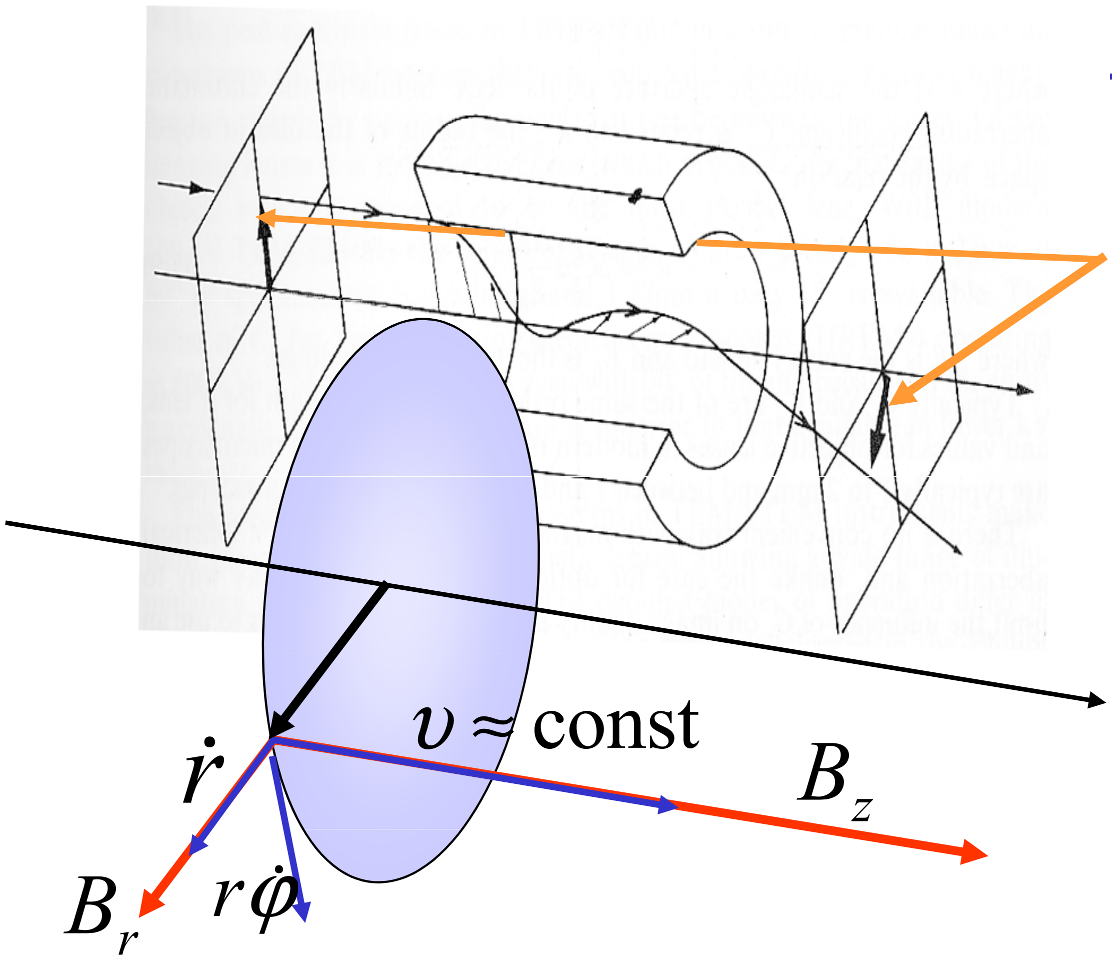
• rovina pohybu se otáčí nezávisle na průvodiči r

$$\dot{\varphi} = \frac{e}{2m} B_z(z)$$

Magnetická čočka: jak funguje

$$\boxed{\operatorname{div}\boldsymbol{B} = 0 \Leftrightarrow B_r = -\frac{r}{2}\cdot\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{r}{2}\cdot B'_z}$$

paraxiální oblast



paprsek v paraxiální oblasti

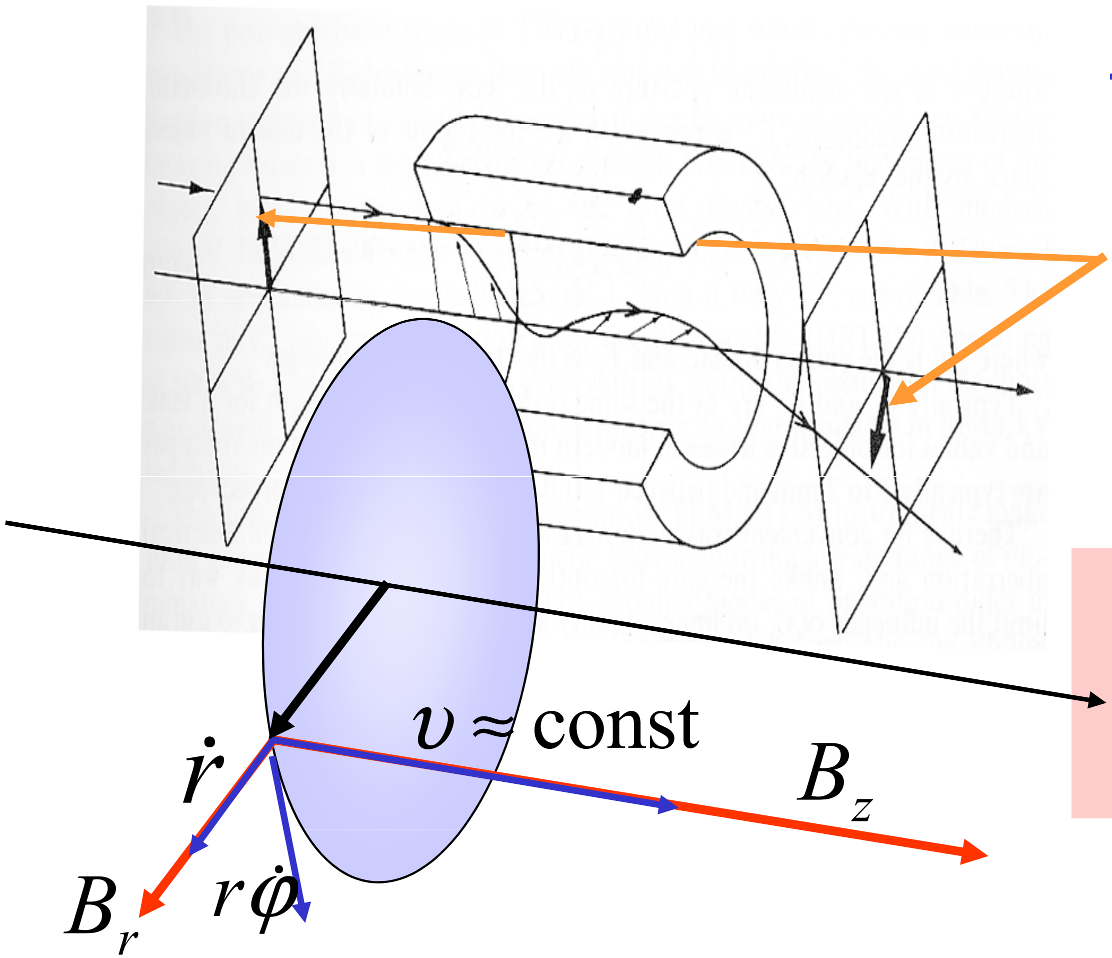
• rovina pohybu se otáčí nezávisle na průvodiči r

$$\dot{\varphi} = \frac{e}{2m} B_z(z)$$

Magnetická čočka: jak funguje

$$\operatorname{div}\boldsymbol{B} = 0 \Leftrightarrow B_r = -\frac{r}{2}\cdot\frac{\partial B_z}{\partial z} = -\frac{r}{2}\cdot B'_z$$

paraxiální oblast



paprsek v paraxiální oblasti

- rovina pohybu se otáčí nezávisle na průvodiči r

$$\dot{\varphi} = \frac{e}{2m}B_z(z)$$

- to ovlivní radiální pohyb

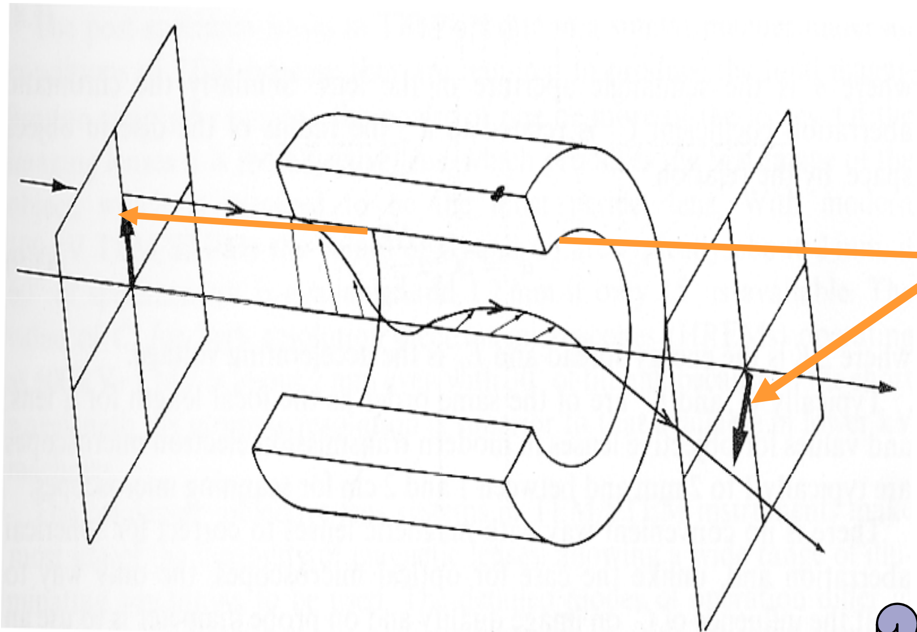
$$r'' + \left(\frac{e}{2m}\cdot\frac{B_z(z)}{\upsilon(z)}\right)^2 \times r = 0$$

PARAXIÁLNÍ ROVNICE PAPRSKU

Magnetická čočka: jak funguje

$$\boxed{\operatorname{div}\boldsymbol{B}=0 \Leftrightarrow B_r=-\frac{r}{2}\cdot\frac{\partial B_z}{\partial z}=-\frac{r}{2}\cdot B'_z}$$

