

Nový typ dvojlomné předsádky úzkopásmového filtru

Radek Melich^a, Zbyněk Melich^a, Ivan Šolc^a
Jan Klimeš sr.^b, Jan Klimeš jr.^b

^a Ústav fyziky plazmatu AV ČR, Oddělení optické diagnostiky, Skálova 89, 511 01
Turnov, tel.: 481 549 441, fax: 481 322 622, e-mail: vod@cas.cz

^b Hvězdárna v Úpici, U Lipek 160, 542 32 Úpice, tel.: 499 882 289, fax: 499 881 289,
e-mail: hvezdarna@obsupice.cz

V článku je popsán návrh sklonem laditelného hradíčního elementu řešeného jako dvojlomný filtr Šolcova typu. Element je sestaven z dvou subfiltrů s destičkami s šikmým úhlem řezu, který zajišťuje možnost spojitého ladění náklonem v jedné ose. Je popsán princip získání hodnot náklonů jednotlivých subfiltrů tak, aby byla propuštěna pouze požadovaná vlnová délka, na kterou je naladěn hlavní filtr. Na dvou příkladech je prokázána funkčnost a výkonnost uvažovaného hrazení.

New type of a birefringent barrier element for narrow-band chain filter

It is described a design of an inclination-tunable barrier element that is solved as a Šolc type birefringent filter. The element consists of two subfilters that are built up of oblique cut plates. This oblique cut provides possibility of continuous tuning by an inclination in only one axis. Furthermore, it is described a principle how to get subfilter tuning values so that only the main filter wavelengths is transmitted. It is proved functionality and performance of considered barrier at two wavelengths.

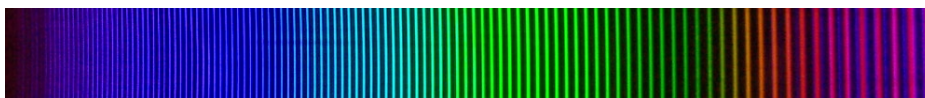
1. Úvod

Krystalové úzkopásmové filtry, které se v současné době používají pro astronomická pozorování, se skládají většinou z destiček optického řezu Y. To znamená, že destička je vyříznutá z krystalu rovnoběžně s optickou osou. Tento fakt zaručuje maximální dvojlom dané destičky a také homogenní zorné pole s přípustnou konvergencí paprsků 30' [1].

Pro ladění takovýchto filtrů se s výhodou používá změna teploty [1], kdy filtr jako celek je umístěn v termostataném pouzdře a změna pozorované vlnové délky je dosažena změnou teploty optické části filtru [2, 3]. Protože tepelná vodivost optických materiálů používaných na výrobu dvojlomných filtrů (vápenec, křemen) je nízká, takže přeladování je pomalé. Pro požadavek rychlého přeladění na jinou vlnovou délku je nutno volit jinou metodu.

Rychlé přeladění krystalového úzkopásmového filtru je možno dosáhnout náklonem filtru sestaveného z destiček s šikmým řezem [4]. Místo obvyklého řezu Y se destička vyřeže z krystalu pod vhodným úhlem skloněným vůči řezu Y. Tím je dosaženo možnosti ladit filtr náklonem v libovolném spektrálním rozsahu. Nevýhodou takových filtrů je fakt, že užitečné zorné pole (přípustná konvergence paprsků) je deformováno. Místo původního kruhového zorného pole dostáváme využitelné zorné pole tvaru elipsy. Optimální hodnoty pro poměr mezi velikostí zorného pole a možnosti spojitého přeladění filtru jsme dosáhli při řezu 6° od osy Y [4].

