Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

Bartoloměj Navrátil

O ohybu světla se zřetelem k ohybovým spektroskopům. [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 23 (1894), No. 4, 241--258

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/121054`

Příloha k Časopisu pro pěstování mathematiky a fysiky.

O ohybu světla se zřetelem k ohybovým spektroskopům.

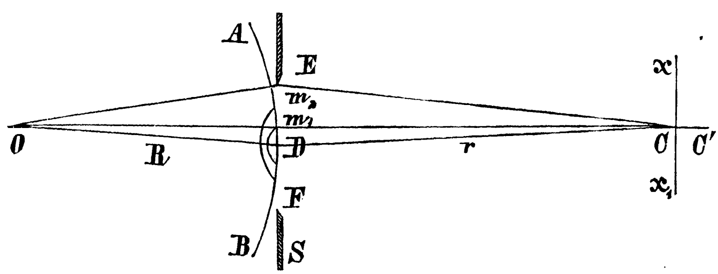
Elementární náčrtek, jejž pro abiturienty škol středních napsal

B. Navrátil,
ředitel vyšší školy realné v Prostějově.

(Dokončení.)

6. *Otvor kruhový.* Budiž EF (obr. 8.) kruhový otvor ve stínidle S, jehož střed jest D a poloměr DE = DF = s velmi malý.

Hledejme účinek části vlny EF na bod C ležící v ose ODC, jinak však ve vzdálenosti docela libovolné. Rozdělme opět EF z bodu C v půlvlnové pásy kruhové tak, jak obšírně bylo po-



Obr. 8.

psáno ve čl. 1., kdež i rozměry jich jsou vypočteny. Poněvadž největší část vlny jest zastřena, jest počet půlvlnových pásů nyní poměrně malý. Jest pak bez dalšího dovozování zřejmo, že je-li počet jich n vyjádřen číslem sudým, ruší se účinek jich z největší části a v bodě C objeví se světlost minimální. Pošine-li se bod C na ose tak daleko, na př. do C′, aby počet půlvlnových pásů byl číslem lichým, nezruší se již úplně, t. j. v C′ jest světlost maximální. Výsledná intensita jest tedy, použijeme-li označení čl. 1.

$$J = i_1 - i_2 + i_3 - i_4 + \ldots \pm i_n. \quad (13)$$

Pro sudé n jest patrně přibližně

$$J = 0,$$

pro liché n

$$J = i_1 - (i_2 - i_3 + i_4 - \ldots - i_n),$$

čili poněvadž počet členů v závorce jest sudý, přibližně

$$J = i_1.$$

Šineme-li tedy stěnu xx_1 podél osy OC, objeví se v osovém průseku jejím střídavě maximální a minimální osvětlení. Vzdálenost těchto význačných bodův od otvoru EF nalezneme z $\triangle$ ODE, v němž $\sphericalangle$ EOD $= \varphi$ jest tak malý, že položiti můžeme, jako jsme učinili též již dříve,

$$s = R \sin \varphi,$$

čili pomocí relace známé ze čl. 1.

$$s = \sqrt{\frac{Rr}{R + r} n\lambda},$$

tak že

$$r = \frac{Rs^2}{nR\lambda - s^2}, \text{*)}$$

z čehož plyne, že čím větší jest λ, tím menší jest za podmínek jinak stejných r, t. j. světlo červené uchyluje se nejvíce, světlo fialové nejméně k ose. Pro vlnu rovinnou jest

$$R = \infty, \qquad r = \frac{s^2}{n\lambda}.$$

---

*) Rovnici té snadno udělíme tvar:

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{r} = \frac{1}{s^2/n\lambda},$$

jenž má překvapující podobnost se základním vzorcem, platným pro sférická zrcadla a sférické čočky.

Z rov. (13.) zároveň můžeme usouditi, že by se světlost J v bodě C značně zvýšila, kdyby se záporné členy z ní eliminovaly, t. j. kdyby se světlo příslušných pásů zachytilo dříve, než dojde bodu C. Důsledek tento zkušenost potvrzuje. Potřebujeme pouze položiti na kruhový otvor tenkou desku skleněnou a sudé půlvlnové pásy učiniti na př. rytím neprůhlednými, tak že skleněná deska pak představuje jaksi mříž s kruhy rytými, o poloměrech $r \sin \chi$, s nestejnou tedy šířkou průhledných štěrbin kruhových a nestejnými intervaly mezi nimi. Mříž taková spojí světlo stejnorodé na ni dopadající ve společném objektivném ohnisku, jsouc po této stránce podobná čočce spojovací; liší se však od čočky tím, že světlo červené má nejmenší, fialové největší dálku ohniska, a dále tím, že při desce setkávají se v ohnisku vlny s měnami různícími se o násobek délky vlny λ, kdežto v ohnisku čočky sbíhají se všecky vlny s fasí nezměněnou.

