

NOVÁ INTERFERENČNO-DISPERZNÁ SÚSTAVA

JAROMÍR HAJDA, Bratislava

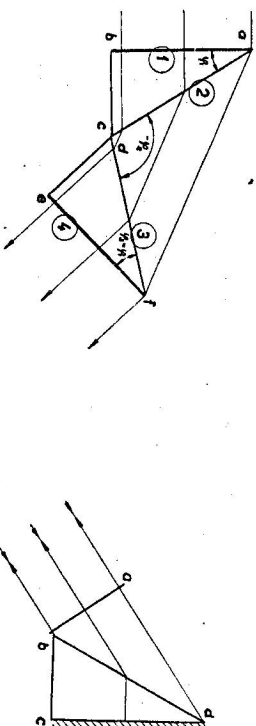
Článok obsahuje návrh novej interferenčno-disperznej sústavy využívajúcej mnohonásobné interferencie svetla. Skúmajú sa optické vlastnosti tejto sústavy, ako aj možnosť jej upotrebenia ako monochromátora alebo optického filtrovacieho zariadenia.

Návrh sústavy

Keď vyjdeme z doteraz známych obnien Fabryho-Perotovho (FP) interferometra a bežne známych vlastností FP interferometra, je na mieste otázka, či je možné využiť mnohonásobnú interferenciu svetla nie ako pri klasickom FP interferometri na vytvorenie uhlového filtra s rotačnou súmernosťou (lebo FP interferometer v podstate funguje ako taký filter), ale na vytvorenie uhlového filtra pozbaveného rotačnej súmernosti jeho funkcie. Tak by bolo možné využiť aspoň čiastočne vynikajúce vlastnosti FP interferometra, najmä jeho vysokú rozlišovaciu schopnosť a vysokú svetelnosť v maximách priepustnosti na vytvorenie spektrografického alebo spektroskopického zariadenia novej koncepcie, ktorého vlastností by mohli azda predstavovať určité zlepšenie oproti známym prístrojom používaným v spektroskopii. Hľadali sme preto také riešenie, ktoré by umožnilo vytvoriť interferenčný spektroskopický prístroj, ktorý by fungoval podľa svojej polohy ako interferenčný monochromátor s meniteľnou vlnovou dĺžkou prepúšťaného svetla.

V tejto práci sú dané výsledky štúdia vlastností disperzných hranolových sústav, ktoré by mali pri vstupe, ako aj pri výstupe čiastočne priepustné zrkadiace rovinné plochy kolmé na smer lúčov, prechádzajúcich disperznou sústavou v polohe najmenej odchýlky. Takéto sústavy neboli doteraz navrhované a neboli ani preskúmané. Na obr. 1 a 2 sú ako príklady navrhovanej úpravy znázornené dve takto upravené disperzné sústavy. Obr. 1 predstavuje takto upravenú Youngovu-Thollovú sústavu vhodnú pre použitie v spektroskopoch a monochromátoroch. Prvý hranol je spojený s optikou kolimátora a druhý s objektívom fotokomory alebo výstupného ďalekohľadu. Otáčaním obidvoch hranolov okolo osi prechádzajúcej

priesecníkom vnútorných lomných plôch hranolov, je možné nastaviť celú sústavu do polohy minima deviácie pre ľubovoľnú dĺžku svetla. Predpokladáme túto sústavu upravenú tak, že vstupná ($a - b$) a výstupná ($e - f$) plocha, prvá a posledná plocha disperznej sústavy, sú pozrkadlené a len čiastočne prepúšťajú svetlo. Keď predpokladáme, že lúče určitej vlnovej dĺžky prechádzajú sústavou v polohe minima deviácie, prechádzajú tieto lúče obidvoma pozrkadlenými plochami kolmo. Po



Obr. 1. Interferenčno-disperzná sústava zložená z dvoch 30° hranolov. — Obr. 2. Interferenčno-disperzná sústava odvodená z autokolimáčnej hranolovej disperznej sústavy.

opakovaných odrazoch na týchto plochách interferujú medzi sebou pri výstupe zo sústavy lúče defázované o násobky veľičiny δ , rovnajúcej sa $4\pi/\lambda$ násobku dráhového rozdielu medzi pozrkadlenými plochami. Výsledné, v minime deviácie prechádzajúce žiarenie je dané, keď zanedbáme absorpciu svetla na pozrkadlených plochách, vzťahom

$$I = I_0 C^2 (e^{i\phi} + e^{i\phi} e^{i\phi(-\delta)} + \dots) \quad (1)$$

(τ = súčiniteľ priepustnosti, ϕ = súčiniteľ odraznosti), čo dáva pre výslednú intenzitu svetla prechádzajúceho disperznou sústavou v minime deviácie z teórie FP interferometra známy Airyho vzťah

$$I = I_0 C \frac{\tau^2}{(1 - \phi)^2} \frac{1}{1 + \frac{4\phi}{(1 - \phi)^2} \sin^2 \frac{\sigma}{2}} \quad (2)$$

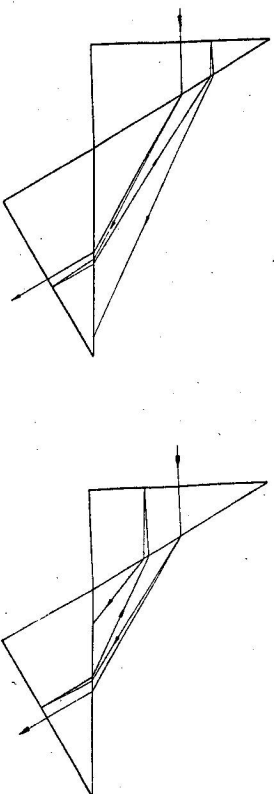
Pre lúče neprechádzajúce sústavou v minime deviácie (md) bude platiť zrejme iný vzťah, lebo tieto lúče sa pri opätovných odrazoch na pozrkadlených plochách nevracajú späť po rovnakej dráhe. Vidíme však, že disperzná sústava podľa obr. 1 funguje pre minimum deviácie ako FP interferometer.

Podobne funguje aj sústava podľa obr. 2 a všeobecne každá disperzná hranolová sústava, v ktorej pri vstupe a výstupe lúče prechádzajú čiastočne pozrkadlenými rovinovými plochami kolmými na chod lúčov v md .