Dalším problémem, tentokrát však numerického charakteru, je skládání takovýchto jednotlivých filtrů do série, respektive získání algoritmu pro naklání jednotlivých filtrů tak, aby všechny propouštěly požadovanou vlnovou délku. Jelikož tyto filtry jsou Šolcova typu jejich typickou spektrální vlastností je tvorba kanálového spektra (viz. obrázek 1) [5]. Nechtěná maxima se odstraňují skládáním filtrů do série tak, že první filtr odstraní nechtěná maxima druhého filtru a opačně [6]. Hlavní člen celého úzkopásmového filtru, který je řešen v rámci "Podpory projektů cíleného výzkumu AV ČR", projekt 1SQ100820502 a jehož detailní popis je v práci [7], je laditelný teplotou. K jeho hrazení je navrženo použít dvou filtrů laditelných náklonem. Cílem tohoto článku je nalezení algoritmu pro nastavení hodnot náklonu jednotlivých filtrů tak, aby filtry byla propuštěna pouze požadovaná vlnová délka.



Obrázek 1: Kanálové spektrum krystalového filtru Šolcova typu.

2. Použité metody

2.1. Šikmý řez destiček filtru

Při výpočtu propustnosti filtru, který obsahuje destičky s řezem šikmým od osy Y, označme tento úhel například φ , vycházíme ze základního řezu Y. Pro řez Y jsou hodnoty jednotkové tloušťky $M_Y(\lambda)$ [2] dány vzorcem

$$M_Y = 119.27 \cdot \lambda + 5 \cdot \log_{10}(\lambda - 0.15) + \left(0.5 \cdot \lambda^{4.5}\right) + \frac{5.85}{1 + 1.6 \cdot \lambda^2} - 7.59, \quad (1)$$

kde λ je vlnová délka světla [μm]. Pro jednotkovou tloušťku šikmého řezu M_φ pak platí

$$M_\varphi = M_Y \frac{1}{\cos^2 \varphi}. \quad (2)$$

Pokud filtr nakloníme od mechanické osy soustavy o úhel β , paprsek prochází filtrem podle zákona lomu pod úhlem $\beta' = \beta/n_s$, potom pro jednotkovou tloušťku takto nakloněného filtru $M_{\varphi,\beta}$ vychází

$$M_{\beta,\varphi} = M_Y \frac{1}{\cos^2(\varphi + \beta/n_s)}, \quad (3)$$

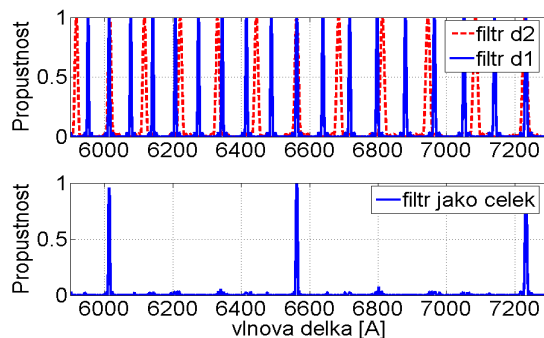
kde n_s je střední index lomu dvojlomného materiálu filtru ($n_s = (n_e + n_o)/2$ pro vlnovou délku λ). Tato hodnota se dosazuje do vzorce pro výpočet propustnosti filtru [3]

$$d = k \cdot M_{\beta,\varphi}(\lambda, t) \cdot \cos(\beta/n_s), \quad (4)$$

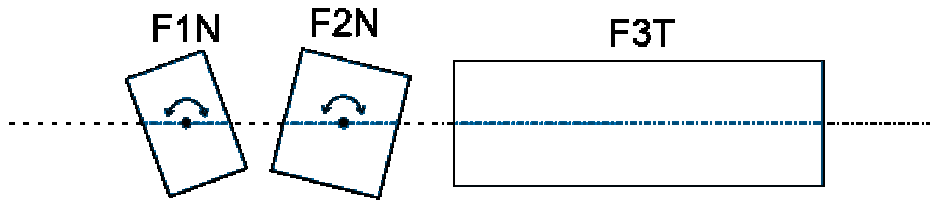
kteřý nám udává jaká vlnová délka λ bude propuštěna při tloušťce destiček filtru d , řádu destičky k , teplotě filtru t , sklonu řezu filtru φ a náklonu filtru β .

