

Ladislav Zachoval

Ohyb světla na ultrasonických vlnách v kapalinách

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 67 (1938), No. Suppl., D4--D12

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/120819>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1938

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>

z čehož plyne řešení uvedené v Časopise tamtéž na 3. str. Obě řešení²⁾ jsou tedy v podstatě totožná.

Můžeme však, vycházejíce z S příslušného k R , postupovati dále uvedeným již způsobem: vypočítá z (2) a (4) příslušné v (k S patří obecně dvě V , ježto A ve (2) možno podle (1) vzítí kladně i zápn.) a užítí rovnice (6). Na př. S uvedenému v (7) odpovídá $v \equiv \wp(x) = t^{10} + t^2$, $C \equiv \wp'(x) = 0$, takže $x = \frac{1}{2}w$. Dá se ukázati, že pomocí (6) lze dospěti ke zcela novým řešením.

Jest ovšem otázka, zda výsledky, k nimž možno způsobem naznačeným v tomto článku dojíti, jsou všechna možná řešení uvažované rovnice.

Ohyb světla na ultrasonických vlnách v kapalinách.

Ladislav Zachoval, Praha.

Měření rychlosti zvuku v plynech potvrzovalo v souhlase s teorií, že rychlost zvuku v plynech nezávisí na frekvenci. Teprve 1925 byla zjištěna v plynném CO_2 závislost rychlosti na frekvenci při frekvencích řádově 10^5 1/sec. Ukázalo se, že tento zjev lze pozorovati při většině víceatomových plynů. Teorii disperse zvuku v plynech podal 1931 H. O. Kneser¹.

Rychlost zvuku v plynu je

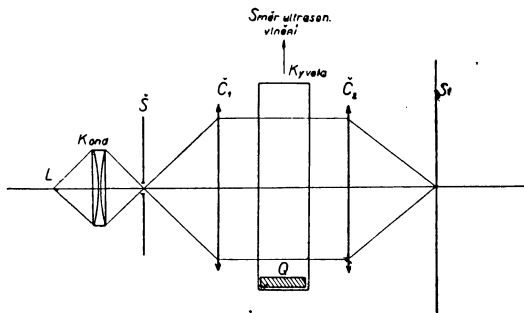
$$v = \sqrt{\frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{R}{C_v}\right)}.$$

Roste-li frekvence zvuku, chová se plyn tak, jako by se zmenšovalo C_v . V plynech, u nichž se celková energie molekuly skládá z energie translačního pohybu molekuly a z energie kmitavého pohybu atomů v molekule, je koncentrace, t. j. počet molekul v molu, jejichž atomy vykonávají jistý druh kmitavého pohybu, závislá při rovnovážném stavu pouze na teplotě. Při adiabatickém ději, jakým je šíření zvuku, se tedy mění se změnami teploty koncentrace těchto kmitajících molekul. Je-li však frekvence zvuku tak vysoká, čili doba jedné periody tak krátká, že v této době nemůže nastati v plynu rovnovážný stav odpovídající změněným podmínkám, zmenšuje se amplituda změn koncentrace. S rostoucí frekvencí se stále méně translační energie molekul mění v energii kmitavou a zpět z kmitavé v translační. Dodáme-li tedy plynu zvenčí totéž množství energie, způsobí to při vyšších frekvencích

²⁾ Shodují se v podstatě s řešeními udanými v Dickson-Bodewig: Einführung in die Zahlentheorie, 1931, na str. 55, věta 50 (řešení Eulerovo) a na str. 56 v úloze č. 4.

větší vzrůst energie translačního pohybu molekul a tím teploty. To se projeví zmenšením C_v .

Výměna mezi vnější energií molekuly a její energií vnitřní, t. j. mezi energií translačního pohybu molekuly a kmitavého pohybu atomů v molekule, se děje po kvantech. Mezi elementární výměnou vnější energie ve vnitřní a naopak vnitřní ve vnější uplyne jistá doba, kterou možno označiti jako dobu trvání energetického kvanta. Tato doba určuje rychlost, s jakou se v plynu ustálí rovnovážný stav. Měření rychlosti zvuku při vysokých frekvencích v plynech dovoluje určití tyto doby pro jednotlivé plyny.



Obr. 1.