paraxiální oblast



paprsek v paraxiální oblasti

• rovina pohybu se otáčí nezávisle na průvodiči r

$$\dot{\varphi}=\frac{e}{2m}B_z(z)$$

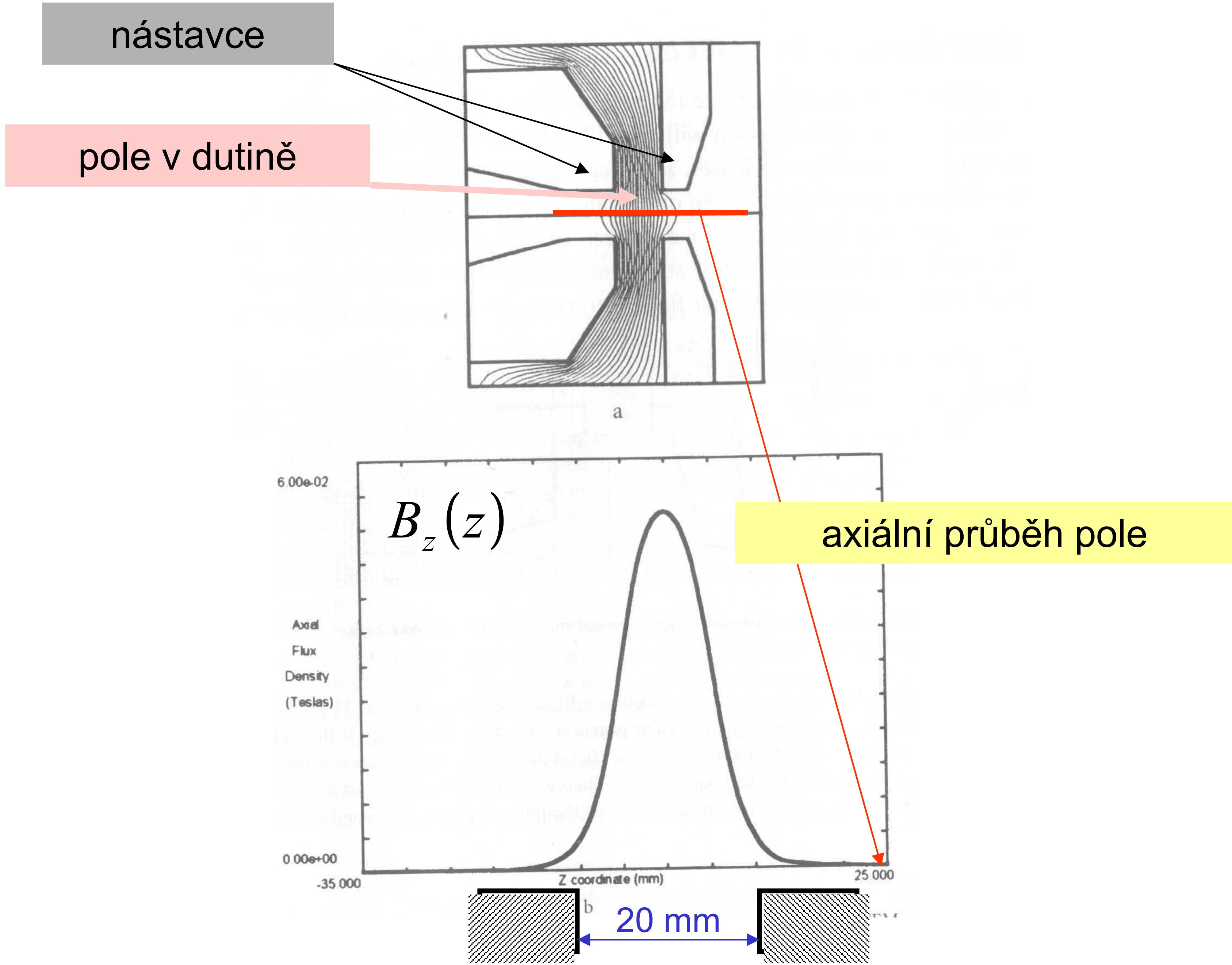
• to ovlivní radiální pohyb

$$r''+\left(\frac{e}{2m}\cdot\frac{B_z(z)}{v(z)}\right)^2\times r=0$$

PARAXIÁLNÍ ROVNICE PAPRSKU

• I v magn. čočce vždy dochází k fokusaci
• Rozhoduje jen osový průběh podélné složky pole
• Pro rychlé elektrony je lámavá síla menší
• Obrazový prostor se pootočí jako celek, věrnost zobrazení není narušena

Moderní magnetická čočka



$B_z(z)$

Mez rozlišení pro elektronový mikroskop

… také
elektronový mikroskop strádá
vadami optického zobrazení,
dokonce hůře, než světelné přístroje

Scherzerova věta (1936)

Otto Scherzer
(Mar. 9, 1909 -
Nov. 15, 1982)

V elektronově optické soustavě, kde

- ❖ pohyb elektronů je řízen elektromagnetickými poli
- ❖ tato pole jsou statická
- ❖ a mají osovou symetrii
- ❖ v paprskovém prostoru nejsou prostorové náboje

trpí zobrazení jak chromatickou
tak kladnou sférickou aberací

Chromatická a otvorová vada elektronové čočky

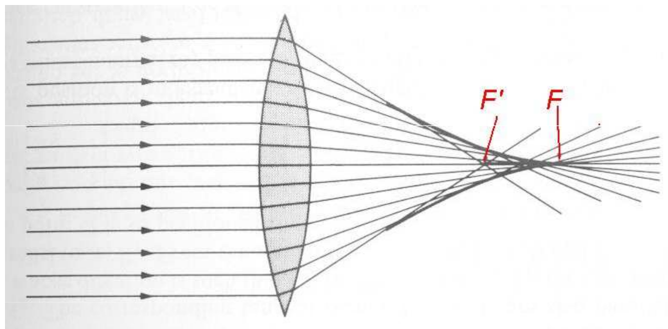
- Elektronová optika … tytéž vady zobrazení, jako světelná astigmatismus, koma …
- V oblasti obklopující paraxiální (malé úhly s osou) hlavně

vada chromatická

vada sférická (otvorová)

Podstata rychlejší elektrony se zalomí méně … analogie červeného světla

Podstata paprsky dále od osy se zalomí více … vzniká kaustická plocha



- - -

Vady zobrazení elektronové čočky: chromatická vada

• Elektronová optika … tytéž vady zobrazení, jako světelná astigmatismus, koma …

• V oblasti obklopující paraxiální (malé úhly s osou) hlavně

vada chromatická

Podstata rychlejší elektrony se zalomí méně … analogie červeného světla

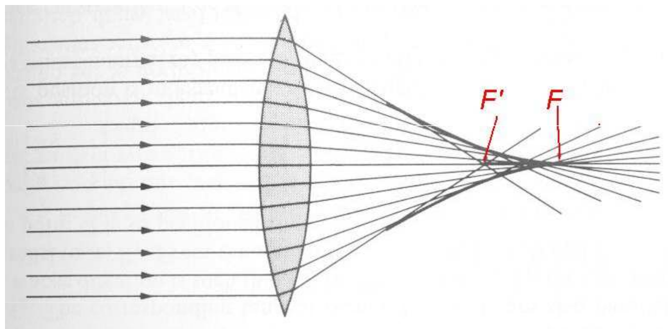
Odpomoc

• kvalitní monochromatický zdroj elektronů … studená emise

• použití zkřížených Wienových filtrů (o těch viz přednáška VI)

vada sférická (otvorová)

Podstata paprsky dále od osy se zalomí více … vzniká kaustická plocha



Vady zobrazení elektronové čočky: otvorová vada

- Elektronová optika … tytéž vady zobrazení, jako světelná astigmatismus, koma …
- V oblasti obklopující paraxiální (malé úhly s osou) hlavně

vada chromatická

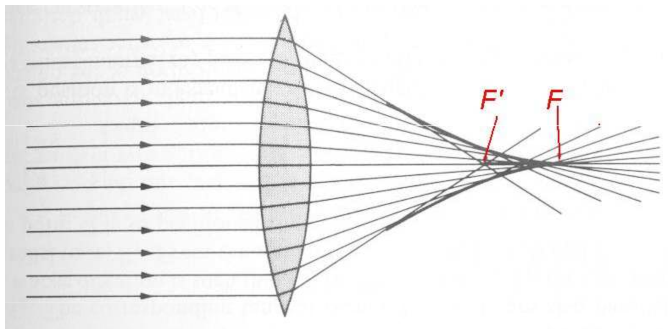
Podstata rychlejší elektrony se zalomí méně … analogie červeného světla

Odpomoc

- kvalitní monochromatický zdroj elektronů … studená emise
- použití zkřížených Wienových filtrů (o těch viz přednáška VI)

vada sférická (otvorová)

Podstata paprsky dále od osy se zalomí více … vzniká kaustická plocha



Otvorová vada v elektronové optice je neodstranitelná

viník: Gaussova věta elektrostatiky, nedovolí korekce indexu lomu

Vady zobrazení elektronové čočky: otvorová vada

- Elektronová optika … tytéž vady zobrazení, jako světelná astigmatismus, koma …
- V oblasti obklopující paraxiální (malé úhly s osou) hlavně

vada chromatická

Podstata rychlejší elektrony se zalomí méně … analogie červeného světla

Odpomoc

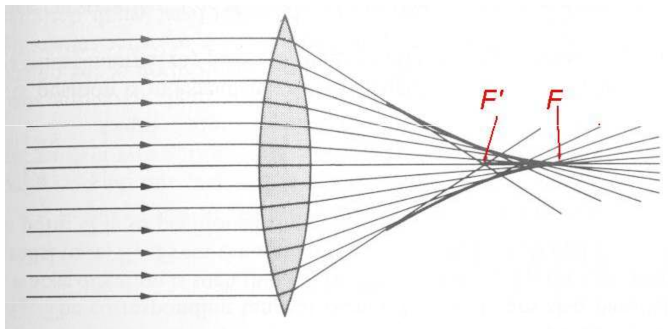
- kvalitní monochromatický zdroj elektronů … studená emise
- použití zkřížených Wienových filtrů (o těch viz přednáška VI)

Otvorová vada v elektronové optice je neodstranitelná

viník: Gaussova věta elektrostatiky, nedovolí korekce indexu lomu

vada sférická (otvorová)

Podstata paprsky dále od osy se zalomí více … vzniká kaustická plocha



Odpomoc z nouze vyclonit dostatečně úzký svazek

- - -

Vady zobrazení elektronové čočky: otvorová vada

• Elektronová optika … tytéž vady zobrazení, jako světelná astigmatismus, koma …

• V oblasti obklopující paraxiální (malé úhly s osou) hlavně

vada chromatická

Podstata rychlejší elektrony se zalomí méně … analogie červeného světla

Odpomoc

• kvalitní monochromatický zdroj elektronů … studená emise

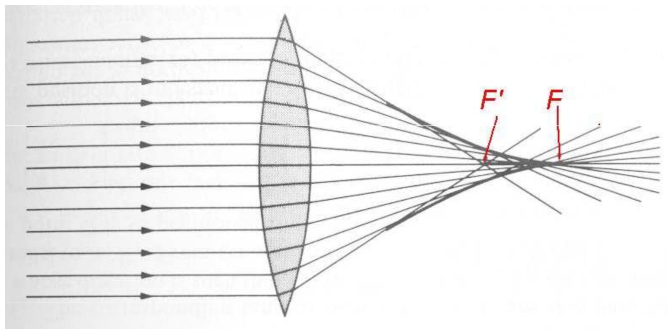
• použití zkřížených Wienových filtrů (o těch viz přednáška VI)

Otvorová vada v elektronové optice je neodstranitelná

viník: Gaussova věta elektrostatiky, nedovolí korekce indexu lomu

vada sférická (otvorová)

Podstata paprsky dále od osy se zalomí více … vzniká kaustická plocha



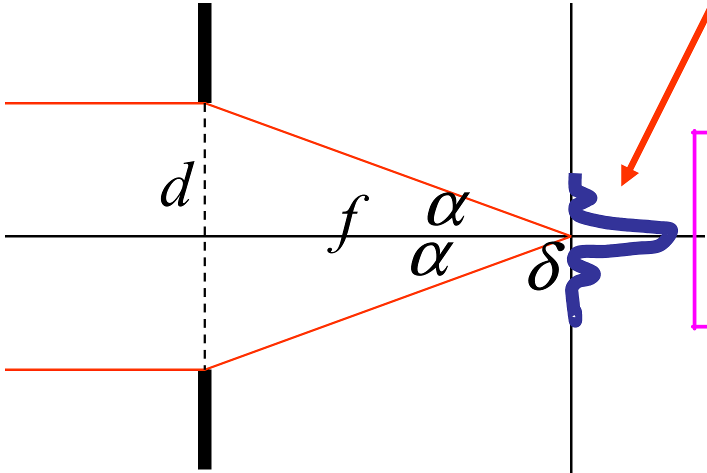
Odpomoc z nouze vyclonit dostatečně úzký svazek

Problémy ♠ malá světelnost

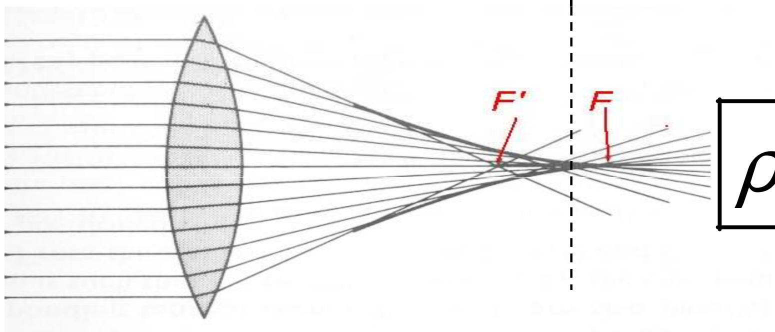
♠ difrakce na cloně

– ohybová vada

Ohybová vada (jako u světelné optiky)