2.2. Funkce předsádek a celková stavba filtru

Jelikož typickou spektrální vlastností krystalového filtru Šolcova typu je kanálové spektrum (viz. obr. 1), je nutné zajistit hrazení propouštěných maxim v blízkosti pozorované vlnové délky pomocí dalšího elementu. Za takový hradící element je výhodné použít též filtr Šolcova typu, avšak s jinou tloušťkou destiček [6]. Taková volba zajistí odfiltrování určitého počtu vedlejších maxim. Při použití dvou filtrů je možné dosáhnout toho, že filtry jako celek propouštějí například až každé osmé maximum prvního filtru. Při použití třech filtrů, pak dochází k propuštění například až každého dvacátého maxima prvního filtru. Zbylá propouštěná maxima lze pak již odstranit užití klasických tenkovrstvých interferenčních filtrů nebo barevných skel. Metodu návrhu tloušťky destiček koincidenčních filtrů lze nalézt například v [6].



Obrázek 2: Funkce koincidenčních filtrů. Horní část znázorňuje propustnosti jednotlivých filtrů o tloušťce destiček d_1 a d_2 . Dolní část obrázku znázorňuje propustnost filtrů jako celku.



Obrázek 3: Schéma celkového filtru [7]. Filtr F1N je krystalový filtr Šolcova typu laditelný náklonem o tloušťce destiček d_1 , filtr F2N je také krystalový filtr Šolcova typu laditelný náklonem avšak s tloušťkou destiček $d_2 \neq d_1$ a F3T je krystalový filtr Šolcova typu laditelný teplotou.

Zjednodušený náčrt sestavy laditelného řetězového filtru pro více astronomicky zajímavých čar [7] je uveden na obrázku 3. Celý filtr se skládá ze tří subfiltrů. Filtr F1N je krystalový filtr Šolcova typu laditelný náklonem o tloušťce destiček d_1 , filtr F2N je také krystalový filtr Šolcova typu laditelný náklonem avšak s vhodnou tloušťkou destiček $d_2 \neq d_1$ a F3T je hlavní krystalový filtr Šolcova typu laditelný teplotou.

2.3. Ladění filtru jako celku

Ladění filtru jako celku dělíme do tří stupňů. V prvním stupni naladíme pomocí náklonu filtr F1N, v druhém ladíme také pomocí náklonu filtr F2N a v posledním stupni ladíme pomocí teploty filtr F3T. K výpočtu propustnosti filtru používáme Jonesův maticový popis [3,8]. Podle tohoto popisu lze monochromatickou rovinnou vlnu o frekvenci ν postupující ve směru osy z (optická osa systému) plně popsat komplexními obálkami $A_x = a_x \exp(i\varphi_x)$ x -ové a $A_y = a_y \exp(i\varphi_y)$ y -ové složky elektrické intenzity. Tyto komplexní veličiny se zapisují v Jonesově zápisu ve tvaru sloupcové matice

$$J = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix},$$

kteřá je známá jako Jonesův vektor. Pomocí tohoto vektoru můžeme získat intenzitu I uvažované vlny jako součin

$$I = JJ^*,$$

kde J^* značí komplexně sdruženou vlnu J .

Pro popis polarizačních zařízení, která při průchodu rovinné vlny zachovávají vlnu rovinnou, ale mění její polarizaci, se používá matic 2×2 . Takovým zařízením může být, jako v našem případě, například fázová destička, do které na jedné straně vstupuje vlna s komplexními obálkami A_{1x} a A_{1y} a na druhé straně ze zařízení vystupuje vlna s komplexními obálkami A_{2x} a A_{2y} . Uvnitř zařízení pak dochází k superpozici vln, kterou můžeme vyjádřit pomocí vah jednotlivých členů jako

$$\begin{aligned} A_{2x} &= T_{11}A_{1x} + T_{12}A_{1y} \\ A_{2y} &= T_{21}A_{1x} + T_{22}A_{1y} \end{aligned} \quad (5)$$

