F4110
Fyzika atomárních soustav
letní semestr 2005 - 2006

VIII. Kvantová interferometrie

KOTLÁŘSKÁ 19. DUBNA 2006

Úvodem

- Druhá část přednášky o kvantové interferometrii
- Kromě samotné interferenční podmínky je důležitá otázka kontrastu, tedy viditelnosti „proužků“
- Výpočet intensit a zavedení koherenčních funkcí pro smíšený stav
- Interference pomocí vlnových klubek
- Koherenční délka a jak obnovit fázovou koherenci jakoby již ztracenou

Znovu Schrödingerovy vlny

B7 *Schrödingerovy vlny*

Volná částice:

de Broglie

$$\boldsymbol{k} = \boldsymbol{p}/\hbar, \quad \omega = E/\hbar$$

rovinná vlna $\Psi(\boldsymbol{r},t) = A\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t - \boldsymbol{k}\boldsymbol{r})}$

$\boldsymbol{k} \to -\boldsymbol{k}$ $\Psi'(\boldsymbol{r},t) = A\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t + \boldsymbol{k}\boldsymbol{r})}$ dvě řešení … stoj. vlna

$E \to E - E_0$ $\Psi''(\boldsymbol{r},t) = A\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t + \boldsymbol{k}\boldsymbol{r})} \cdot \mathrm{e}^{+\mathrm{i}\omega_0 t}$ volba počátku energií

tomu odpovídá Schrödingerova rovnice

$$\mathrm{i}\hbar \frac{\partial}{\partial t}\Psi(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\boldsymbol{r},t)$$

- 1. řádu v čase … poč. podm. $\Psi(\boldsymbol{r},t_0)$
- lineární … **princip superposice**

Částice ve vnějším poli:

$$\mathrm{i}\hbar \frac{\partial}{\partial t}\Psi(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\boldsymbol{r},t) + V(\boldsymbol{r})\Psi(\boldsymbol{r},t)$$

stacionární řešení

$$+\Delta\psi(\boldsymbol{r}) + \underbrace{\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(\boldsymbol{r}))}_{k^2(\boldsymbol{r})}\psi(\boldsymbol{r}) = 0, \quad \Psi(\boldsymbol{r},t) = \psi(\boldsymbol{r})\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$$

velikost lokálního vlnového vektoru

B7 *Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace*

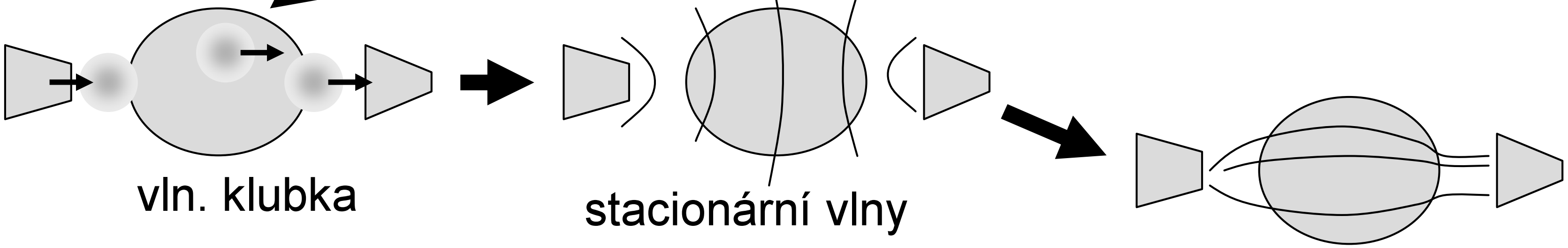
Částice ve vnějším poli: Schrödingerova rovnice

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\boldsymbol{r},t) + V(\boldsymbol{r})\Psi(\boldsymbol{r},t) \qquad \Psi(\boldsymbol{r},t_0)$$

stacionární řešení

$$+\Delta\psi(\boldsymbol{r}) + \underbrace{\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(\boldsymbol{r}))}_{k^2(\boldsymbol{r})}\psi(\boldsymbol{r}) = 0, \quad \Psi(\boldsymbol{r},t) = \psi(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$$

velikost lokálního vlnového vektoru



vln. klubka

stacionární vlny

klasické trajektorie

vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

$$\psi(\boldsymbol{r}) = A(\boldsymbol{r})\cdot\exp(\mathrm{i}/\hbar\cdot S)$$

INDEX LOMU

$$k(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(\boldsymbol{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}E}\sqrt{1 - \frac{V(\boldsymbol{r})}{E}}$$

$$S(\boldsymbol{r}) = \hbar\int \mathrm{d}s\cdot k(\boldsymbol{r}(s))$$

$$\boxed{k_0\cdot n(\boldsymbol{r})}$$

B7 *Schrödingerovy vlny – kvasiklasická aproximace*

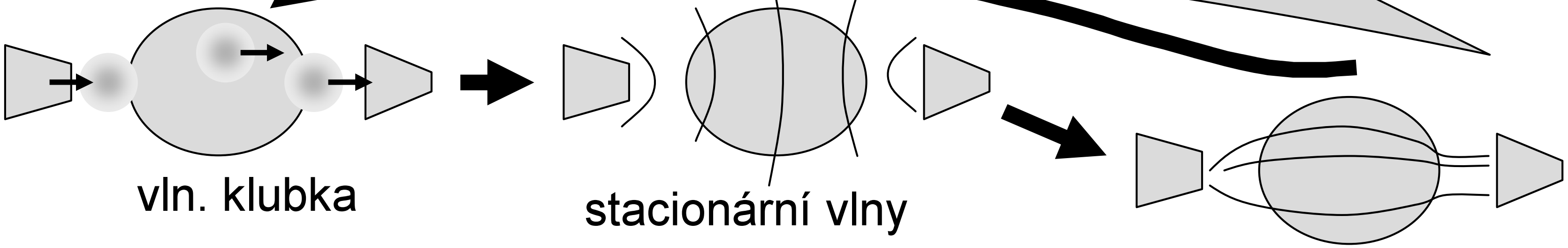
Částice ve vnějším poli: Schrödingerova rovnice

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\boldsymbol{r},t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi(\boldsymbol{r},t) + V(\boldsymbol{r})\Psi(\boldsymbol{r},t) \qquad \Psi(\boldsymbol{r},t_0)$$

stacionární r... $\quad \frac{2m}{\ldots} \ldots V(\boldsymbol{r}))\psi(\boldsymbol{r}) = 0, \quad \Psi(\boldsymbol{r},t) = \psi(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$

DNES PŮJDEME POZPÁTKU

$k^2(\boldsymbol{r})$ ...ost lokál... ...vektoru



vlastně Fresnelova aproximace fys. optiky

$$\psi(\boldsymbol{r}) = A(\boldsymbol{r})\cdot\exp(\mathrm{i}/\hbar\cdot S)$$

INDEX LOMU

$$k(\boldsymbol{r}) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(\boldsymbol{r}))} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}E}\sqrt{1-\frac{V(\boldsymbol{r})}{E}}$$

$$S(\boldsymbol{r}) = \hbar\int \mathrm{d}s\cdot k(\boldsymbol{r}(s))$$

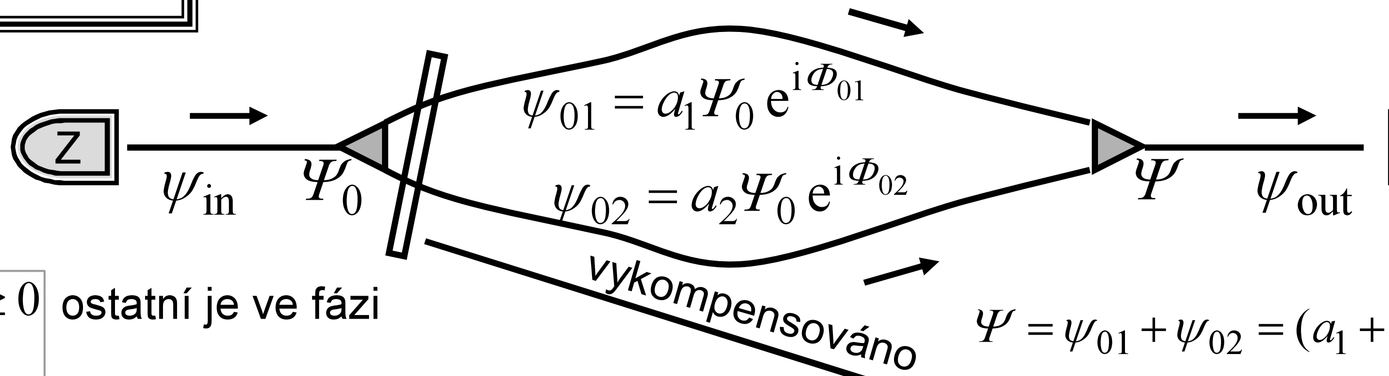
$$\boxed{k_0\cdot n(\boldsymbol{r})}$$

I. krok
Průchod stacionární vlny interferometrem

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

Obecné schema interferometru

prázdný interferometr

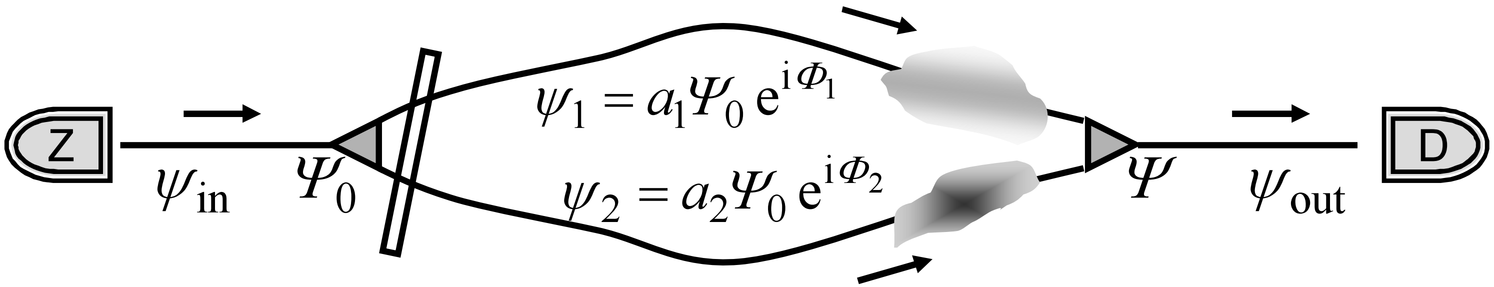


$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$	ostatní je ve fázi
$a_1^2 + a_2^2 = 1$	zachování toku

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0 \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_{01}}$$

$$\Phi_{01} = \Phi_{02}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem



$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = (a_1 \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_1} + a_2 \, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_2})\Psi_0 = \qquad \boxed{\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi}$$

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Phi_1 + \Phi_2)/2} \, \Psi_0 (a_1 \, \mathrm{e}^{+\mathrm{i}(\Phi_1 - \Phi_2)/2} + a_2 \, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Phi_1 - \Phi_2)/2})$$

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \qquad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_{01}},\ \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1 a_2)$$

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

INTENSITY $\quad I = |\Psi|^2 \qquad I_0 = |\Psi_0|^2$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_{01}}, \;\; \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1 a_2)$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Phi_1 + \Phi_2)/2}\,\Psi_0(a_1\,\mathrm{e}^{+\mathrm{i}\Delta\Phi/2} + a_2\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta\Phi/2})$$

$$\boxed{I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1 a_2 \cdot \cos\Delta\Phi)}$$

$$-1 \leq \cos\Delta\Phi \leq 1$$

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

INTENSITY $\quad I = |\Psi|^2 \qquad I_0 = |\Psi_0|^2$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_{01}}, \;\; \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1 a_2)$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\boxed{\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi}$$

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Phi_1 + \Phi_2)/2}\,\Psi_0 (a_1\, \mathrm{e}^{+\mathrm{i}\Delta\Phi/2} + a_2\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta\Phi/2})$$

$$\boxed{I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1 a_2 \cdot \cos\Delta\Phi)}$$

$$\boxed{-1 \leq \cos\Delta\Phi \leq 1}$$

kontrast *visibility*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_0(1 + 2a_1 a_2) - I_0(1 - 2a_1 a_2)}{I_0(1 + 2a_1 a_2) + I_0(1 - 2a_1 a_2)}$$

$$V = 2a_1 a_2$$

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

INTENSITY

$$I = |\Psi|^2 \qquad I_0 = |\Psi_0|^2$$

$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

prázdný interferometr

$$\Psi = \psi_{01} + \psi_{02} = (a_1 + a_2)\Psi_0\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi_{01}}, \ \Phi_{01} = \Phi_{02}$$

$$I = |\psi_{01} + \psi_{02}|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2) \quad = \boldsymbol{I}_{\mathbf{max}}$$

interferometr se vzorkem nebo vnějším polem

$$\Phi_1 - \Phi_2 \equiv \Delta\Phi$$

$$\Psi = \psi_1 + \psi_2 = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Phi_1 + \Phi_2)/2}\,\Psi_0(a_1\,\mathrm{e}^{+\mathrm{i}\Delta\Phi/2} + a_2\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta\Phi/2})$$

$$\boxed{I = |\psi_1 + \psi_2|^2 = I_0(1 + 2a_1a_2 \cdot \cos\Delta\Phi)}$$

$$-1 \leq \cos\Delta\Phi \leq 1$$

kontrast *visibility*

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_0(1 + 2a_1a_2) - I_0(1 - 2a_1a_2)}{I_0(1 + 2a_1a_2) + I_0(1 - 2a_1a_2)}$$

$$V = 2a_1a_2$$

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

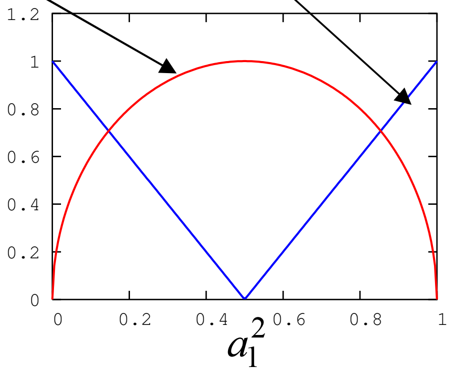
kontrast *visibility* a výběr cesty *which way welcher Weg*

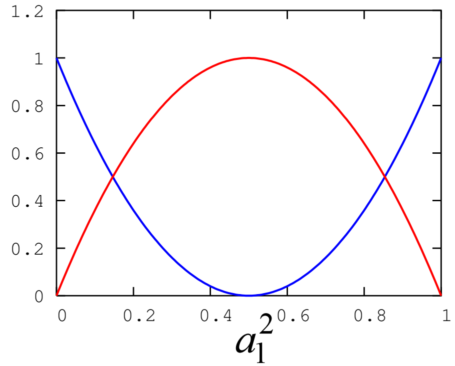
$$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$$

$$a_1^2 + a_2^2 = 1$$

$$\boxed{V = 2a_1 a_2} \qquad \boxed{W = | a_1^2 - a_2^2 |}$$

$$V^2 + W^2 = 1$$





Kontrast je největší pro symetrické rozdělení svazků, když volba cesty jedním anebo druhým ramenem je neurčitá