Totéž platí i pro mříž odrážecí. Je-li poloměr rytých kruhů $R \sin \varphi$, splyne objektivné ohnisko se zdrojem světelným O.

Světlost v bodech mimo osu kruhového otvoru ležících nelze vystihnouti stručným výkladem elementárním. Dostačiž náhradou za děj skutečný, uvedeme-li, že kruhový otvor můžeme považovati za soustavu radiálně položených, velmi krátkých štěrbin linearných, jichž šířka všem společná rovná se průměru kruhového otvoru, tak že ohybové obrazy jich splynou v soustavu světlých a temných kruhů soustředných se světlým nebo temným bodem osovým C.

Ve světle bílém promění se světlé kruhy ve kruhy stkvoucí se duhovými barvami, objímající střed, zářící rovněž světlem barevným.

7. *Dvě štěrbiny, mříže rovinné, spektroskopy ohybové.* Buďtež E_1F_1 a E_2F_2 (obr. 9.) dvě štěrbiny stejné šířky e, oddělené od sebe neprůhledným intervalem F_1E_2 o šířce ε. Jest pak samozřejmo, že dá-li každá štěrbina o sobě po ohybu intensitu $= 0$, i úhrnný účinek obou štěrbin se rovnati bude 0, t. j. body minimální intensity při jedné štěrbině trvají beze změny, připojíme-li k ní ještě štěrbinu druhou téže šířky. Mimo to vzni-

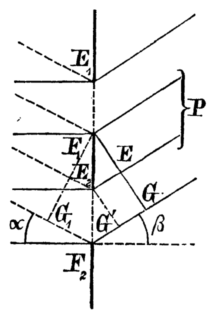
---

*) Oprava: Ve článku 1. předcházejícího čísla stůjž místo X všude χ.

knou však současným vlivem obou štěrbin minima nová. Opozdění stejnolehlých prvků vlnových F_1 a F_2 jest pro úhel dopadu α (tečkované čáry v obr. 9.)

$$F_2G_1 + F_2G = (e + \varepsilon)(\sin\alpha + \sin\beta).$$

Obnáší-li opozdění to lichý počet polovin délky vlny, zatemní se stejnolehlé pásy půlvlnové obou štěrbin navzájem,



Obr. 9.

ruší se tedy též účinek všech ostatních pásů stejnolehlých, t. j. P jest místo temné. Naopak obsahuje-li opozdění sudý počet polovin délky vlny, sesílí se stejnolehlé pásy a bod P jest místo světlé.

Výrazem této podmínky jest rovnice

$$(e + \varepsilon)(\sin\alpha + \sin\beta) = n\frac{\lambda}{2},$$

kdež n značí číslo liché pro minima, sudé pro maxima světlosti. Poněvadž nás v dalších částech tohoto pojednání hlavně zaměstnávati budou maxima světlosti, t. j. ohybová vidma, napíšeme si podmínku pro ně ve formě

$$(e + \varepsilon)(\sin\alpha + \sin\beta) = n\lambda, \tag{14}$$

kdež n nyní značí číslo *celé*.

Dopadá-li vlna normálně k rovině štěrbin, jest $\alpha = o$ a

$$(e + \varepsilon)\sin\beta = n\lambda \tag{14'}$$

a je-li mimo to šířka intervalu rovna šířce štěrbiny

$$2e\sin\beta = n\lambda. \tag{14''}$$

Největší světlost nalezneme patrně v oněch vidmech, pro něž počet půlvlnových prvků každé štěrbiny jest číslo liché a zároveň rozdíl měny stejnolehlých prvkův obou štěrbin číslo sudé. V těchto místech jest výsledná amplituda zajisté 2krát, tedy světlost 4krát větší, než by byla při jedné štěrbině.

Zvětšíme-li v rov. (14′) λ o $\Delta\lambda$, zvětší se též β o $\Delta\beta$, tak že

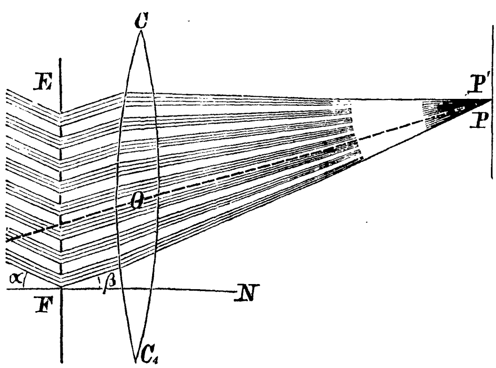
$$(e+\varepsilon)\sin(\beta+\Delta\beta)=n(\lambda+\Delta\lambda),$$

z níž odečtením rov. (14′) obdržíme

$$\frac{\Delta\beta}{\Delta\lambda}=\frac{n}{(e+\varepsilon)\cos\beta}. \qquad (15)$$

Poměr $\Delta\beta:\Delta\lambda$ jest měrou velikosti rozptylu; mohutnost rozptylovací vzrůstá tedy s rostoucím číslem pořadovým vidma n a s ubývající šířkou štěrbiny.