kde index 1 značí vlnu vstupující do soustavy a index 2 vlnu z ní vystupující. Členné T_{11} , T_{12} , T_{21} a T_{22} nám poté charakterizují příslušné zařízení. Po přepsání vztahů do maticového tvaru lze vztah (5) psát v kompaktním tvaru

$$J_2 = TJ_1.$$

Matice T , tzv. Jonesova matice, popisuje optické zařízení a vektory J_1 a J_2 popisují vstupní a výstupní vlnu. Pokud uvažujeme několik takovýchto optických zařízení (T_1 , T_2 , ..., T_N) řazených za sebou ve směru šíření postupující vlny J_1 , pak pro výstupní vlnu J_2 platí

$$J_2 = T_N T_{N-1} \dots T_1 J_1.$$

Tabulka 1: Jonesovy matice polarizačních zařízení.

optické zařízení	Jonesova matice J
T_{px} = polarizátor ve směru x	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
T_{py} = polarizátor ve směru y	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
T_{fd} = fázová destička s rychlou osou ve směru osy x a fázovým zpožděním Γ	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\Gamma} \end{bmatrix}$
$R(\rho)$ rotace souřadnic o úhel ρ	$\begin{bmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{bmatrix}$

Fázové zpoždění je definováno jako

$$\Gamma = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{\cos(\beta/n_s)} \cdot (n_{e,\beta,\varphi} - n_{o,\beta,\varphi}) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{d}{\cos(\beta/n_s)} \cdot \frac{1}{M_{\beta,\varphi}}, \quad (6)$$

kde d je tloušťka fázové destičky, $n_{e,\beta,\varphi}$ a $n_{o,\beta,\varphi}$ jsou indexy lomu pro mimořádný a řádný paprsek ve směrech β a φ . Charakteristiku propustnosti Šolcova filtru v závislosti na vlnové délce je tedy možno získat pomocí vztahů

$$I = J_2 J_2^*,$$

$$J_2 = T_{py} \sum_{i=1}^N (T_i) T_{fd} T_{px}, \quad (7)$$

$$T_i = R(\rho_i) T_{fd} R(-\rho_i),$$

kde T_{py} je Jonesova matice polarizátoru ve směru osy y (viz. tabulka 1), T_{px} je Jonesova matice polarizátoru ve směru osy x , $R(\rho_i)$ je matice rotace o úhel ρ_i , N je počet destiček ve filtru a T_{fd} je Jonesova matice fázové destičky.

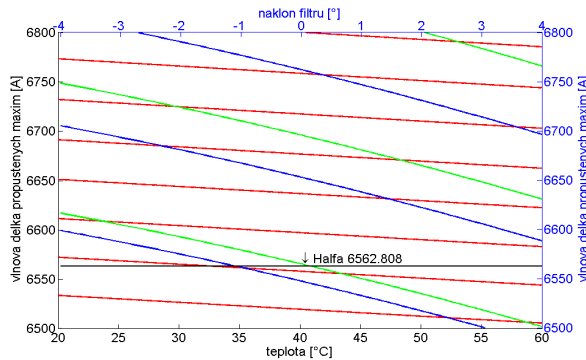
Základem pro získání hodnot náklonů filtrů F1N a F2N, pomocí kterých naladíme jednotlivé filtry na požadovanou vlnovou délku, je tedy vzorec (3) dosazený skrze rovnici (6) do vztahů (7). Pomocí Jonesova maticového počtu tak získáme závislost změny intenzity prošlého světla na vlnové délce (viz. horní část obrázku 2). Variací náklonu filtru β , poté dostaneme závislost polohy maxim filtru na náklonu β (viz. obrázek 4 a 6).

Podobným způsobem získáme i hodnoty teploty filtru F3T potřebné pro naladění filtru na požadovanou vlnovou délku. V tomto případě však nepoužijeme vzorec (3). Pro ladění tohoto filtru se využívá tepelné závislosti jednotkové tloušťky $M(t)$, kterou Šolc měřil pro křemen a vápenc [2] a definoval ji jako mírně nelineární. Po dosazení $M(t)$ do (7) získáme opět závislost změny intenzity prošlého světla na vlnové délce. Variací teploty t získáme závislost polohy maxim na teplotě filtru t (viz. obrázek 4 a 6).

