

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

František Kolářek

O jednoduché methodě k určení fazového rozdílu mezi oběma hlavními složkami ve světě odraženém

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 21 (1892), No. 3, 119--127

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/109222>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1892

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

což ostatně i přímo lze krátce stanoviti. Výhoda vzorce součtového jeví se v praxi zřejmě při velkých hodnotách ukazovatele n , kde přímé sečtení řadových členů stává se obtížným.

O jednoduché methodě k určení fazového rozdílu mezi oběma hlavními složkami ve světle odraženém.

Píše

Dr. Fr. Koláček,

prof. při c. k. české universitě v Praze.

(Předneseno v týd. schůzi Jednoty Č. mathem. dne 30. ledna 1892.)

Děj odrazu doprovázen jest změnami faze a intensity, jichž vysvětlení tvoří obsah staroslavného problému reflexe a lomu, ježž s úspěchem, do jisté míry dosud nepřekonaným ponejprv rozřešil Fresnel. Theorie jeho podává, aspoň v hlavních obrysech správný obraz zjevů skutečných, jde-li o odraz na hmotách úplně průhledných. Avšak již zde ukazují se odchylky od zákonů theoretických, které tím ostřeji vystupující při odraze na hmotách neprůhledných (kovech) poukazují k nedokonalosti jejich. Methody experimentální, jimiž se určuje jedno charakteristikon těchto zjevů, totiž rozdíl ve fazi obou komponent, jsou vysoce vyvinuty. Nejobecněji užívaný přístroj Jaminův, křemenový kompensator, jímž se rozdíl onen tak kompensuje, že z elliptického světla lineární povstává, připouští velice exaktní určení veličiny řečené, nedovoluje však o tom rozhodnouti, zdali se snad faze každé z komponent *o sobě* s incidenčním úhlem nemění. Teprve Wernicke ukázal novou methodou, jež na principu interference založena jest, že se faze světla v rovině dopadu polarisovaného vůbec s úhlem dopadu nemění, takže zmíněný rozdíl fází a změny jeho s incidencí spadají úplně na vrub světla kolmo polarisovaného. Účelem této přednášky jest, poukázati k jednoduché methodě, kterou se jmenovaný rozdíl měřiti dá a podati krátce výsledek prozatimných více orientačních měření, jež jsem před 3 lety (v Brně) provedl. Ač mám za to, že uvedená methoda,

jinak na snadě ležící, dalšího zdokonalení schopna jest, považuji předce jen to za hlavní účel přednášky, abych upozornil, že skutečné, třeba i méně exaktní provedení několika měření poskytně každému, kdo práci takovou podnikne, vítané, sotva jinak nahraditelné poučení o věcném obsahu této nesnadné stránky optiky.

1. Rozhraní optické, na př. zrcadlící stěnu skleněného hranolu, myslíme si k vůli jednoduchosti o svislé poloze, paprsek dopadající a odražený buďtež vodorovny. Ať je prvý z nich jakkoli polarisován, vždy můžeme si kmity étheru rozložené mysliti na dvě komponenty, z nichž jedna jest na rovině dopadu kolma, kdežto druhá v ní obsažena jest. Nahlédne se bezprostředně, že kmity obou druhů i po odraze vytčenou vlastnost geometrickou zachovají. Tím se redukuje úloha na dvě jednodušší.

O kmitech. k dopadové rovině kolmých pravíme, že se odrazem jich faze nezměnila, když kmit, jenž na př. v dopadícím paprsku, před aktem odrazu, skrz rovinu dopadu nad ni čelil, hned po odraze, jsa arcit již na paprsku odraženém, tutéž vlastnost, podrží bez kteréhokoli zpoždění neb urychlení.

Nesnadnější, a poněkud libovolný jest výměr kontinuity faze při kmitech v rovině dopadu obsažených. Určitá étherová částice, těsně u zrcadla položená, vstupujž právě před odrazem skrz svou rovnovážnou polohu na dopadovém paprsku položenou, směrem k němu kolmým do úhlu mezi dopadajícím a odraženým paprskem. Hned po odrazu dojde na analogickou částici, jejíž rovnovážná poloha jest na paprsku odraženém a jež zahajuje pohyb odražený, aby kmitala. Vkročuje-li tato bez meškání také *do* zmíněného úhlu, přejímajíc úlohu částice dříve zmíněné, pak se ve smyslu definice Fresnelovy faze nezměnila. Nutnou *tato* definice právě není, ba dá se nahraditi i jiným výměrem analyticky konsekvantnějším, což však dalšího dosahu při naší úloze nemá.