Intensita na výstupu interferometru I: stacionární monochromatická vlna

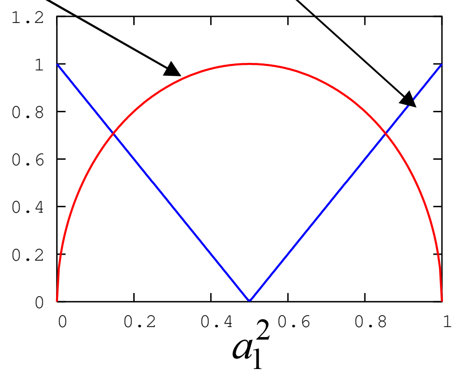
kontrast *visibility* a výběr cesty *which way welcher Weg*

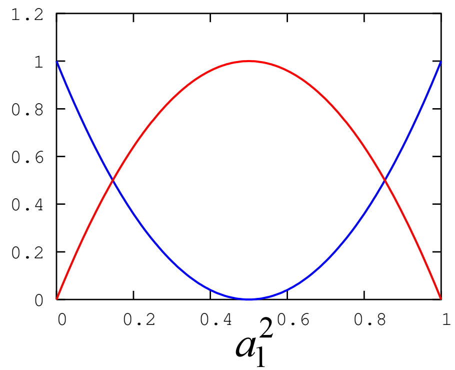
$a_1 \geq 0, \quad a_2 \geq 0$

$a_1^2 + a_2^2 = 1$

$\boxed{V = 2a_1a_2}$ $\boxed{W = |a_1^2 - a_2^2|}$

$$V^2 + W^2 = 1$$



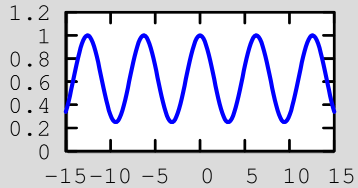


Kontrast je největší pro symetrické rozdělení svazků, když volba cesty jedním anebo druhým ramenem je neurčitá

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Delta\Phi}{1 + 2a_1a_2}$$

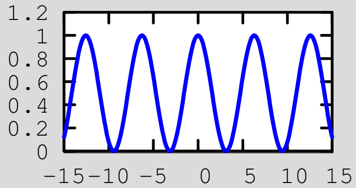
$a_1^2 = 0.9, a_2^2 = 0.1$

$V = 0.6, W = 0.8$



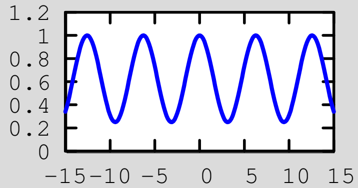
$a_1^2 = 0.5, a_2^2 = 0.5$

$V = 1.0, W = 0.0$



$a_1^2 = 0.1, a_2^2 = 0.9$

$V = 0.6, W = 0.8$



Vložka:

výpočet $\Delta\Phi$ pro optický potenciál

B7 *Optický potenciál neutronů v PL*

celková potenciální energie ve vzorku $\rightarrow$ efektivní konstantní pot. energie

$$V(\boldsymbol{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot \Sigma b_i \cdot \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_i) \rightarrow V_{\mathrm{OPT}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \cdot \bar{b} \cdot N$$

Dlouhovlnné neutrony vnímají prostorovou střední hodnotu potenciální energie

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$

index lomu $\quad n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r}) / 2E$

$$\boxed{n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \bar{b} \cdot N / 2\pi}$$

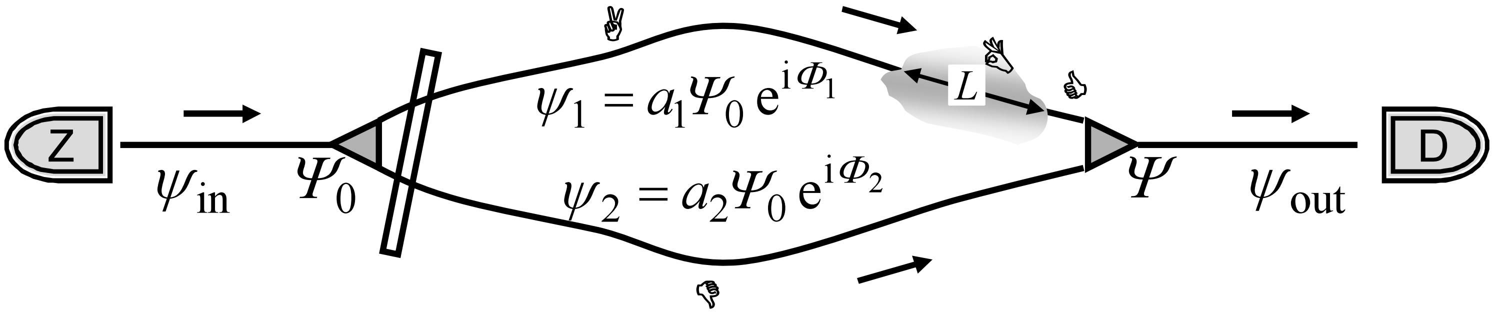
Interferenčním měřením indexu lomu najdeme rozptylovou délku b !!!

Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r}) / 2E$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$

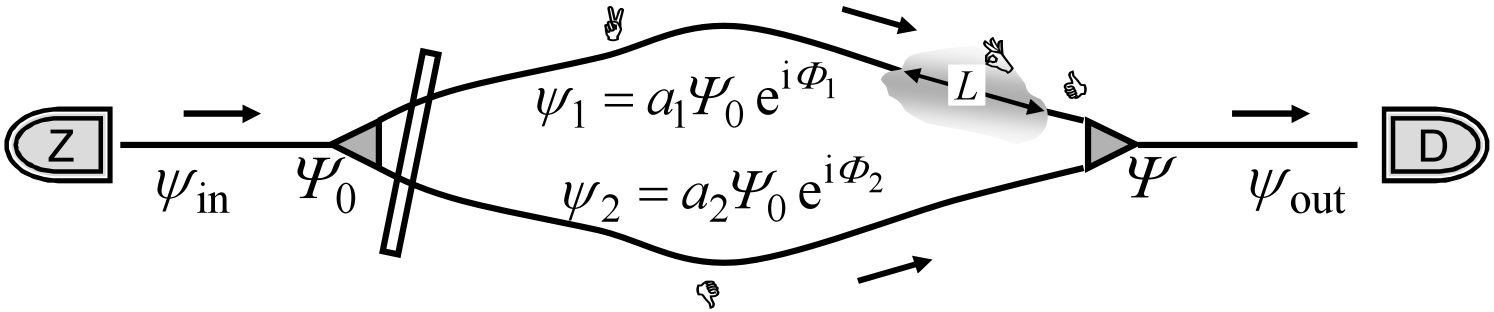


Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r})/2E$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



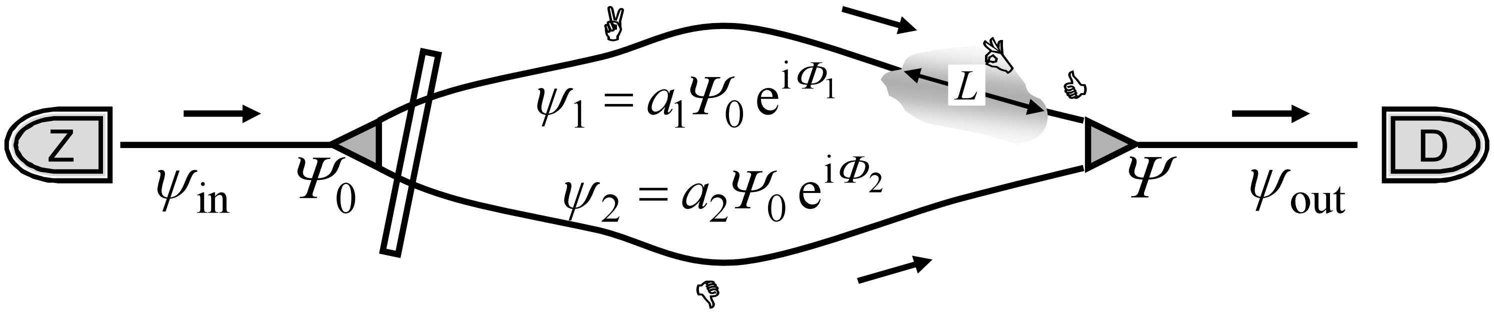
$$\Phi_2 = \int_{\mathrm{D}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 = k_0 S_2$$

Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r})/2E$

$$\boxed{n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi}$$

$$\boxed{E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 = k_0 S_2$$

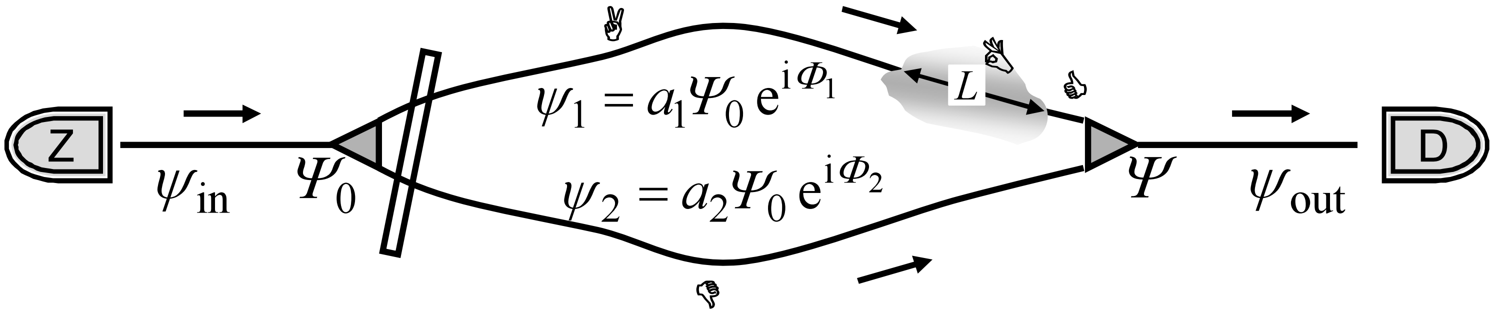
$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0$$

Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r})/2E$

$$n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 = k_0 S_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0$$

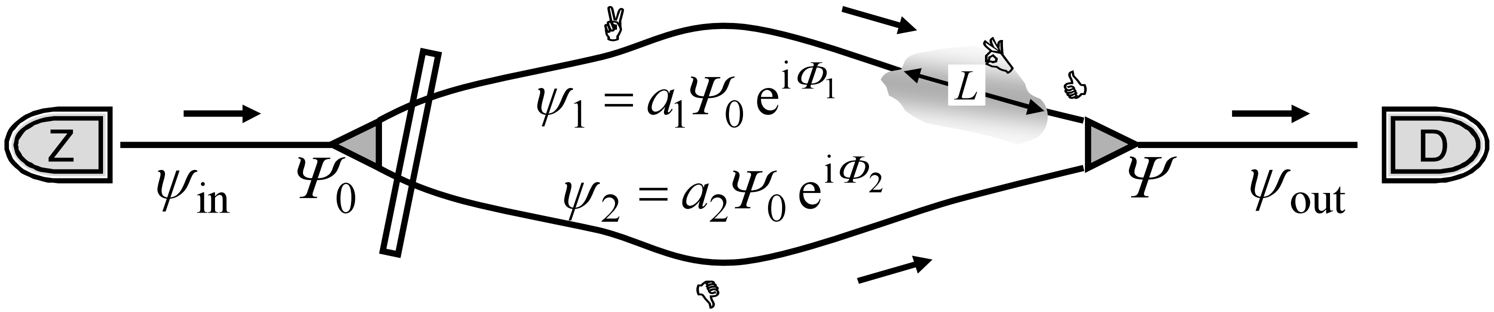
$$= k_0 S_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 S_1 - \lambda_0 \cdot \overline{b} \cdot L \cdot N$$

Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r})/2E$

$$\boxed{n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi}$$

$$\boxed{E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 = k_0 S_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0$$

$$= k_0 S_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 S_1 - \lambda_0 \cdot \overline{b} \cdot L \cdot N$$

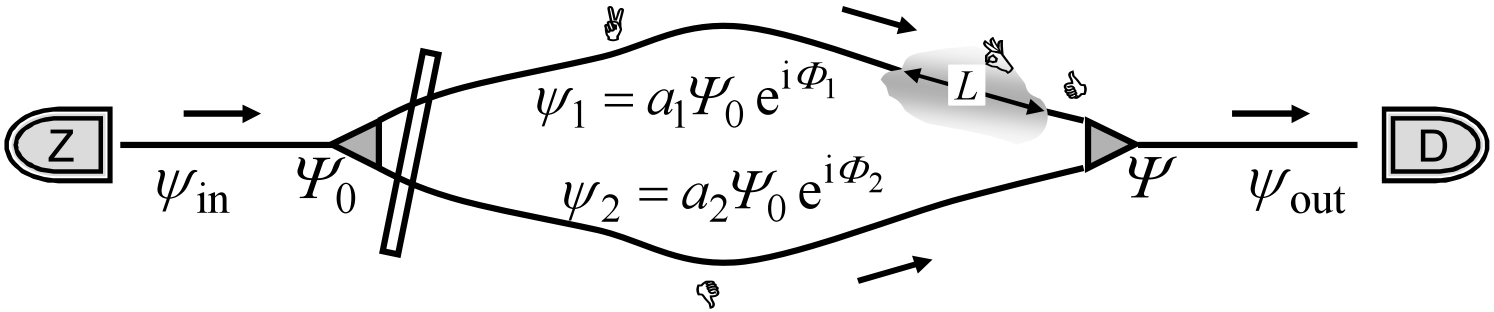
$$\boxed{\Delta\Phi = \cancel{k_0 \left(S_1 - S_2\right)} - \lambda_0 \overline{b}\, LN}$$

Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r})/2E$

$$\boxed{n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi}$$

$$\boxed{E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 = k_0 S_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0$$

$$= k_0 S_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 S_1 - \lambda_0 \cdot \overline{b} \cdot L \cdot N$$

$$\boxed{\Delta\Phi = \cancel{k_0 \left(S_1 - S_2\right)} - \lambda_0 \overline{b}\, L N}$$

