

INTERFERENCIÁS SZÜRŐK OPTIKAI TULAJDONSÁGAINAK

VIZSGÁLATA

Balla Rozália és Csáki Sándor

matematika-fizika szakos hallgatók

KISÉRLETI-FIZIKAI INTÉZET

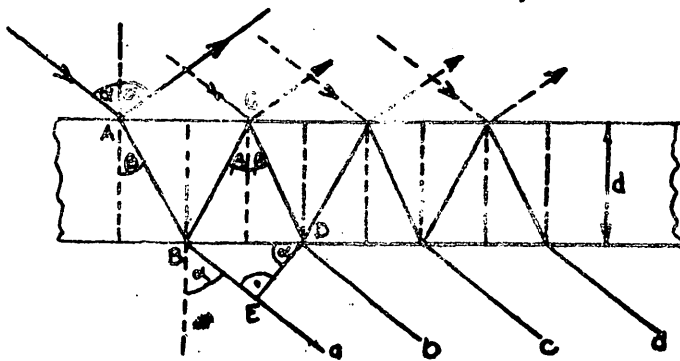
A kísérleti és az alkalmazott optikában gyakran használt monokromatikus, pontosabban közel monokromatikus fény előállítására többféle eszközt használnak. Ezen eszközök közül igen sokszor az interferenciás szűrők alkalmazása előnyös, mert jó spektrális tulajdonságaik mellett - t. i. a reájuk eső fehér fényből csak keskeny /átlagosan 8-10 m μ / szélességű sávot engednek át - kis méreteik következtében a fényutakba könnyen behelyezhetők és cserélhetők.

Az utóbbi időben több cikk foglalkozott az interferenciás szűrők vizsgálatával, de a szerzők figyelmüket inkább a nagyobb áteresztőképességű szűrők előállításának problémáira fordították, s csak néhány esetben tették vizsgálatuk tárgyává a szűrők egyéb optikai sajátosságainak, pl. az áteresztési sáv helyének, vagy szélességének, illetve ezek változásának a meghatározását, változtatva a szűrőre beeső fény nyaláb beesési szögét.

Éppen ezért a következőkben ismertető méréseinknél célul tűztük ki megvizsgálni, hogy a fénynyaláb beesési szögének növelése mellett hogyan tolódik el az áteresztési sáv maximumának helye, ill. hogyan változik meg a sáv félértékszélessége, továbbá, hogy a mérési eredmények alapján megállapítható-e egy olyan beesési határszög, ameddig a szűrőt elforgatva az áteresztett sáv félértékszé-

lességé lényegesen még nem változik meg. Ha ugyanis ez a határ-
szög elég nagy és közben a maximum eltolódása is jelentős, akkor
a szűrő elforgatásával – bizonyos hullámhossz intervallumban – foly-
tonosan változtatható hullámhosszu fénynyaláb állítható elő.

A vizsgálatainknál használt «FABRY-PEROT»-típusu interfe-
renciás szűrő lényegileg a fényt még áttereszlő vastagságu ezüst-
réteggel fedett vékony planparallel dielektrikumrétegből áll, amelyhez
egy «SCHOTT» szélessávú üvegszűrő is csatlakozik. Ha e rétegre
monokromatikus fényt bocsátunk, akkor csak az ezüst és dielekt-
rikum közötti határfelületet tekintve – a beeső fény egy része az
A pontból visszaverődik, másik része pedig belép a dielektrikum-
ba /1. ábra/. A dielektrikumba jutott fényhullámok egy része a B
pontban visszaverődik, másik része pedig kilép a dielektrikumból.
A visszaverődött fényhullámok a C pontban részben ismét vissza-
verődnek, részben pedig kilépnek s. i. t. Az átbecsátott fényhullá-
mok a többszörös visszaverődés folytán a közöttük fellépett fázis-
eltolódás következtében interferenciaképet eredményeznek,