Znamenejme písmeny a , a' amplitudy světla dopadajícího resp. odraženého pro světlo v rovině dopadu kmitající, odpovídejtež b , b' kmitům k ní kolmým, a buďtež α , β úhly dopadu po případě lomu.

Pak platí dle Fresnela

$$b' = -b \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad a' = -\alpha \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}$$

Ze vzorců těch jde, že při reflexi, jež se v řidším ústředí na rozhraní hustšího děje ($\alpha > \beta$), fáze kolmých kmitů o 180° (půl doby kmitové) zrychlí neb zpozdí, neb precisněji řečeno, že se směr kmitů dějem odrazů obrátí v protivný; a totéž platí pro světlo v rovině kmitající, dokud $\alpha + \beta < 90^\circ$. Jestliže kmity v světle dopadajícím byly lineární, jestliže jinak řečeno mezi kolmým a v rovině obsaženým složkovým kmitem před odrazem rozdílu ve fáze nebylo, pak ho nebude i po odraze, ježto se oba kmity obrátily, a světlo zůstane lineárním.

Při $\alpha + \beta = 90^\circ$ jest a' nullou, a odtud počínaje jest kladným, světlo bude rovněž lineární. Kmity, byly-li v dopadajícím paprsku lineární, jsou proto i po odrazu lineární. Do roviny padající a' byvší zápornou před polarisačním úhlem ($\alpha + \beta = 90^\circ$), jest po překročení jeho kladná, fáze její se tedy prudce změnila o $\pm 180^\circ$.

Princip kontinuity jest ve vzorcích Fresnelových patrně tím zachráněn, že tato náhlá změna ve fáse, již bychom při nevymizení veličiny a' při úhlu polarisačním diskontinuitou zvali musili, se tím odčiní, že a' se nullou stane.

Tak ale nevypadá průběh skutečný. Jaminova měření ukazují, že a' při žádné incidenci nezmizí: ale za to se zpozdí fáze v sousedství pol. úhlu nepřetržitě ač rychle, dosáhne při určitém (hlavním incid.) úhlu 90 ti stupňů, a překročivši jej vzroste nepřetržitě ač dosti rychle na stacionární hodnotu 180° . To platí pro sklo, diamant; látky jako voda, kazivec vykazují v sousedství pol. úhlu nepřetržitě zrychlení fáze až do 180° .

Podobně jako sklo chovají se kovy a barvy anilinové; obor, v němž se fáze mění, není však obmezen na úzký pruh úhlový.

Snadno seznáme, nejsme-li theoreticky předpokati, že si mimo otázku po hlavním incidenčním úhlu, při němž fáze na 90° vzrostla, také tu položití můžeme, při které incidenci a' minimem jest. Koincidence těchto dvou úhlů nezdá se mi býti nutností, ač ji theorie odrazu na kovech vyslovuje. A proto myslím, že věc poskytuje dosud dosti látky k experimentálnímu studiu.

2) Pokusy, o nichž mluviti chci, byly provedeny pomocí jednoduché čtvrtvlnové slídné desky $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$. Slída se štípe na lístky, jež v sobě obsahují prostřední a nejmenší osu optické pružnosti. Rovina posledním směrem kolmo k lístkům položená, obsahuje optické osy, a bývá na Steegových praeparátech čarou vyznačena, již k vůli krátkosti osovou čarou zvatí chceme.

Světlo polarisované, na desku $\frac{\lambda}{4}$ dopadší, rozdělí se na dvě komponenty, z nichž se ta, jež s osovou čarou rovnoběžně kmitá (dle Fresnela) po prostupu lístkem o čtvrt doby kmitové zpozdí proti oné, jež k ní kolmo kmitala.