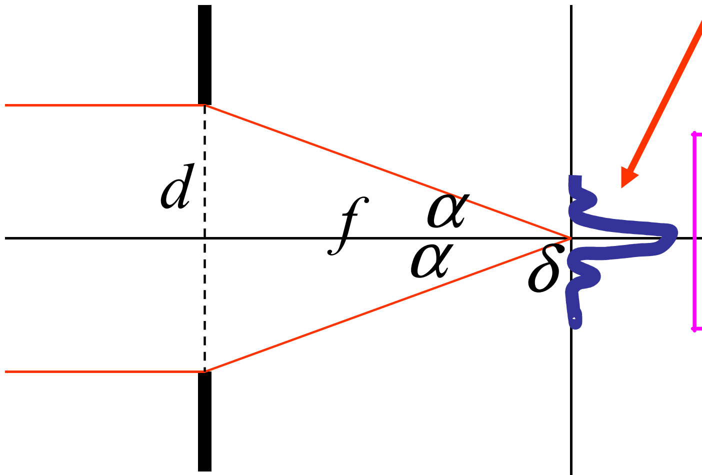


$$\delta \approx \frac{\lambda}{\sin\alpha} \approx \frac{\lambda}{\alpha}$$ průměr hlav. maxima



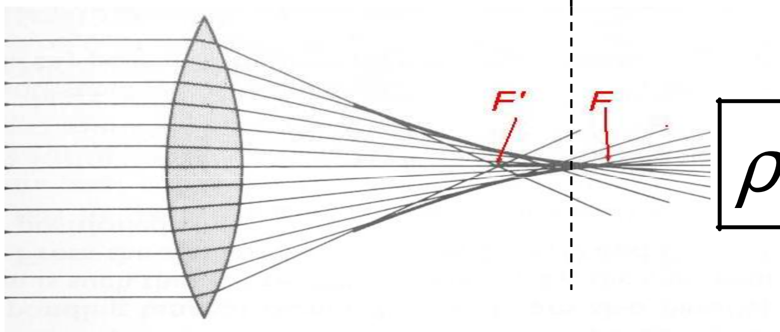
$$\rho_{\mathrm{sf}} \approx C_s \alpha^3$$ průměr obraz. kroužku

Ohybová a otvorová vada



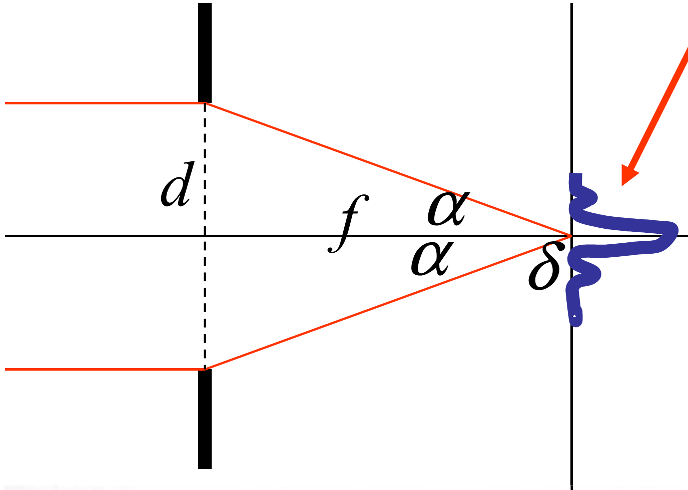
$$\delta \approx \frac{\lambda}{\sin\alpha} \Box \frac{\lambda}{\alpha}$$ průměr hlav. maxima

Také tento koef. 3. řádu lze určit výpočtem

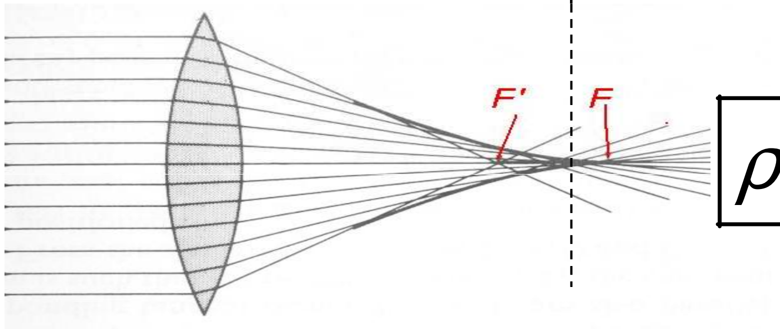


$$\rho_{\mathrm{sf}} \approx C_s \alpha^3$$ průměr obraz. kroužku

Ohybová a otvorová vada



$$\delta \approx \frac{\lambda}{\sin\alpha} \sim \frac{\lambda}{\alpha}$$ průměr hlav. maxima



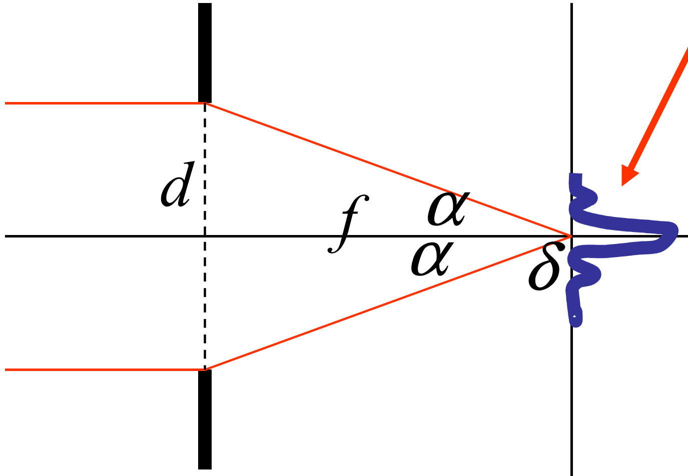
$$\rho_{\mathrm{sf}} \approx C_s \alpha^3$$ průměr obraz. kroužku

… hledáme kompromisní hodnotu aperturního úhlu z podmínky

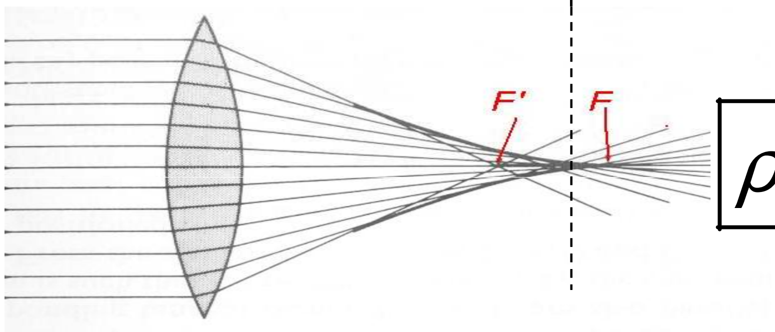
$$\rho_{\mathrm{sf}} \approx \delta$$

$$\alpha_{\mathrm{opt}} \approx (\lambda / C_s)^{\frac{1}{4}} \qquad \delta_{\mathrm{opt}} \approx (\lambda^3 C_s)^{\frac{1}{4}} \sim \lambda$$

Ohybová a otvorová vada: mez rozlišení



$$\delta \approx \frac{\lambda}{\sin\alpha} \approx \frac{\lambda}{\alpha}$$ průměr hlav. maxima



$$\rho_{\mathrm{sf}} \approx C_s \alpha^3$$ průměr obraz. kroužku

… hledáme kompromisní hodnotu aperturního úhlu z podmínky

$$\rho_{\mathrm{sf}} \approx \delta$$

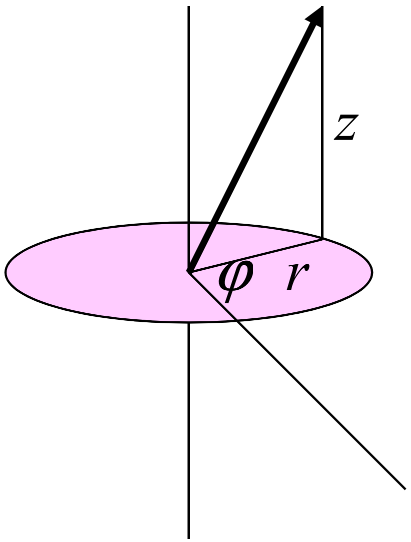
$$\alpha_{\mathrm{opt}} \approx (\lambda / C_s)^{\frac{1}{4}} \qquad \delta_{\mathrm{opt}} \approx (\lambda^3 C_s)^{\frac{1}{4}} \approx \lambda$$

… pro rozlišení v řádu nm se tak vlnové délky volí v řádu 1 – 10 pm

Nadchází éra korigovaných elektronových mikroskopů

… idea tu byla už dávno, posledních několik let jsou mikroskopy s korektory komerčně dostupné

Je tedy otvorová vada nepřekonatelná?



Na těsném propojení axiální a radiální složky pole se účastní dvě okolnosti: ❶ Laplaceova rovnice

❷ axiální symetrie pole (nezávislost na azimutu)

Dohromady to dá jednoznačné propojení

$$\partial_r E_r + \frac{1}{r} E_r + \partial_z E_z = 0$$

Po válce Scherzer navrhl korektory ...

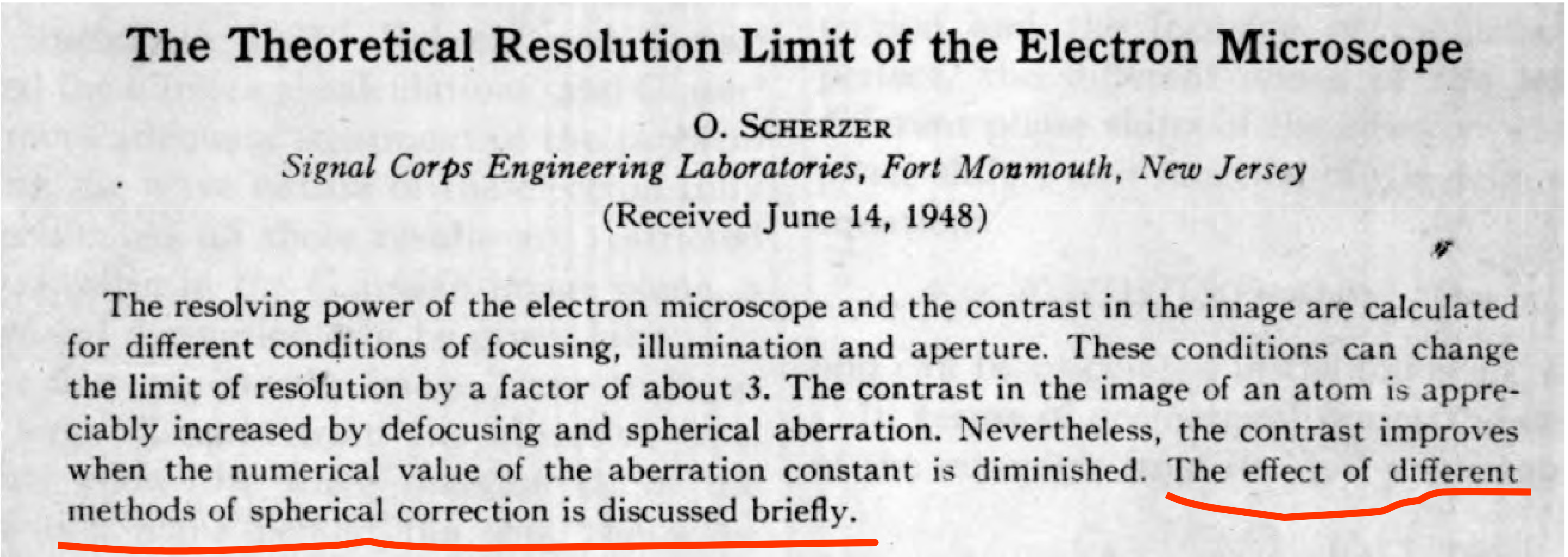
The Theoretical Resolution Limit of the Electron Microscope

O. SCHERZER
Signal Corps Engineering Laboratories, Fort Monmouth, New Jersey

(Received June 14, 1948)

The resolving power of the electron microscope and the contrast in the image are calculated for different conditions of focusing, illumination and aperture. These conditions can change the limit of resolution by a factor of about 3. The contrast in the image of an atom is appreciably increased by defocusing and spherical aberration. Nevertheless, the contrast improves when the numerical value of the aberration constant is diminished. The effect of different methods of spherical correction is discussed briefly.