1. ábra

A maximumok alakjára és helyére vonatkozóan a következők
szerint tehetünk megállapításokat. Ha a rendszerre bocsátott monok-
romatikus fény intenzitását önkényesen egységnyinek választjuk ak-
116.

kor az együttes fényhatást egy helyen az a, b, c, ... stb. síkhullámok

$$E = \tau e^{2\pi\nu i(t - \frac{x}{v})} [1 + \rho e^{-i\delta} + \rho^2 e^{-i2\delta} + \dots + \rho^{(k-1)} e^{-i(k-1)\delta}]$$

eredője adja, ahol ρ a reflexiós koefficiens, τ a beeső fénynek a határfelületen átjutó hányadát, ν a monokromatikus fény frekvenciáját, δ pedig a szomszédos hullámok közötti fáziskülönbséget jelenti. Mivel a dielektrikumon levő ezüstreteg reflexiós koefficiense nagy, az egyszerűség kedvéért $k = \infty$ számú hullámot tekinthetünk, s így /1/-ben a szögletes zárójelben levő $\rho e^{-i\delta}$ kvociensű végtelen geometriai sor összegezése után az eredő amplitudó

$$E_{\infty} = \tau e^{2\pi\nu i(t - \frac{x}{v})} \cdot \frac{1}{1 - \rho e^{-i\delta}} \quad -/2/$$

Az eredő intenzitást, azaz az amplitudó négyzetének időállandágát a konstansokkal való szorzás utján kapjuk

$$\overline{E^2} = \frac{\tau^2}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos\delta} = \frac{\tau^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}} = \frac{\tau^2}{(1 - \rho)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\rho}{(1 - \rho)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

Ezen eloszlási függvény vizsgálatából látható egyrészt, hogy az intenzitásnak a $\delta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ helyeken maximumai lesznek, másrészt pedig, hogy az eloszlás alakja erősen függ ρ -tól. Ha ugyanis $\rho \ll 1$, akkor ρ^2 az 1 mellett elhanyagolható és /3/

$$\overline{E^2} = \frac{\tau^2}{1 - 2\rho \cos\delta} \approx \tau^2 (1 + 2\rho \cos\delta) -$$

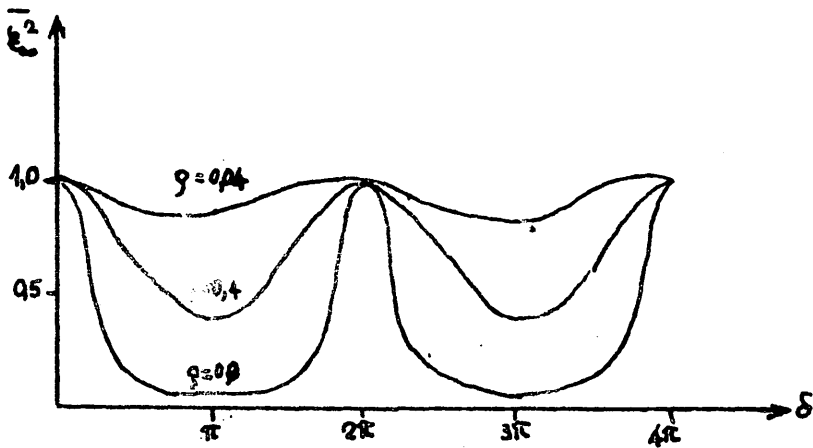
nek adódik. Tehát az intenzitás a $\tau^2(1 + 2\rho)$ és $\tau^2(1 - 2\rho)$ határok között «cosinus»-szerűen változik. Ha viszont $\rho \approx 1$ úgy, hogy $1 - \rho = \epsilon$ az 1 mellett elhanyagolható - és ez a lényeges eset az interferenciás szűrők szempontjából - akkor /3/ az

$$\overline{E^2} = \frac{\tau^2}{\epsilon^2 + 4(1 - \epsilon) \sin^2 \frac{\delta}{2}} \approx \frac{\tau^2}{\epsilon^2 + 4 \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad -/5/$$

alkalmu lesz. Látható, hogy ennek maximális értéke : $\frac{\tau^2}{\epsilon^2}$: a minimális értéke pedig : $\frac{\tau^2}{4}$ lesz. Pl. ezüstnél $\rho = 0.9$ így $\epsilon = 0.1$.