Nemám ovšem referovati o měření rychlosti zvuku v plynech a důsledcích z toho plynoucích. Připomínám-li zde tyto věci, tož proto, abych upozornil na otázky, jichž se dotýkají výsledky měření rychlosti zvuku. Ohyb světla na ultrasonických vlnách je zjev sám o sobě zajímavý. Jeho pravý význam je však v tom, že je východiskem metod měření rychlosti zvuku při vysokých frekvencích a to metod, které neruší akustické pole. A na význam těchto měření a jejich souvislost s jinými otázkami jsem chtěl upozorniti.

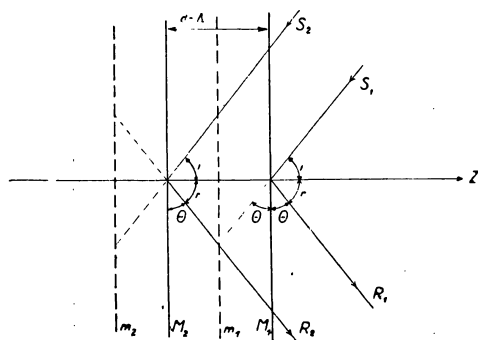
Že ultrasonické vlny v kapalinách působí na procházející světlo jako optická mřížka, zjistili v roce 1932 Biquard a Lucas² a skoro současně s nimi Debye a Sears³. Užívali uspořádání znázorněného na obraze 1.

Rovnoběžný svazek paprsků z čočky \check{C}_1 prochází kyvetou K . Čočka \check{C}_2 zobrazuje na stínítku St štěrbinu \check{S} . Kyvetou se šíří ultrasonické vlny ve směru kolmém na směr světla. Jejich zdrojem je piezoelektrický křemen Q , který je rozkmitán obvyklým způsobem.⁴ Na stínítku se ukáže ohybový zjev podobný tomu, který by způsobila optická mřížka postavená na místo kyvety. Mřížková konstanta odpovídající ohybovému zjevu je rovna vlnové délce

ultrasonických vln. Zvětšuje-li se intenzita ultrasonických vln, roste počet viditelných ohybových spekter. Jejich počet a intenzita závisí zřetelně na úhlu mezi směrem světla a ultrasonického vlnění.

Při uvedeném uspořádání ohybový zjev vzniká i na stojatém ultrasonickém vlnění. Podobný zjev vzniká i na vlnění postupném. I v tom případě působí kapalina jako optická mřížka o mřížkové konstantě rovné vlnové délce ultrasonických vln.

Brzo po objevu uvedených zjevů se podařilo Hiedemannovi a jeho spolupracovníkům⁵ zobraziti přímo ultrasonické vlny, tedy



Obr. 2.

tu mřížku, na níž ohybový zjev vzniká. Pozorovali kapalinu v kyvetě mikroskopem. Při stojatém vlnění bylo viděti světlé a temné proužky vzdálené o poloviční vlnovou délku ultrasonického vlnění. Při postupném vlnění bylo nutno použití vysokofrekventního stroboskopu. Proužky byly ve vzdálenostech rovných vlnové délce ultrasonického vlnění. Vznik těchto proužků souvisí s rozdělením hustoty v kapalině, ale není tak jednoduchý, jak se Hiedemann původně domníval. To je vidět už z toho, že se obraz mění, a to periodicky, mění-li zobrazená rovina. Zjev lze ukázati objektivně. Při uspořádání pro ohybový zjev byla na stínítku zobrazena štěrbinu. Pro objektivní zobrazení ultrasonických vln — při jinak stejném uspořádání — zobrazujeme krátkoohniskovou čočkou některou rovinu kolmou ke směru světla za kyvetou nebo v kyvetě.

Ultrasonické vlnění lze zobraziti i přímo bez projekční čočky a to jak v rovnoběžném tak i v rozbíhavém světle. Takové zobrazení je pak v podstatě stejné jako zobrazování čmouh (šlír).

Než budu psáti o teoriích těchto zjevů, uvedu zde popis průchodu světla kapalinou, v níž se šíří ultrasonické vlnění, jak jej podali Biquard a Lucas v citované práci.

Ultrasonické vlnění se šíří kapalinou směrem osy Z , světlo se šíří směrem osy X . V kapalině se pak mění s časem i s místem tlak.