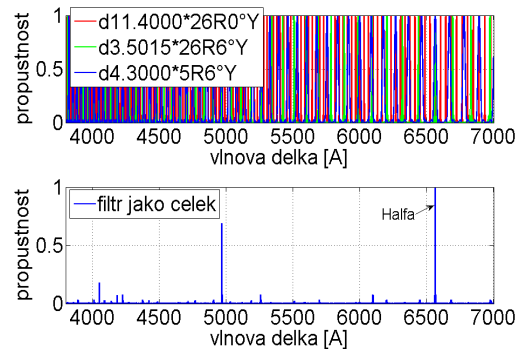
Do stejného obrázku vyneseme také astronomicky zajímavé vlnové délky, na které bychom chtěli filtr naladit. Hledané hodnoty jsou poté průsečíky maxim propuštěných jednotlivými filtry s jednotlivými astronomicky zajímavými čarami.

3. Výsledky simulací

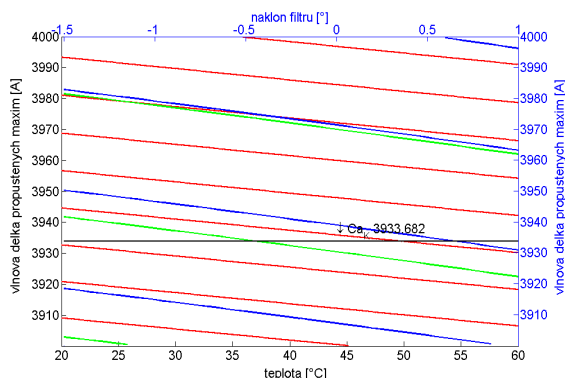
Metodami popsanými v sekci 2 jsme dospěli k obrázku 4, respektive 6, podle kterých můžeme určit hodnoty náklonu jednotlivých subfiltrů F1N a F2N a hodnotu teploty pro subfiltr F3T, které použijeme k nalezení náklonů subfiltrů pro požadovanou vlnovou délku. Na ose y jsou vyneseny vlnové délky maxim propuštěných filtrem v [Å], na horní ose x je zobrazena hodnota náklonu β subfiltrů F1N a F2N ve stupních a na dolní ose x je zobrazena teplota filtru F3T ve stupních Celsia. Červenou barvou je znázorněn subfiltr F3T, který má tloušťku jedné destičky $d_{F3T} = 11.4000$ mm a obsahuje jich 26 kusů. Orientace jednotlivých destiček tohoto filtru je řez Y . Zelenou barvou je znázorněn filtr F2N, který má tloušťku destičky $d_{F2N} = 3.5015$ mm s řezem 6° od osy Y . Počet destiček ve filtru je také 26 kusů. Modrou barvou je znázorněn filtr F1N s 5 destičkami o tloušťce $d_{F1N} = 4.3000$ mm a řezem 6° od osy Y .



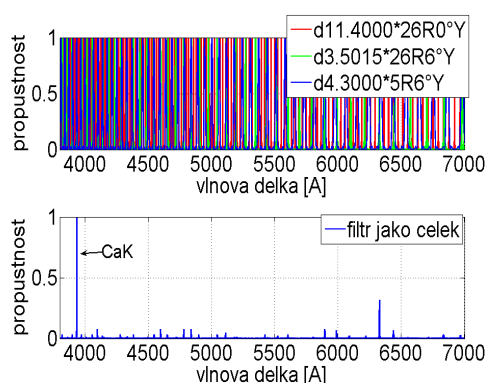
Obrázek 5: Graf znázorňující závislost polohy propuštěných maxim subfiltrů (osa y) na náklonu respektive teplotě subfiltru (osa x). Horní osa x platí pro filtry F1N a F2N a dolní osa pro filtr F3T. Černou čarou je vyznačena vlnová délka $H\alpha = 6562.808$ Å. Barvy jednotlivých filtrů jsou shodné s barvami na obrázku 5.