Sústava podľa obr. 2 by mohla byť obzvlášť zaujímavá, lebo by bolo možné na ňu premeniť autokolimáčnú disperznú sústavu podľa Littrowa vložením čiastočne pozrkadlenej rovínnej dosčičky medzi disperzný hranol a objektív.

Vo všetkých prípadoch treba pamätať na to, že ide o interferenčný prístroj a že disperzná sústava musí byť upravená tak, aby bolo možné pre rôzne vlnové dĺžky nastaviť dráhový rozdiel medzi pozrkadlenými plochami tak, aby sa rovnal celému počtu polovín svetla.

Pre podrobnejšie štúdium sa zvolila sústava podľa obr. 1, odvodená z Youngovej-Thollonovej disperznej sústavy. Dôvodom pre túto voľbu bolo, že pre väčšiu prehľadnosť v chodoch lúčov oproti sústave na obr. 2 možno výsledky získané pri tejto sústave skôr preniesť na iné sústavy. Poznamenáme ešte, že voľbou Youngovej-Thollonovej sústavy sa ešte nijako neobmedzujeme na použitie hranolov s lomným uhlom okolo 30°, ale že pokladáme za možné realizovať takú sústavu aj pre veľmi malé lomné uhly, teda pri spojení dvoch klinov o lomnom uhle len niekoľko stupňov, prípadne zlomku stupňa. Treba tu výslovne upozorniť, že Youngova-Thollonova sústava nám slúži len ako konkrétny príklad pre štúdium vlastností disperzných sústav, že však Youngova-Thollonova sústava vystrojená zrkadláciami rovinami predstavuje novú optickú sústavu. Proti pôvodnej Youngovej-Thollonovej sústave má navrhovaná sústava nové vlastnosti, lebo zrkadliacie roviny ju premenili z disperznej sústavy na sústavu interferenčno-disperznú, využívajúcu mnohonásobnú interferenciu svetla podobne ako pri FP interferometri.



Obr. 3. Chody lúčov vlnovej dĺžky 8000 Å sústavou zloženou z dvoch hranolov z ťažkého flintového skla, keď sú nastavené na minimum deviácie pre vlnovú dĺžku 5000 Å. — Obr. 4. Chody lúčov vlnovej dĺžky 4861 Å v sústave podľa obr. 3.

Na obr. 3 je naznačený chod lúčov vlnovej dĺžky 8000 Å v disperznej sústave nastavenej na md pre vlnovú dĺžku 6000 Å. Hranoly sú zo skla (v tomto prípade z ťažkého flintového skla SF 4 podľa katalógu Schott). Na obr. 4 sú chody lúčov pre hranoly zo skla ako na predošlom obraze, ale pre Franhoferovu čiaru F (4861 Å). Z obr. 3 a 4 vidno, ako sa lúče mimo polohy md postupne odchylujú od prechodu pod 90° uhlom cez pozrkadlené plochy. Ak veľičina δ sa rovná násobku 2π , máme potom pre lúče v minime deviácie, pri zanedbaní strát svetla absorpciou, intenzitu

$$I = I_0 C \frac{\tau^2}{(1 - \phi)^2} = I_0 C \quad (3)$$

(C je konštanta) a dá sa očakávať, že pre lúče mimo md bude intenzita svetla klesať v dôsledku zmenených fázových vzťahov medzi lúčmi vychádzajúcimi zo sústavy.

Keďže disperzná sústava pôsobí v md ako FP interferometer, musí to platiť aj pre kosé lúče (lúče prechádzajúce sústavou sklonene na rovinu hlavného rezu). Lomné hrany disperzných hranolov pokladáme za vzájomne rovnobežné. Keď nastavíme hranoly tak, aby $\delta = k \cdot 2\pi$, bude maximum v strede zorného poľa objektívu za disperznou sústavou vystriedané minimum pre sklon lúčov na rovinu hlavného rezu daný uhlom ε

$$\delta \frac{\lambda}{2\pi} \cos \varepsilon \doteq k\lambda \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{2}\right) = \left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda.$$

Odtiaľ dostaneme pre ε jednoduchý vzťah odpovedajúci prvému minimu v smere kolmom na rovinu hlavného rezu

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{k}. \quad (4)$$

V časti venovanej výpočtom bude tento vzťah numericky vyhodnotený.

Pri kosých lúčoch treba rátať s tým, že sa lámu pri prechode cez hranoly tak, ako by pre ich priemety na rovinu hlavného rezu platil zväčšený index lomu daný Thollovým vzorcom

$$n_e = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} \doteq n + \frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2.$$

Keď uvažujeme veľkosť tohto prírastku pre uhol ε podľa vzorca (4), vidíme, že pre pomerne veľké interferenčné rady k bude vo väčšine prípadov prírastok $\frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2$ zanedbateľný. Ak by sme chceli vziať do úvahy i tento vplyv, museli by sme pre kosé lúče vypočítať zmenu $d\lambda$ alebo dv v polohe md podľa vzťahu

$$d\lambda = \frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2 \frac{1}{\left| \frac{dn}{d\lambda} \right|}, \quad (5)$$

lebo čím by boli lúče kosejšie, tým viac by sa odpovedajúca im poloha md posunula k väčším vlnovým dĺžkam. Tento posuv λ by pôsobil proti zakriveniu obrazu spektrálnej čiary, ktorej lúče by boli v md. Spôsobil by však, že by sa maximum priepustnosti pre kosé maximá posunulo smerom k väčším vlnovým dĺžkam oproti vlnovej dĺžke stredného (nulového) maxima, a tým by sa o niečo porušila monochromatickosť spektrálnej oblasti prepušťanej disperznou sústavou. Vplyv kososti lúčov na monochromatickosť sprepušťaných lúčov bude však vo väčšine prípadov zanedbateľný. Preto je možné nechať ani na ďalší následok kososti ob-siahnuť v tom, že spôsobená zmena vlnovej dĺžky v md prechádzajúceho svetla mení o niečo interferenčný rad kosých lúčov.

Štúdium základných vlastností disperzno-interferenčnej sústavy

Pre objasnenie funkcie opísanej disperzno-interferenčnej sústavy sa vychádzalo z týchto predpokladov:

1. V md funguje sústava ako FP interferometer s fázovým rozdielom rovným δ medzi jednotlivými vychádzajúcimi zväzkami.

2. Pre malé zmeny vlnovej dĺžky (vlnočtu) použitého svetla oproti svetlu (λ_0, ν_0) prechádzajúcej sústavou v md predpokladáme, že sa spočítavajú a vzájomne interferujú všetky lúče, ktoré vychádzajú zo sústavy rovnobežne.