Relace tato, platí-li vůbec, může platiti exaktně jen pro určité monochromatické světlo, což v dalším předpokládati chceme. Světlo elliptické, jež na desku dopadá, dá se nahraditi dvěma k sobě kolmými kmity podél os elipsy ($O\xi$ na pravo, $O\eta$ nahoru), z nichž kmit dle ξ udaný vzorcem

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{\tau} \left(t - \frac{\tau}{4} \right) = -a \cos \frac{2\pi}{\tau} t$$

proti

$$\eta = b \sin \frac{2\pi}{\tau} t$$

o čtvrt doby kmitové zpozděn jest. Položme, snad náhodou, osovou čáru $\frac{\lambda}{4}$ desky do elliptické osy η , podél níž kmity byly o $\frac{\lambda}{4}$ urychlené. Po prostupu deskou rozdíl faze mezi ξ η zmizí, světlo jest lineární, a azimut jeho svírá v kvadrantu ($\xi +$, $\eta +$) s osou η úhel χ , daný vzorcem $\operatorname{tg} \chi = \frac{a}{b}$. Lineární světlo však můžeme nikolem konstatovati. Postavíme-li jej na úplnou tmou, udává dlouhá diagonala bezprostředně směr kmitů. Chceme totiž předpokládati, že máme exaktní určení polohy této úplně v moci.

Kdybychom nyní osovou čáru $\frac{\lambda}{4}$ desky o 90° otočili, tak že padne do elliptické osy ξ , pak se kmit ξ , beztoho o čtvrt doby zpozděný, ještě jednou o tolikéž zpozdí; světlo z desky

vystupující bude opět lineární $\left(\xi = -a \sin \frac{2\pi}{\tau} t' \quad \eta = b \sin \frac{2\pi}{\tau} t'\right)$
 a azimut kmitů bude s osou η svíratí úhel χ podle vzorce
 $\operatorname{tg} \chi = \frac{a}{b}$ v kvadrantu ($\eta +$, $\xi -$).

I tento azimut jest polohou nikolu v prostoru markován. Uprostřed mezi oběma polohami dlouhých diagonal, úhel 2χ svírajících leží protož urychlená (η) osa ellipsy, relace $\operatorname{tg} \chi = \frac{a}{b}$ nám dává poměr obou os, a to jest vše, čehož potřebujeme. Absolutní určení hodnot a a b v konvencionálních jednotkách intensity světelné jest úlohou fotometrie.

Světlo odraženého paprsku jest všeobecně ellipticky polarisováno. Směr Ox (na pravo) odpovídej rovině dopadu, Oy (na horu) kolmici k ní. Osa ellipsy $O\eta$ at leží v kvadrantu ($x +$, $y +$), a svírá úhel σ se směrem Oy . Osa $O\xi$, k ní kolmá leží v kvadrantu ($x +$, $y -$). Promítněme $\xi = -a \cos vt$ a $\eta = b \sin vt$, kdež v za $\frac{2\pi}{\tau}$ stojí, na osy $x y$. Obdržíme

$$\begin{aligned} y &= b \sin vt \cos \sigma + a \cos vt \sin \sigma \\ x &= b \sin vt \sin \sigma - a \cos vt \cos \sigma. \end{aligned}$$

Dosaďme

$$\begin{aligned} b \cos \sigma &= r \cos \omega & b \sin \sigma &= r' \cos \omega' \\ a \sin \sigma &= r \sin \omega & a \cos \sigma &= r' \sin \omega'. \end{aligned}$$

Jde odtud

$$y = r \sin (vt + \omega) \quad x = r' \sin (vt - \omega').$$

Složka x v rovině dopadu obsažená jest tedy o $\vartheta = \omega + \omega'$ stupňů proti y zpozděna. S ohledem na rovnice, jež úhly ω definují, jde

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{\operatorname{tg} 2\chi}{\sin 2\sigma}.$$

Úhel 2χ jest přímo měřitelná úhlová odlehlost obou dlouhých diagonal; σ úhel, jenž směr uprostřed nich položený s vertikálou (Oy) svírá, jest rovněž znám, dovedeme-li polohu dlouhé diagonal v prostoru přesně určití.

Tot myšlenka metody.