Obrázek 4: Propustnost jednotlivých subfiltrů (horní část) a propustnost filtru jako celku (spodní část) po nastavení na hodnoty získané z obrázku 4. Filtr zcela propuští vlnovou délku čáry $H\alpha$ a potlačuje vedlejší maxima.



Obrázek 7: Graf znázorňující závislost polohy propouštěných maxim subfiltrů (osa y) na náklonu respektive teplotě subfiltru (osa x). Horní osa x platí pro filtry F1N a F2N a dolní osa pro filtr F3T. Černou čarou je vyznačena vlnová délka CaK = 3933.682 Å. Barvy jednotlivých filtrů jsou shodné s barvami na obrázku 7.



Obrázek 6: Propustnost jednotlivých subfiltrů (horní část) a propustnost filtru jako celku (spodní část) po nastavení na hodnoty získané z obrázku 6. Filtr zcela propouští vlnovou délku čáry CaK a potlačuje vedlejší maxima.

Odečtením hodnot náklonů subfiltrů F1N a F2N a teploty subfiltru F3T pro příslušnou vlnovou délku (viz. obrázek 4 a 6) a po následném zpětném dosazení do vztahu (7), dostáváme charakteristiku propustnosti filtru jako celku (viz. obrázek 5 a 7). Například pro vlnovou délku $H\alpha = 6562.808 \text{ \AA}$ nám vychází pro náklon F1N -1.07° , pro náklon F2N 0.17° a pro teplotu F3T 33.6°C . Pro vlnovou délku CaK = 3933.682 Å nám vychází pro F1N náklon -0.46° , pro F2N náklon 0.67° a pro F3T teplota 50.3°C .

Stejným způsobem můžeme získat hodnoty pro naladění jednotlivých dílčích filtrů pro jinou požadovanou vlnovou délku.

4. Diskuze

Ze simulace na obrázku 4 můžeme vyčíst, že při uvažovaném náklonu F1N a F2N v rozmezí $\langle +4^\circ, -4^\circ \rangle$ dojde ke spojitému přeladění z jednoho propuštěného maxima do druhého, což zajišťuje funkčnost předsádek F1N a F2N jakožto bariérových filtrů pro hlavní filtr F3T [7] v celém uvažovaném spektru jeho použití.

Při nastavení subfiltrů na hodnoty získané z obrázku 4 a 6 pro vlnové délky $H\alpha = 6562.808 \text{ \AA}$ a CaK = 3933.682 Å dojde k jevu, kdy bude propuštěna pouze požadovaná vlnová délka a všechny ostatní propusti jednotlivých subfiltrů v okolí pozorované vlnové délky se navzájem odfiltrují. Ostatní propusti odstraníme interferenčním filtrem nebo barevným sklem. Úroveň zbytkových maxim nižších než 4% (tzv. duchů) pro čáru CaK je do okolí cca $\pm 160 \text{ \AA}$ kolem čáry. Pro čáru $H\alpha$ je to dokonce okolí cca $\pm 470 \text{ \AA}$ (viz. obrázky 5 a 7). Tímto způsobem budou diagnostikovány všechny astronomicky zajímavé spektrální čáry, na kterých má F3T pozorovat [7] a podle toho zvolen vhodný způsob hrazení zbytkových propustí.

Problémem při ladění všech tří subfiltrů může být přesnost s jakou musíme nastavovat náklon β , abychom dosáhli naladění na požadovanou vlnovou délku. Je zřejmé, že čím výkonnější filtr, tím přesnějšího naklání, respektive kontroly teploty, musíme dosáhnout. Pro kontrolu F3T teplotou se nejedná o velký problém, protože filtr není tak citlivý na změnu. Šolc ve svých pracích udává přibližnou hodnotu $-0.5 \text{ \AA}/1^\circ\text{C}$ [1], což s běžně dostupnými termostaty lze řešit, a i výkonné filtry ($\delta\lambda = 0.2 \text{ \AA}$) se tímto způsobem dají udržet na pozorované vlnové délce. Kontrola filtrů laditelných náklonem by však měla být v řádech desítek vteřin. Zde záleží především na výkonnosti filtru, tzn. šířce jeho maxima. Pro námi používané F1N a F2N platí ladění v řádech $0.1 \text{ \AA}/1'$ v oblasti čáry CaK a $0.2 \text{ \AA}/1'$ v oblasti $H\alpha$. Pro synchronizaci všech tří subfiltrů by však měly být provedeny další simulace a především jejich následné ověření.