Numerický příklad pro **Al** $\Delta\Phi = .23 \times 10^{-9} \cdot 3.5 \times 10^{-15} \cdot 1 \times 10^{-3} \cdot 60.3 \times 10^{27}$

$$= 48.5 = 15.5\,\pi$$

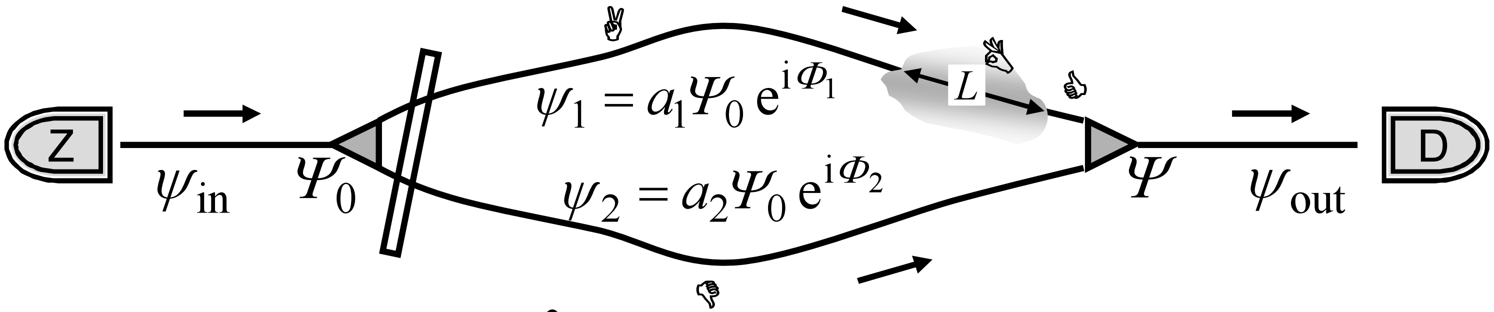
$L =$ 1 mm volíme

Výpočet fáze pro optický potenciál neutronů v PL

index lomu $n(\boldsymbol{r}) \approx 1 - V_{\mathrm{OPT}}(\boldsymbol{r})/2E$

$$\boxed{n(\mathbf{r}) \approx 1 - \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi}$$

$$\boxed{E = \frac{\hbar^2}{2m} k_0^2 = \frac{h^2}{2m} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2}}$$



$$\Phi_2 = \int_{\mathbf{D}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 = k_0 S_2$$

$$\Phi_1 = \int_{\mathbf{A}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 + \int_{\mathbf{B}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0 \cdot n + \int_{\mathbf{C}} \mathrm{d}\, s \cdot k_0$$

$$= k_0 S_1 - k_0 \cdot \lambda_0^2 \times \overline{b} \cdot N / 2\pi \cdot L = k_0 S_1 - \lambda_0 \cdot \overline{b} \cdot L \cdot N$$

$$\boxed{\Delta\Phi = \cancel{k_0 \left(S_1 - S_2 \right)} - \lambda_0 \overline{b}\, L N}$$

Numerický příklad pro **Al** $\Delta\Phi = .23 \times 10^{-9} \cdot 3.5 \times 10^{-15} \cdot 1 \times 10^{-3} \cdot 60.3 \times 10^{27}$

$$= 48.5 = 15.5\,\pi$$

$\boxed{L = \ 1 \text{ mm volíme}}$

II. krok

Interference reálného svazku:

Čisté a smíšené stavy v kvantové fyzice

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ *závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:*

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

<u>Intensity</u> od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k)\cdot(1+V\cdot\cos\Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$

EXPERIMENTÁLNÍ POHLED

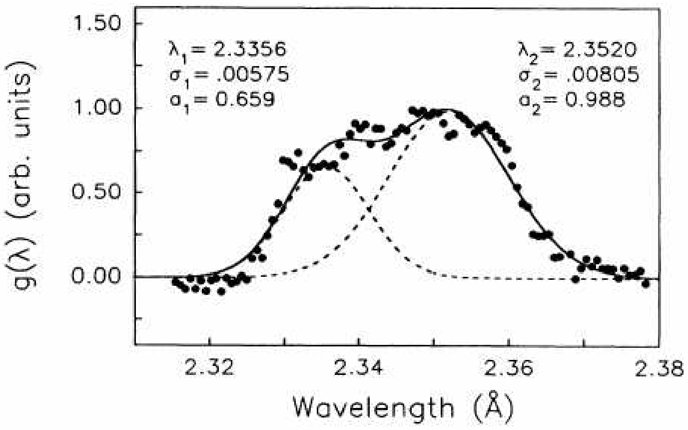


FIG. 3. Measured wavelength spectrum $g(\lambda)$ for the phase-echo experiment, and the double-Gaussian fit to it.

REÁLNÝ PŘÍKLAD

Dvojitý gaussovský profil

$$w(k) = 2\pi g(2\pi / k)\cdot k^{-2}$$

$$\boxed{\frac{\delta k}{k} = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{0.02}{2.34} \square\ 0.01}$$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k)\cdot(1+V\cdot\cos\Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$

POHLED ZÁKLADNÍ: STAVY KVANTOVÉ TEORIE

stav	čistý	smíšený
struktura	$\left\| \ell \right\rangle$	$\left\{ \left\| \ell \right\rangle ; w_\ell \right\}, \qquad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\left\langle A \right\rangle = \left\langle \ell \right\| A \left\| \ell \right\rangle$	$\left\langle A \right\rangle = \sum w_\ell \left\langle \ell \right\| A \left\| \ell \right\rangle$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si před … vln o různých …

Intensity od … čítají: vlny

Záleží na tom … energii vln … u:

$$I \quad \ldots \quad \Phi(k)),$$

Limitní případ:

$$w_\ell = \delta_{\ell\tilde{\ell}}$$

Dvojí středování:
vnitřní kvantově mech.
vnější vážený průměr
po směsi stavů
oslabuje koherenci

… STAVY KVA…

stav	čistý	smíšený
struktura	$\lvert \ell \rangle$	$\{\lvert\ell\rangle; w_\ell\}, \qquad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle = \langle \ell \lvert A \rvert \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell \lvert A \rvert \ell \rangle$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si před ... vln o různých ...

Intensity od ... ítají: vlny ...

Záleží na tom ... energii vln ... u:

I ... $\Phi(k)),$

Limitní případ:

$$w_\ell = \delta_{\ell\tilde{\ell}}$$

Dvojí středování:
vnitřní kvantově mech.
vnější vážený průměr
po směsi stavů
oslabuje koherenci

... STAVY KVA...

stav	čistý	smíšený
struktura	$\lvert \ell \rangle$	$\{\lvert\ell\rangle; w_\ell\}, \quad \sum w_\ell = 1$
střední hodnoty	$\langle A \rangle = \langle \ell \lvert A \rvert \ell \rangle$	$\langle A \rangle = \sum w_\ell \langle \ell \lvert A \rvert \ell \rangle$

Dirac, von Neumann **matice hustoty**

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos \Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$

$$I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k) \cdot \left(1 + V \cdot \mathrm{Re}\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k)}\right)\right)$$

ekvivalentní, ale velmi produktivní přepis

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

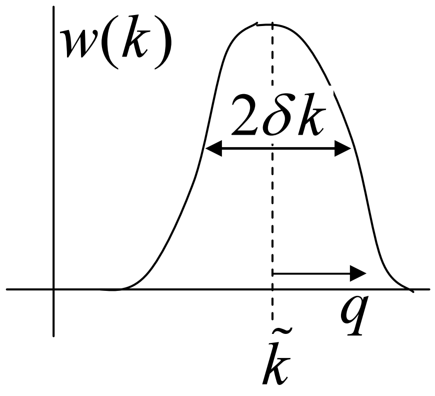
Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

<u>**Intensity**</u> od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ *závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:*

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k)\cdot(1 + V\cdot\cos\Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$



$$I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k)\cdot\left(1 + V\,\mathrm{Re}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k)})\right)$$

Pro úzké rozdělení

$$\int \mathrm{d}k\, w(k)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k)} = \int \mathrm{d}q\, w(\tilde{k}+q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Delta\Phi(\tilde{k}) + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot q)}$$

$$\boxed{I = I_0\left(1 + V\,\mathrm{Re}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(\tilde{k})} \underbrace{\int \mathrm{d}q\, w(\tilde{k}+q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot q}}_{W(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k}))})\right)}$$

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

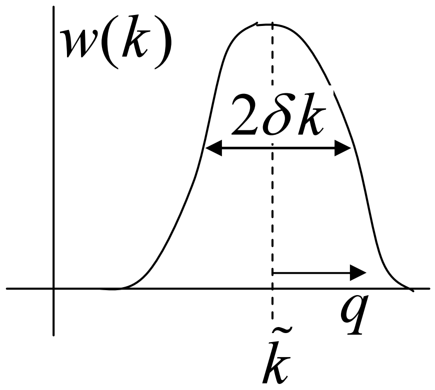
Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

Intensity od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ *závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:*

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k) \cdot (1 + V \cdot \cos\Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$



$$\boxed{I = I_0\left(1 + V\,\mathrm{Re}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(\tilde{k})} \underbrace{\int \mathrm{d}q\, w(\tilde{k}+q) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot q}}_{W(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k}))})\right)}$$

Čistý stav jako limita (ve spojitém spektru)

$$w(k) \to \delta(k - \tilde{k}) \quad \Rightarrow \quad w(\tilde{k}+q) \to \delta(q), W(x) \to 1$$

$$I \to I_0\left(1 + V\,\mathrm{Re}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(\tilde{k})})\right)$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

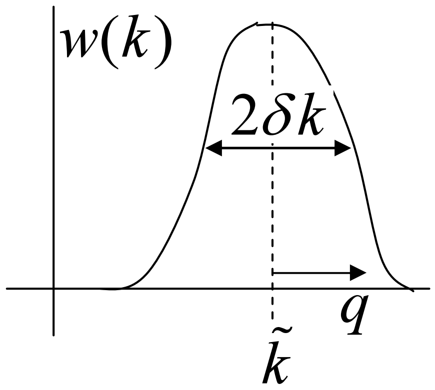
Dopadající svazek není monochromatická vlna.

Můžeme si představit nekoherentní směs vln o různých energiích: **Smíšený stav**

<u>Intensity</u> od jednotlivých vln ve směsi se sčítají: vlny nejsou navzájem koherentní.

Záleží na tom, jak rozdíl fází $\Delta\Phi$ závisí na energii vlny nebo lépe na vlnovém vektoru:

$$\boxed{I = I_0 \int \mathrm{d}k\, w(k)\cdot(1+V\cdot\cos\Delta\Phi(k)),} \quad \int \mathrm{d}k\, w(k) = 1$$



$$\boxed{I = I_0\left(1+V\,\mathrm{Re}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(\tilde{k})}\underbrace{\int \mathrm{d}q\, w(\tilde{k}+q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot q}}_{W(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k}))})\right)}$$

Gaussovo rozdělení

$$w(\tilde{k}+q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta k}\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{q}{\delta k}\right)^2}, W(x) = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\delta s}\right)^2}$$

$$I = I_0\left(1+V\cos\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})/\delta s\right)^2}\right) \qquad \boxed{\delta s = \frac{1}{\delta k}}$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0\left(1 + V\cos\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})/\delta s\right)^2}\right) \qquad \boxed{\delta s = \frac{1}{\delta k}}$$

$$\Delta\Phi(\tilde{k}) = -\tilde{k}\int \mathrm{d}s\cdot V(\mathbf{r}(s))/2\tilde{E} = -\frac{1}{\tilde{k}}\cdot\frac{m}{\hbar^2}\int \mathrm{d}s\cdot V(\mathbf{r}(s))$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k}) = +\frac{1}{\tilde{k}^2}\cdot\frac{m}{\hbar^2}\int \mathrm{d}s\cdot V(\mathbf{r}(s)) = -\frac{1}{\tilde{k}}\cdot\Delta\Phi(\tilde{k})$$

Konečný výraz pro intenzitu na výstupu

závisí na dvou parametrech svazku

$$I = I_0\left(1 + V\cos\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\Delta\Phi(\tilde{k})\frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}}\right)^2}\right)$$

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0\left(1 + V\cos\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(\tilde{k})/\delta s\right)^2}\right) \qquad \boxed{\delta s = \frac{1}{\delta k}}$$

$$\Delta\Phi(\tilde{k}) = -\tilde{k}\int \mathrm{d}\,s\cdot V(\mathbf{r}(s))/2\tilde{E} = -\frac{1}{\tilde{k}}\cdot\frac{m}{\hbar^2}\int \mathrm{d}\,s\cdot V(\mathbf{r}(s))$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,k}\Delta\Phi(\tilde{k}) = +\frac{1}{\tilde{k}^2}\cdot\frac{m}{\hbar^2}\int \mathrm{d}\,s\cdot V(\mathbf{r}(s)) = -\frac{1}{\tilde{k}}\cdot\Delta\Phi(\tilde{k})$$

Konečný výraz pro intenzitu na výstupu

závisí na dvou parametrech svazku

$$I = I_0\left(1 + V\cos\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\Delta\Phi(\tilde{k})\frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}}\right)^2}\right)$$

a jediné fázové proměnné

Intensita na výstupu interferometru II: Gaussovo rozdělení

$$I = I_0\left(1 + V\cos\Delta\Phi(\tilde{k})\cdot \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\left(\Delta\Phi(\tilde{k})\frac{\delta\tilde{k}}{\tilde{k}}\right)^2}\right)$$

<u>EXPLICITNÍ VÝRAZY (nám již známé)</u>

I. PRO POHYB V GRAVITAČNÍM POLI ZEMĚ

$$\Delta\Phi = LH\sin\varphi \times g\,\frac{m^2}{\hbar^2}\times k^{-1}$$

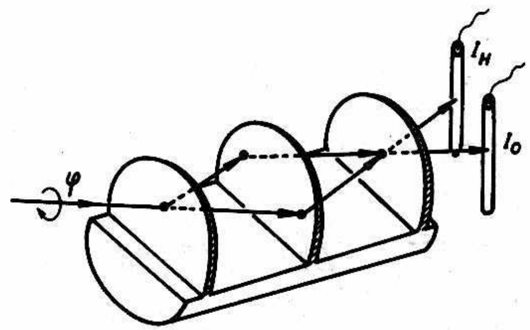
II. PRO OPTICKÝ POTENCIÁL V LÁTCE

$$\Delta\Phi = -\lambda_0\overline{b}\,LN = -2\pi\overline{b}\,LN\times k^{-1}$$

… vrátíme se k interpretaci COW experimentu
v neutronové gravimetrii

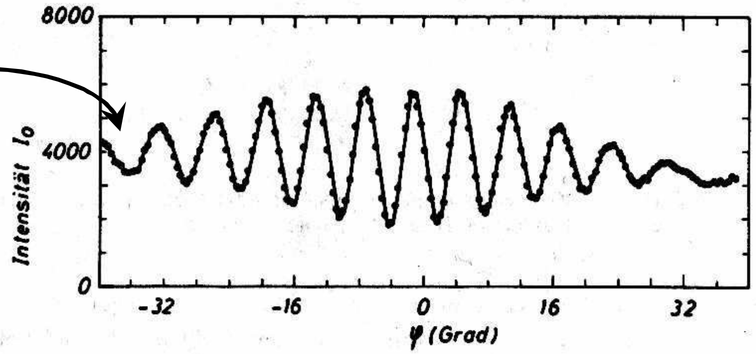
B7 *Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků*

osa natáčení je vodorovná



❷ kontrast brzo vymizí: to neumíme vysvětlit jen počítáním fázových posuvů.