Po válce Scherzer navrhl korektory ...



The Theoretical Resolution Limit of the Electron Microscope

O. Scherzer
Signal Corps Engineering Laboratories, Fort Monmouth, New Jersey

(Received June 14, 1948)

The resolving power of the electron microscope and the contrast in the image are calculated for different conditions of focusing, illumination and aperture. These conditions can change the limit of resolution by a factor of about 3. The contrast in the image of an atom is appreciably increased by defocusing and spherical aberration. Nevertheless, the contrast improves when the numerical value of the aberration constant is diminished. The effect of different methods of spherical correction is discussed briefly.

Po válce Scherzer navrhl korektory ...

The Theoretical Resolution Limit of the Electron Microscope

O. SCHERZER
Signal Corps Engineering Laboratories, Fort Monmouth, New Jersey

(Received June 14, 1948)

The resolving power of the electron microscope and the contrast in the image are calculated for different conditions of focusing, illumination and aperture. These conditions can change the limit of resolution by a factor of about 3. The contrast in the image of an atom is appreciably increased by defocusing and spherical aberration. Nevertheless, the contrast improves when the numerical value of the aberration constant is diminished. The effect of different methods of spherical correction is discussed briefly.

... ALE PAK TO TRVALO JEŠTĚ PADESÁT LET, NEŽ DOŠLO K JEJICH KOMERCIALIZACI

Scherzerova návrhy na překonání sférické vady

Otto Scherzer
(Mar. 9, 1909 -
Nov. 15, 1982)

Scherzerova věta (1936)

V elektronově optické soustavě, kde

- ❖ pohyb elektronů je řízen elektromagnetickými poli
- ❖ tato pole jsou statická
- ❖ a mají osovou symetrii
- ❖ v paprskovém prostoru nejsou prostorové náboje

trpí zobrazení jak chromatickou
tak kladnou sférickou aberací

Scherzerovy návrhy (1948)

V elektronově optické soustavě provést jednu z čtyř možných změn

- ❖ k elektromagnetickým polím přidat zrcadlo
- ❖ použít rychle oscilující pole
- ❖ narušit osovou symetrii (kvadrupóly a oktupóly)
- ❖ do paprskového prostoru vložit prostorové náboje

a tím překonat jak chromatickou
tak kladnou sférickou aberací

Scherzerova návrhy na překonání sférické vady

Otto Scherzer
(Mar. 9, 1909 -
Nov. 15, 1982)

Scherzerova věta (1936)

V elektronově optické soustavě, kde

- ❖ pohyb elektronů je řízen elektromagnetickými poli
- ❖ tato pole jsou statická
- ❖ a mají osovou symetrii
- ❖ v paprskovém prostoru nejsou prostorové náboje

trpí zobrazení jak chromatickou
tak kladnou sférickou aberací

Scherzerovy návrhy (1948)

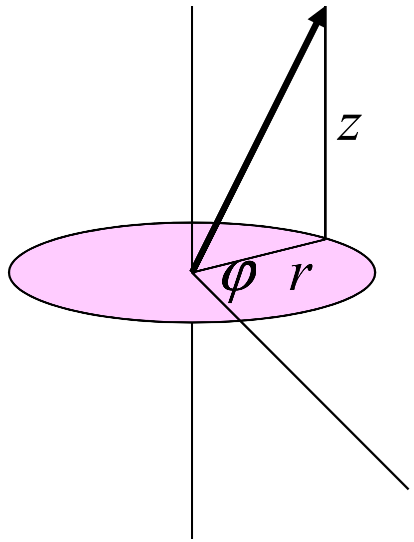
V elektronově optické soustavě provést jednu z čtyř možných změn

- ❖ k elektromagnetickým polím přidat zrcadlo
- ❖ použít rychle oscilující pole
- ❖ **narušit osovou symetrii (kvadrupóly a oktupóly)**
- ❖ do paprskového prostoru vložit prostorové náboje

a tím překonat jak chromatickou
tak kladnou sférickou aberací

Otvorová vada je překonatelná

Jednoduchá, ale radikální myšlenka – opustit axiální symetrii

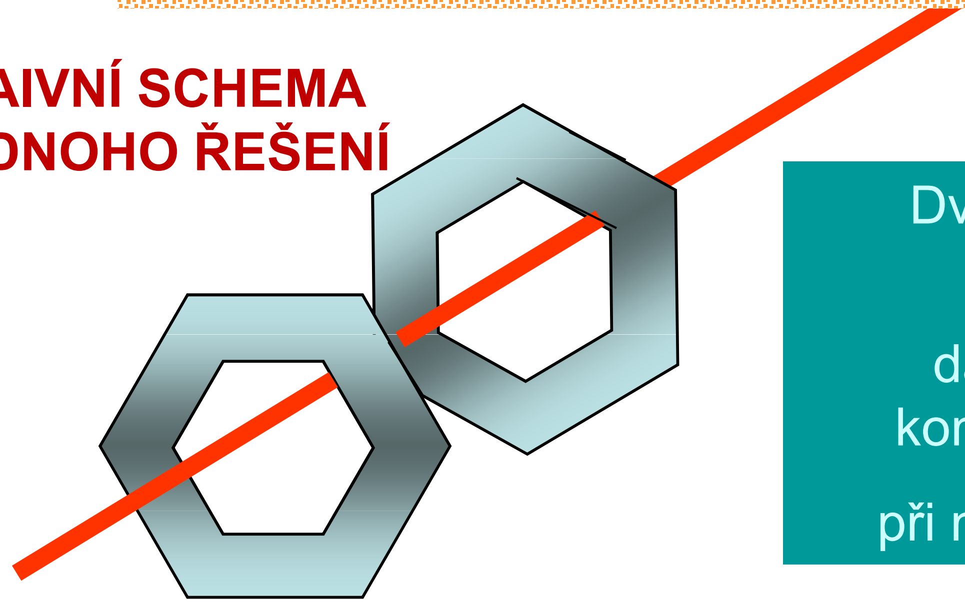


Na těsném propojení axiální a radiální složky pole se účastní dvě okolnosti: ❶ Laplaceova rovnice
❷ axiální symetrie pole (nezávislost na azimutu)

Dohromady to dá jednoznačné propojení

VÝCHODISKO – OPUSTIT AXIÁLNÍ SYMETRII

NAIVNÍ SCHEMA JEDNOHO ŘEŠENÍ



Dva navzájem pootočené hexapóly

dávají téměř dokonalou kompensaci otvorové vady

při mizivé azimutální distorsi

Přehled vyzkoušených korektorů

Correction of Aberrations

	SEM	STEM	TEM	LEEM
Spherical C_3	-	**+**	**+**	-
Spherical & Chromatic $C_3 + C_C$	**+**	+	?	**+**

Type of Corrector

		SEM	STEM	TEM	LEEM
Hexapole	C_3	**−**	+	**+**	**−**
Quadrupole	C_3	**−**	**+**	**+**	**−**
Electrostatic Mirror	C_3 C_C	+	**−**	**−**	**+**
Purely Electrostatic Quad.	C_3 C_C	+	–	–	?
Quadrupole Electr./Magn.	C_3 C_C	**+**	+	–?	**−**

Key: **+** = effective and already demonstrated;
+ = feasible, but not yet demonstrated;
– = not feasible or not useful;
? or ? = questionable or very questionable

Pokusy zavést korektor byly dlouho nepřesvědčivé

Table 4. Brief history of aberration correction

Corrector Type	*First Proposed*	*Subsequent Versions*	*Proof-of-Principle*	*Improves Resolution of Its Microscope*	*Improves Resolution of Any Microscope (at its kV)*
Cs only: 2 cylindrical lenses / 3 octupoles	Scherzer 1947		Seeliger 1951–54	Mollenstedt 1954–56	
Cs only: 4 quads / 3 octupoles (combined)	Archard 1955		Deltrap 1964	Krivanek+Dell by 1997	
Cs only: 4 quads / 3 octupoles (separate)	Thomson 1967	Beck+Crewe 1972–75	Krivanek+Dell by 1999	Dellby + Krivanek 2000	Dellby + Krivanek 2000
Cs only: 2 sextupoles / 2 (4) round lenses	Beck 1979	Crewe 1980 Rose 1981 Shao 1988 Rose 1990	Chen and Mu 1990	Haider 1997	Haider 1998
Cs + Cc: 4 mag. quads / 2 el. quads / 3 octs	Hardy 1967	Rose 1971	Hardy 1967	Zach + Haider 1995	Zach 1997
Cs + Cc: 5 el. quads / 5 mag. quads / 3 el. octs	Hardy 1967 Rose 1971	Pohner 1976 Koops 1978 Bernhard 1980 Hely 1981 Haider 1984	Koops 1978	Hely 1981	

Až v posledních cca 5 – 8 letech komercializováno

Table 4. Brief history of aberration correction

Corrector Type	*First Proposed*	*Subsequent Versions*	*Proof-of-Principle*	*Improves Resolution of Its Microscope*	*Improves Resolution of Any Microscope (at its kV)*
Cs only: 2 cylindrical lenses / 3 octupoles	Scherzer 1947		Seeliger 1951–54	Mollenstedt 1954–56	
Cs only: 4 quads / 3 octupoles (combined)	Archard 1955		Deltrap 1964	Krivanek+Dell by 1997	
Cs only: 4 quads / 3 octupoles (separate)	Thomson 1967	Beck+Crewe 1972–75	Krivanek+Dell by 1999	Dellby + Krivanek 2000	Dellby + Krivanek 2000
Cs only: 2 sextupoles / 2 (4) round lenses	Beck 1979	Crewe 1980 Rose 1981 Shao 1988 Rose 1990	Chen and Mu 1990	Haider 1997	Haider 1998
Cs + Cc: 4 mag. quads / 2 el. quads 3 octs	Hardy 1967	Rose 1971	Hardy 1967	Zach + Haider 1995	Zach 1997
Cs + Cc: 5 el. quads / 5 mag. quads 3 el. octs	Hardy 1967 Rose 1971	Pohner 1976 Koops 1978 Bernhard 1980 Hely 1981 Haider 1984	Koops 1978	Hely 1981	