Podľa druhého predpokladu budú v ohniskovej rovine objektívu za disperznou sústavou interferovať medzi sebou lúče prešlé len raz cez disperznú sústavu s odchýlkou vlnovej dĺžky $(d\lambda)_1$ s lúčmi prešlými tri razy cez sústavu a s odchýlkou vlnovej dĺžky $(d\lambda)_2$, s lúčmi prešlými 5 ráz cez sústavu s odchýlkou $(d\lambda)_3$ atď.; všeobecne teda lúče prešlé $(2n - 1)$ raz cez sústavu a s odchýlkou $(d\lambda)_n$ oproti vlnovej dĺžke λ_0 v md (obr. 5). Treba stanoviť veľkosť odchýlok $(d\lambda)_2, (d\lambda)_3, \dots, (d\lambda)_n$ v závislosti od $(d\lambda)_1$ od počtu prechodov a od rozmerových charakteristík disperznej sústavy. Vychádzame pri tomto výpočte zo známych základných vzťahov

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= r_1 - r_2, \\ \varphi_2 &= i_2 - i_3, \\ \varphi_3 &= \varphi_1 = r_3 - r_4. \end{aligned} \quad (6)$$

Obr. 5. Vzájomne interferujúce lúče v interferenčno-disperznej sústave.

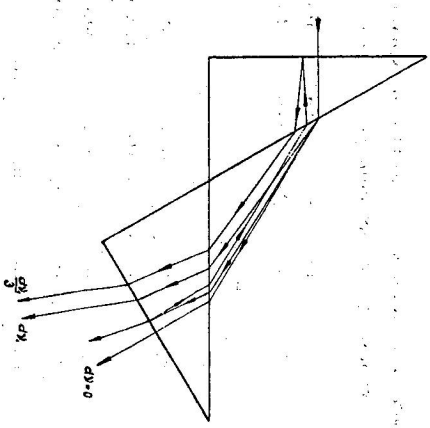
V polohe md je $r_1 = r_4 = 0$ a $i_2 = -i_3 = \varphi_2/2$, kde i a r s príslušným indexom značia uhly dopadu a lomu na plochách označených indexom.

Pre dĺžku chodu lúčov v prvom hranole máme

$$L_1 = \frac{M_{2a}}{\cos i_1} \sin \varphi_1. \quad (7a)$$

Písmenom M s indexom značíme v ďalšom dĺžku príslušnej lomnej plochy. Index a značí, že ide na príslušnej lomnej ploche len o vzdialenosť od lomnej hrany. Index b označuje doplnok tejto vzdialenosti na príslušnú hodnotu M . Pre vzdutý klin medzi hranolmi máme

$$L_2 = -\frac{M_{2b}}{\cos i_3} \sin \varphi_2. \quad (7b)$$



a pre druhý hranol platí

$$L_3 = \frac{M_{3c}}{\cos r_4} \sin \varphi_1. \quad (7c)$$

Pre polohu md dostaneme z týchto vzťahov, že celková optická dráha pri jednom prechode disperznou sústavou je

$$2nL = 2n_1M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \quad (8)$$

a pre fázový rozdiel δ máme vzťah

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2\lambda nL = 4n_1M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (9)$$

Diferencovaním Snellovho-Descartesovho zákona pre jednotlivé lomné plochy, ako aj vzťahov (6) pre nemenné φ_1 , φ_2 a φ_3 , dostaneme

$$\begin{aligned} \frac{di_2}{d\lambda} &= \frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{dr_2}{d\lambda}, \\ \frac{di_3}{d\lambda} &= \frac{di_2}{d\lambda}, \\ \frac{dr_3}{d\lambda} &= \left(\frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{n_1 \cos r_3} - \frac{\sin r_3}{n_1 \cos r_3} \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{dr_1}{d\lambda}, \\ \frac{dr_4}{d\lambda} &= \left(\frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{n_1 \cos r_3} - \frac{\sin r_3}{n_1 \cos r_3} \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{dr_1}{d\lambda}, \\ \frac{di_4}{d\lambda} &= \left(\frac{\sin r_4}{\cos i_4} + \frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{\cos r_4}{\cos i_4} - \frac{\sin r_3}{\cos r_3} \cdot \frac{\cos r_4}{\cos i_4} \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \\ &+ n_1 \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{\cos r_4}{\cos i_4} \cdot \frac{dr_1}{d\lambda}. \end{aligned}$$

Pre ďalší výpočet sú dôležité vzorce pre $\frac{dr_4}{d\lambda}$ a $\frac{di_4}{d\lambda}$, ktoré sa pre polohy blízke md dajú zjednodušiť na tvar

$$\begin{aligned} \frac{dr_4}{d\lambda} &= \left(-\frac{2}{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{dr_1}{d\lambda}, \\ \frac{di_4}{d\lambda} &= (-2 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} + n_1 \frac{dr_1}{d\lambda}. \end{aligned} \quad (10)$$

Šípku nad dr_4 a di_4 v ďalšom značíme, že ide o zmeny uhlov spôsobené jedným prechodom sústavou. Pri prvom prechode lúčov, ktoré dopadajú kolmo na vstupnú pozradlenú plochu sústavy, rovná sa dr_1 nule. Zmeny uhlov pri ďalších chodoch v smere dopadajúceho svetla alebo v smere opačnom sa dajú ľahko odvodiť vzorcom

(10) vložením hodnoty $\frac{dr_4}{d\lambda}$ za hodnotu $\frac{dr_1}{d\lambda}$. Po dvoch odrazoch, teda pre $\frac{dr_1}{d\lambda}$ dostaneme takto

$$\begin{aligned} \frac{dr_4}{d\lambda} &= \left(-\frac{6}{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \right) \frac{dn_1}{d\lambda}, \\ \frac{di_4}{d\lambda} &= (-6 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda}. \end{aligned}$$

a keď priamo predchádzajúci lúč označíme číslom 1 a ďalšie zo sústavy po odrazoch vychádzajúce lúče číslami 2, 3, ..., h, platí pre h-tý lúč

$$\frac{dr_4}{d\lambda} = -\frac{2(2h-1)}{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} \quad (11)$$

a tiež

$$\frac{di_4}{d\lambda} = -2(2h-1) \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