Rozumí se samo sebou, že touž měrou ubývá též světlosti videm. Úbytek intensity videm nahraditi lze rozmnožením počtu



Obr. 10.

štěrbin. Takovou soustavu rovnoběžných štěrbin uzounkých jmenujeme *ohybovou mříží* (obr. 10.). Jasná vidma v bodě P jsou i nyní v celku vázána podmínkou vyjádřenou rov. 14; nebo sesílí-li se navzájem účinky první a druhé, sesílí se též při třetí a každé následující dvojici a dvojice opět mezi sebou, tak že světlosti přibývá se čtvercem počtu štěrbin.

Avšak některá z těchto videm vymizejí. Polohu jich určíme předpokládajíce, že světelná vlna dopadá na mříž normálně, t. j. že $\alpha = 0$.

Z obr. 9. vysvítá, že

$$F_2G : F_2G' = (e + \varepsilon) : e,$$

tedy se zřetelem k rov. (14′)

$$F_2G' = \frac{e}{e + \varepsilon} n\lambda,$$

čili vyjádříme-li poměr šířek e a ε celými čísly co nejmenšími e' a ε', tak že $\frac{\varepsilon}{e} = \frac{\varepsilon'}{e'}$,

$$F_2G' = \frac{e'}{e' + \varepsilon'} n\lambda.$$

Je-li pak

$$n = 2k(e' + \varepsilon'),$$

kdež k jest libovolné číslo celé a kladné, obdržíme

$$F_2G' = 2ke' . \lambda,$$

t. j. v tomto případě zruší se dle čl. 5. účinek půlvlnových prvků v každé štěrbině o sobě, tak že v bodě P místo jasného vidma objeví se místo tmavé.

Z řady mřížových spekter zmizejí tedy vidma

$$2(e' + \varepsilon'),\ 4(e' + \varepsilon'),\ 6(e' + \varepsilon'), \ldots,$$

t. j. některá vidma sudá. Rovná-li se na př. šířka štěrbiny šířce intervalu, ve kterémž případě $e' = \varepsilon' = 1$, odpadnou vidma: 4, 8, 12 atd.; anebo je-li interval dvakrát širší než štěrbina, shasnou vidma 6, 12, 18 atd.

Jiný druh světlých videm povstává sice též, když rozdíl měny nestejnolehlých prvků půlvlnových obou nejkrajnějších štěrbin mříže obnáší $\frac{\lambda}{2}$; v tomto případě zruší se jen nejkrajnější (zevnější) půlvlnové pásy mříže, kdežto střední otvory se sesilují. Avšak poněvadž s rostoucím počtem štěrbin v mříži intensita jich slábne až k vymizení, nebudeme k nim dále přihlížeti.

Co do počtu pásků temných, těch s počtem štěrbin stále přibývá. Jako při dvou štěrbinách, tak i u mříže trvají temné pásy, jež by vytvořila každá štěrbina, nebo každá dvojice štěrbin o sobě, beze změny. K nim přistoupí další nové. Rozdělíme-li na př. mříž o p štěrbinách na dvě polovice, zruší se interferencí účinky obou polovic, když stejnolehlé půlvlnové pásy první a $\left(\frac{p}{2}+1\right)$ní štěrbiny se měnou rozcházejí o $\frac{\lambda}{2}$, t. j. když

$$\frac{p}{2}(e+\varepsilon)\sin\beta = \frac{\lambda}{2}.$$

Podobně můžeme si mysliti mříž rozdělenou na libovolné množství stejných dílův, kdež pak výsledná intensita v ohybovém obraze zajisté jest rovna 0, když jedna polovice štěrbin každého dílu zruší účinek druhé polovice štěrbin téhož dílu. Je-li všeobecně dílů m, jsou tato minima určena rovnicí

$$\frac{p}{2m}(e+\varepsilon)\sin\beta = \frac{\lambda}{2},$$

tak že opozdění stejnolehlých půlvlnových pásů dvou sousedních štěrbin obnáší

$$(e+\varepsilon)\sin\beta = \frac{m}{p}\lambda.$$

Z těchto temných pásů odpadnou však ony, pro něž $\frac{m}{p}$ jest číslo celé, na př. m'. Jest totiž pak

$$(e+\varepsilon)\sin\beta = m'\lambda,$$

kterážto rovnice dle (14′) karakterisuje polohu videm světlých.

Temné tyto pásy při rostoucím počtu štěrbin zároveň tím těsněji ku proužkům světlým přiléhají, zúžujíce je při světle stejnorodém a ostře je omezujíce. Abychom se o tom přesvědčili, představme si, že ohybový obraz mříže vykazuje u P světlou čárku délky vlny λ. Zpozdění pro tento bod a dvě sousední štěrbiny obnáší tedy $n\lambda$. Pro sousední bod P′ velmi blízký zvětší nebo zmenší se zpozdění o hodnotu velmi malou $\nu\lambda$, kdež ν jest pravý zlomek rovněž velmi malý.