Je-li p_0 původní tlak v kapalině, λ vlnová délka ultrasonického vlnění, T jeho kmitová doba a v jeho rychlost, jest

$$p = p_0 + \delta p \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{v} \right).$$

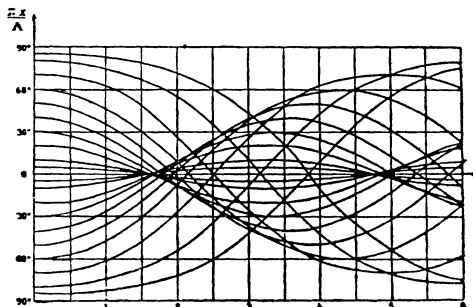
δp je amplituda tlakových změn. S tlakem se mění i index lomu. Protože rychlost zvuku je zanedbatelná proti rychlosti světla, lze pro index lomu n psáti místo

$$n = n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{v} \right)$$

pouze

$$n = n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi z}{\lambda}, \quad \lambda = v \cdot T.$$

n_0 je původní index lomu kapaliny, δn je amplituda jeho změn. Důsledkem tohoto rozdělení indexu lomu je, že se paprsky v kapalině zakřivují. Jejich dráhy podává obraz čís. 3. Je viděti, že světlo



Obr. 3.

(Otištěno z Journal de Physique, t. III, 1932, str. 470.)

se chová tak, jako by vycházelo z největší části z malých zdrojů rozložených po přímce. Přímky, na nichž leží tyto zdánlivé zdroje, jsou od sebe vzdáleny o vlnovou délku λ ultrasonického vlnění. Je-li tato délka dostatečně malá, nastává mimo ultrasonické pole interference světla vycházejícího z různých těchto zdánlivých zdrojů, podobně jako u mřížky. Postup vlnění nemá vliv na směr ohybových spekter, jako nemá na něj vliv pohyb optické mřížky v její rovině. Hiedemann pozoroval při postupném vlnění mikroskopem právě tyto přímky, na nichž leží zdánlivé zdroje. Při stojatém vlnění nelze pozorovati okamžitý stav, nýbrž časové středy. Proto jsou proužky vzdáleny o $\frac{1}{2}\lambda$. To ovšem platí, jen pokud zobrazovaná rovina leží v ultrasonickém poli.

Úplnou teorii ohybového zjevu podal L. Brillouin.⁶ V nejjednodušší formě si představuje mechanism tohoto děje takto (viz obraz čís. 2): směrem osy Z se opět šíří ultrasonické vlny rovinné. Světlo dopadá pod úhlem i k tomuto směru. V kapalině budou roviny M_k , v nichž je hustota největší, odděleny od sebe rovinami m_k o nejmenší hustotě. Vzdálenost těchto rovin bude rovna vlnové délce ultrasonických vln Λ . Na rovině M_1 nastane odraz paprsků S_1 ve směru R_1 ; bude $i = r$. Na rovině M_2 se odrazí paprsek S_2 za stejných podmínek. Vzniká tedy stejný zjev jako při Braggově selektivním odrazu — paprsky R_k spolu interferují a maxima intenzity budou ve směrech Θ , je-li $m\lambda = 2\Lambda \sin \Theta$, kdež 2Θ je úhel ohybový, λ je vlnová délka dopadajícího světla. Proti obvyklým podmínkám pro Braggův odraz je zde jedna důležitá komplikace: rozdělení hustoty v kapalině je dáno funkcí sinus. To má za následek, že pro malé intenzity ultrasonického vlnění Braggova podmínka platí pouze pro $m = \pm 1$. Avšak při ohybu světla i při malých intenzitách ultrasonických vln se ukazují ohybová spektra i vyšších řádů. Vedle toho nebyla nikdy pozorována ostrá maxima intenzity ohybových spekter při změně úhlu světlo—zvuk.*) Proto Brillouin svou teorii prohloubil. Vychází z obecné rovnice pro šíření světla v quasihomogenním prostředí a řeší ji tím způsobem, že vlnu světelnou vstupující do ultrasonického pole nahrazuje svazkem rovinných vln, které při průchodu kapalinou zachovávají stále stejný směr, na nichž se však vlivem ultrasonického pole mění rozdělení amplitudy. Rozdělení amplitudy na každé z těchto vln je dáno Mathieuovými funkcemi.

Tím je problém sice přesně řešen, ale výpočet intenzit je velmi obtížný, protože při vyšetřování jednotlivých spekter je třeba brát v úvahu vliv všech těchto vln, o nichž jsem mluvil. Některá z posledních vyšetřování ohybového zjevu při velmi vysokých frekvencích se zdají nasvědčovat tomu, že Brillouinova teorie v původní jednoduché formě platí pro tyto vysoké frekvence. To má význam tím spíše, že druhá teorie těchto zjevů, o níž teď budu mluvit, platí ve své jednoduché formě zase pro nižší frekvence.