V smere odpovedajúcom určitej hodnote $(d\lambda)_1$ vychádza teda z disperznej sústavy:

1. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli bez odrazu sústavou a vystupujú pod uhlom

$$(-2 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_1;$$

2. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli 3 krát sústavou a vystupujú pod uhlom

$$(-6 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_2;$$

3. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli 5 krát sústavou a vystupujú pod uhlom

$$(-10 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_3,$$

.....

h. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli $(2h-1)$ krát sústavou a vystupujú pod uhlom

$$-2(2h-1) \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_h.$$

Aby všetky tieto lúče mali rovnaký smer, musí zrejme platiť

$$(d\lambda)_1 = 3(d\lambda)_2 = 5(d\lambda)_3 = \dots = 2(2h-1)(d\lambda)_h.$$

$$\Sigma nL = 2n_1 M_{1a} \operatorname{tg} \varphi_1 - 2M_{1b} \frac{\sin \varphi_2 / 2}{\cos \varphi_1}.$$
$$\frac{d(\Sigma nL)}{d\lambda} = 2M_{1a} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda}. \quad (12)$$

Krivka priepustnosti sústavy

$$\frac{d(\Sigma nL)}{d\lambda} (\mathrm{d}\lambda)_h = 2M_{10} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (\mathrm{d}\lambda)_h$$

Svetelné vlnenie v ohniskovej rovine je potom dané vzorcom (použijeme pre spektroskopiu výhodnejšie vlnočty namiesto vlnových dĺžok, λ_0 je vstupná a λ výstupná amplitúda vlnenia):

$$A f(t) = A_0 \tau \left(\int_0^{M_1} \exp j \left[2 \pi c \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right) t - 4 \pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right) M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{4 \pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right)}{v_0^2} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 M_{1a} \right] dM_{1a} + \varrho \int_0^{M_1} \exp j \left[2 \pi c \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right) t - \right. \right. \\ \left. \left. - 3 \cdot 4 \pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right) M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{4 \pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right)}{v_0^2} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 M_{1a} \right] dM_{1a} + \right.$$

$$M_i \int_0^{\infty} \exp j \left[2\pi c \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{(2h-1)} \right) t - \dots + e^{(h-1)} \right]$$

$$\frac{4\pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{(2h-1)} \right)}{v_0^2} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dr_1}{d\lambda} \frac{(dv)_1}{(2h-1)} \cdot M_{1a} \left[\frac{dM_{1a}}{d\lambda} + \dots \right]$$

Po integrácii a po vylúčení časove premenných exponentov vychádza po prechode na trigonometrické funkcie

$$I = I_0 M^2 \tau^2 \left[\sum_{h=0}^{\infty} \varrho^{(h-1)} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{dn_1 (dv)_1}{d\lambda}}{v_0^2 \frac{(dv)_1}{2h-1} \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right]$$

$$\left. \begin{aligned} & \cdot \cos \left(4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (dv)_1 - 4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (2h-1) v_0 + \right. \\ & \left. + \frac{(dv)_1}{v_0 + \frac{2h-1}{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right) + \frac{v_0}{v_0^2} \end{aligned} \right]_1^2$$

$$+ \left[\sum_{h=1}^{\infty} \rho^{(h-1)} \frac{\sin \frac{v_0 + 2h-1}{v_0^2} \frac{(dv)_1}{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1} - \frac{v_0^2}{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right]$$

$$\left. \begin{aligned} & \sin \left(4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (dv)_1 - 4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (2h-1)v_0 + \right. \\ & \left. + \frac{(dv)_1}{v_0 + 2h-1} \frac{dn_1}{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{dv_1}{dv_0} (dv)_1 \right) \Bigg]^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Keď predpokladáme, že $\delta = 2\pi k_0$, môžeme vynechať druhé členy

$$4\pi M_{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 (2h - 1) v_0$$

v argumentoch funkcie $\cos$ a $\sin$ v guliatých zátvorkách. Prvé členy sa dajú potom vyjadriť skrátené

$$4\pi M_{I,1} \lg \varphi_1(dv)_1 = k_{gr} \frac{(dv)_1}{y_0}. \quad (13a)$$

Podobne aj časť argumentu funkcie $\sin$ a deliteľa pred guľatými zátvorkami sa dá vyjadriť vo vzťahu k interferenčnému radu k_0 , lebo

$$2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{k_0 \pi}{2n_1 v_0} = K. \quad (13b)$$

Po týchto úpravách sa vzorec (13) zjednoduší na

$$I = I_0 M_1^2 \tau^2 \left(\sum_{h=1}^{\infty} e^{h-1} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right)^2 +$$

$$\cdot \cos \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \right)^2 +$$

$$+ \left[\sum_{h=1}^{\infty} e^{h-1} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right] \cdot$$

$$\cdot \sin \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \right) \quad (14)$$

Vzorec (14) môžeme pre väčšiu prehľadnosť ešte ďalej upraviť, ak zanedbáme $\frac{(dv)_1}{2h-1}$ oproti v_0 . Keď označíme písmenom w argument a deliteľ sinusovej funkcie pred guľatou zátvorkou, teda

$$w = \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \approx \frac{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{v_0}, \quad (15)$$

môžeme písať

$$I \approx I_0 M_1^2 \tau^2 \left(\sum_{h=1}^{\infty} e^{(h-1)} \frac{\sin w}{w} \cos \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w \right) \right)^2 +$$

$$+ \left[\sum_{h=1}^{\infty} e^{(h-1)} \frac{\sin w}{w} \sin \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w \right) \right]^2. \quad (16)$$

a zrejme tiež

$$I \approx I_0 C^2 \left[\sum_{h=1}^{\infty} e^{(h-1)} \frac{\sin w}{w} \right]^2, \quad (17)$$

kde C je konštantná úmerná rozmerom účinnnej časti vlnoplochy. Pre stručnosť budeme v ďalšom prvú časť vzorca (14) s $\cos \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w \right)$ označovať písmenom A_h a druhú časť so $\sin \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w \right)$ písmenom B_h .