Budiž na př.

$$\nu = 0{\cdot}0005.$$

Pak jest zpozdění v P′

$$(n + 0{\cdot}0005)\lambda.$$

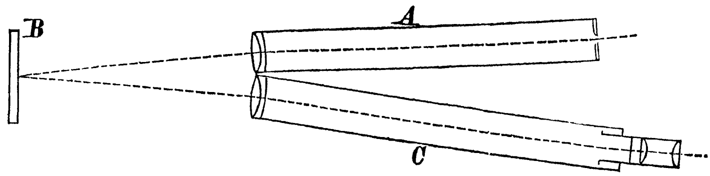
Vzhledem k tisící první štěrbině vzroste však opozdění na hodnotu

$$1000(n + 0{\cdot}0005)\lambda = \left(1000n + \frac{1}{2}\right)\lambda,$$

z čehož plyne, že světlo štěrbiny první se zruší světlem štěrbiny tisící první. Ale totéž platí pro štěrbinu druhou a tisící druhou, třetí a tisící třetí atd. V bodě P′, odlehlém jen o $0{\cdot}0005\,\lambda$, jest tedy již intensita rovna 0. Touž měrou jest tudíž světlý proužek P po obou stranách ostře omezen, t. j. kdyby na mříž dopadala na př. směs světelná o délce vlny λ a $\lambda + 0{\cdot}0006\,\lambda$, objevily by se oba proužky již temnou mezerou od sebe odděleny.

Padá-li na mříž světlo bílé, dá dle toho každá zvláštní barva, t. j. každá délka vlny, postupně svůj vlastní proužek světlý; schází-li která délka vlny, schází v obraze ohybovém též příslušný světlý proužek, t. j. ohybový obraz představuje pak dokonalé vidmo, obsahující, běží-li na př. o vidmo sluneční, též veškery čáry absorpční. Vidmo to co do sledů barev souhlasí úplně s obyčejným vidmem hranolovým, liší se však od něho tím, že konec fialový jeví odchylku nejmenší, a hlavně tím, že odlehlosti různých částí vidma jsou k délce vlny (viz rov. 15.) v poměru přímém. Ve všech ohybových vidmech poměr šířek pásů, jednotlivým barvám příslušných, má tedy hodnotu stálou, t. j. veškera vidma ohybová jsou si dokonale podobna a výsledky pozorování, vykonané různými pozorovateli, kdykoliv přesně srovnatelny. Pro vidma ohybová jest délka vlny měrou délkovou. Proto sluje vidmo ohybové vidmem *normálním.*

Přístroje zřízené ku pozorování a měření mřížových videm slují ohybové (diffrakční) spektrometry. Podstatné jich části jsou 1.) kollimační roura A (obr. 11.), mající na jednom konci štěrbinu, umístěnou v ohnisku čočky spojovací, zasazené na konci druhém. Paprsky světelné vycházející ze štěrbiny padají, byvše čočkou učiněny rovnoběžnými, 2.) na mříž B a ohybová vidma pozorují se 3.) dalekohledem; mříž stojí 4.) ve středu děleného kruhu, pomocí něhož úhlové vzdálenosti měřiti lze, podobně jako na horizontálním kruhu theodolitu. Je-li mříž propouštěcí, stojí kollimační roura a dalekohled proti sobě, jako u spektroskopu hranolového; při mříži odrážecí leží však těsně vedle sebe, jak v obr. 11. schematicky jest naznačeno.



Obr. 11.

Nejvyšší důležitosti nabyly spektrometry ohybové při měření délky světelných vln, poněvadž připouštějí největší přesnost. Princip měření jest přímo dán na př. rov. 14′.

$$(e + \varepsilon) \sin \beta = n\lambda,$$

anebo, chceme-li při mříži propouštěcí užiti odchylky minimální, rovnicí

$$2(e + \varepsilon) \sin \frac{\mu}{2} = n\lambda$$

(viz rov. 11′.). Jak patrno, jest k určení délky vlny pouze zapotřebí změřiti e, ε, $\sphericalangle \beta$, jindy μ a stanoviti pořadové číslo vidma n.

V obou případech obdržíme pro délku vlny hodnotu *absolutní*, t. j. vyjádřenou obvyklou měrou délkovou (milioninami *mm* : $\mu\mu$, nebo desetimilioninami *mm*, tenthmetre fysiků anglických).*)

Absolutní měření vhodně lze doplniti měřením *relativním*, při němž pouze stanovíme, kolikrát jest délka vlny, o niž běží, větší než jiná délka vlny, za základ srovnávání přijatá. Jak již vytčeno bylo, ohybová vidma kryjí se z větší menší části, počínajíc druhým. Dejme tomu, že kryje se absorpční čára λ vidma $n$tého s absorpční čarou λ' vidma n'tého. Poněvadž pro obě tyto

*) Viz na př. *Bell*, On the absolute Wave-length of Light (Phil. Mag., V. ser. 23, 1887); *Rowland*, Table of Standard Wave-length (Phil. Mag., V. ser. 27, 1889.).

délky vlny úhel ohybový má hodnotu tutéž, jest i zpozdění pro obě stejné, t. j.