tehát a maximális érték : $100 T^2$, míg a minimális érték : $\frac{T^2}{4}$

Ha pl. $\rho = 0.04$ és 0.9 esetekre az intenzitáseloszlást kiszámítjuk és ábrázoljuk, akkor a kézikönyvek idevonatkozó részéből a FABRY-PEROT interferométer tárgyalásánál már megismert görbéket kapjuk. A 2. ábráról látható, hogy ρ növelésével az átteresztési sáv szélessége erősen csökken



2. Ábra

Ha a rétegre fehér fény esik, akkor a réteg bizonyos λ_l hullámhosszu sávokat „kiválaszt”, a beeső nyalábból, amelyekre nézve

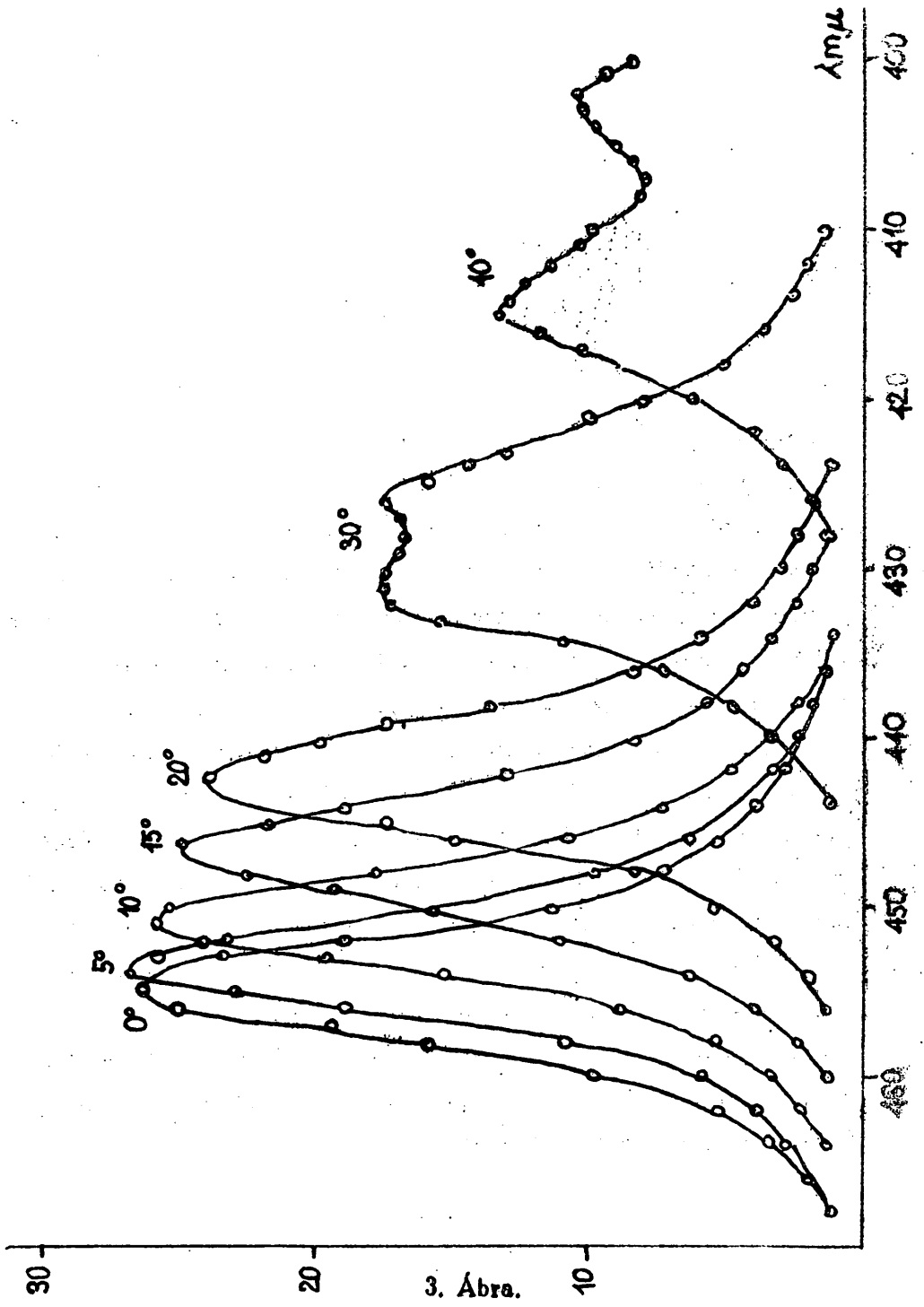
$$d = 2nd \cos \beta = l \lambda_l \quad (l = 1, 2, 3, \dots) \quad /6/$$