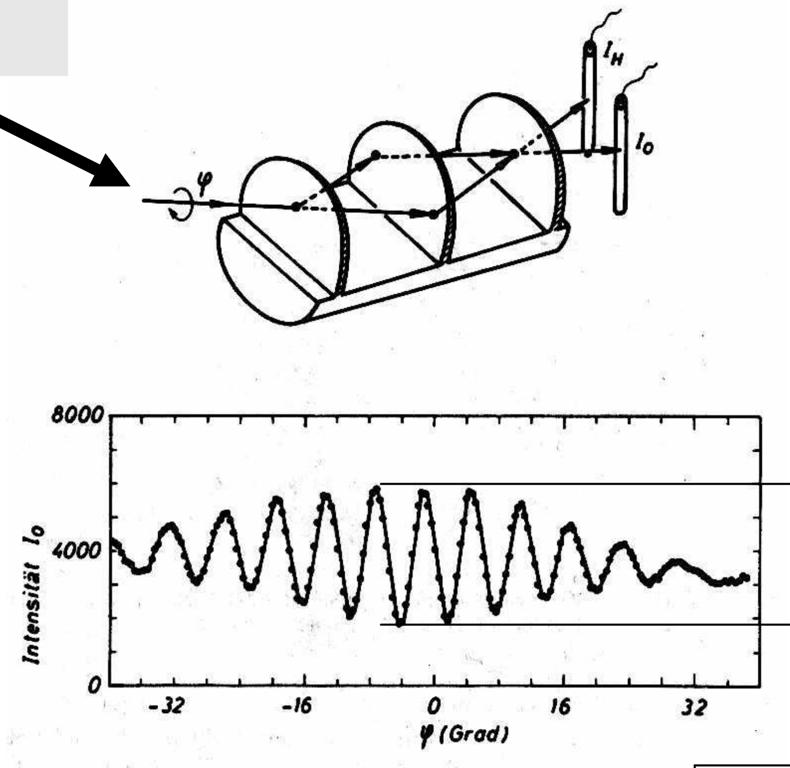
Příště úplnější teorie



COW experiment … Collela, Overhauser, Werner

B7 *Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků*

osa natáčení je vodorovná



FIT 1.

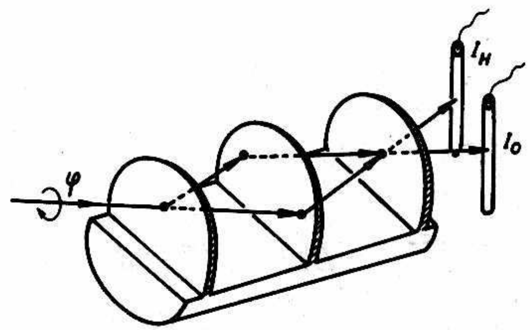
$I_{max} \approx 6000$

$I_{min} \approx 2000$

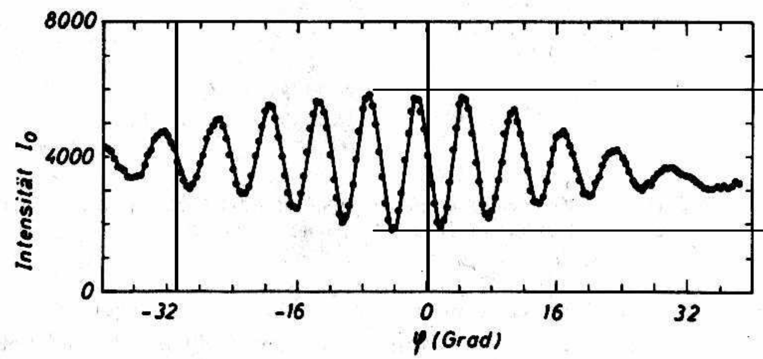
COW experiment … Collela, Overhauser, W

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = 0.5$$

osa natáčení je vodorovná



FIT 1.



$I_{\max} \approx 6000$

$I_{\min} \approx 2000$

FIT II.

$$\Delta\Phi(-31{,}5^\circ) = C\sin(-31{,}5^\circ) \approx 10\pi$$

hauser, W

$$C \approx 59.3$$

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 0.5$$

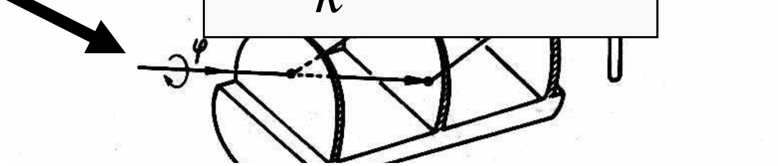
B7 *Interferenční gravimetrie: jeden z prvních výsledků*

FIT III.

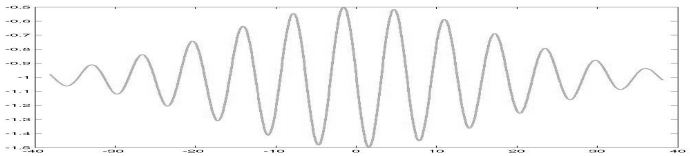
metodou "trial and error"

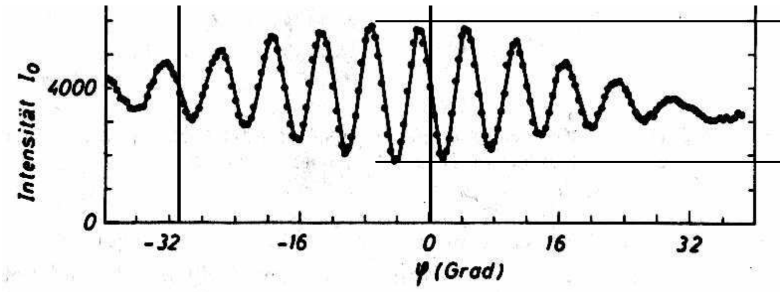
osa natáčení je vodorovná

$$\frac{\delta k}{k} = 0.041$$



FIT 1.





$$I_{max} \approx 6000$$

$$I_{min} \approx 2000$$

FIT II.

$$\Delta\Phi(-31,5^\circ) = C\sin(-31,5^\circ) \approx 10\pi$$

hauser, W

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = 0.5$$

$$C \approx 59.3$$

III. krok
Nestacionární popis interferometru:
Průlet vlnových klubek

Interference vlnových klubek: samotné klubko

Popis svazku pomocí klubek je vlastně propoj mezi částicemi v reaktoru a vlnami v interferometru. Klubko se hodí tak nějak do obojích míst.

TŘI KROKY (1D klubka)

krok 1. stojící klubko

$$\varphi(x) = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi} \cdot a(k) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}kx}$$

krok 2. klubko s nenulovou hybností

$$\psi(x) = \varphi(x)\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0 x} = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi} \cdot a(k) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k+k_0)x} = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi} \cdot \underbrace{a(k-k_0)}_{c(k)} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}kx}$$

krok 3. klubko uvedeme do pohybu

$$\Psi(x,t) = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi} \cdot c(k) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx-\omega(k)t)}$$

Toto platí pro každou volbu počáteční vlnové funkce.

Co je "klubko"? Má omezený rozsah v *k*-prostoru

Interference vlnových klubek: samotné klubko

Pak můžeme provést běžnou klubkovou transformaci

$$\omega(k) = \varepsilon(\hbar k)/\hbar = \frac{\hbar}{2m}\cdot k^2$$

$$\Psi(x,t) = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi}\cdot c(k)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx-\omega(k)t)}$$

$$= \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi}\cdot c(k_0+q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}((k_0+q)x-\omega(k_0+q)t)}$$

$$= \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x-\omega(k_0)t)} \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi}\cdot a(q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(q(x-v_0 t)-\cancel{\omega(q)}t)}$$

zanedbáme rozplývání

$$\approx \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x-\omega(k_0)t)} \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi}\cdot a(q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}q(x-v_0 t)}$$

$$\boxed{\Psi(x,t) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x-\omega(k_0)t)} \times \varphi(x-v_0 t)}$$

Interference vlnových klubek: zpožděné klubko ve vnějším potenciálu

Známe $\Delta\Phi(k)$; ***k*** snadno přepočteme na energii pomocí

$$\omega(k) = \varepsilon(\hbar k)/\hbar = \frac{\hbar}{2m}\cdot k^2$$

$$\boxed{\Psi_1(x,t) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x - v_0 t)}$$

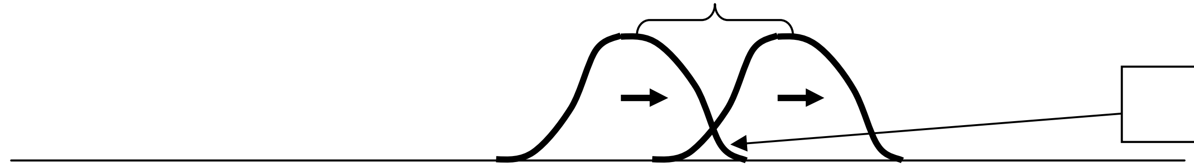
$$\Psi_2(x,t) = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi}\cdot c(k)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx + \Delta\Phi(k) - \omega(k)t)}$$

$$= \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi}\cdot c(k_0 + q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}((k_0+q)x + \Delta\Phi(k_0+q) - \omega(k_0+q)t)}$$

$$\approx \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x + \Delta\Phi(k_0) - \omega(k_0)t)} \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi}\cdot a(q)\cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}q(x + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(k_0) - v_0 t)}$$

$$\boxed{\Psi_2(x,t) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x + \Delta\Phi(k_0) - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(k_0) - v_0 t)}$$

DRÁHOVÝ POSUN



překryv

Interference vlnových klubek: zpožděné klubko ve vnějším potenciálu

Známe $\Delta\Phi(k)$; ***k*** snadno přepočteme na energii pomocí

$$\omega(k) = \varepsilon(\hbar k)/\hbar = \frac{\hbar}{2m}\cdot k^2$$

$$\boxed{\Psi_1(x,t) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x - v_0 t)}$$

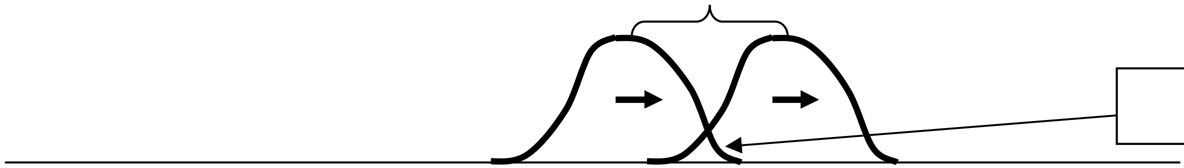
$$\Psi_2(x,t) = \int \frac{\mathrm{d}k}{2\pi} \cdot c(k) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx + \Delta\Phi(k) - \omega(k)t)}$$

$$= \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi} \cdot c(k_0 + q) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}((k_0+q)x + \Delta\Phi(k_0+q) - \omega(k_0+q)t)}$$

$$\approx \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x + \Delta\Phi(k_0) - \omega(k_0)t)} \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi} \cdot a(q) \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}q(x + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(k_0) - v_0 t)}$$

$$\boxed{\Psi_2(x,t) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x + \Delta\Phi(k_0) - \omega(k_0)t)} \times \varphi(x + \tfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(k_0) - v_0 t)}$$

DRÁHOVÝ POSUN



překryv

Interference vlnových klubek: výpočet intensity

Časově závislá intensita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_1(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,\Psi^*{}_1(t)\Psi_2(t)$$

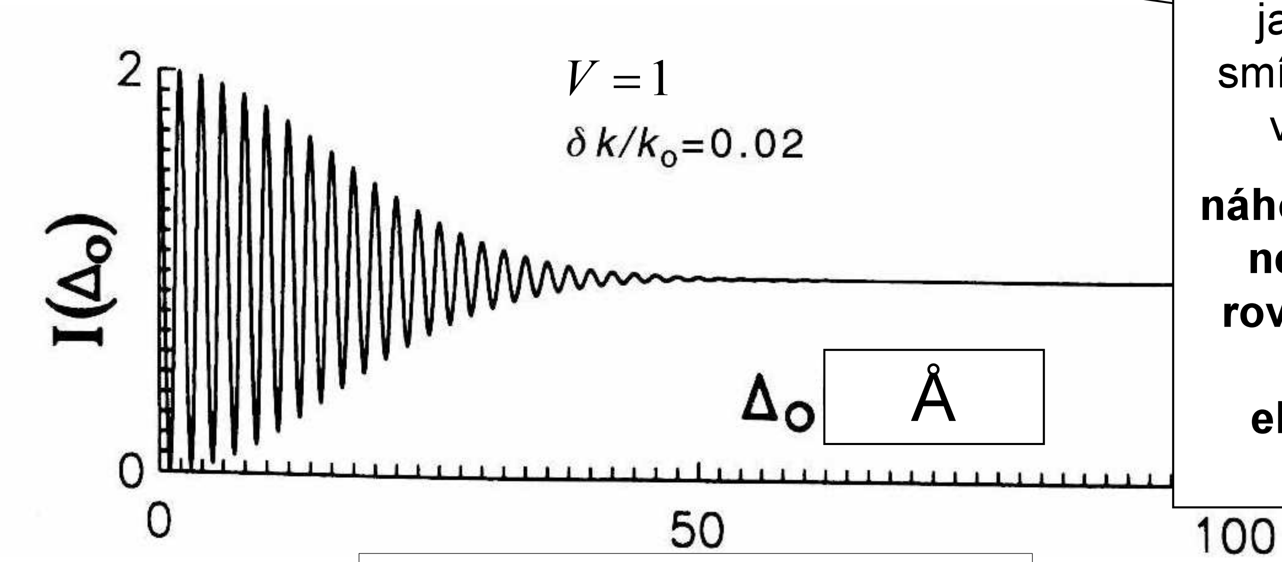
Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V\,\mathrm{Re}\,\Gamma$$

$$\Gamma = \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi} \cdot |c(k_0+q)|^2 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k_0+q)}$$

rozdělení po energiích … jako u stacionárního smíšeného případu: dva velmi blízké popisy

náhodný proud klubek a nehomogenní směs rovinných vln o stejné šířce jsou dva ekvivalentní popisy stejného stavu



relativní posun klubek

Interference vlnových klubek: výpočet intensity

Časově závislá intensita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_1(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,\Psi^*{}_1(t)\Psi_2(t)$$

Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V\,\mathrm{Re}\,\Gamma$$
$$\Gamma = \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k_0+q)}$$

rozdělení po energiích … jako u stacionárního smíšeného případu: dva velmi blízké popisy

náhodný proud klubek a nehomogenní směs rovinných vln o stejné šířce jsou dva ekvivalentní popisy stejného stavu

Interference vlnových klubek: výpočet intensity

Časově závislá intensita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_1(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,\Psi^*{}_1(t)\Psi_2(t)$$