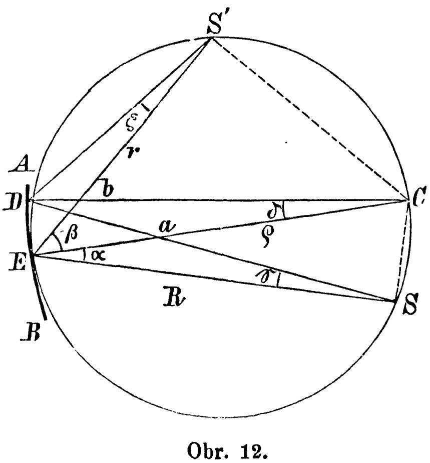
$$n\lambda = n'\lambda',$$

tudíž

$$\lambda' = \frac{n}{n'}\lambda.$$

Je-li absolutní hodnota λ známa, můžeme tímto spůsobem použitím coincidencí absorpčních čar různých videm vypočísti absolutní hodnoty λ libovolných čar jiných. Ostatně lze methody této užiti při mřížích propouštěcích i odrážecích.*)

Podotknouti sluší, že při měření délky vlny dlužno přihlížeti též k teplotě mříže, jež mění odlehlost jejích čar, jakož i k barometrickému tlaku vzduchu.



Obr. 12.

8. *Rowlandovy mříže duté.***) První sestrojení jich padá do r. 1881; pro veliké obtíže rytí však teprv v poslední době obecnějšího užívání došly. Budiž AB (obr. 12.) průsek duté

*) V. *Rowland,* On the relative Wave-lengths of the Lines of the Solar Spectrum (Phil. Mag. V. ser. 23. 1887).

**) *Rowland,* On Concave Gratings for Optical Purposes (Phil. Mag. V. ser. 26, 1883) a *Ames,* The Concave Grating in Theory and Practice (Phil. Mag. V. ser. 27, 1889).

mříže s rovinou papíru, S zdroj světelný, $SE = R$ vzdálenost jeho ode středu mříže, $DC = EC = \varrho$ poloměr křivosti mříže v DE, α úhel dopadu a β úhel ohybu. Již při ohybu světla v otvoru kruhovém jsme poznali, že jest možno zhotoviti mříž takovou, aby světlo jisté délky vlny z určitého bodu vycházející, mříží samou bez pomoci spojovací čočky opět objektivně se sbíhalo v jediněm bodě. V pojednání právě uvedeném Rowland řeší obecnější úlohu, totiž jak dlužno rýhovati sférickou mříž, aby paprsky světelné po ohybu opět se sbíhaly v místě S′, mimo zdroj světelný ležícím. Označme vzdálenost ES′ ohybového obrazu od E písmenem r a položme

$$R + r = 2b = \text{konst.}$$

Rovnice ta značí ellipsu, či přihlížíme-li ku prostoru, ellipsoid, jenž podél jisté čáry protíná sférickou mříž. Zvětšujeme-li b postupně o stejné hodnoty, obdržíme soustavu ellipsoidův, jež protínají dutou mříž podél jisté soustavy čar, jež právě tvoří žádanou mříži. Nebo světlo jisté určité délky vlny, vycházející z S a dospívající po ohybu bodu S′, má zajisté pro stejnolehlé půlvlnové pásy dvou sousedních štěrbin po celé mříži totéž zpozdění, rovné přírůstku veličiny b a sesiluje se tedy setkávajíc se v bodě S′. Odkazujíce pro další rozbor k pojednání samému, uvedeme jen, že mříž, jež by vyhověla podmínce nahoře položené, velmi přibližně obdržíme, když sférickou dutinu rýhujeme podél čar, v nichž ji protíná soustava rovin rovnoběžných a aequidistantních, z nichž prostřední prochází středem mříže E a středem křivosti C.

Poněvadž mříže ty mají z pravidla veliký poloměr křivosti (asi 7 m), můžeme pro zpozdění ve dvou sousedních štěrbinách pro $n$té vidmo užíti téhož vzorce jako pro mříž rovinnou, totiž

$$c(\sin\alpha - \sin\beta) = n\lambda,$$

kdež c značí vzdálenost středů dvou sousedních štěrbin a znaménko — podmíněno jest tím, že S a S′ leží na různých stranách normály.