C. V. Raman a N. S. Nagendra Nath⁷ totiž ve své původní teorii předpokládali, že paprsky světla při průchodu ultrasonickým polem se nezakřívují a že se při průchodu světla nemění amplituda světelných vln. Brali v úvahu pouze změny fázové. To znamená, že se omezovali ve svých úvahách na velmi nehluboká pole a na dosti dlouhé ultrasonické vlny. Dále postupovali tak, že vlnu světelnou vystupující z kapaliny nahradili svazkem vln, které jsou opět rovinné jako vlna světelná do ultrasonického pole vstupující,

*) Teorii v podstatě shodnou s touto zjednodušenou teorií Brillouinovou pro ohyb světla na ultrasonických vlnách v kapalinách podal i Debye, Phys. ZS. 33 (1932), str. 849.

na každé z nich je amplituda konstantní a jsou už navzájem k sobě nakloněny pod ohybovými úhly. Z toho pak jim vyplynulo, že při vyšetřování spekter je třeba sledovati vždy jen tu vlnu, která se šíří v uvažovaném ohybovém směru. Vliv ostatních je zanedbatelný.

C. V. Raman a Nagendra Nath svou teorii později doplnili a vzali v úvahu i změny amplitudy. Ale už v jednoduché formě jejich teorie mohla vyložiti řadu faktů, které zůstávaly do té doby nevysvětleny. Tak se jim podařilo vyjádřiti jednoduchými vztahy relativní intenzity jednotlivých spekter a to jak pro kolmý tak i pro šikmý dopad světla na směr ultrasonických vln. Nehleděme-li k Dopplerovu zjevu, je při kolmém dopadu světla relativní intenzita m -tého a l -tého řádu ohybových spekter dána výrazem

$$J_m^2 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \delta n \right) : J_l^2 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} \delta n \right),$$

kde L je hloubka ultrasonického pole, λ vlnová délka světla. J_m a J_l jsou Besselovy funkce řádu m a l .

Dále se jim podařilo udati změnu frekvence světla při ohybu na ultrasonických vlnách. Už z jednoduché Brillouinovy teorie plynulo, že při ohybu světla se mění i jeho frekvence. Raman a Nath ukázali, že při postupném vlnění l -tý řád má frekvenci $\nu \pm l \cdot F$, ν je frekvence světla původní a F frekvence ultrasonických vln. Při ohybu na vlnění stojatém každý sudý řád obsahuje všechny frekvence $\nu \pm 2kF$, každý lichý řád pak všechny frekvence $\nu \pm (2k + 1)F$, kde k jsou všechna celá čísla $k \geq 0$.

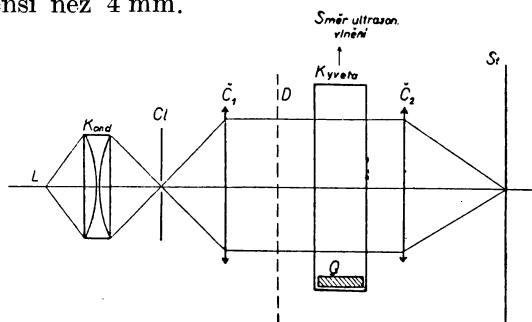
Z této teorie vyložil také Nath⁸ vznik temných proužků při zobrazování metodou Hiedemannovou a jmenovitě ukázal, že se rozdělení amplitudy na výsledné vlnoploše se vzdáleností od ultrasonického pole periodicky mění. Vyjdeme-li od určité vlnoplochy, pak na vlnoploše vzdálené od ní o $d = \frac{2A^2}{\lambda}$ je rozdělení amplitudy stejné.

Ani teorie Brillouinova ani teorie Ramanova a Nathova nebyly dosud ověřeny v celém rozsahu kvantitativně. Becker⁹ a Kórf¹⁰ měřili intenzitu prvního řádu ohybových spekter. Měření nejsou v rozporu s teorií Brillouinovou, ale nelze je pokládati za zcela průkazná. R. Bär¹¹ zkoušel kvalitativně rozdělení intenzit na ohybová spektra a zjistil souhlas s Ramanovou a Nathovou teorií při frekvenci $F = 1,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, ale pro frekvenci $F = 7,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ už rozdělené intenzity na snímcích nesouhlasí s původní jednoduchou teorií.