Zo vzorca (14), resp. (17) vyplýva, že intenzita osvetlenia v ohniskovej rovine je funkciou pomeru $\frac{\sin w}{w}$, ktorý vyjadruje vplyv ohybu lúčov na obdĺžnikový výsek vlnoplochy prechádzajúci disperznými hranolmi. Veľičina I závisí od interferencií medzi jednotlivými $2(h-1)$ krát odrazenými väzkami lúčov majúcich vlnочet od $v_0 + (dv)_1$ až do v_0 .

Pre lúče prechádzajúce disperznou sústavou v md bude $(dv)_1 = 0$, $\frac{\sin w}{w} = 1$ a vzorec (17) sa zjednoduší na

$$I = I_0 C^2 \left(\sum_{h=1}^{\infty} e^{(h-1)} \right)^2 \approx I_0 C^2 \frac{\tau^2}{(1-\varrho)^2}. \quad (18)$$

Keď predpokladáme absorpciu na pozkadiených plochách a v hranoloch zanedbateľne malú, môžeme písať

$$\tau = 1 - \varrho,$$

takže dostaneme nakoniec

$$I = I_0 C,$$

čo odpovedá výsledku, aký dostávame pre maximá vo FP interferometri.

Podiel $\frac{\sin w}{w}$ je symetrická funkcia rozdielu $(dv)_1$. V zjednodušenom tvare (17) vzťahu určujúceho I ľahko vidíme, že funkcia $I = f((dv)_1)$ má v rozsahu svojej platnosti, teda pre malé $(dv)_1$, známy priebeh s maximom pre $(dv)_1 = 0$ a s postupným poklesom na obojve strany od maximálnej hodnoty. Keď prechádza disperznou sústavou žiarenie májuce spojité spektrum, vylúči sústava z neho (pri zanedbateľnej absorpcii) žiarenie odpovedajúce minimu deviacie, ktoré prejde sústavou teoreticky bez strát. Žiarenie o vlnочetoch blízkyoch vlnочetu minima deviacie prechádza cez sústavu s tým väčšími stratami, čím je odchýlka $(dv)_1$ od vlnочetu žiarenia v md väčšia.

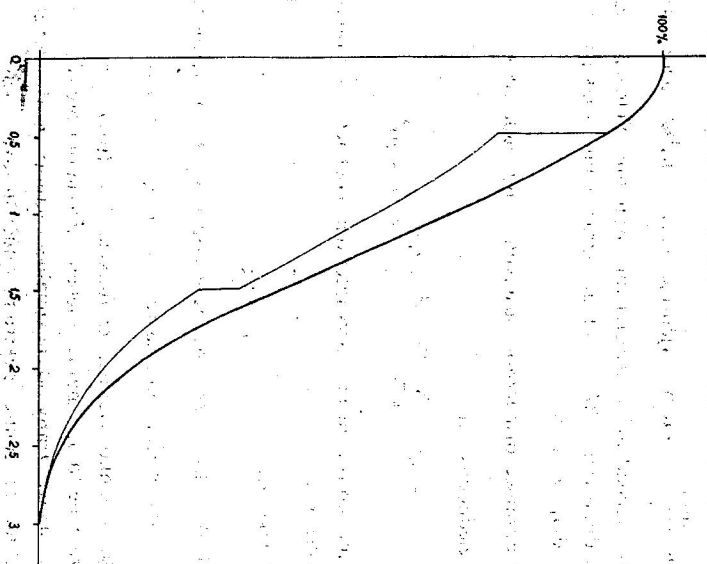
Okrem maxima pre $(dv)_1 = 0$ má krivka pre $I = f((dv)_1)$ len málo výrazné maximá pre $w = 1,43; 2,46; \dots$. Prvé minimum funkcie $\frac{\sin w}{w}$ pre $w = \pi$ odpovedá zrejme rozlišovacej schopnosti danej známym Rayleighovým vzorcom

$$\frac{\lambda}{(dv)_1} = \frac{-v}{(dv)_1} = 2M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

pre disperznú sústavu Youngovu-Thollonovu bez reflexných plôch a majúci rovňaky tvar ako vzorec (12), ktorý sme odvodili pre zmenu optickéj dráhy lúčov so zmenou vlnovej dĺžky pri sústave, ktorú skúmame.

Rad vyjadrený vzorcom (14) je konvergentný, obidve časti radu A_n i B_n , sú súčiny veľkých menších ako 1.

Pri numerickom výpočte sa uvažovali hranoly z flintového skla F 620/363 ($n_D = 1,6200$). Hranoly mali vstupné a výstupné plochy 4×4 cm veľké ($M_1 = 4$ cm).



Obr. 6. Krivka $I/I_{\max} = f(\phi_1)$ pre $\gamma_1 = 2 \cdot 10^4$ cm $^{-1}$. Slabo vytiahnutá krivka dáva $I/I_{\max}$ pre spektrálnu čiaru rovnakého jasu v rozsahu $\pm 0,5$ cm $^{-1}$.

Pre $v_0 = 2 \cdot 10^4$ cm $^{-1}$ (5000 Å) bola hodnota $K = 14,510 \cdot 37$. Prvé minimum krivky $I = f((d\nu)_1)$ pre $w = \pi$ odpovedá hodnote $(d\nu_1) = 2,955$ cm $^{-1}$ ($= -0,739$ Å). Hodnota $\left(\frac{\sin w}{w}\right)^2 = 0,405$, dôležitej pri obyčajných disperzných spektrograoch pre určenie rozlišovacej schopnosti, odpovedá $(d\nu)_1 = 1,477 \cdot 54$ cm $^{-1}$ ($= -0,369$ Å). Na obr. 6 je nakreslená krivka $\frac{I}{I_{\max}} = \left(\frac{\sin w}{w}\right)^2$, známa z teórie difrakčných javov.

Poznámka: Aby v našom príklade mohlo byť $k_0 = 301 \cdot 138$, bolo potrebné predpokladať, že M_1 nie je presne 4 cm, ale že je o $0,7 \cdot 10^{-5}$ cm kratšie, teda $M_1 = 3,999 \cdot 993$ cm.

Diskusia

Z uvedených výpočtov vidieť, že disperzné zariadenie kombinované so vstupnou a výstupnou čiastočne pozraskadenou plochou funguje medzi objektívmi kolimátora a ďalekohľadu ako svetelný filter, ktorý prepúšťa žiarenie selektívne podľa krivky $I = f((d\nu)_1)$. Opísané zariadenie by sa dalo použiť ako monochromatický filter alebo v spojení s objektívnym fotoreceptorom ako spektrometer.