Fa Nion
Arizona, USA

Fa CEOS
Německo

12ti pólový korektor

Guru: Maximilian Haider
Joachim Zach

CEOS

Corrected Electron Optical Systems GmbH

Do existujících mikroskopů se vloží korektor

~~TEM~~ STEM ~~SEM~~

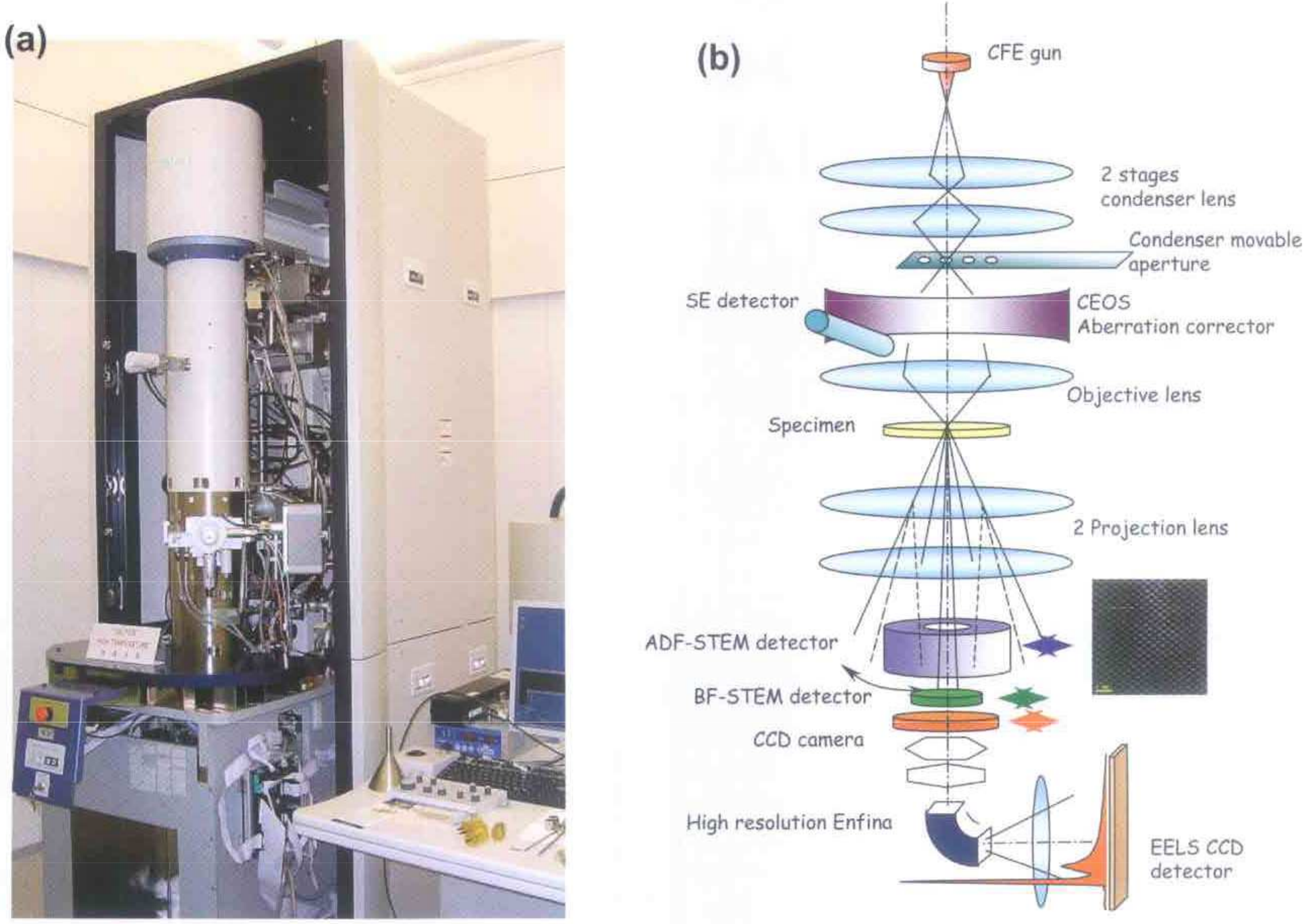
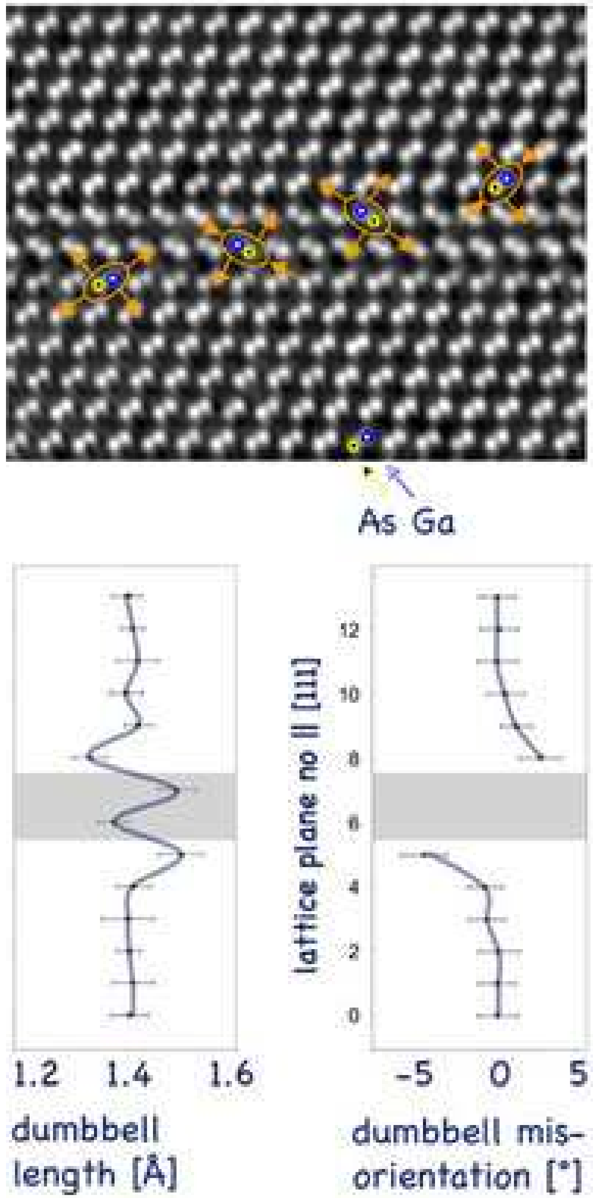


Fig.1(a) The Hitachi aberration corrected HD2700C STEM at BNL. (b) The schematics of the lens and detector assignment of the instrument.

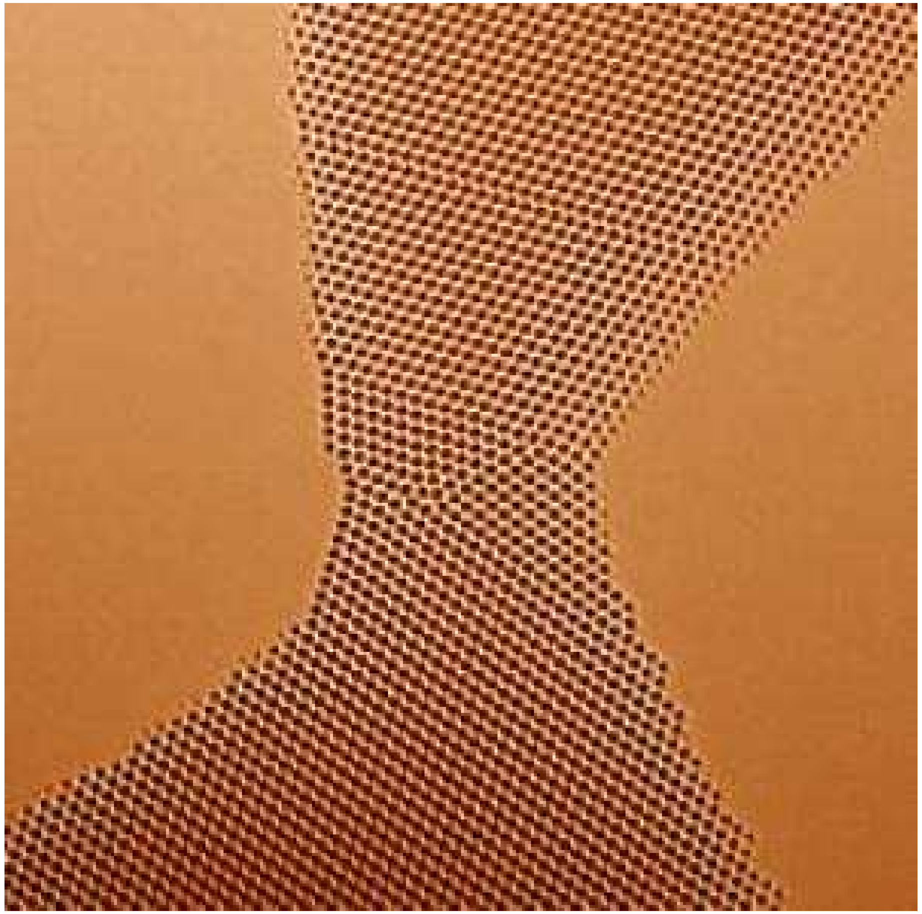
Vrstevná chyba v GaAs (ERC – Champion)

Ernst Ruska Center
(CEOS)



Zlatá folie (TEAM 0.5)

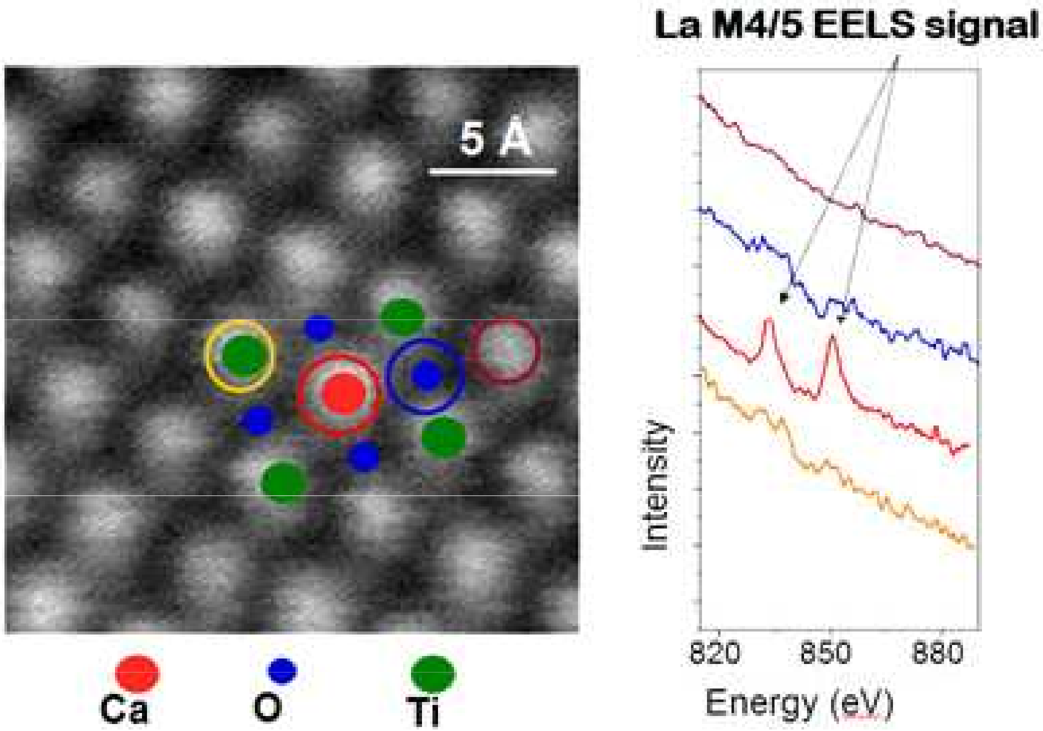
TEAM
Berkeley
(CEOS)



Prof. Křivánek je českého původu

Guru: Ondřej Křivánek FRS

Identifikace jednotlivých atomů (Nion)



SuperSTEM Daresbury

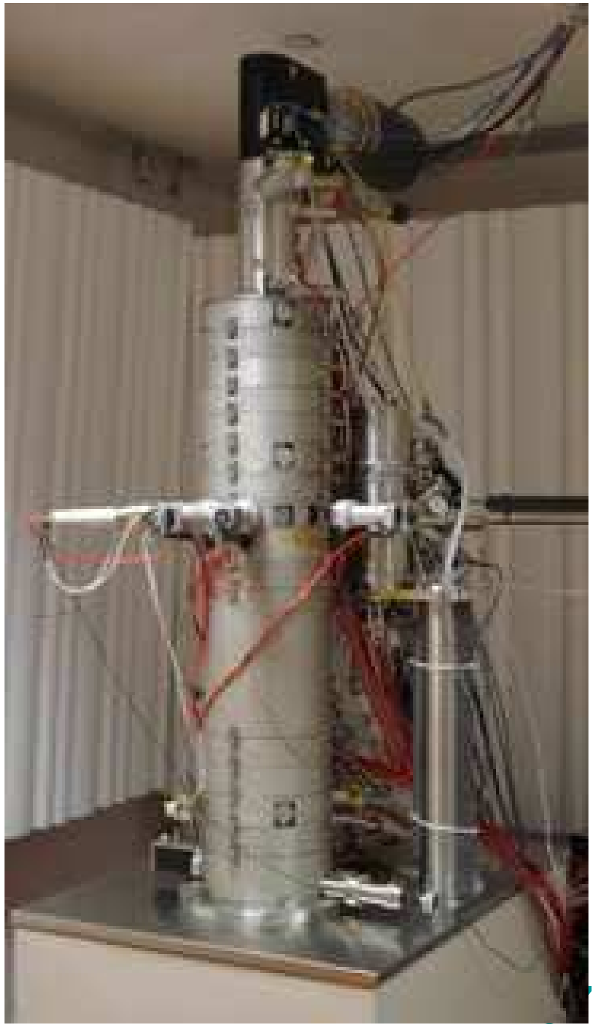
11 January 2012
Launch Day of the EPSRC National Facility for Aberration Corrected STEM