Pro jiný velmi blízký bod mříže D, jemuž přísluší úhly dopadu a ohybu $SDC = \alpha + \Delta\alpha$, $CDS' = \beta + \Delta\beta$, jest, jak řečeno bylo, zpozdění totéž, t. j.

$$c[\sin(\alpha + \Delta\alpha) - \sin(\beta + \Delta\beta)] = n\lambda.$$

Odečteme-li tyto rovnice a přijmeme-li známá zjednodušení, obdržíme

$$\cos\alpha \,.\, \Delta\alpha - \cos\beta \,.\, \Delta\beta = 0.$$

Z obr. 12. vysvítá dále, že

$$D\alpha E = \alpha + \gamma, \text{ a } D\alpha E = C\alpha S = \alpha + \Delta\alpha + \delta,$$

z nichž plyne, že

$$\Delta\alpha = \gamma - \delta.$$

Podobně nalezneme

$$\Delta\beta = \delta - \zeta.$$

Tudíž dosadíme-li

$$(\gamma - \delta)\cos\alpha - (\delta - \zeta)\cos\beta = 0.$$

Je-li však ED velmi malé, můžeme položiti

$$\gamma = \frac{DE}{R}\cos\alpha, \quad \delta = \frac{DE}{\varrho}, \quad \zeta = \frac{DE}{r}\cos\beta,$$

takže, dosadíce do předcházející rovnice a náležitě upravíce, obdržíme

$$r = \frac{R\varrho\cos^2\beta}{R(\cos\alpha + \cos\beta) - \varrho\cos^2\alpha}. \tag{16}$$

Rovnice ta stanoví odlehlost ohybového vidma objektivného ode středu mříže, jsou-li ostatní určující veličiny známy.

R a α můžeme považovati za polárné souřadnice bodu S vzhledem ke středu mříže jakožto počátku souřadnic, a podobně r a β za souřadnice k nim přidružené ohybového vidma S'. Pohybuje-li se tedy S po křivce (R, α), pohybuje se současně S' po přidružené křivce (r, β). Nejdůležitější a zároveň nejjednodušší jest případ, je-li křivka (R, α) kruhem o poloměru $\frac{\varrho}{2}$. Pak zajisté, jak z obr. 12. přímo vidíme,

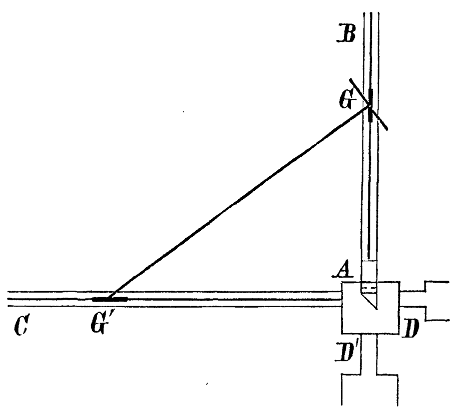
$$R = \varrho\cos\alpha;$$

tudíž dle rov. 16.

$$r = \varrho\cos\beta,$$

t. j. v tomto zvláštním případě *ohybové vidmo S′*, a můžeme hned dodati, *veškera ohybová vidma leží na obvodě téhož kruhu, jehož poloměr jest* $\frac{\varrho}{2}$.*) Vidma ta lze objektivně na stěně postavené na obvodu kruhu tohoto zachytiti, nebo též pozorovati zvětšujícím okulárem.

Na základě tom spočívá spektrální apparát Rowlandův. Schematickým náčrtem znázorňuje obr. 13. hlavní části jeho. AB a AC jsou dva silné trámy dřevěné, k sobě kolmé, o průřezu asi 15 × 33 *cm* a délce asi 7 *m*, nesoucí železné kolejnice, podél nichž může se pošinouti pevná příčka železná BC, na jejímž jednom konci stojí mříž G, mající 10000—20000 rýh na anglický palec (3937—7874 na 1 *cm*), a asi 12·7—15·2 *cm* rýhované plochy, kdežto druhý konec její nese okulár G′ nebo fotografickou komoru. U A jest štěrbina, jejíž šířka nepřesa-



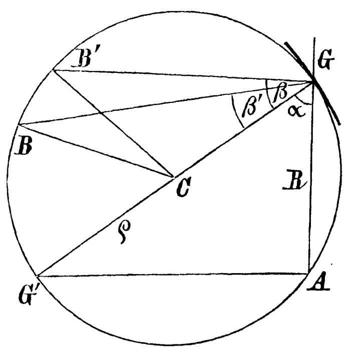
Obr. 13.

huje 0·025 *mm*, již zásuvkami shora i zdola lze dle potřeby zkrátiti. Jsouť mříže Rowlandovy astigmatické, rozvádějíce světlý

*) Důkaz ten se valně zjednoduší, přijmeme-li již předem, že zdroj světelný S leží na obvodu kruhu o průměru ϱ. Nebo pak ∢ SEC = ∢ SDC (úhly obvodové), t. j. úhly dopadu v E a D mají hodnotu tutéž. Poněvadž pak zpozdění má na všech místech mříže hodnotu stálou, musí též úhly ohybu býti sobě rovny, t. j. ∢ CES′ = ∢ CDS′, což patrně žádá, aby též bod S′ byl na obvodu téhož kruhu.

bod ve světlou čáru. Pod štěrbinou vidíme na obrazci hranol úplně odrážející z křišťálu, pomocí něhož vidmo sluneční s vidmy různých svítících látek srovnávati lze, a to tím způsobem, že napřed pozoruje se vidmo jedno, po něm pak vidmo druhé; pro astigmatičnost mříže nelze totiž obě vidma pozorovati současně, jako se děje ve spektroskopech hranolových. Apparát umístěn jest v sále přiměřených rozměrův, jehož stěny jsou černě natřeny a jehož okna opatřena jsou rubínovými skly a záclonami.