Disperzia prístroja je daná rozsahom zmien uhlov ϕ_2 medzi disperznými hranolmi. Medzi 8000 a 4000 Å je (pre sklo F 620/363) $\Delta\phi_2 = 4^\circ 35' 18''$. Ako ukazuje výpočet, bolo by prístrojom možno rozoznať pre toto sklo ešte aspoň 3 cm $^{-1}$, teda $d\lambda = 0,74$ Å, pri $\lambda = 5000$ Å. Treba však zdôrazniť nutnosť presnej justácie hranolov tak, aby pre md jednotlivé čiastkové odrazené zväzky boli vzájomne vo fáze ($\delta = k_0 \cdot 2\pi$). Potrebné justácie zariadenie by malo umožniť postavenie obidvoch hranolov do polohy s lomnými hranami čo najpresnejšie rovnobežnými. Aby odchýlka od rovnobežnosti nebola na prekážku funkcii, nesmie po celej výške hranola kolmo na hlavný rez presiahnuť polovicu vlnovej dĺžky svetla. Pri výške hranola 40 mm to odpovedá odchýlke od rovnobežnosti maximálne 1 uhlovej sekundy. Keďže však treba počítať s možnou pyramídou dvoch hranolov, bolo by žiadúce neprekročiť ani v pyramidite hranolov ani vo vzájomnom sklone lomných hrán tretinu tejto hodnoty, to je 0,50 uhl. sekund. Pri tom predpokladáme, že opticky účinné plochy hranolov by boli rovinné s presnosťou bežnou pri FP interferometroch, t. j. pod 1/201.

Pre využitie selektivity disperznej sústavy by bolo treba mať možnosť nastaviť uhol ϕ_2 približne s presnosťou na 1/1000 stupňa, čo odpovedá asi 3–4 sekundám. Pri prechode z polohy md pre jednu vlnovú dĺžku do polohy md pre inú vlnovú dĺžku bolo by treba nielen natočiť hranoly okolo priesečníka 2. a 3. plochy, ale aj mikroposuvom nastaviť tak, aby sa splnila podmienka $\delta = k_0 \cdot 2\pi$.

Keďže ide o interferenčný prístroj, bolo by treba obzvlášť pri konštrukcii nosných súčastí disperzného systému voľiť tvar a materiál súčastí tak, aby nevznikali deformácie vplyvom malých teplotných zmien, pričom je na mieste žiadať, aby sa prístroj používal len pri ustálenej teplote v miestnosti temperovanej na stálu teplotu $\pm$ asi 0,1 °C.

Ako sme už spomenuli, vytvárajú kosé lúče po obidvoch stranách maxima v polohe md vedľajšie maxima. Pre disperzný hranol zo skla F 620/363, $M_1 = 4$ cm, $\phi_1 = 30^\circ$, vytvorila sa tieto maxima pre kosé uhly ϵ odpovedajúce vzťahu

$$4M_1 n_1 \tan \phi_1 \cos \epsilon = k_0 \lambda \cos \epsilon = (k_0 - 1) \lambda_0,$$

teda pre

$$4M_1 n_1 \lg \varphi_1 \frac{e^2}{2} \doteq \lambda. \quad (24)$$

Keďže sme počítali s hodnotou $k_0 = 301\,138 = 4M_1 n_1 \lg \varphi_1 \cdot v_0$, vychádza

$$\frac{e^2}{2} = \frac{1}{301\,138}$$

a konečne $e = 0,002\,58$ rad.

Pri FP interferometri zaberajú šírky kriviek rozdelenia svetelnej intenzity v maximách merané vo výške okolo $I_{\max}/2$ asi len $1/10$ až $1/60$ vzdialenosti medzi maximami. Bude teda šírka maxim v smere kolmom na hlavný rez okolo $0,000\,26$ rad. Pre objektív ďalekohľadu s ohniskovou vzdialenosťou $f = 500$ mm by bola šírka jednotlivých maxim asi $0,130$ mm a ich vzájomná vzdialenosť $1,30$ mm. Použitím vhodnej valcovej šošovky s osou kolmou na hlavný rez disperznej sústavy spolu s objektívom ďalekohľadu by tieto maximá splynuli v jednotlivoj čiare v ohniskovej rovine objektívu.

Podľa Thollonovho vzorca by sa kosé lúče mali v disperznej sústave lámať tak, ako by hranol mal o niečo vyšší index lomu než pre lúče rovnobežné s hlavným rezom sústavy. Pre prvé maximum by prírastok daný vzťahom

$$\Delta n = \frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2$$

bol pre sklo F 620/363 menší než $0,6 \cdot \varepsilon^2$ a teda je rozhodne zanedbateľný. Preto tiež môžeme zanedbať spomenutý posuv polohy maxima priepustnosti pre kosé maximá.

Vo výpočtoch sme nedbali na ohyb svetla spôsobený obmedzením vlnoplochy výškou hranolov. Tento ohyb má v našom prípade vplyv len na rozdelenie svetelnej intenzity v smere kolmom na rovinu hlavného rezu, teda na šírku kosých maxim, a možno ho považovať za sekundárny, ako sa to robí bežne pri výpočtoch rozdelenia svetla u FP interferometrov.

Monochromátor, v ktorom by sa použila navrhovaná sústava, nevyžaduje, aspoň teoreticky, aby doňho prichádzali len lúče z úzkej štrbiny kolimátora, lebo jeho priepustnosť ostáva maximálna (keď je $\delta = 2\pi \cdot k_0$) len pre lúče prechádzajúce v polohe md. Nie je teda bezpodmienečne nutné vyhýať prístroj vstupnou štrbinou a je možné umiestiť zdroj priamo do ohniskovej roviny kolimátora. Obdobne je aspoň teoreticky možné predpokladať, že taký monochromátor by nepotreboval výstupnú štrbinu, lebo krivka $I = f((dv)_1)$ izoluje už sama len obmedzenú oblasť spektra.

Pre vysoké požiadavky na monochromatickosť prepúšťaného svetla možno predpokladať použitie dvoch za sebou postavených disperzných sústav. Keďže by každá fungovala ako úzkopásový filter, mohli by sa obidve sústavy postaviť tak, aby sa ich disperzie vzájomne odčítali. Tak by bolo možné získať priamoľadný mono-

chromátor vysokej rozlišovacej schopnosti s jasom pozadia mimo prepúšťanej oblasti rovným prakticky nule.