superSTEM1

VG HB 501 with Mark II Nion C_s corrector

C_3 Nion QO corrector for sub-1.0Å probes with 80pA current
40-100kV cold FEG emitter with 0.3eV energy spread
BF/MAADF/HAADF detectors: 0-6/35-100/70-210mrad collection angles
UHF Enfina spectrometer with multipole coupling up to 19mrad EELS collection
Ex-situ gas reaction cell

superSTEM2

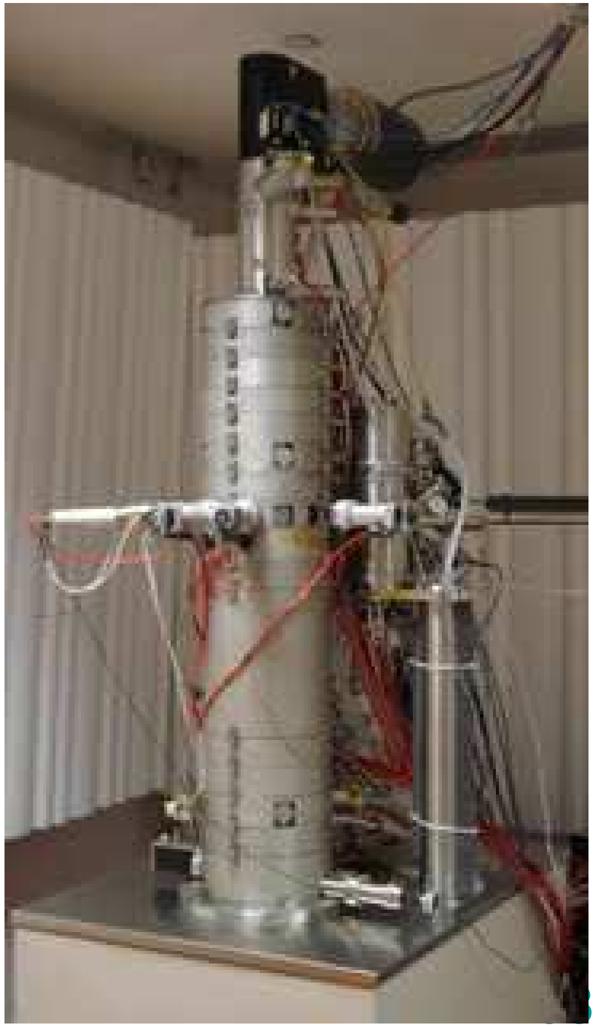


SuperSTEM Daresbury

11 January 2012
Launch Day of the EPSRC National Facility for Aberration Corrected STEM

superSTEM1

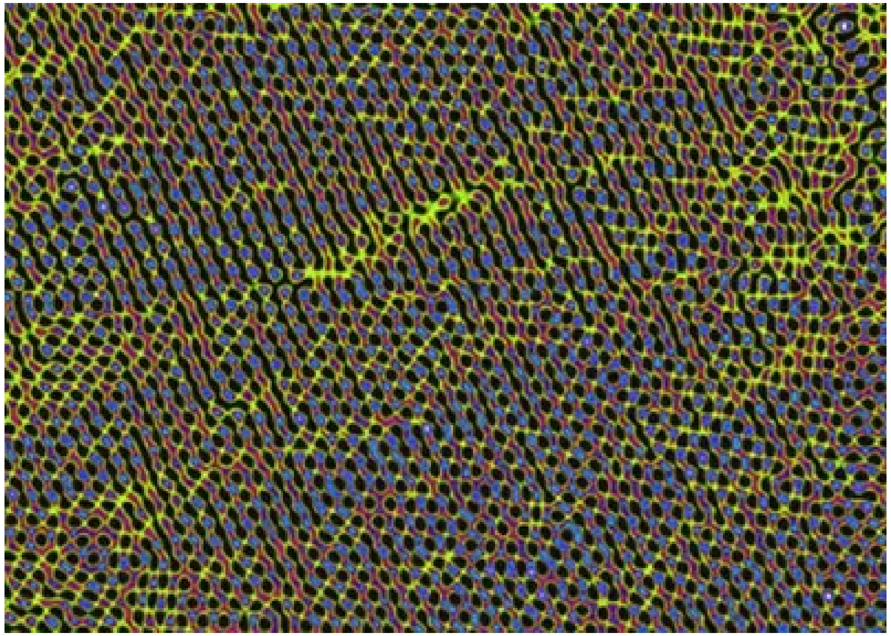
superSTEM2



Nion Ultrastem™ 100

C_5 Nion QO corrector, full correction up to six-fold astigmatism $C_{5,6}$
40-100kV cold FEG emitter with 0.3eV energy spread
Flexible post-specimen optics for EELS collection
Ultrastable x, y, z sample stage with multi-holder in-vacuum magazine
UHV Enfina EELS spectrometer
Bruker SSD EDS detector (0.13sr solid angle)

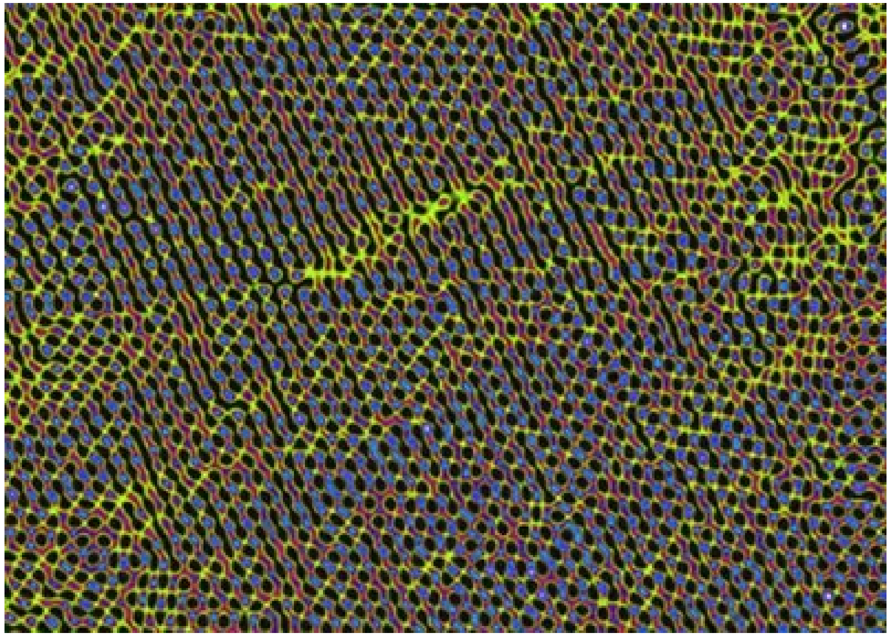
EPSRC
Daresbury
(Nion)



Ripples in suspended Graphene

HAADF image to show ripples in suspended graphene. Black ‘beads’ are the centres of 'benzene' rings. The bead-strings gave a separation of 0.21 nm, the colour coding is chosen so that the atoms on tops and in throughs of ripples appear yellow and in the flanks bluish. The ripple amplitude is ~0.5 nm and their ‘wavelength’ ~5 nm

EPSRC
Daresbury
(Nion)

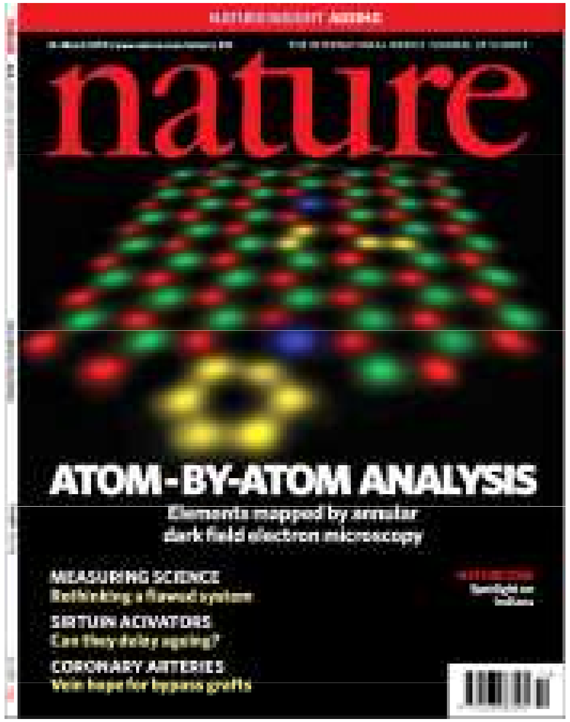


Zvlnění zavěšeného grafenu

HAADF zobrazení ukazující zvlnění zavěšeného grafenu. Černé ´korálky´ jsou středy ´benzenových´ prstenců. Spojnice korálků dávají vzdálenost 0.21 nm, barevné kódování je zvoleno tak, že atomy na vrcholech a v prohlubních vlnek se jeví jako žluté a na bocích namodralé. Amplituda vlnek je ~0.5 nm a jejich vlnová délka ~5 nm.

superSTEM 2 se dostal na obálku Nature

STEM ORNL
Oak Ridge
(Nion)



chemická analýza povrchu
atom po atomu

Originál obrázku

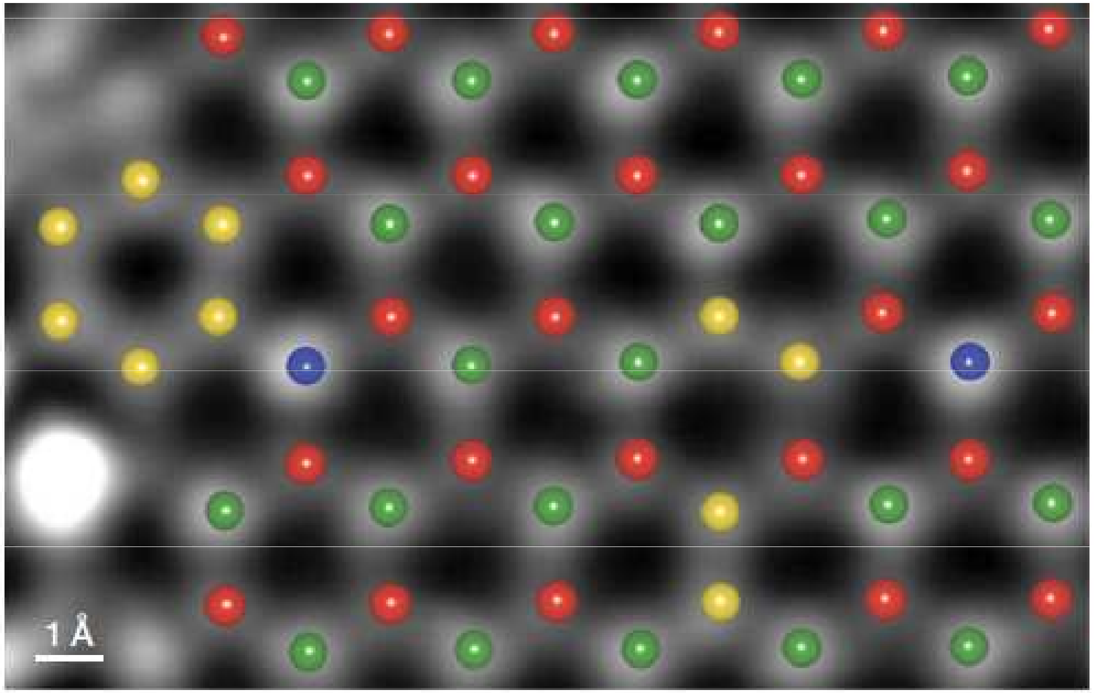


Figure 3 | The atomic structure determined by the histogram analysis. Part of a DFT simulation of a single BN layer containing the experimentally observed substitutional impurities overlaid on the corresponding part of the experimental image. Red, B; yellow, C; green, N; blue, O.