/pl. ha $n = 1$, $d = 0,8 \mu$, akkor $l = 2, 3, 4$ esetekben az átteresztési sávok maximumai $\lambda_2 = 0,8 \mu$, $\lambda_3 = 0,533 \mu$ és $\lambda_4 = 0,4 \mu$ helyekre esnek, tehát a látható spektrumtartományban a réteg csak az 533 nm -os sávot engedi át. / Olyan esetekben, amikor egy szélesebb spektrumtartományban csak egyetlen sávra van szükség, a nemkívánatos, más hullámhosszu sávokat alkalmas szélessávú üvegszűrővel ki lehet zárni. Ha nem merőleges beesésről van szó ($\beta \neq 0$), akkor az átteresztett λ_l hullámhosszu sáv β növekedésével a rövidebb hull-

lámhosszak felé tolódik el.

Kísérleti munkánk során egy jénai SIF -456 jelzésű fémlinterenciás szűrő optikai tulajdonságait vizsgáltuk. A szűrő áteresztési maximumának helyét $\lambda_{\max} = 456 \text{ m}\mu$ -ban, a félértékszélességét $7,4 \text{ m}\mu$ -ban adta meg a gyár. A szűrő áteresztőképességét a Kísérleti Fizikai Intézetben összeállított üvegprizmás spektrofotometerrel mértük. A szórt fény csökkentése céljából a monokromátor elé BG-12, ill. BG-18 jelű «SCHOTT üvegszűrőt tettünk. A monokromátor kilépő rése mögötti párhuzamos fénynyaláb útjába helyezett interferenciás szűrő által áteresztett fény intenzitását RCA-IP-28 jelzésű fotoelektronsokszorozóval és $5 \cdot 10^{-9} \text{ A/skr}$ érzékenységu galvanométerrel a «kiütés módszere» alapján határoztuk meg. A méréseknél a kilépő rés szélességét olyannak választottuk, hogy a monokromátorból kilépő fény sáv szélessége kicsiny legyen a szűrő áteresztési sáv szélességéhez képest $< 1 \text{ m}\mu$ /.

A méréseket mind merőleges, mind pedig különböző szögű fénybeesés mellett végeztük el. A közvetlen mérési eredményeket a 3. ábrán tüntettük fel. Ezen láthatók az interferenciás szűrőnek merőleges, valamint 5° , 10° , 15° , 30° és 40° -os beesési szögek mellett felvett áteresztési sávjai. Az ábrából kiderül, hogy a beesési szög növelésével - a vártnak megfelelően - a sávok a rövidebb hullámhosszak felé tolódnak el, valamint az is, hogy a nagyobb beesési szögek felé haladva a sávok kiszélesednek, sőt mint az a 30° és 40° -os beesési szögeknél kifejezetten látható, föl is hasadnak, a fölhasadás mértéke a beesési szög növelésével növekszik.