Co do provedení její, stůž následující :

Na místě kollimatorové roury goniometru byla zasazena dlouhá trubice, na obou koncích krytá až na otvor as 3 mm v průměru. Jeden otvor přivrácen byl natriovému světlu, na druhém konci byl vsazen nikol, jehož kratší diagonala přepažena byla úzkým počerněným proužkem staniolu, aby soud o tom, kdy zorné pole jest temné, byl snadnější. Nikol tento má býti dobře broušen, aby světlo nerozptyloval. Na místě dalekohledu jest dlouhá trubice, jež mimo podobné otvory nese na jednom konci dělený kruh s analyzujícím nikolem, kdežto na druhém nasazena jest malá trubka se slídovou deskou. Odstraníme-li polarisující nikol a slídovou desku, postavíme-li dále obě roury tak, aby odraz se děl přibližně v polarisačním úhlu, zařídíme-li konečně analysér na tmu, tož se dovíme, při které poloze alhidady dlouhá diagonala nikolu na rovině dopadu kolmo stojí. Polohu nikolu lze, jako všechny jiné podobné polohy, mnohdy až s jistotou desítiny stupně garantovati při poměrně slabém světle natriovém.

Jakožto příklad stůž: Incidence 50° , stav alhidady, je-li dlouhá diagonala vertikálně 53.6° ; slídovou deskou opatrně točeno, až nikol ukazoval tmu, přibližný směr její z leva dolů na pravo navrch, stav alhidady 29.0° . Slídová deska kolmo, stav alhidady 35.7° .

Cifry běží na skále proti směru hodinových ručiček.

Jest tedy $2\chi = 6.7^\circ$, poloha uprostřed mezi 29.0 a 35.7 či 32.35° odpovídá ose ellipsy, vertikále 53.6° , jest tedy úhel dříve σ nazvaný $= 53.6 - 32.35 = 21.25^\circ$.

Za příklad metody stůžtež dvě měření:

A. Hranol z flintového skla, iudex lomu pro natriové světlo 1.618, směr kmitů (dle Fresnela) dopadajícího světla svírá λ s rovinou dopadu 28.3° .

Dopadový úhel	2σ	2χ	Zpozdění kmitů v rovině dopadu oproti kmitům k ní kolmým v stupních
57°	$4^{\circ}24'$	$7^{\circ}7'$	$58^{\circ}26'$
$57^{\circ}30'$	$2^{\circ}6'$	$7^{\circ}30'$	$74^{\circ}27'$
$57^{\circ}45'$	$0^{\circ}36'$	$7^{\circ}42'$	$85^{\circ}33'$
58°	$-0^{\circ}54'$	$7^{\circ}49'$	$96^{\circ}32'$
$58^{\circ}30'$	-6°	$7^{\circ}12'$	$129^{\circ}36'$
60°	$-14^{\circ}6'$	$5^{\circ}42'$	$157^{\circ}43'$
70°	$-64^{\circ}18'$	$3^{\circ}36'$	$176^{\circ}1'$
80°	$-99^{\circ}36'$	$2^{\circ}12'$	$177^{\circ}46'$

Z tabulky je viděti, že zpozdění rychle roste od 57° až k 60° stupni dopadu a že jest rovno 90° při $57^{\circ}51'$, jak krátká interpolace učí. Úhel σ mezi směrem k rovině dopadu kolmým a velkou osou ellipsy se umenšuje, a jest přibližně nullou při téže hodnotě. Ještě při 80° dopadu není fáze úplně 180° . Obvod, v kterém se jeví značný vzrůst fáze, jest proti podobnému měření Jaminově na jiném druhu skla značný. Musí se však dodati, že při intenci zkusiti upotřebitelnost metody, jsem na vyčistění plochy hranolové zvláštního zřetele nebral.

Plocha jeho bývala často pokryta za účely jinými anilino-vými barvivy. Jeví se to také v jiné okolnosti. Hlavnímu incidentnímu úhlu odpovídá index lomu (vrstvy povrchové) 1.592 , oproti onomu skla 1.618 . To nepřekvapuje, neboť víme z pokusů Wernicke-ových, že teprva gelatinou čistěné sklo dává hlavní incidentní úhly, jež se až na několik minut blíží theoretickému úhlu polarisačnímu. Jak dalece representuje Fresnelova theorie zjevy uvedené, uvidíme z následujícího. Světlo při 70° a 80° odražené jest téměř lineární. Hlavní osa protáhlé ellipsy svírá

dle tabulky s vertikálou $32^{\circ}9'$, resp. $49^{\circ}48'$. Tých úhel se dá z Fresnelovy theorie vypočísti a obnáší $31^{\circ}55'$, $49^{\circ}39'$, což proti naší metodě jistě nesvědčí.