Brno a elektronový mikroskop

… tedy

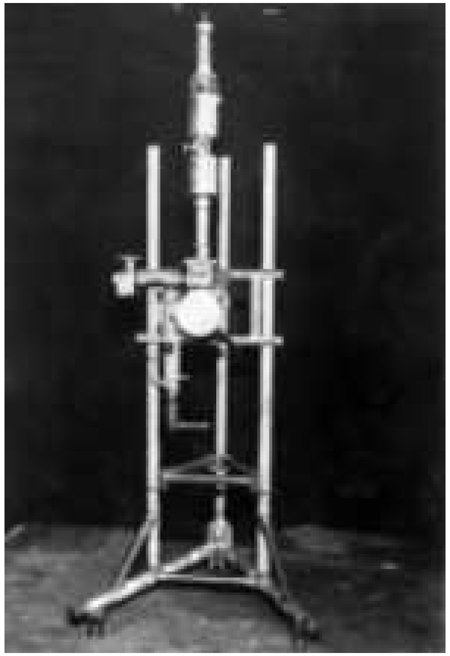
Armin Delong a elektronový mikroskop

Prof. Armin Delong

hlavní spolutvůrce několika generací čs. elektronových mikroskopů

zakladatel a první mnohaletý ředitel Ústavu přístrojové techniky

laureát ceny Česká hlava 2006



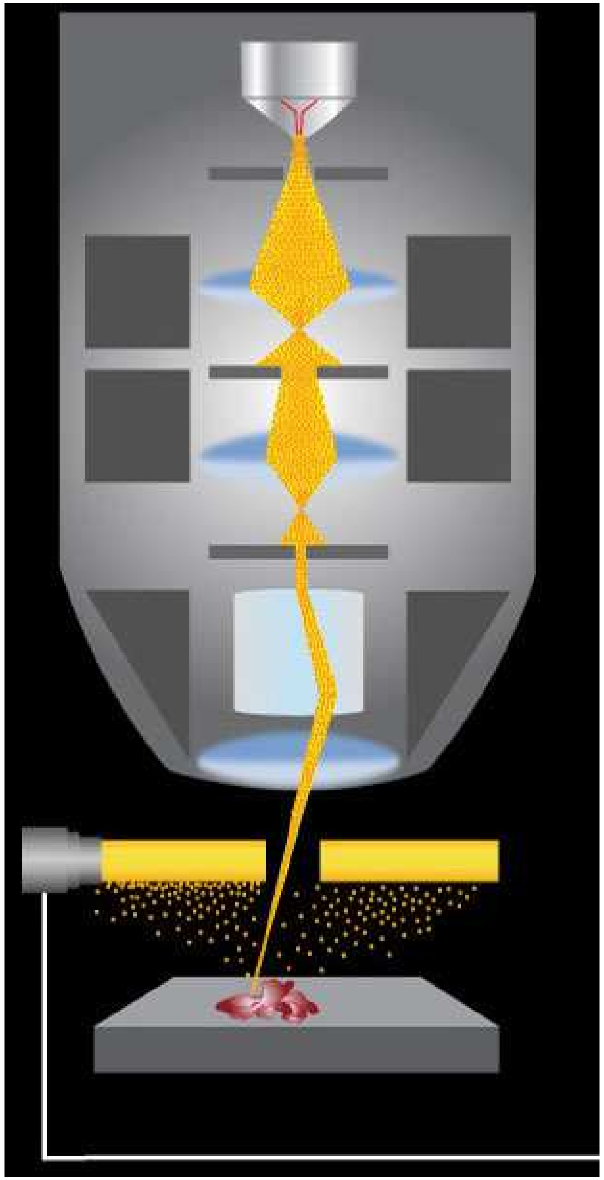
"Trojnožka" (1950)

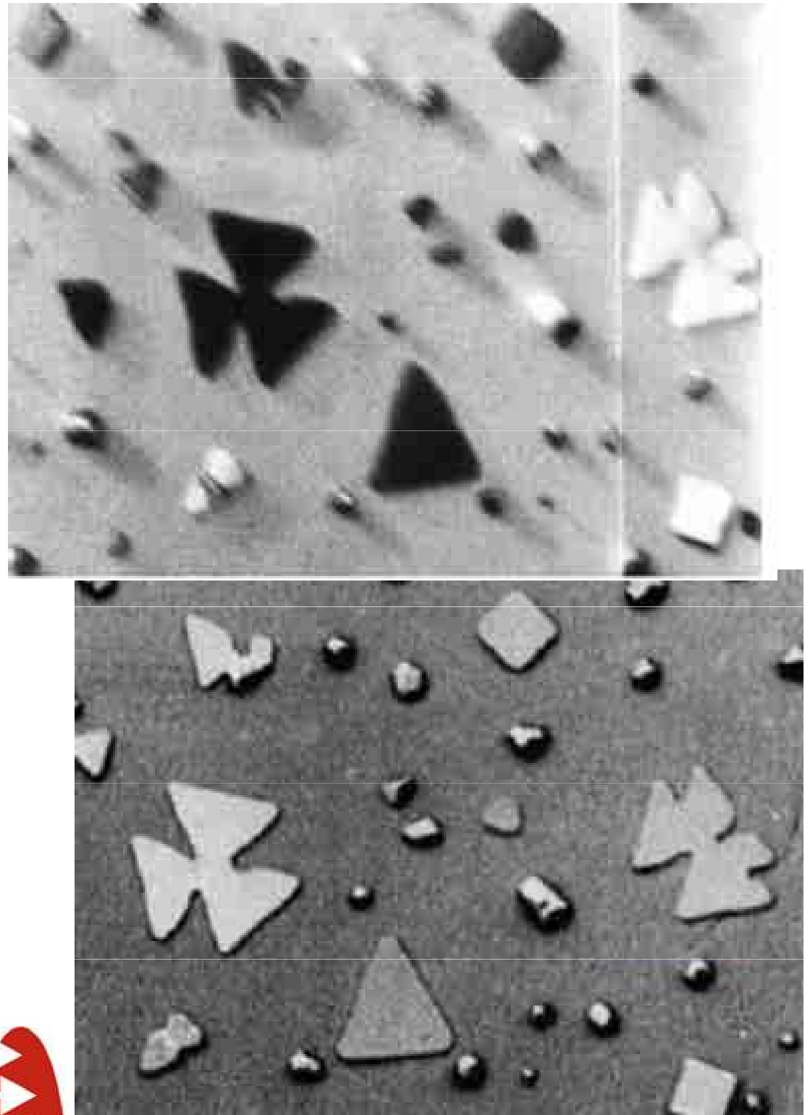
Stolní elektronový mikroskop
Tesla BS242 (1954)

Elektronový litograf (1985)

První environmentální rastrovací elektronový mikroskop v ČR pro pozorování vzorků v jejich přirozeném stavu (1996)

Scanovací elektronová mikroskopie s pomalými elektrony



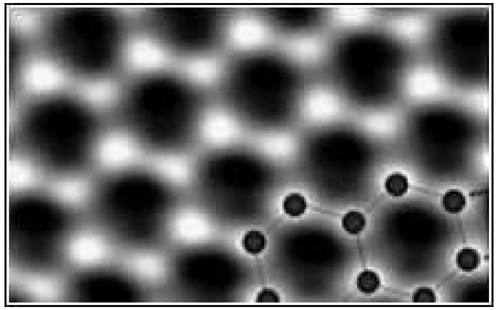


5500 eV

80 eV

ÚSTAV PŘÍSTROJOVÉ TECHNIKY
AKADEMIE VĚD ČESKÉ REPUBLIKY

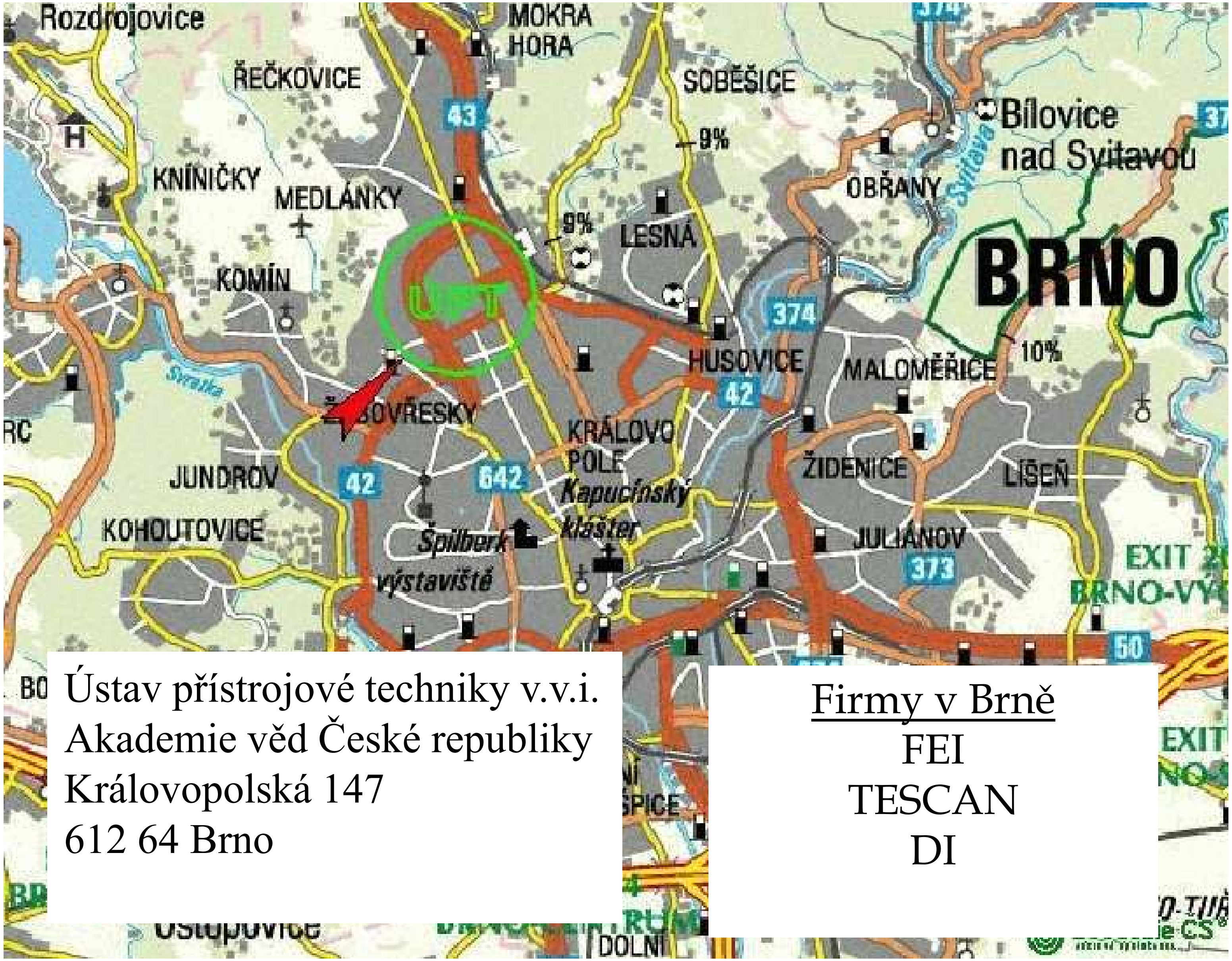
Scanovací elektronová mikroskopie s pomalými elektrony