A sávok maximumának pontos helyét és a félértékszélességet a KOPPELMANN és KREBS 1 által leírt módon határoztuk meg. Ugyanis az előbb nyert eloszlási függvény, ha a maximum környezetében maradunk - mint erre BURGER és VAN CITTERT 2 rámutattak - az

$$I = \frac{I_{max}}{1 + \left(\frac{\delta - \delta_{max}}{\Delta\delta_{1/2}} \right)^2} \quad /7/$$

alakban írható, ahol I_{max} a δ_{max} -hoz tartozó intenzitást és $\Delta\delta_{1/2}$ az átérésztési sáv félértékszélességének felét jelenti.

/7/ az

$$I(\bar{\nu} - \bar{\nu}_{max}) = \frac{I_{max}}{1 + \left(\frac{\bar{\nu} - \bar{\nu}_{max}}{\Delta\bar{\nu}_{1/2}} \right)^2} = \frac{I_{max}}{1 + \omega^2} \quad /8/$$

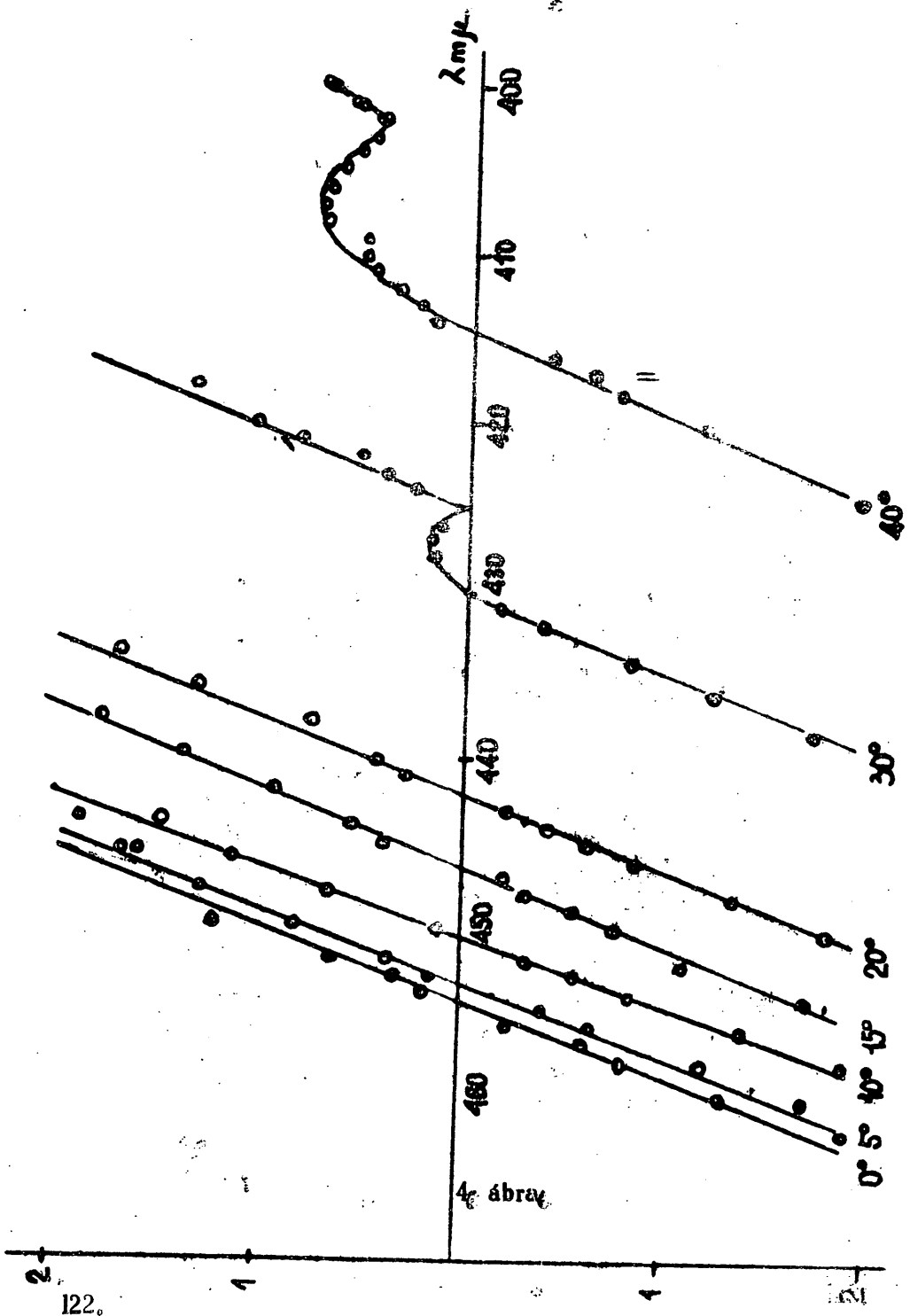
alakra hozható, amelyben $\bar{\nu}_{max}$ a maximum helyét, $\Delta\bar{\nu}_{1/2}$ pedig a félértékszélesség felét jelenti hullámhosszban kifejezve. E legutóbbi eredményünkből megszerkeszthető a