Jak vysvítá z obr. 13., pozorují se při tomto zařízení vidma při ohybovém úhlu $\beta = 0$, aneb alespoň velmi malém, kdežto úhel dopadu $\alpha = AGG'$ může míti hodnoty různé.



Obr. 14.

Důvody toho odvodíme snadno z obr. 14. Budiž A štěrbina, G mříž, v bodě B při úhlu ohybu β' ohybové vidmo, jehož určitá absorpční čára právě splývá s bodem B. Pošine-li se očnice pozorovací podél tečny kruhu $\frac{\varrho}{2}$ o délku $BB' = a$, úhel β' přejde v β a z $\triangle BB'C$ plyne, že

$$a = \frac{\varrho}{2} \sin 2 (\beta - \beta').$$

Vzroste-li a o velmi malou hodnotu $\varDelta a$, β zvětší se o $\varDelta \beta$, a užijeme-li postupu početního dříve již několikrát užitého, nalezneme, že

$$\Delta\beta = \frac{\Delta a}{\varrho \cos 2(\beta - \beta')}$$

a pro $\beta = \beta'$

$$\Delta\beta = \frac{\Delta a}{\varrho}\,. \qquad (\alpha)$$

Avšak zvětšíme-li ve vzorci pro zpozdění

$$c(\sin\alpha - \sin\beta) = n\lambda$$

při stálém α úhel β o $\Delta\beta$, zvětší se též λ o $\Delta\lambda$, tak že

$$c[\sin\alpha - \sin(\beta + \Delta\beta)] = n(\lambda + \Delta\lambda)\,,$$

ze kterýchžto dvou rovnic posléze uvedených, přihlížíme-li jen k hodnotě absolutní, jde

$$\Delta\lambda = \frac{c}{n}\cos\beta\,.\,\Delta\beta\,,$$

t. j. se zřetelem k rov. (α)

$$\Delta\lambda = \frac{c\,.\,\Delta a}{n\varrho}\cos\beta\,.$$

Je-li nyní, oč nám zde právě běží, $\beta = 0$, aneb alespoň tak malé, že můžeme položiti $\cos\beta = 1$, pak

$$\Delta\lambda = \frac{c\,.\,\Delta a}{n\varrho}\,,$$

t. j. v místech, pro něž $\beta = 0$ aneb alespoň se blíží 0, *jest změna délky vlny úměrna pošinutí Δa, vidmo jest tudíž normální.*

Při mříži, jejíž $\varrho = 6{\cdot}5$ *m*,*) jest na fotografické desce rovinné část vidma 30 *cm* dlouhá dokonale zřetelna; užijeme-li desky ohnuté do kruhového oblouku o poloměru asi 33 *dm* $\left(\frac{\varrho}{2}\right)$, lze považovati část vidma až i 50 *cm* dlouhou za úplně normální. Můžeme tedy při tomto zařízení fotografovati celé vidmo v několika pasích 50 *cm* dlouhých, k čemuž „se mříží dutou jest potřebí tolika hodin, kolika s jiným přístrojem dní“ (Row-

*) Rowland zhotovil též mříže duté o poloměru křivosti 1·6 *m*.

land). Vytknouti sluší též, že mezi štěrbinou a fotografickou deskou vůbec není žádné čočky.

Ještě jiná výhoda jest v tomto zařízení. Pro $\beta = 0$, jest totiž

$$\lambda = \frac{c}{n} \sin \alpha$$

a zároveň dle obr. 13.

$$\sin \alpha = \frac{AG'}{\varrho};$$

tedy

$$\lambda = \frac{c}{n\varrho} . AG',$$

t. j. *délka vlny jest úměrna vzdálenosti měřené části vidmové od štěrbiny.* Z toho plyne, že lze AG' opatřiti stupnicí délky vlny, a to i tehdy, když AG' známe jen pro jedinou hodnotu délky vlny, což platí netoliko pro vidmo prvého řádu, nýbrž i pro vidmo řádu kteréhokoliv. Naopak jsou-li tyto stupnice sestrojeny, můžeme již napřed z pouhé polohy okuláru nebo komory na AG' udati, kterou část vidma a jaké délky vlny lze právě pozorovati anebo i fotografovati, nebo které části kryjících se videm různých řádů objeví se v zorném poli okuláru nebo na fotografické desce. Stupnice na AG' jsou tedy totožny se stupnicemi videm.