grafen

„Saša“ Novoselov
NP 2010

ÚSTAV PŘÍSTROJOVÉ TECHNIKY
AKADEMIE VĚD ČESKÉ REPUBLIKY

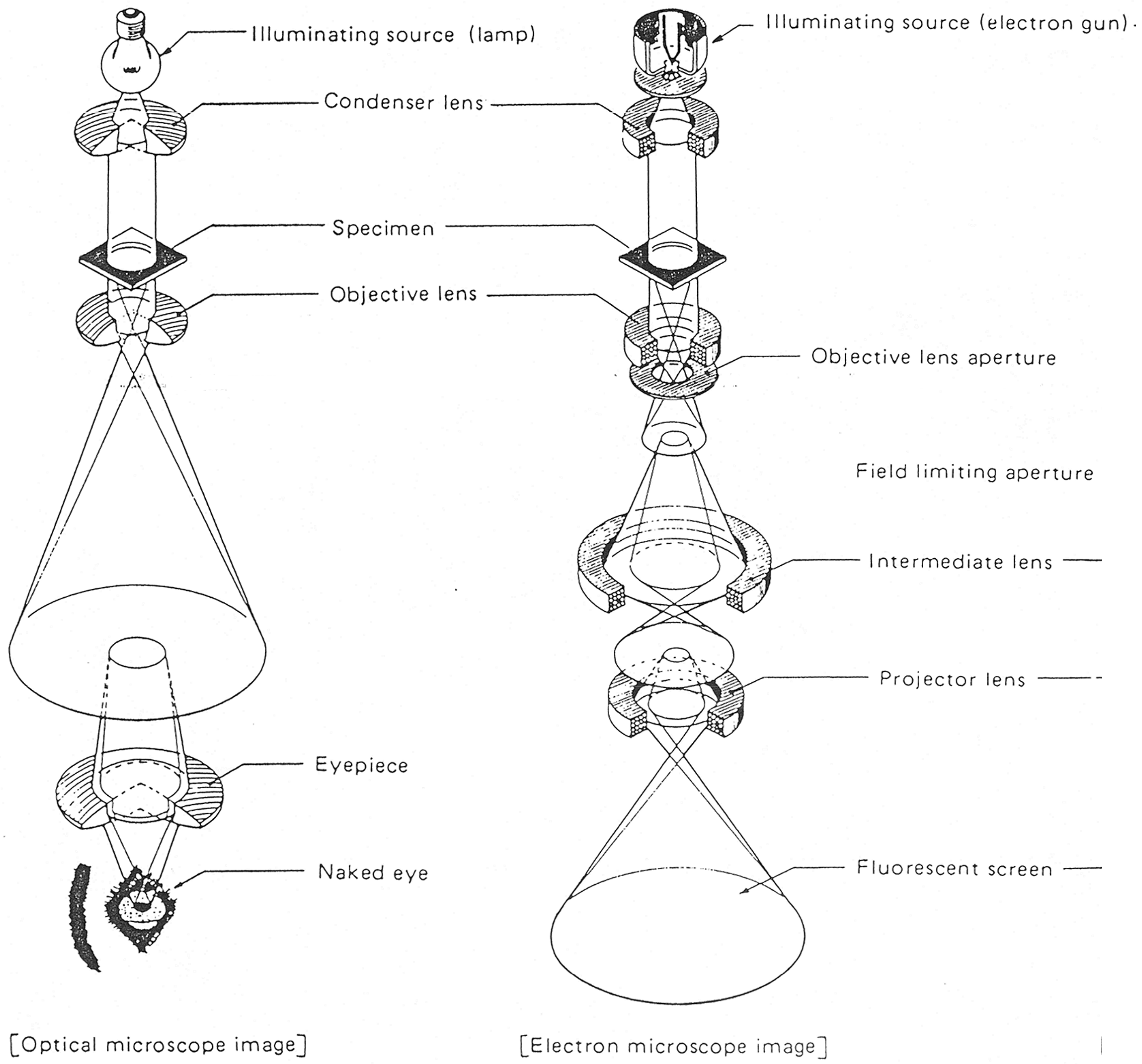


Ústav přístrojové techniky v.v.i.
Akademie věd České republiky
Královopolská 147
612 64 Brno

<u>Firmy v Brně</u>
FEI
TESCAN
DI

The end

Porovnání optického a elektronového mikroskopu



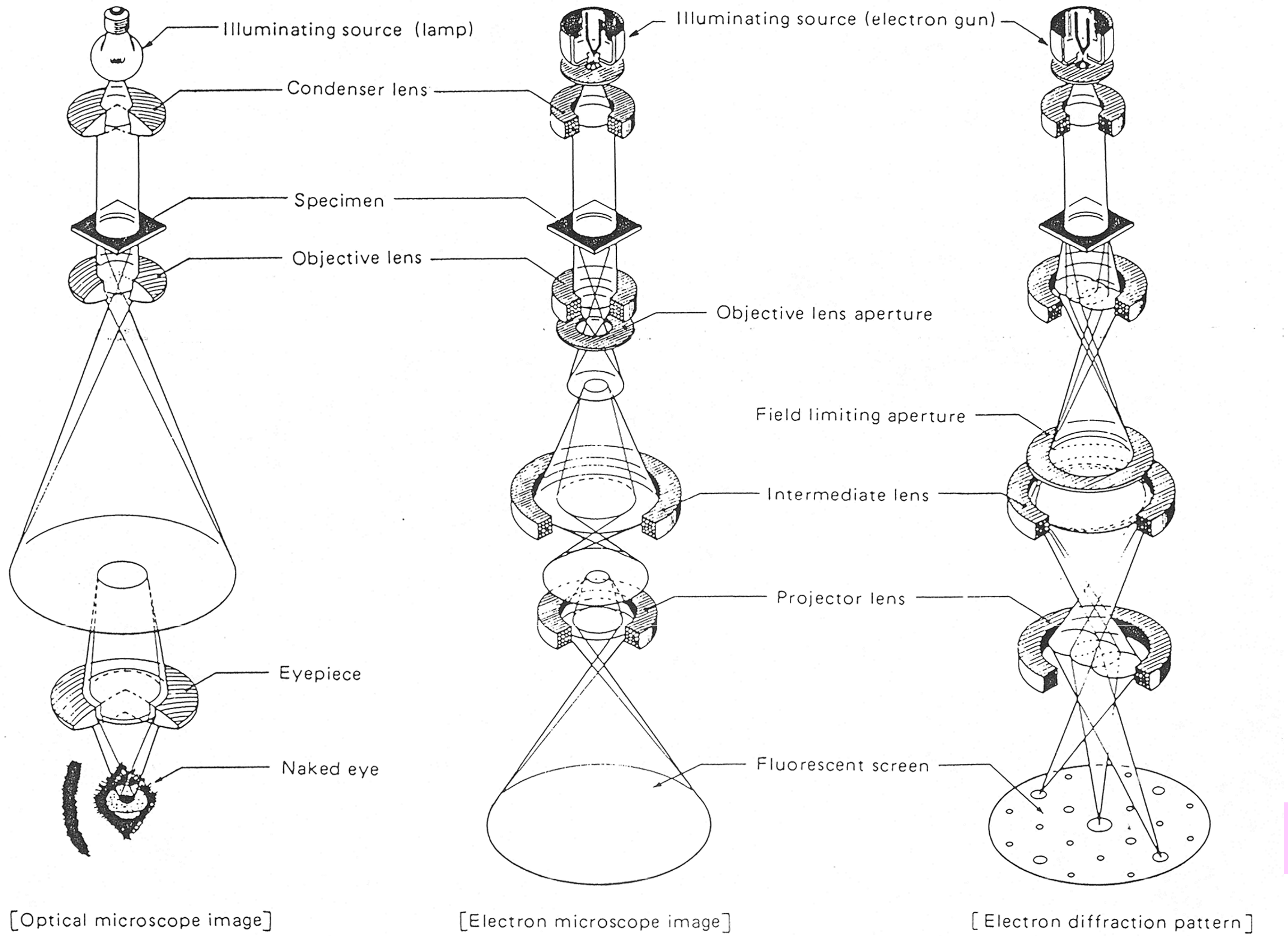
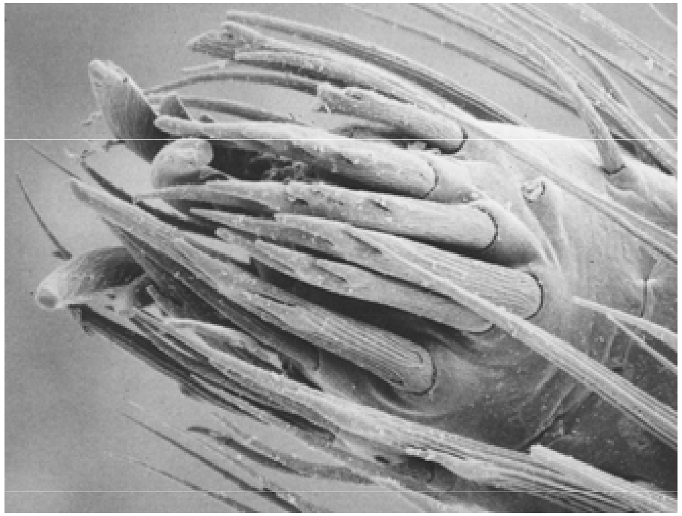
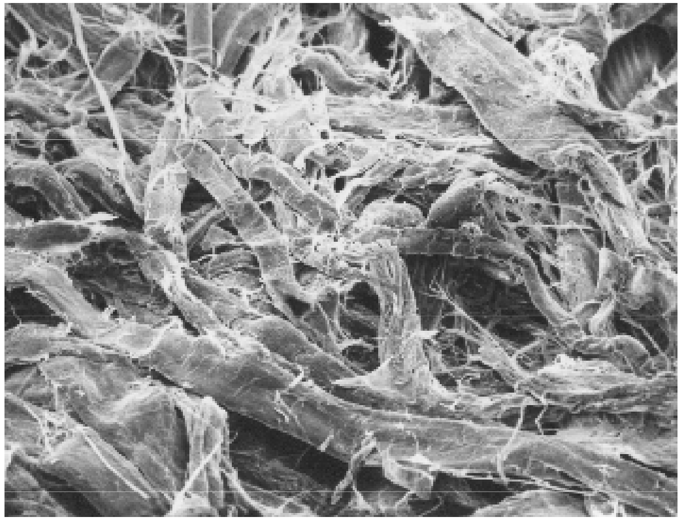


Figure 3. Comparison of image formation.

Obrázky ze SEM (neomezená hloubka ostrosti × optika)

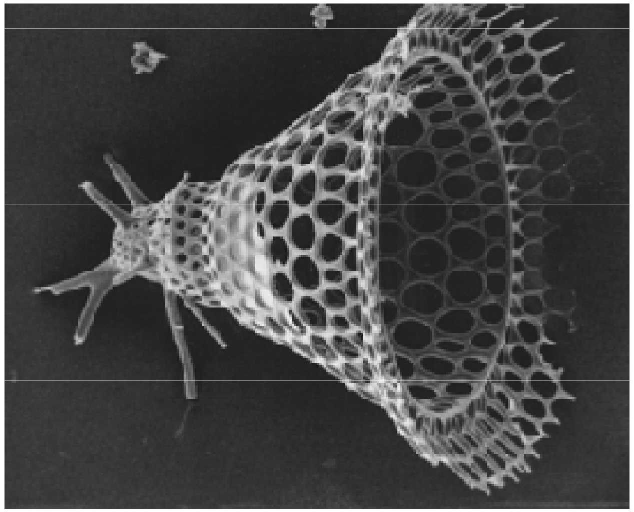


černá vdova (x 500)



toaletní papír (x 500)

inj. stříkačka (x 100)



radiolara (x 750)

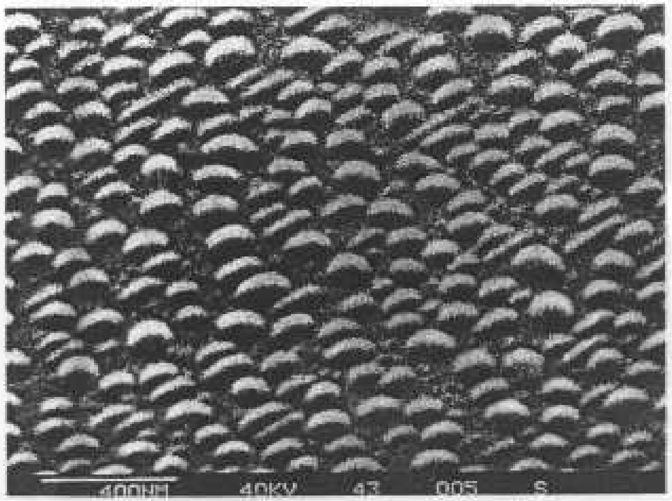


Fig.3.28. Scanning electron micrograph of an Sn film (nominal coverage 38 monolayers) deposited on a cleaved GaAs surface [3.20]

kapičky Sn na povrchu GaAs

http://www.mos.org/sln/sem/sem.html