$$\omega = \sqrt{\frac{I_{max}}{I} - 1} \quad /9/$$

egyenes, amelynek a $\bar{\nu}$ tengellyel való metszéspontja a sáv maximumának pontos helyét adja, míg az egyenes

$$\frac{d\omega}{d\bar{\nu}} = \frac{1}{\Delta\bar{\nu}_{1/2}} \quad /10/$$

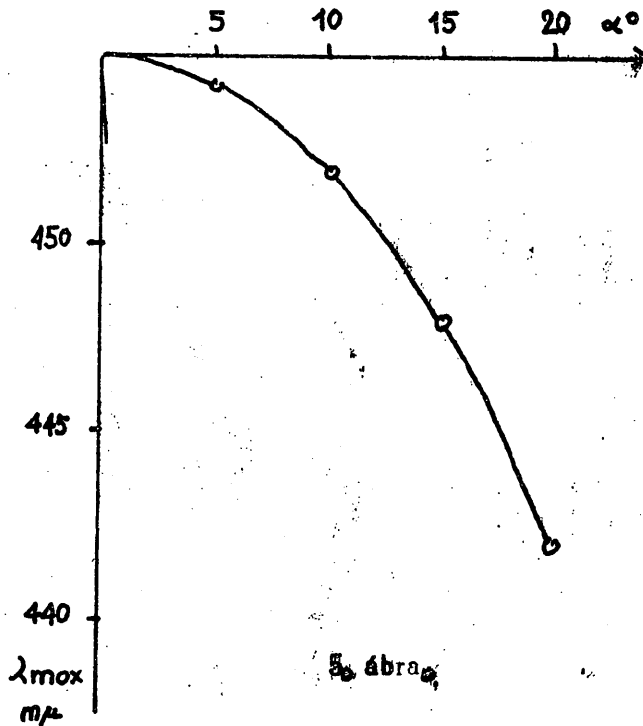
iránytangenséből a $\Delta\bar{\nu}_{1/2}$ félértékszélesség fele kiszámítható. Ilyen módon a maximumok eltolódására a 4. ábra alapján az 5. ábrán feltüntetett, az egyenesek iránytangenséből számított félértékszélességek változására pedig a 6. ábrán látható grafikont kapjuk.