Pokud jde o změnu frekvence světla při ohybu na ultrasonických vlnách, našli už dříve Debye, Sack a Coulon¹² pro postupně

vlny hodnoty souhlasí s teorií Ramanovou a Nathovou. Pro stojaté vlnění našli R. Bär¹³ a Ali Lufti,¹⁴ tento zjev: světlo kterýchkoli dvou řádů sudých nebo kterýchkoli dvou řádů lichých je koherentní. Avšak světlo některého řádu lichého není koherentní s žádným z řádů sudých. To souhlasí s teorií Ramanovou.

Lucas¹⁵ zkoušel pro frekvenci $F = 2 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ a $F = 0,66 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$, při které hloubce pole jsou splněny předpoklady teorie Ramanovy a Nathovy, že se mění při průchodu ultrasonickým polem pouze fáze a nikoli amplituda. Zjistil, že je to teprve pro hloubky menší než 4 mm.



Obr. 4.

Hned od počátku byly na základě ohybu světla na ultrasonických vlnách vypracovány metody měření rychlosti zvuku. Při ohybu se měření zakládá na měření ohybového úhlu, z toho se stanoví mřížková konstanta rovná vlnové délce ultrasonických vln. Při relativním měření vlnové délky lze touto metodou dosáhnouti veliké přesnosti. Pro měření absolutní je nevýhoda v tom, že ohybové úhly jsou dosti malé a že metoda klade velmi značné požadavky na planoparalelnost stěn nádoby. Metoda tato ovšem vyžaduje monochromatického světla.

Pro absolutní měření vlnové délky je vhodnější metoda Hiedemannova. Měří se tak, že se kyveta pohybuje kolmo ke směru světla na komparátoru a pozoruje se průchod proužků nitkovým křížem. Tak se dá docílit veliké přesnosti, neboť lze pozorovat veliký počet průchodů. Tato metoda nevyžaduje monochromatického světla.

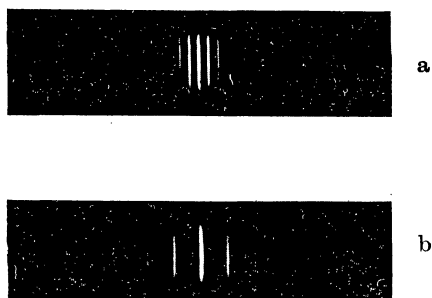
Periodičnosti při zobrazování ultrasonických vln, o níž jsem mluvil, lze také použít k měření ultrasonických vlnových délek.

Bez-Bardili¹⁶ použil ohybu světla na ultrasonických vlnách v kapalinách k měření rychlosti ultrasonických vln v tuhých neprůhledných tělesech. Užil k tomu uspořádání, které pochází od Bára a Meyera (viz obraz čís. 4). Na stínítko se promítne čočkou Č₂

dírkované stínítko D , kterým prochází rovnoběžné světlo z čočky \check{C}_1 . Prochází-li toto světlo kyvetou K , v níž se šíří ultrasonické vlny, nastane na každé dírce ohyb. Jím se obraz dírky roztáhne v čárku přesně ve směru ultrasonického vlnění.

Vloží-li se do kapaliny deska, dá se pozorovati odraz i průchod vlnění. Bez-Bardili měřil na kovových deskách v xylole mezní úhel při totální reflexi a z toho počítal rychlost ultrasonických vln v kovech. Toto měření ověřoval tím, že měřil úhel, při kterém deskou procházející vlnění má největší intenzitu.

Rozdělení intenzity na ohybová spektra při ohybovém zjevu umožní snad také měření absorpce ultrasonických vln v kapalinách.



Obr. 5.

Ohyb světla⁷⁰ o vlnové délce $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ na ultrasonických stojatých vlnách v xylole při frekvenci a) $1,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ b) $4,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$. Deska fot. v ohniskové rovině spojky \check{C}_2 o ohniskové délce 194,3 cm.

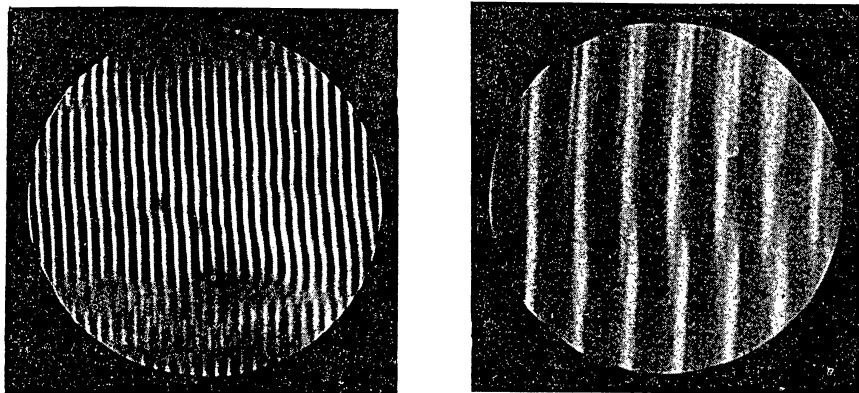
Tím způsobem měřili absorpci Biquard¹⁷ a Baumgart¹⁸. Dosud však není vypracována dokonalá metoda, neboť závislosti, které zde přicházejí v úvahu jsou dosti složité.