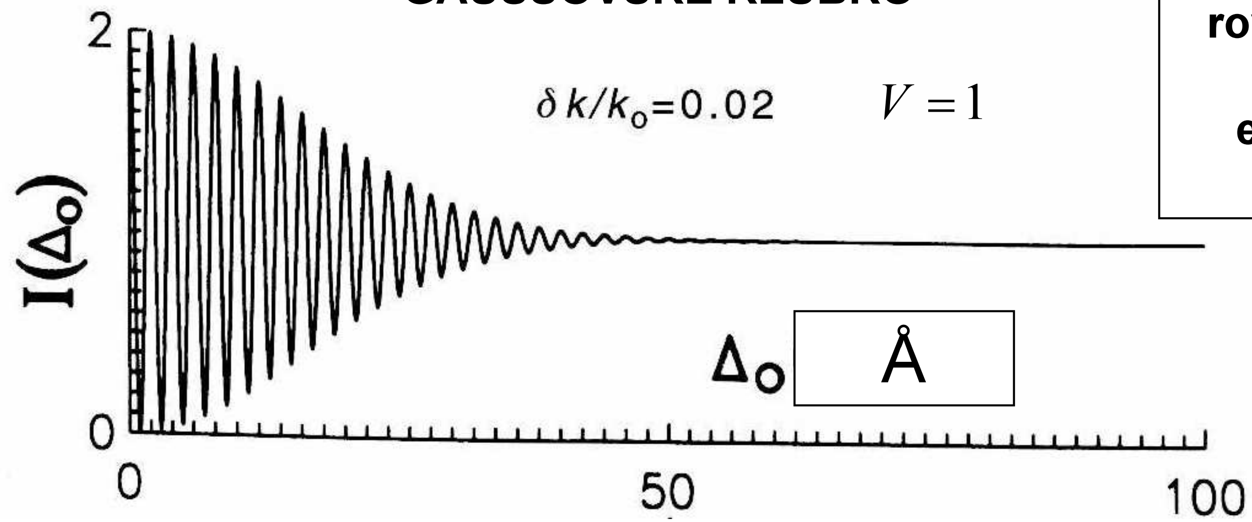
Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$\boxed{\begin{aligned} & I \propto 1 + V\,\mathrm{Re}\,\Gamma \\ & \Gamma = \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi} \cdot |c(k_0+q)|^2 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k_0+q)} \end{aligned}}$$

rozdělení po energiích … jako u stacionárního smíšeného případu: dva velmi blízké popisy

náhodný proud klubek a nehomogenní směs rovinných vln o stejné šířce jsou dva ekvivalentní popisy stejného stavu

GAUSSOVSKÉ KLUBKO



relativní posun klubek

Interference vlnových klubek: výpočet intensity

Časově závislá intensita

$$I(t) = |\Psi_1(t) + \Psi_1(t)|^2 = |\Psi_1(t)|^2 + |\Psi_2(t)|^2 + 2\,\mathrm{Re}\,\Psi^*{}_1(t)\Psi_2(t)$$

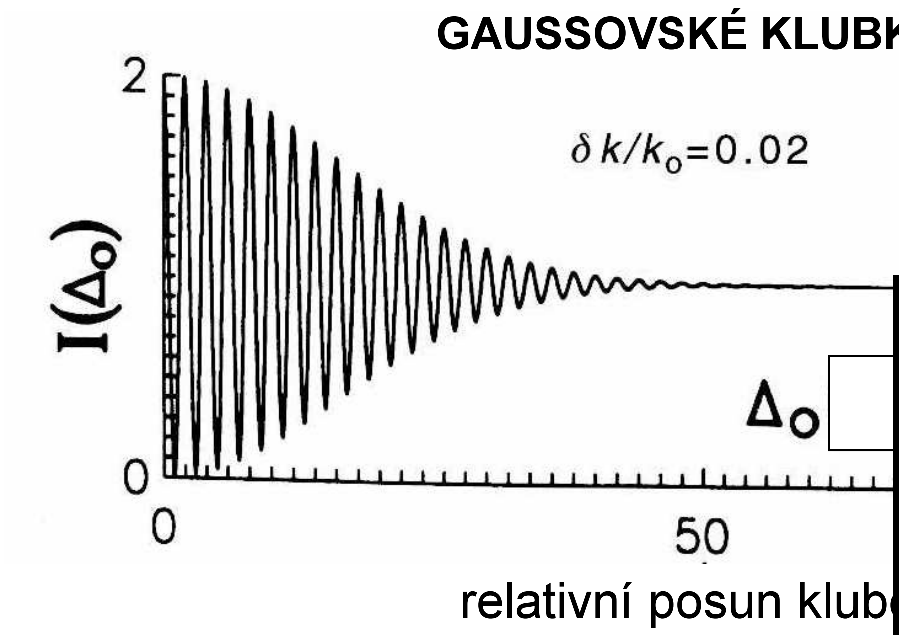
Po vystředování po časech (to odpovídá pozorování)

$$I \propto 1 + V\,\mathrm{Re}\,\Gamma$$

$$\Gamma = \int \frac{\mathrm{d}q}{2\pi} \cdot |c(k_0 + q)|^2 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}\,\Delta\Phi(k_0+q)}$$

rozdělení po energiích … jako u stacionárního smíšeného případu: dva velmi blízké popisy

náhodný proud klubek a nehomogenní směs rovinných vln o stejné šířce jsou dva ekvivalentní popisy stejného stavu



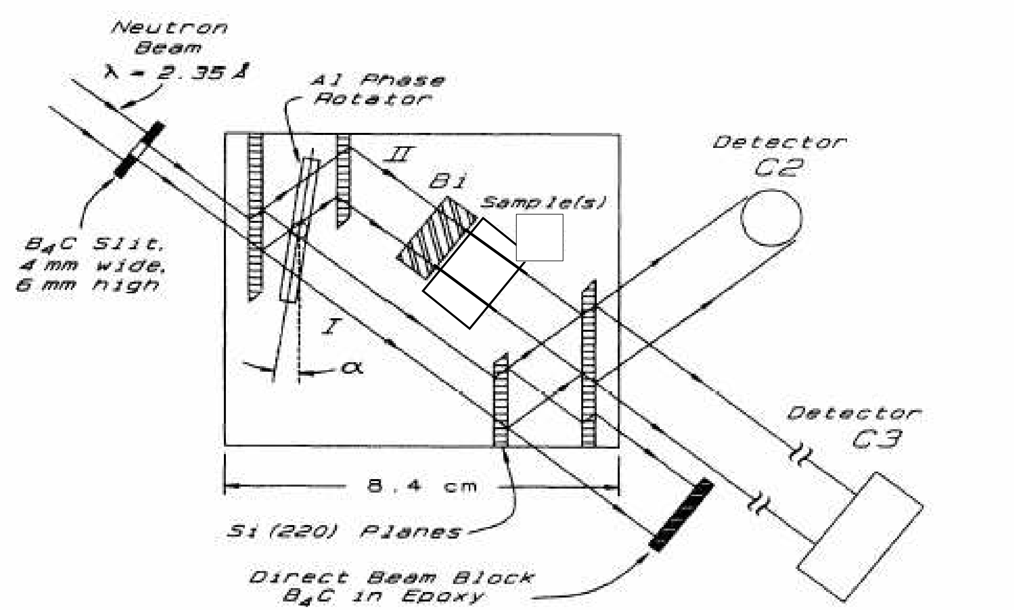
$$\delta k \times 4\delta s = 4$$

klubko	neurčitost hybnosti	velikost klubka
svazek	sp. šířka svazku	koherenční délka

ukázka 1.

„fázové echo“ v neutronové interferometrii

Fázové echo v neutronové interferometrii



ZÁKLADNÍ IDEA

do jedné cesty vložili blok Bi tak tlustý, že interference prakticky vymizela

pak za něj vsunuli blok Ti. Ten má zápornou rozptylovou délku *b*, protože je magnetický atd. Proto zase to dráhové zpoždění vykompensoval

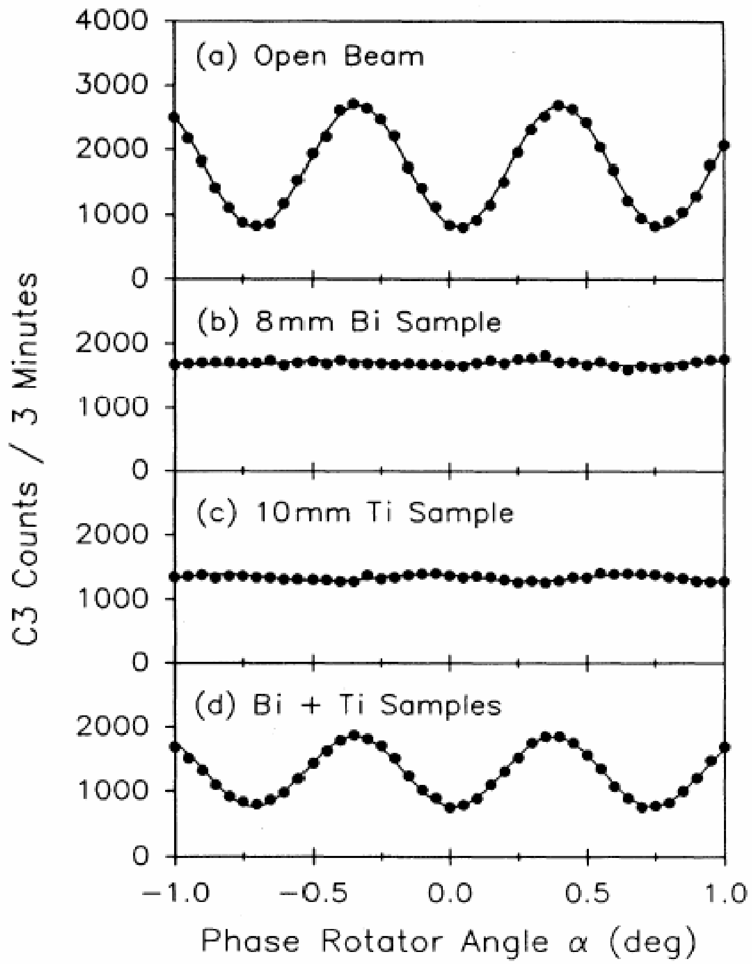
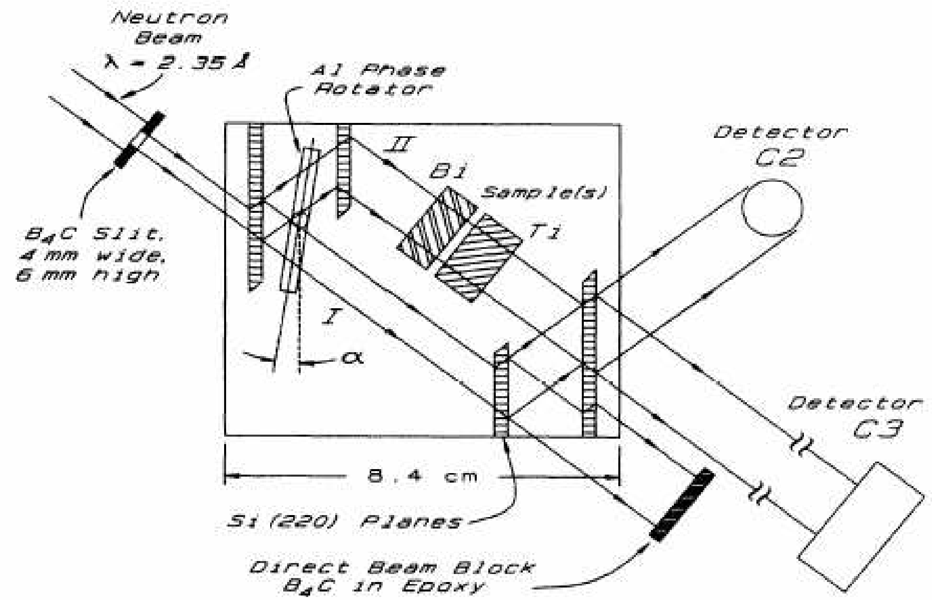
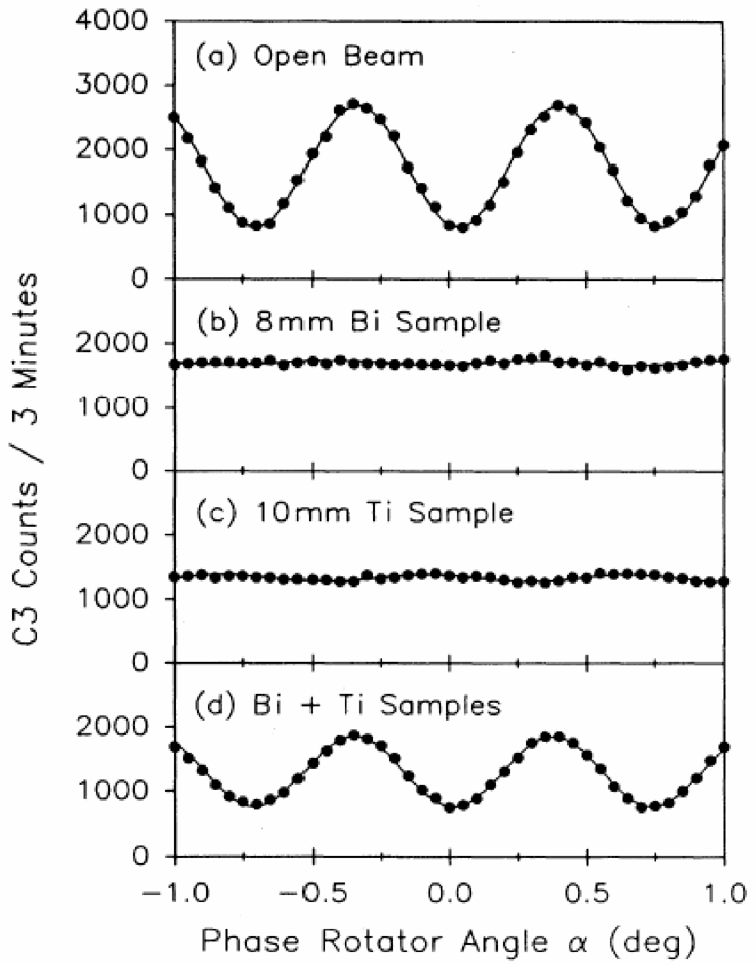


FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

Fázové echo v neutronové interferometrii





ZÁKLADNÍ IDEA

do jedné cesty vložili blok Bi tak tlustý, že interference prakticky vymizela

pak za něj vsunuli blok Ti. Ten má zápornou rozptylovou délku *b*, protože je magnetický atd. Proto zase to dráhové zpoždění vykompensoval

FIG. 4. A typical set of phase-echo interferograms, with (a) no sample, (b) with 8-mm Bi sample 2, (c) 10-mm Ti sample 2, and (d) both Bi 2 and Ti 2 in the beam.