B. Ocelové zrcadlo z boussoly Wiedemannovy.

Incidence	2σ	2χ	Zpozdění fáse
60°	$55^{\circ}54'$	$27^{\circ}18'$	$31^{\circ}56'$
70°	$34^{\circ}3'$	$35^{\circ}39'$	$52^{\circ}1'$
75°	$7^{\circ}37'$	$39^{\circ}14'$	$80^{\circ}46'$
$76^{\circ}15'$	$0^{\circ}42'$	$40^{\circ}30'$	$88^{\circ}57'$
80°	$-29^{\circ}25'$	$34^{\circ}35'$	$125^{\circ}7'$

Hlavní incidenční úhel jest při $76^{\circ}25'$ (extrap.). (Jamin $76^{\circ}40'$).

Obrátíme-li se ku kritice metody, třeba se napřed tázati, jakým právem lze tvrditi, že upotřebená slídová deska jest právě pro natriové světlo na vlas deskou čtvrtvlnovou.

Desky, jak se kupují, udílejí dle udání pro žlutozelené světlo fázovou diferencii čtvrtvlny. Je-li tedy deska pro čáru E správná, kolik obnáší chyba pro D?

Přímo o tom rozhodnouti nelze. Neb indexy lomu pro slídu nejsou známy, leč pro světlo natriové.

Dle Kohlrauschova měření obnášejí tyto dle velikosti uspořádaný pro světlo D 1.5609 , 1.5941 , 1.5997 .

Na rozdíl skoro stejných rychlostí světelných, jež oběma skoro stejným indexům lomu přísluší, spočívá možnost, již s poměrně tlustými lístky slídovými docíliti rozdílu jedné čtvrt vlny. Pro křemen jest rozdíl mezi řádným a mimořádným indexem lomu mnohem větší, a předce by byla křemeová $\frac{\lambda}{4}$ deska, kdyby se tak tence vybrousiti dala, s chybou jednoho procenta správnou pro C, absolutnou její správnost pro D předpokládaje.

Jednoduchý počet jest toho dokladem. Měl jsem ostatně před lety příležitost, indirektní methodou se o tom přesvědčiti, že obyčejné slídkové desky pro široký obor spektra čtvrtvlnovými deskami jsou. V pokusu onom*) vyřezány byly z takové desky dva pruhy, jež v nerozřezané desce původně na sobě byly kolmy. Jimi překryty dvě Youngovy štěrbiny. Světlo nikolem a zbytkem téže slídkové prošlé dopadalo štěrbinou goniometru na interferenční tento přístroj, a dávalo vznikati veliké řadě ostrých pruhů interferenčních, jež se dalekohledem, nikolem opatřeným, pozorovaly. Štěrbinu byla osvětlena monochromatickým světlem objektivního spektra slunečního. Za jistých okolností musí ony ostré pruhy úplně vymizeti, je-li deska deskou čtvrtvlnovou. Pokus ukázal, že se tak stalo, až na slabé stopy, které v červeném světle zbývaly.

Ostatně poskytuje theorie možnost, differenci ve fási, jež slídková deska jen přibližně správná světlu udílí, přímo změřiti. Dopadá-li na takou desku světlo elliptické, dají se zajisté pro ni takové dvě polohy najíti, že světlo po prostupu jest lineární.

Patrně nepadne pak osová čára slídky do os ellipsy světelné, a nebudou obě její právě vyznačené polohy svíratí úhel 90 stupňový, nýbrž jiný.

Změříme-li tento úhel, opatřivše i slídkovou desku děleným kruhem, změříme-li dále absolutní polohu obou azimutů lineárně se stavšího světla, můžeme vypočítati veličiny tři: jedna z nich jest absolutní poloha v prostoru jedné z os ellipsy, druhá poměr mezi a a b , a třetí zpoždění, jež slídková deska udílí. Počet snadný, ač dlouhý, zde nepodávám.

*) F. Koláček: „Über eine einfache Modifikation des Fresnel-Aragoschen Interferenzversuches im polarisierten Licht“. Carl Repertorium der Exp. Phys. Bd. XII. 1878.