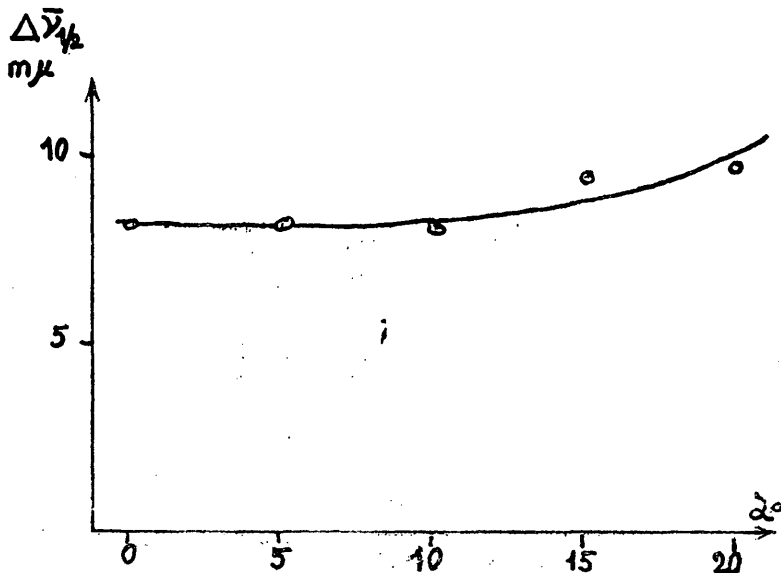
A maximum eltolódását a W. GEFFCKEN 3 által közölt közelítő formula alapján is ellenőriztük. Mivel az eltolódás a beesési síkra merőlegesen ill. vele párhuzamosan poláros fényre különböző ugyan, de ha a két eltolódás $\Delta(\alpha)$ középértékét akarjuk csak számítani, akkor érvényes a

$$\Delta(\alpha) = (\lambda_{\max} - \frac{150}{l}) \frac{\sin^2 \alpha}{4} \quad \text{---/11/}$$

összefüggés, melyben l az interferencia rendje /esetünkben az interferencia rendje szerinti $l = 3/2 \lambda_{\max}$ az áteresztett sáv maximumának helyét jelenti hullámhossz-egységekben kifejezve. Az összefüggés alapján számított görbét az 5. ábrán láthatjuk kihuzva, a pontok pedig a mérési eredményeket mutatják.



5. ábra



6. Ábra.

Az ismertetett eredményekből látható, hogy egy interferenciás szűrő áteresztési maximuma, spektrális tulajdonságainak /félérték-szélességének/ elég jó megtartásával - bizonyos határig - a szűrő elforgatásával eltolható. A vizsgált szűrőnél - mint a 3., 5. és 6. ábrából is jól látható - a 10° -ig való elforgatásnál a félérték-szélesség gyakorlatilag nem változik, ugyanakkor a maximum eltolódása mindössze $3,5 \text{ m}\mu$. Nagyobb elforgatási szögeknél azonban a sáv felhasadása miatt a félérték-szélesség is és a maximum eltolódása is rohamosan növekszik. Ha megengedünk 20 %-os félérték-szélesség növekedést, ami annyit jelent, hogy a merőleges beesésnél általunk meghatározott $8 \text{ m}\mu$ félérték-szélesség helyett $10 \text{ m}\mu$ -t veszünk / ekkora ingadozás megengedhetőnek látszik, mivel a gyárilag készített, ugyanolyan hullámhosszu sávot átengedő szűrők félérték-szélességében is van ekkora szóródás/, akkor a szűrőt 20° -ig forgathatjuk el, s ezalatt $13 \text{ m}\mu$ -nal tolódik el 124.

a maximum. Ez az általunk használt szűrő esetében annyit jelent, hogy a beesési szög 20° -ig való változtatásával 456 m μ -tól 443 m μ -ig a szűrő kielégítően monokromatikus /azaz maximálisan 10 m μ sávszélességű fénynyalábot tud előállítani. Mivel az interferenciás szűrősorozatokban ilyen közeli sávokat elválasztó tagok nincsenek, az ilyen közeli sávok kiszűrése céljából előnyösnek látszik a szűrő elforgatásának alkalmazása.

Irodalom :

1. Koppelman, G., K. Krebs : Z für Physik. 157. 592. 1959.
2. Burger, H. C. P.H. Van Cittert : Ibid. 44. 58. 1927.
3. Geffeken, W. : Angewandte Chemie. 60. I. 1948.