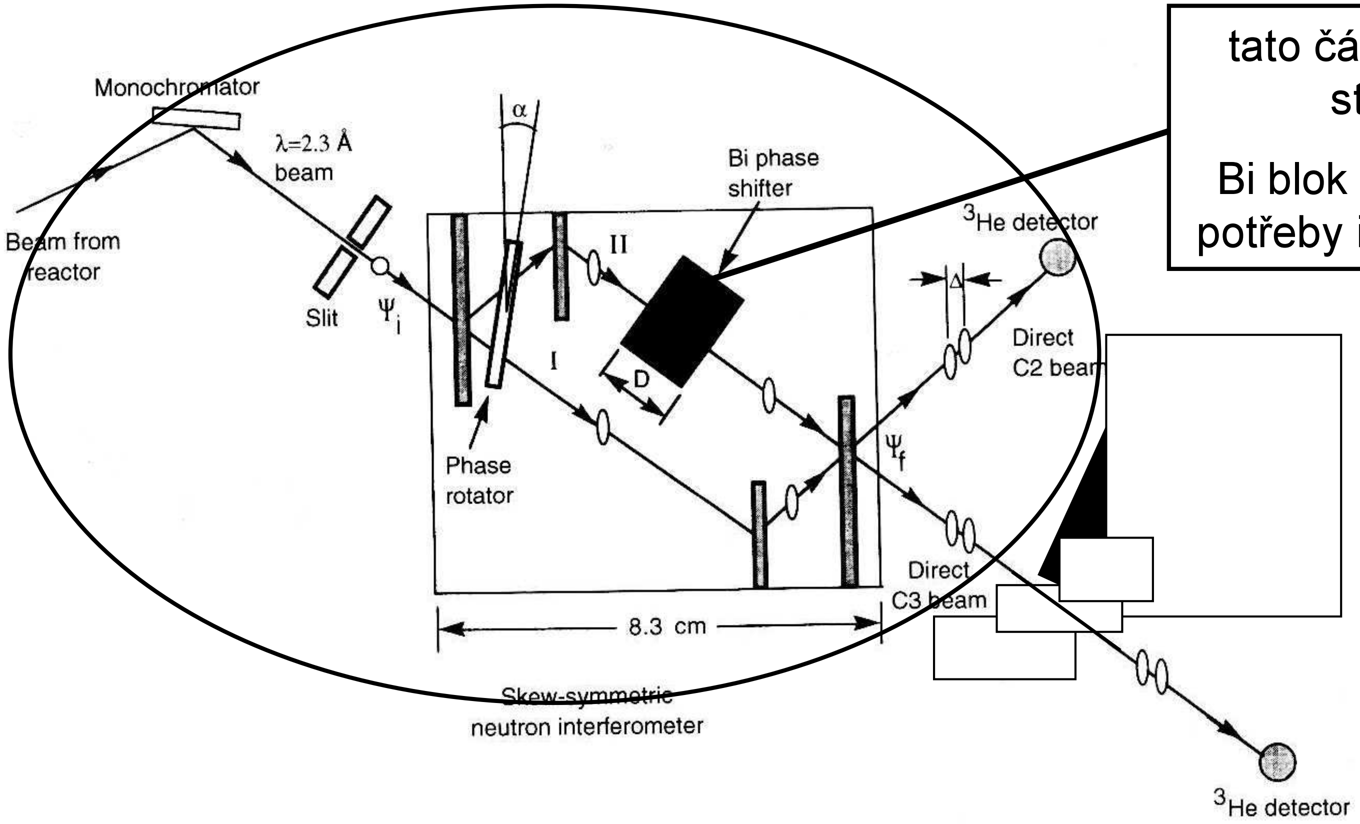
ukázka 2.

obnovení koherence dodatečnou filtrací

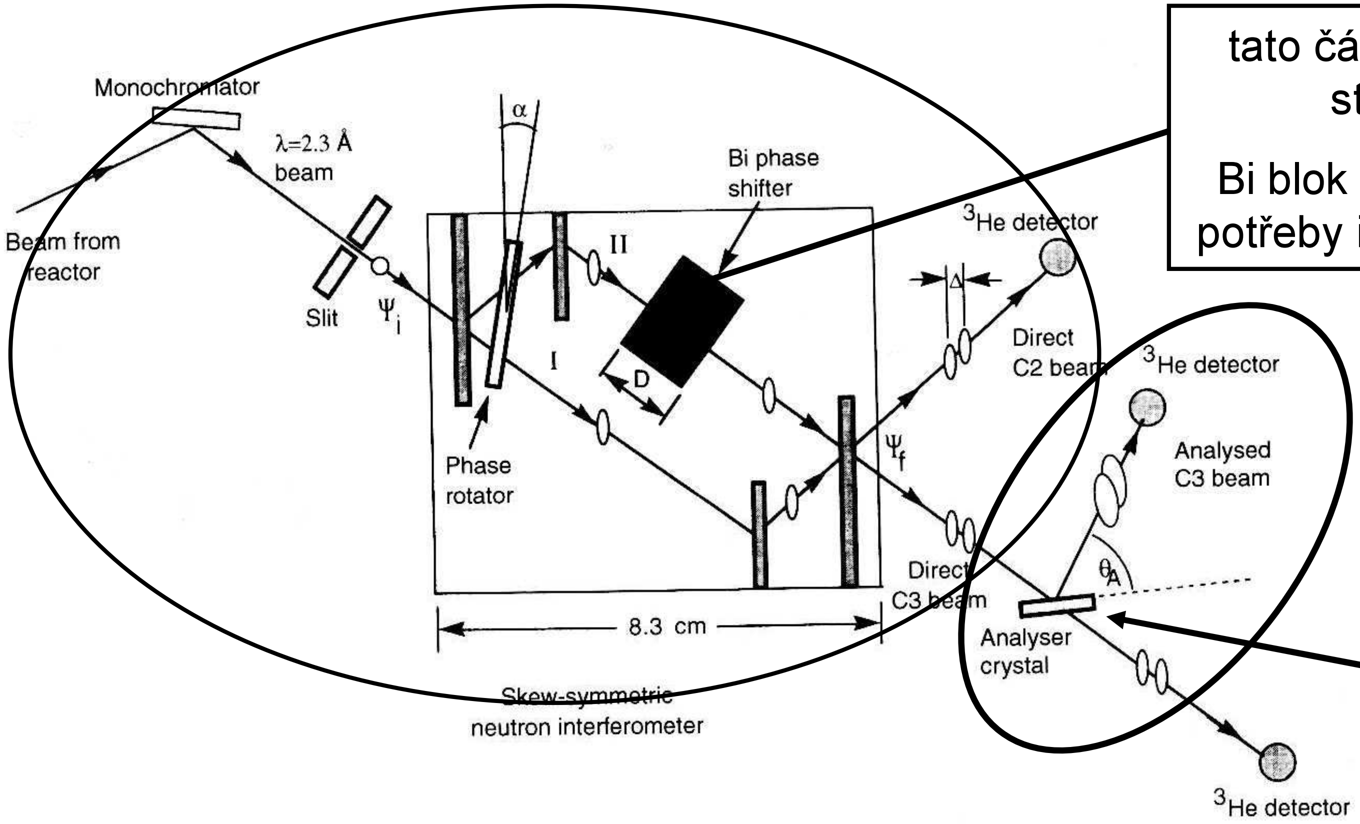
Dodatečný výběr impulsu … opravdu pěkný kvantový efekt

tato část aparatury je standardní

Bi blok vyvolává podle potřeby i velká zpoždění



Dodatečný výběr impulsu … opravdu pěkný kvantový efekt



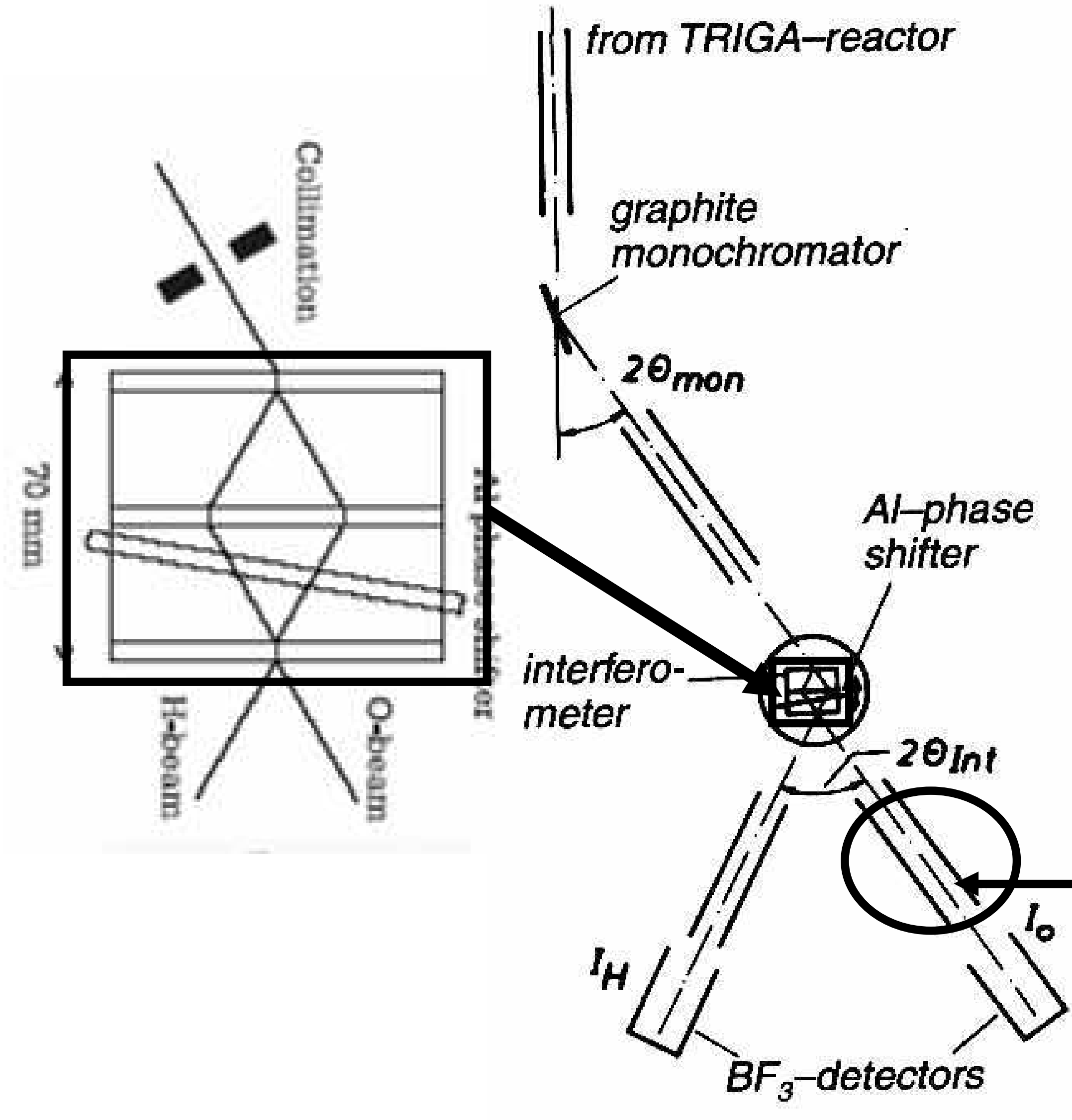
tato část aparatury je standardní

Bi blok vyvolává podle potřeby i velká zpoždění

vycházející neutrony nejdou rovnou do detektoru, ale ještě jednou jsou analysovány podle hybnosti

B7 *Celé zařízení kolem neutronového interferometru*

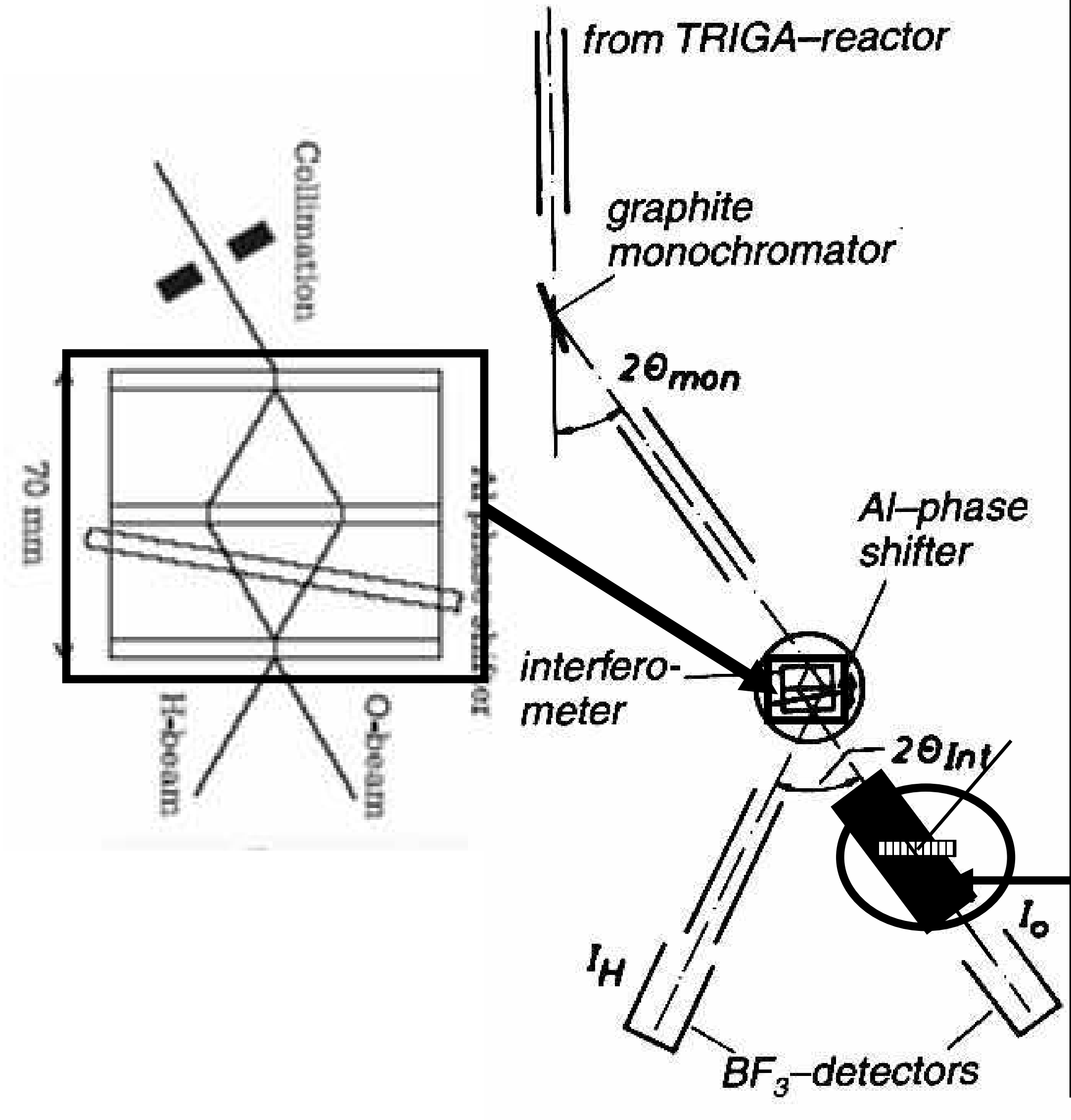
schema z r. 1974



KOMPLEMENTARITA V PRAXI		
termalisace	lokalis. částice	***r***
kolimace	neurčité	
monochromatisace	vlna	***p***
dopadající svazek	neurčité	
vlastní experiment **interference**	vlna	***p***
vycházející svazky	neurčité	
detekce – redukce ztráta kvantové koherence	lokalis. částice	***r***