Disperznou sústavou prešle žiarenie má jednoduché zloženie len v smere odpovedajúcom minimu deviacie. So vzrastom uhla d_4 pribúda v žiarení zložiek s vlnovou $v_0 + (dv)_1$. Pre každý smer daný uhlom d_4 sa $(dv)_1$ mení od 0 do hodnoty

$$(dv)_1 = \frac{v_0^2 d_4}{2 \lg \varphi_1}. \quad (28)$$

Zaujímavé použitie môže mať navrhovaná disperzná sústava pri meraní a porovnávaní dobre definovaných farebných zmesí. Keď použijeme hranoly z dvojlohmého materiálu, pri ktorom časť disperznej krivky pre riadny lúč je v oblasti rovnakých indexov lomu ako časť disperznej krivky pre mimoriadny lúč, bude určiť poloha hranolov v md vyhovovať dvom vlnovým dĺžkam svetla a pre tieto dve vlnové dĺžky bude sústava vykazovať maximálnu priepustnosť. Pre kryštallický kremeň kolmo na optickú os máme údaje v tab. 1.

Tabuľka 1

λ v Å	n_{ord}	n_{extraord}	λ v Å
7682 (A')	1,539 03		
6563 (C)	1,542 25	1,547 94	7682 (A')
5876 (d)	1,544 29	1,551 29	6563 (C)
4861 (F)	1,549 66	1,553 39	5876 (d)
4358 (g)	1,553 77	1,558 96	4861 (F)
4047 (h)	1,557 06	1,563 18	4358 (g)

Môžeme takto vytvárať zmesi dvoch pomerne vzdialených spektrálnych o Keby sa použili na výrobu hranolov materiál, ktorého dvojom sa dá meniť napr. prívádzaním rôzneho potenciálneho rozdielu na priložené elektródy, bolo by možné, meniť spektrálnu odľahlosť obidvoch prepúšťaných oblastí. Také zariadenie by malo význam vo farebnej fotometrii a vo fyziologickej optike pre štúdium farebného videnia.

Dosiaľ sme sa zaoberali disperznou sústavou s pomerne veľkými lomnými uhlami $\varphi_1 = 30^\circ$. Zo vzťahov (13) a (14) a ďalších vidieť, že intenzita prešlého svetla se nezmení, ak namiesto uvažovaných hranolov použijeme hranoly (kliny) s lomným uhlom rovným $\arcsin \frac{\lg 30^\circ}{10}$ a ak súčasne zväčšíme v tom istom pomere $(dv)_1$, teda keď vezmeme $(dv)_1 \times 10$. Taká sústava dvoch klinov bude predstavovať monochromátor s približne 10-krát širšou oblasťou priepustnosti a môže pri postavení medzi dvoma objektívmi slúžiť ako pásomový filter. V našom prípade môžeme pre

posúdenie takého pásmového filtra použiť výsledky výpočtov pre sústavu s $\varphi_1 = 30^\circ$ len s tou zmenou, že uvedené výpočty vzťahujeme na hodnoty $(d\nu)_1$ 10 krát väčšie. Pásmový filter vytvorený dvoma klinmi s lomnými uhlami $\varphi_1 = \varphi_3 = 3^\circ$ 30450 ($\lg \varphi_1 = 0,0577$ 350) by mal prvé minimum priepustnosti pre $(d\nu)_1 = 29,6 \text{ cm}^{-1}$ ($= -7,4 \text{ Å}$). Menejším uhlom φ_2 medzi klinmi sa oblasť priepustnosti dá nastaviť podľa potreby.

Pri použití klinov alebo hranolov so značne menším lomným uhlom φ_1 sa tiež približne v pomere tangent lomných uhlov zväčší vzdialenosť kosých maxim, a preto by mohlo odpadnúť navrhované použitie valcovej šošovky pre vytvorenie jednodiatejšieho obrazu v polohe minima deviacie.

Zo vzorcov pre I (13) a (14) sa dá usúdiť na zmeny šírky prepúšťaného pásu pre rôzne vlnočty. Keďže pri prechode z dlhovlnnej oblasti do krátkovlnnej sa vo viditeľnom spektre vlnočty zdvojnásobia a veľičina $d\lambda/d\lambda$ sa pri flintových sklách približne zdvojnásobí, bude veľičina w pre fialový koniec spektra približne 5 krát väčšia. Keď usudzujeme obdobne ako v predošlom odseku, vidíme, že šírka prepúšťanej oblasti sa bude smerom ku krátkovlnnému koncu spektra niekoľko krát zmenšovať.

Pri posudzovaní funkcie navrhovanej disperznej sústavy vychádzali sme dosiaľ z predpokladu, že sústava je osvetľovaná zdrojom svetla so spojitým spektrom rovnakého jasu v celom rozsahu viditeľného spektra. Z tohto predpokladu sme vyvodili tvar krivky pre $I((d\nu)_1)$. V našom príklade použité hranoly pri $M_1 = 4 \text{ cm}$ a pri $\varphi_1 = 30^\circ$ dávali by v pôvodnej Youngovej-Thollonovej sústave rozlišovaciu schopnosť $\left| \frac{\lambda}{d\lambda} \right| = \left| \frac{\nu}{d\nu} \right| = 6768$ pre vlnovú dĺžku 5000 Å. Podľa Rayleighovho kritéria by bolo treba brať šírku krivky vo výške $I/I_{\max} = 0,405$, i keď toto kritérium v našom prípade má význam viac-menej konvenčný. Keď predpokladáme, že v ohniskovej rovine objektívu je objektívny receptor (napr. fotónka alebo fotónasobič), je pravdepodobné, že by registroval zmeny intenzity asi od 2 % $I_{\max}$, takže by bolo možné odlišiť od seba dve spektrálne čiary v oveľa väčšom priblížení než podľa Rayleighovho kritéria. Zásadne však nemá navrhovaná sústava vyššiu teoretickú rozlišovaciu schopnosť ako v ideálnom prípade bežný hranolový monochromátor s nekonečne úzkymi štrbinami.