Z aplikací bych rád poukázal na práce Bergmannovy a Schaeferovy, kteří vypracovali metodu měření elastických konstant materiálu průhledného i neprůhledného na základě ohybu světla na prostorové mříži, která vznikne v tělese, jímž se šíří ultrasonické vlnění ve třech na sobě kolmých směrech. O podstatě těch prací referoval své doby v ČMF dr. V. Petržílka. Hiedemann vypracoval metodu měření elastických konstant průhledných látek, která se zakládá na tom, že se zobrazí ultrasonické vlnění jednou v obyčejném světle, po druhé ve světle polarisovaném. I o tom bylo v ČMF referováno. Rovněž i o Sokolovově metodě zkoušení materiálu pomocí ultrasonických vln.

Z ostatních aplikací bych ještě uvedl, že Bergmann¹⁹ sestrojil na základě ohybu světla na ultrasonických vlnách vlnoměr. Pozo-

ruje ohyb přímo v kmitajícím krystalu a měří vzdálenosti prvních řádů ohybových spekter v závislosti na frekvenci krystalu.

Becker, Hanle a Maercks²⁰ doporučují užití ohybového zjevu k vysokofrekvenční modulaci světla. Z celého ohybového zjevu propustí clonkou pouze nultý nebo 1. řád. Kmitá-li krystal ve frekvenci f , je světlo modulováno $2f$ -krát. Užívá se k tomu stojatého ultrasonického vlnění.



a

Obr. 6.

b

Ultrasonické vlnění o frekvenci $1,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ v petroleji zobrazené Heide-
manovou metodou. a) Spojka o ohn. délce 13,5 cm ve vzdálenosti 49 cm
od květy, fot. deska 60 cm od spojky. b) Část téhož pole při větším
zvětšení. Je viděti nepravidelnosti vlnění. Jejich příčinou je způsob, kte-
rým kmitá křemenná deštička.

Literatura.

1. Kneser H. O., Ann. der Phys. **11** (1931), 761. — 2. Lucas R.-
Biquard P., Journ. de Phys. **3** (1932), 464. — 3. Debye P.-Sears W.,
Proc. Nat. Acad. Am. **18** (1932), 410. — 4. Petržílka V., Čas. mat. fys.
61 (1931), 8. — 5. Hiedemann E. a spolupracovníci, ZS. f. Phys., serie
článků v roce 1934. — 6. Brillouin L., La diffraction de la lumière par
de ultrasons, 1933. — 7. C. V. Raman-N. S. Nagendra Nath, Proc.
Ind. Acad. **2** (1935), 406, 413; **3** (1936), 75, 119, 459. — 8. N. S.
Nagendra Nath, Proc. Ind. Acad. **4** (1936), 261. — 9. Becker H. E. R.,
Ann. der Phys. **25** (1936), 373. — 10. Korff W., Phys. ZS. **37** (1936), 708.
— 11. Bär R., Helvetica Phys. Acta **9** (1936), 265. — 12. Debye-Coulon-
Sack, C. R. **198** (1934), 922. — 13. Bär R., Helv. Phys. Acta **8** (1935),
591. — 14. Lufti Ali, Helv. Phys. Acta **9** (1936), 63. — 15. Lucas R.,
C. R. **202** (1936), 1165. — 16. Bez-Bardili W., ZS. f. Phys. **96** (1935),
761. — 17. Biquard P., C. R. **196** (1933), 257; **197** (1933), 309; Ann. de
Phys. **6** (1936), 195. — 18. Baumgart E., C. R. **199** (1934), 1383; **202**
(1936), 203. — 19. Bergmann L., Hochfrequenztechnik-Elektroakustik **48**
(1936), 87. — 20. Becker-Hanle-Maercks, Phys. ZS., Jahrg. **37** (1936),
414.