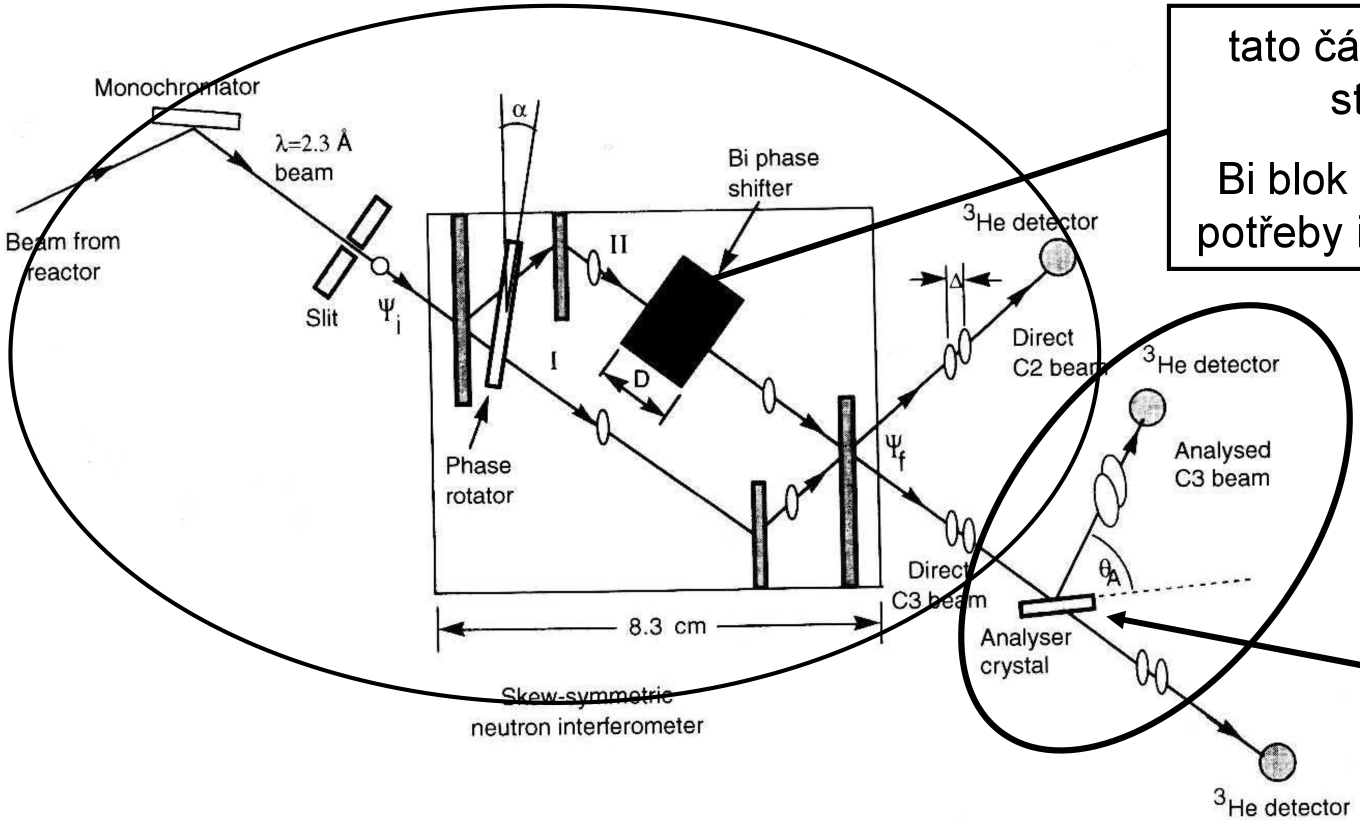
Celé zařízení kolem neutronového interferometru

schema z r. 1974



KOMPLEMENTARITA V PRAXI		
termalisace	lokalis. částice	***r***
kolimace	neurčité	
monochromatisace	vlna	***p***
dopadající svazek	neurčité	
vlastní experiment **interference**	vlna	***p***
dodatečně filtrované vycházející svazky	vlna	***p***
detekce – redukce ztráta kvantové koherence	lokalis. částice	***r***

Dodatečný výběr impulsu … opravdu pěkný kvantový efekt



tato část aparatury je standardní

Bi blok vyvolává podle potřeby i velká zpoždění

vycházející neutrony nejdou rovnou do detektoru, ale ještě jednou jsou analysovány podle hybnosti

Zachytí se tak zdánlivě již ztracená koherence klubek,
která se viditelně vůbec nepřekrývají,
ale mají ovšem stejné složky v impulsové representaci

Výsledky experimentu

bez filtrace

interference klubek

dodatečná filtrace

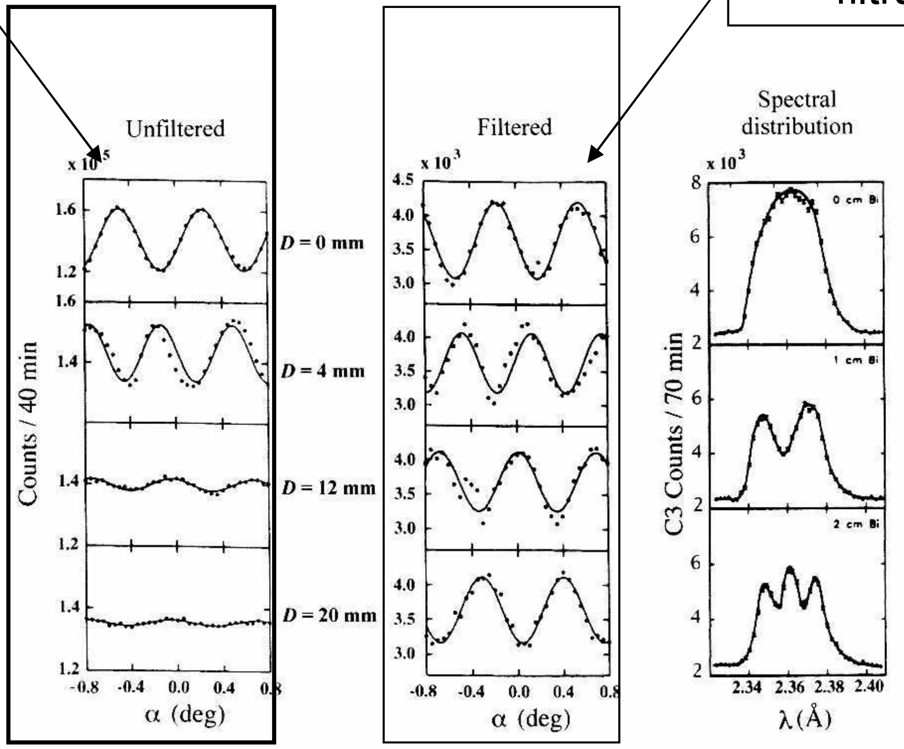
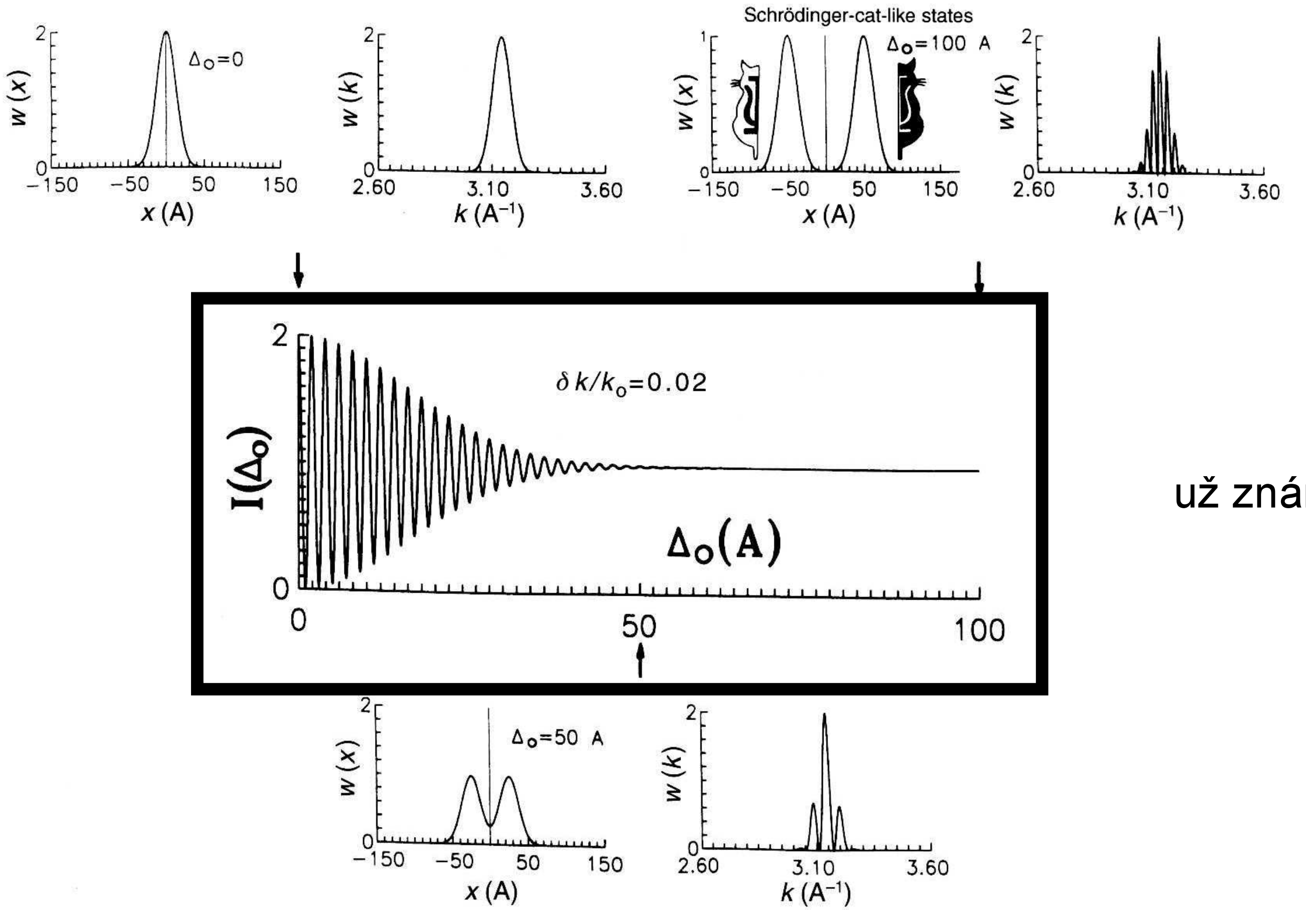


FIGURE 2.17 Measured interference pattern and momentum distributions in the case of momentum postselection [69].

Měření intensity jednotlivých složek ve spektru hybností:

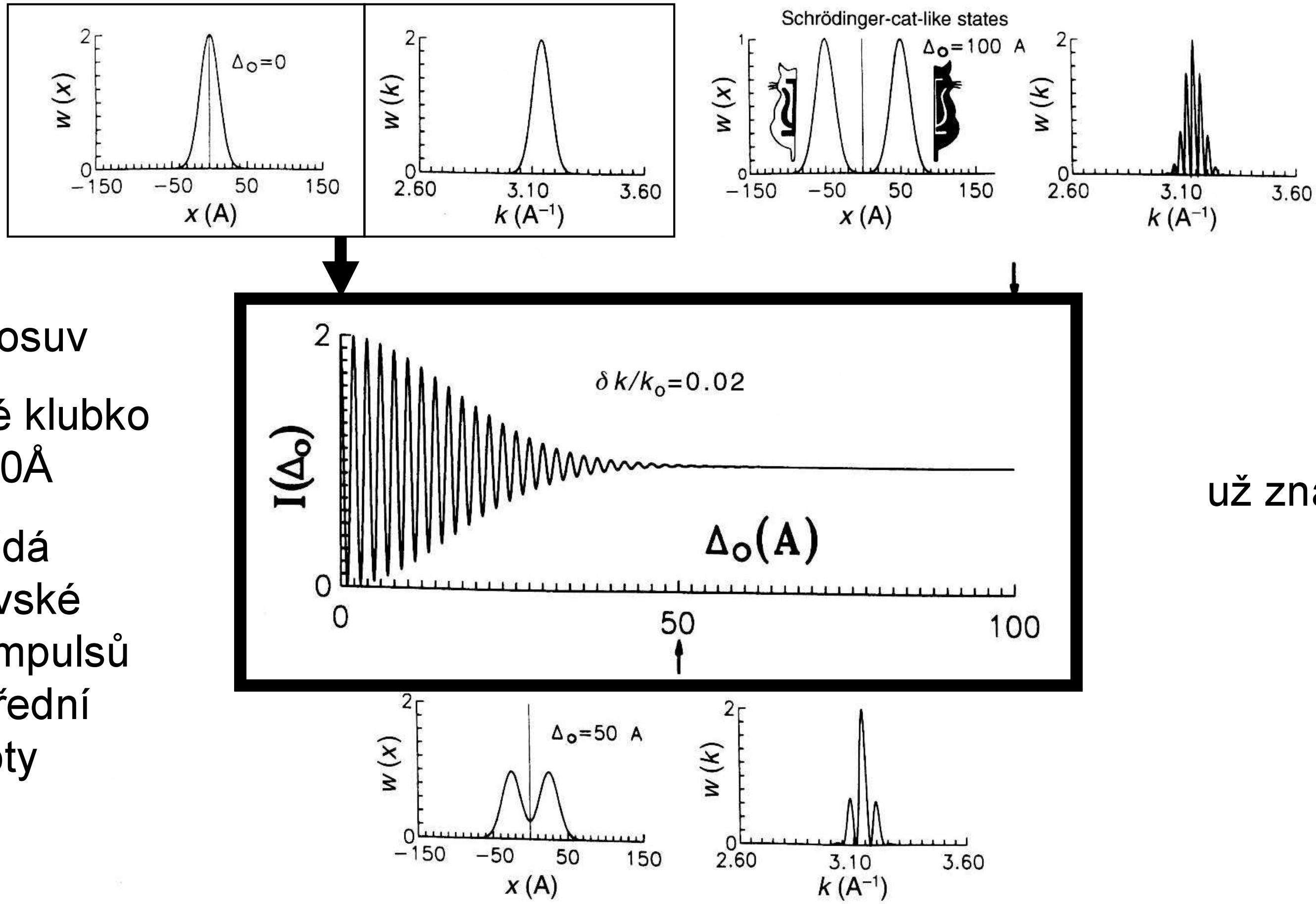
rozdělená klubka mají několik maxim

Interpretace postselekčního experimentu



už známe

Interpretace postselekčního experimentu



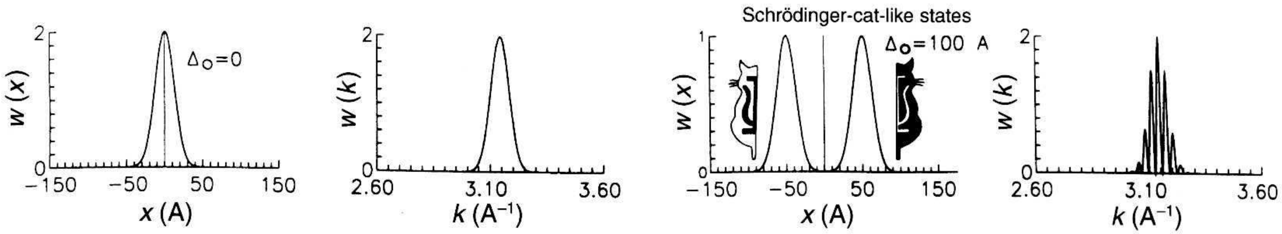
nulový posuv

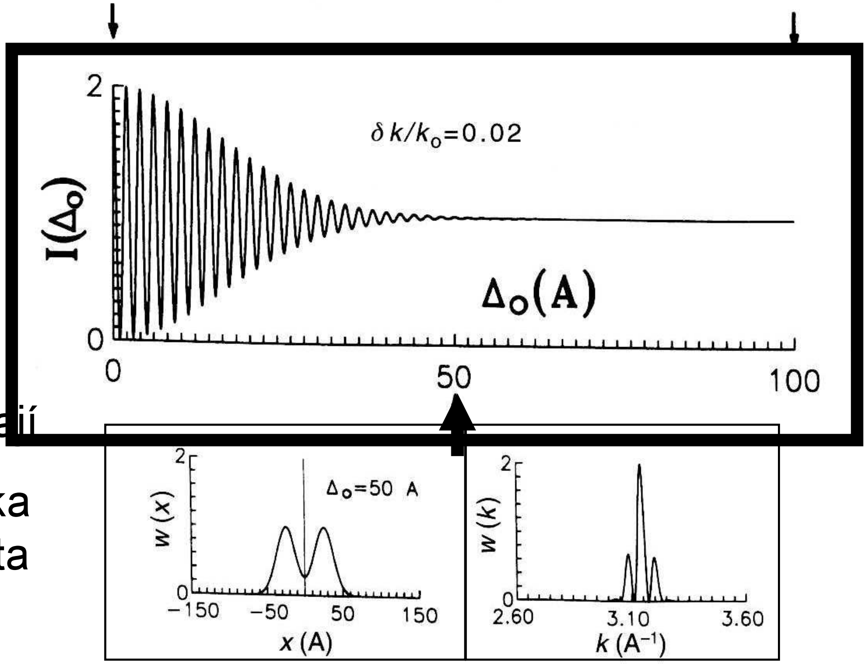
Gaussovské klubko
o šíři 50Å

odpovídá
Gaussovské
rozložení impulsů
kolem střední
hodnoty

už známe

Interpretace postselekčního experimentu



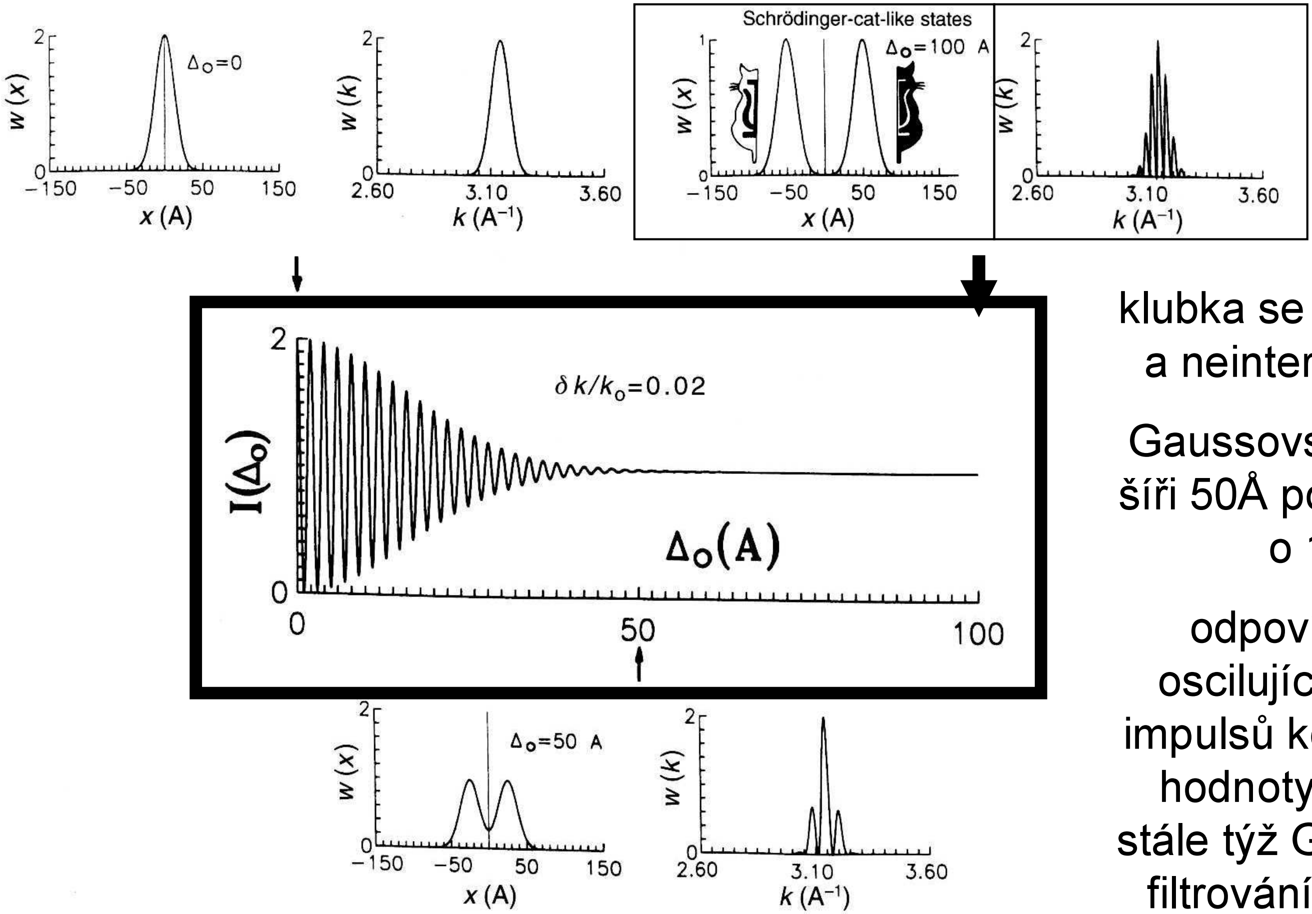


klubka se ještě podstatně překrývají

Gaussovská klubka o šíři 50Å posunuta také o 50Å

odpovídá oscilující rozložení impulsů kolem střední hodnoty; obálka je stále týž Gauss

Interpretace postselekčního experimentu



klubka se nepřekrývají a neinterferují spolu

Gaussovská klubka o šíři 50Å posunuta také o 100Å

odpovídá silně oscilující rozložení impulsů kolem střední hodnoty; obálka je stále týž Gauss, avšak filtrování bude stále náročnější

Autoři označují obě klubka jako stavy Schrödingerovy kočky

Proč impulsové rozdělení osciluje

$$\Psi_1(x,t)+\Psi_2(x,t)=$$

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x-\omega(k_0)t)}\int\frac{\mathrm{d}q}{2\pi}\cdot\underbrace{a(q)\cdot(1+\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\Phi(k_0)}\mathrm{e}^{\mathrm{i}q\cdot\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}k}\Delta\Phi(k_0)})}_{\substack{\text{impulsové rozdělení=}\\ \text{Gaussovka}\,\times\,\text{oscilující faktor}}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}q(x-v_0 t)}$$

Rychlost oscilací je přímo úměrná prostorové vzdálenosti obou klubek

Proč tomu říkají „stavy Schrödingerovy kočky“

trochu nadnesené

Máme klubko rozdělené experimentem na dvě části,

natolik, že

nepozorujeme již interferenci,

v principu ale stále ještě kvantově koherentní!!

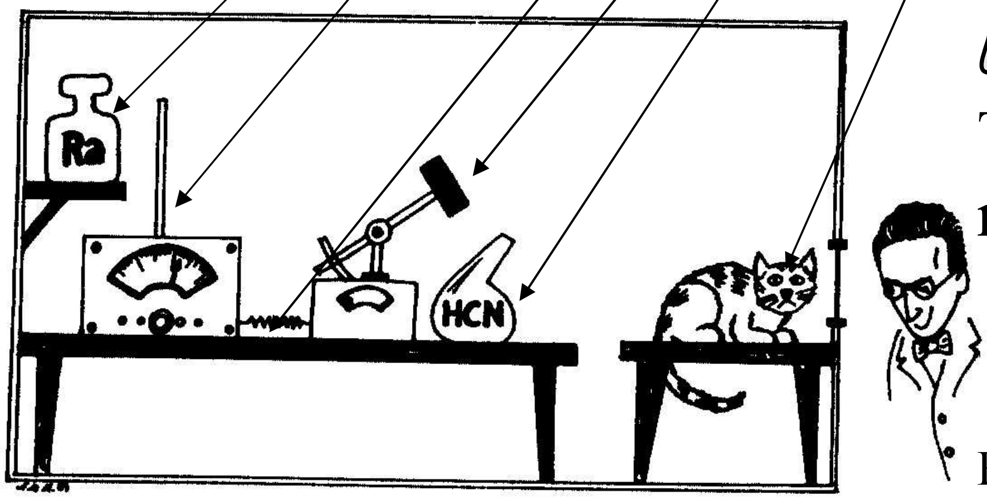
Postselekční experiment prokazuje, že

vzájemná koherence je stále zachována,

záleží jen na otázce, kterou položíme

The famous paragraph (translated to English) *Naturwiss.* ***23** (1935) 807 ff* *taken from* [1] p. 152 *ff*

One can even set up quite ridiculous cases. A cat is penned up in a steel chamber, along with the following diabolical device (which must be secured against direct interference by the cat): in a Geiger counter there is a tiny bit of radioactive substance, *so* small, that *perhaps* in the course of one hour one of the atoms decays, but also, with equal probability, perhaps none; if it happens, the counter tube discharges and through a relay releases a hammer which shatters a small flask of hydrocyanic acid. If one has left this entire system to itself for an hour, one would say that the cat still lives *if* meanwhile no atom has decayed. The first atomic decay would have poisoned it. The ψ-function of the entire system would express this by having in it the living and the dead cat (pardon the expression) mixed or smeared out in equal parts.



This seems to be clear, but people read it the way they liked.

They probably skipped the paragraph just before ...

Figure from [4] p. 138

ring" seems simply wrong. The state of a radioactive nucleus is presumably blurred in such degree and fashion that neither the instant of decay nor the direction, in which the emitted α-particle leaves the nucleus, is well-established. Inside the nucleus, blurring doesn't bother us. The emerging particle is described, if one wants to explain intuitively, as a spherical wave that continuously emanates in all directions from the nucleus and that impinges continuously on a surrounding luminescent screen over its full expanse. The screen however does not show a more or less constant uniform surface glow, but rather lights up at *one* instant at *one* spot—or, to honor the truth, it lights up now here, now there, for it is impossible to do the experiment with only a single radioactive atom. If in place of the luminescent screen one uses a spatially extended detector, perhaps a gas that is ionised by the α-particles, one finds the ion pairs arranged along rectilinear columns,[5] that project backwards on to the bit of radioactive matter from which the α-radiation comes (C.T.R. Wilson's cloud chamber tracks, made visible by drops of moisture condensed on the ions).

What was on ES's mind:

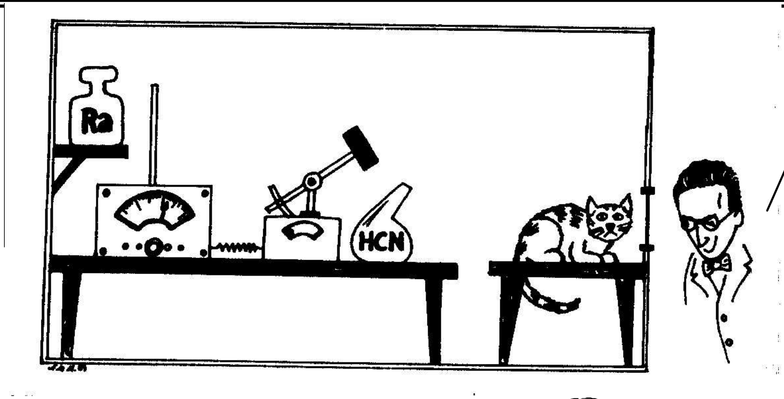
Recognition that the idea (alas, his own) of a blurred cloud described by the Ψ-function is not correct for an individual event as measured by a classical instrument; as put by B. d'Espagnat,

« *... to picture it more vividly, Schrödinger, in the account he gave of it, replaced the instrument pointer by a cat* » [2] p.159

No doubt, ES sold his notion all too well, but the formulation was somewhat overdone. In the chain, the Geiger + relay links are already classical and their wave functions are doubtful. Tacitly, people usually simplify the system to a two-state nucleus and a two-state « cat »:

ATOM	|●⟩	before decay	|•⟩	after decay
CAT	|🐈⟩	alive	|✝⟩	dead

What is wrong then?



Is it the observer, who causes the «reduction»?? meaning he kills the pointer cat??

Or may be his friend, as suggests Wigner [1], p. 168

von Neumann chain is Cartesian dualism at its extreme

Other questions (about the cat):

- Doesn't a cat have a mind herself?
- A cat is an open dissipative system with non-zero temperature. Should we not use a density matrix (... *ridiculous*)
- Or does it possess a wave-function?

The end

Intensita na výstupu interferometru II: stacionární smíšený stav

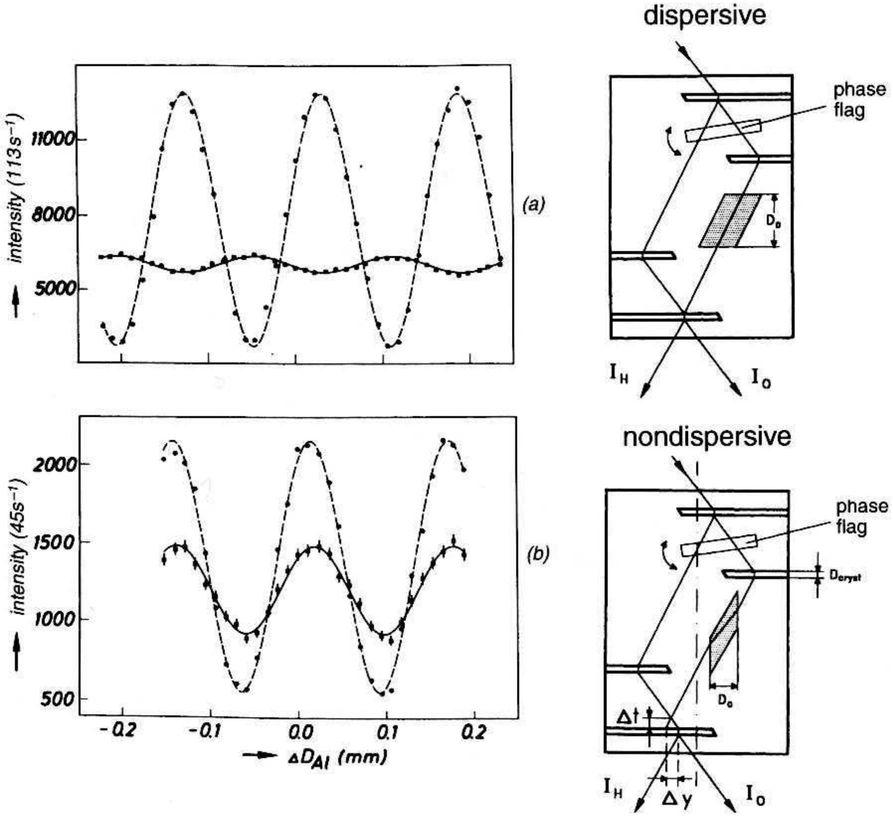


FIGURE 2.3 Interference pattern observed at high order ($m = 256$) with a dispersively (a) and a nondispersively (b) arranged sample [14] (dashed lines correspond to measurements at low order).

Kvalitní monochromatisace

zeslabení řádu 256 proti řádu 0

hlavní důvod: disperse Braggova úhlu

Vtipná kompensace

dráha neutronu vzorkem závisí správně na Braggově úhlu

Pro srovnání: zvukové vlny ve vzduchu