Pre rozlíšenie dvoch spektrálnych čiar, teda pri nespojitom spektre budú pomery výhodnejšie než pri spojitom spektre. Pre jednoduchosť predpokladáme, že spektrálna čiara predstavuje výsek zo spektra zdroja konštantného jas o šírke $2(d\nu)_1$ so stredom pri vlnochte ν_0 . Keď nastavíme disperznú sústavu na m pre ν_0 , bude žiarenie tohto vlnočtu prechádzať s maximálnou intenzitou. Lúče vlnočtov $\nu_0 + (d\nu)_1$ a $\nu_0 - (d\nu)_1$ budú vychádzať zo sústavy po 2, 4, 6, ... odrazoch v rôznych smeroch daných vzorcami (11) pre d_i . Mimo intervalu $\nu_0 \pm (d\nu)_1$ ubudnú vo vzorci $I = f((d\nu)_1)$ najprv prvé členy ($h = 1$); po prechode cez uhol d_i , ktorý odpovedá $h = 2$ pre $\pm (d\nu)_1$, ubudnú aj druhé členy atď. Dostaneme tak novú krivku (obr. 6), ktorá udá, ako svetlo intervalu $\nu_0 + (d\nu)_1$ prechádza disperznou sústavou. V krivke (17) môžeme nahrať $(d\nu)_1$ uhlom d_i podľa vzorca (11). Rozdelenie sve-

telnej intenzity po výstupe z disperznej sústavy v obraze pozorovanej spektrálnej čiar, udá vzorec (17), ak v ňom odstránime primárne členy pri výpočte I pre dvakrát mimo intervalu $\pm (d\nu)_1$, sekundárne členy pri výpočte pre $d\nu$ mimo intervalu $\pm 3(d\nu)_1$ atď.; všeobecne, ak odstránime h -té členy pri výpočte mimo intervalu $\pm (2h - 1) \cdot (d\nu)_1$. Čím užší bude interval $\pm (d\nu)_1$, tým bude výsledná krivka rozdelenia intenzity svetla v ohniskovej rovine objektívu strmšia a užšia, takže pre jemné spektrálne čiary môžeme dosiahnuť podstatne vyššiu rozlišovaciu schopnosť, než vyplýva zo vzťahu (17).

V tejto práci sa neuvažoval vplyv absorpcie na plochách disperznej sústavy a v skle hranolov, nepočítalo sa s prípadnými fázovými posuvmi svetla vplyvom zrkadiel. Plocha a nerozlíšili sa koeficienty ϵ a τ pre obidva možné smery prechodu cez zrkadlá. Tieto koeficienty sa považovali za nemenné vzhľadom na vlnovú dĺžku svetla.

Vplyv absorpcie, ktorý by sa aspoň čiastočne v disperznej sústave prejavil, zmenšil by sa podstatne použitím dielektrických multivrstiev. Vplyv fázových posuvov na zrkadlách je podľa Meggerových meraní dostatočne malý a nenaruší v podstate vypočítané výsledky.

Nepriaznivo môžu vlastnosti sústavy ovplyvniť nerovnosti plôch hranolov a pripadne nehomogenity v skle a v zrkadielach vrstvách. Tak ako u FP interferometrov budú tieto vplyvy rásť s vlnočtom použitého svetla.

I keď vezmeme do úvahy všetky nepriaznivé vplyvy, ktoré môžu zhoršiť vlastnosti navrhovanej disperznej sústavy, treba konštatovať, že navrhovanú sústavu možno užitočne použiť v spektroskopii viditeľnej oblasti a oblasti IR a UV. Oproti známym modifikáciám FP interferometra a oproti spektroskopom so strednou a vysokou rozlišovacou schopnosťou má okrem uvedených vlastností a pri teoreticky rovnakej rozlišovacej schopnosti ako pri spektroskopoch niektoré výhody:

1. Spôľahlivosť meraných výsledkov, ktorá nie je narušená parazitnými reflexami, „dudami“, a podobnými javmi, keďže vedľajšie maximá krivky $I = f((d\nu)_1)$ sú hlboko pod úrovňou $I_{\max}$.
2. Široká použiteľnosť v celej oblasti opticky skúmaných elektromagnetických žiarení, čo kontrastuje s bežnou vlastnosťou disperzných a interferenčných spektrálnych prístrojov, ktoré pri väčšej rozlišovacej schopnosti majú obvyčajne malý rozsah použiteľnosti a veľká rozlišovacia schopnosť je sprevádzaná nízkou svetelnosťou. Pri navrhovanej sústave odpadá nebezpečenstvo rušivého prekrytia rôznych interferenčných rádov.

Záver

Predložená práca obsahuje návrh novej disperznej sústavy využívajúcej mnohonásobné interferencie svetla, ktorú možno použiť:

1. ako monochromátor strednej až vysokej rozlišovacej schopnosti bez štrbin, bez reflexov a rušivých prekrytov interferenčných javov rôznych interferenčných

radov pri teoretickej maximálnej priepustnosti rovnkej 1 a s možnosťou spojiť meniť položu prepušťačnej oblasti;

2. ako širokopásovové filtrovacie zariadenie pri použití hranolov o malých lomných uhloch a s možnosťou meniť spojiť položu prepušťačnej oblasti.

LITERATÚRA

Čs. patent č. 97 210 z 15. 6. 1959.

Došlo 21. 2. 1960.

*Laboratorium metacich prístrojov
Slovenskej akadémie vied
v Bratislave*

НОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ДИСПЕРСНАЯ СИСТЕМА

Яромир Гайда

Резюме

В статье описывается новая интерференционно-дисперсная система с многократно отраженными лучами. Проверяются оптические свойства этой системы и возможности ее использования как монохроматора со средней и большой разрешающей способностью без щелей и без рефлексов и паразитных интерференционных изображений. Для этого можно воспользоваться высокой максимальной прозрачностью системы (которая теоретически равна 1) для узкого интервала длин волн спектра и совсем полной непрозрачностью вне этого интервала. Путем изменения взаимоположения частей системы можно непрерывно изменять положение интервала пропускания в спектре; система представляет таким способом новый вид оптического фильтрующего устройства.

A NEW INTERFERO-DISPERGING SYSTEM

Jaromír Hajda

Summary

A new dispersing system using multiple interference of light is described. Optical properties of this system are examined and possibilities of utilisation as monochromator of middle and high resolution are discussed. The system is free from disturbing reflections and parasitary interference phenomena. It can be utilised without slits.

Except a narrow transparency zone (with a theoretical transparency near to unity) the system is practically opaque in the whole rest of the spectrum. On varying the relative position of components of the system, we can set the transparency zone in any part of the spectrum.