5. Závěr

V článku je představen princip nového typu hrazení pomocí koincidenčních řetězových filtrů s šikmým úhlem řezu, které umožňují spojitě ladění v celém viditelném spektru. Pomocí Jonesova maticového počtu je získána charakteristika propustnosti Šolcova řetězového filtru. Jsou uvažovány tři jednotlivé subfiltry, které se od sebe liší tloušťkou destiček ($d_{F3T} = 11.4000 \text{ mm}$, $d_{F2N} = 3.5015 \text{ mm}$ a $d_{F1N} = 4.3000 \text{ mm}$), úhlem řezu ($\varphi_{F3T} = 0^\circ$ od řezu Y, $\varphi_{F2N} = 6^\circ$ od řezu Y a $\varphi_{F1N} = 6^\circ$ od řezu Y) a možností ladění (F3T = teplotou, F2N = náklonem, F1N = náklonem) tak, aby mohly být splněny podmínky koincidence respektive hrazení subfiltrů. Variací hodnot, které umožňují ladění filtrů je získána optimální hodnota pro naladění všech filtrů na požadovanou vlnovou délku, přičemž jsou diskutovány propustnosti subfiltrů, jako jednoho velkého filtru pro dvě vlnové

délky ($H\alpha$ a CaK). Řešením hrazení jsou grafy na obrázcích 5 a 7, kde úroveň zbytkových maxim pod 4% je pro čáru CaK v okolí $\pm 160 \text{ \AA}$ a pro $H\alpha$ dokonce $\pm 470 \text{ \AA}$. Je zmíněna nutnost diagnostiky propustnosti filtru i pro ostatní zajímavé spektrální čáry a v závislosti na těchto výsledcích provést výběr vhodného způsobu filtrace zbylých maxim. Je též okrajově diskutována tolerance náklonů jednotlivých subfiltrů, respektive kontrola teploty.

Práce je řešena jako dílčí část úkolu „Podpora projektů cíleného výzkumu AV ČR“, projekt 1SQ100820502.

Literatura

- [1] ŠOLC, I.: Sběrka pracovních textů pro VOD AVČR, Turnov, 2006.
- [2] ŠOLC, I.: Disperzní relace dvojlomu křemene a vápence, *Jemná mechanika a optika*, 1984/2 s. 43-48.
- [3] MELICH, R.: Měření základních materiálových charakteristik propustnosti řetězového filtru, Sborník konference Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí, Hvězdárna v Úpici, Úpice 2006, s.38-51.
- [4] Melich Z., Klimeš J., Šolc I., Řetězové filtry s šikmým úhlem řezu dvojlomných destiček, Sborník konference Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí, Hvězdárna v Úpici, Úpice 2005, s.30-36.
- [5] ŠOLC, I.: Nový typ dvojlomného filtru, *Čs. čas. fyz.* 3 (1953) s. 366-376.
- [6] ŠOLC, I.: Koincidenční řetězové dvojlomné filtry, *JMO* 1971/6, s. 159-161.
- [7] MELICH, R., MELICH, Z., OUPICKÝ, P., ŠOLC, I., KLIMEŠ st., J., KLIMEŠ ml., J.: Řetězový filtr pro více astronomicky zajímavých spektrálních čar, Sborník referátů z 18. celoštátního Slnečného seminára, Modrá 2006, ed. I. Dorotovič, soubor 35.pdf na CD, Hurbanovo.
- [8] SALEH, B.E.A. a TEICH, M.C.: *Základy fotoniky*, Matfyzpress, Praha 1994.