Mimo přednosti tyto, jichž nenalézáme u žádného jiného spektroskopu, lze uvésti ještě jiné; zejména vytkneme:

1. Vidma veškerých řádů jsou současně zřetelna, poněvadž veličina r (rov. 16.) není závislá na pořadovém čísle n.

2. Jest to jediný spektroskop, jehož užiti lze jak pro světlo ultračervené, tak pro světlo ultrafialové.

3. Fotografické desky mohou býti značně delší než při přístrojích jiných, zvlášť ohneme-li je v kruhový oblouk poloměru $\frac{\varrho}{2}$, kdež pak se veškery části vidma, jindy i veškera vidma na desce objeví s dokonalou přesností.

4. Pro astigmatičnost mříže dostačí již kratičká jiskra, aby se rozvedla v široké vidmo.

5. Konečně se spektroskopem tímto umožní přesnější srovnávání absorpčních čar slunečních s čarami kovů.

Co se týká výsledků již docílených, tu dostačtež jen některé karakteristické příklady rozlučivé jeho mohutnosti. Tak na př. mezi čarami H a K určil Rowland fotografií 150 čar; čára Kirchhofova 1474 (koroniová, 531·6 $\mu\mu$ dle Ångströma, 531·6803 $\mu\mu$ dle Rowlanda) objevila se zřetelně dvojnásobnou; podobně i čáry b_3, b_4 a E. Vůbec domnívá se Rowland, že rozlišovací síla jeho spektrálního apparátu blíží se mezi vůbec dosažitelné, ač doznává, že dosavadní pozorování nepotvrzují správnost této domněnky.

Z velmi četných měření uvedeme zde jen délky vln některých nejznámějších čar Fraunhoferových, jimžto všem jest podkladem Fraunhoferova čára D_1, pro niž Bell rovinnou mříží nalezl hodnotu $\lambda = 589{\cdot}6080$ $\mu\mu$.

A (jednotlivá čára mezi přední a zadní částí)	762·1183	$\mu\mu$,
B	688·3992	„ ,
C	656·2965	„ ,
D_1	589·6080	„ ,
D_2	589·0125	„ ,
E (dvojitá)	527·0429	„ ,
	526·9649	„ ,
b	518·3735	„ ,
F	486·1428	„ ,
G	430·7961	„ .

Konečně abychom obraz o dutých mřížích docelili, zmíníme se několika slovy o obtížích, jež naskytují se při rýhování jich.*) „Jest potřebí měsíců ke zhotovení dokonalého šroubu pro stroj rýhovací; avšak snadno uplyne rok, než nalezne se vhodný hrot diamantový. Lze si představiti trpělivost a obratnost, jíž to vyžaduje. V minulém roce všecko namáhání, nalézti hrot pro nový rýhovací stroj, bylo marno. Daří-li se vše dobře, jest potřebí 5 dní a nocí k rýhování šestipalcové mříže o 20000 rýh na 1 palec. Poměrně snadno vyryje se 14000 čar na jeden palec. Jest mnohem nesnadnější rýhovati mříži skleněnou než kovovou; nebo ke všem obtížím, vyskytujícím se při těchto,

*) Ames, l. c. str. 383.

přistupuje ještě ta, že diamantové hroty stále se ulamují. Z té příčiny prof. Rowland zhotovil pouze 3 skleněné mříže . . . Dvou užil Dr. Bell k určení absolutní délky vlny čar D".

Řešení úloh.

Úloha 17.

Sestrojiti rovnoramenný lichoběžník, jehož úhlopříčky jsou kolmé k ramenům, dána-li jeho střední příčka a výška.

Řešení.

(Zaslala slč. *Marie Šmelíkova*, chov. II. roč. učit. ústavu v Olomouci).

Vedeme-li v lichoběžníku $abcd$ výšku $v = ck \perp ab$, a je-li

$\overline{ak} = m$, $\overline{bk} = n$, jest $\overline{ab} = m + n$, $\overline{cd} = m - n$,

tedy
$$m = \frac{ab + cd}{2}$$
rovná se dané střední příčce p lichoběžníka. Učiňme tedy

$$\overline{ak} = p, \quad kc \perp ab, \quad kc = v, \quad cb \perp ac;$$

body a, b, c jsou 3 vrcholy žádaného lichoběžníka.

Úloha 18.

V trojúhelníku, jehož vrcholy jsou

$$a\,(2,\ 5), \quad b\,(8,\ 1), \quad c\,(6,\ 7)$$

ustanoviti bod m tak, aby

$$\triangle\, abm : \triangle\, bcm : \triangle\, cam = 3 : 4 : 5\,.$$

Řešení.

(Zaslal p. *Tobiáš Kudela*, stud. VII. tř. g. v Opavě.)

Jsou-li x, y souřadnice bodu m, jest