

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

František Závíška

O principu relativnosti. [I.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 43 (1914), No. 3-4, 363--395

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/109239>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1914

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>

jest hledaná charakteristika u . Stanovme průsečík U_1 přímky v s rovinou P , bodem tím vedme kolmici ku P a sestrojme její stopu N_I do xy . Stopa VN_I roviny vN_I seče p_I v bodě U_2 a hledaná přímka u jest spojnicí bodů U_1, U_2 .

Vedeme-li bodem V přímku p_0 rovnoběžnou ku p_{II} , seznáváme, že charakteristiky všech rovin přímku p_0 vedených tvoří orthogonální kužel 2. stupně a charakteristika libovolné roviny rovnoběžné ku p_0 jest rovnoběžna s jednou povrchovou přímku tohoto kužele.

O principu relativnosti *).

Napsal s. doc. Dr. Frant. Závíška.

Účelem těchto řádků jest vylíčiti, jak se k principu relativnosti dospělo. Možno s bezpečností říci, že sotva kdy setkalo se theoretické badání fysikální s problémy nejen zajímavějšími, ale i obtížnějšími, než jsou ty, za jichž definitivní řešení pokládá dnes valná část fysiků princip relativnosti v té formulaci, již mu dali *Einstein* a *Minkovski*; mimo to soudím, že z pragmatického vylíčení vývoje celé otázky nejlépe vysvitne, proč zdálo se nutným uchýlit se k představám tak překvapujícím, ba přímo revolučním, jež u jedněch vzbudily nejživější souhlas, u druhých však setkaly se s nejpříkřejším odporem.

Původ principu relativnosti jest podobný jako principu o zachování energie nebo druhé hlavní věty thermodynamické; jeho formulace jest výsledkem a do jisté míry i zakončením veliké řady pokusů, jichž účelem v tomto případě bylo dokázati vliv zemského pohybu na zákony optiky a elektromagnetického pole vůbec, a jež také skončily s výsledkem naprosto negativním. Byly totiž zbudovány theorie, dle nichž onen vliv existovati měl, dle nichž se očekávalo, že zákony, jimiž se řídí elektromagnetické děje, i když jde o zjevy probíhající *úplně* na zemi, závisejí na orientaci pozorovacích přístrojů, resp. drah paprsků vůči směru, jímž se země pohybuje. Kdybychom tedy na př. měřili index lomu nějaké látky nebo stočení polarisační

*) V podstatě předneseno na týdenní schůzi J. Č. M. dne 21. června 1913.

roviny v křemenové desce, měly by se výsledky měření změnit, jakmile bychom celé zařízení stočili o 90° , nebo kdybychom beze změny polohy pozorovacích přístrojů konali pozorování v různou dobu denní nebo roční: změna v orientaci drah paprsků vzhledem ku směru zemského pohybu nastává v tomto druhém případě buď následkem rotace země kol vlastní osy, ovšem pokud nejde o paprsky k ose rotační rovnoběžné, aneb následkem pohybu země kol slunce. Jest ovšem jisto, že očekávané změny, existují-li vůbec, jsou velmi nepatrné, vždyť se ani při nejpřesnějším měření indexu lomu nestaráme o to, jakým směrem se země pohybuje; vskutku také již z nejjednodušších úvah plyne, že jich velikost může býti nanejvýš téhož řádu, jako jest poměr mezi rychlostí země v , jež obnáší 32 km/sec , a rychlostí světla c , jež se rovná 300.000 km/sec , tedy řádu asi 10^{-4} . Později přesnější analýsa ukázala, že se vlivy řádu v/c , jež budeme nazývatí efekty řádu prvního, vůbec nedají očekávatí, za to však měl se jevití vliv řádu druhého, v^2/c^2 , tedy řádu 10^{-8} . Jest patrnó, že bylo třeba provésti pokusy velmi důmyslně zařízené a měření velmi pečlivá, aby se bezpečně dokázalo, že ani tak malé vlivy neexistují.

Zmíněné již theoretické úvahy týkají se, přesně řečeno, případu, kdy se systém uvažovaných těles pohybuje rychlostí stálou a v přímé dráze; této podmínce pohyb naší země nevyhovuje sice přesně, ale přece velmi přibližně. Změny rychlosti ve směru i velikosti způsobené obíháním země kol slunce dějí se velice zvolna, vliv denní rotace jest pak nepatrný, neboť rychlost, kterou má nějaké těleso na povrchu zemském následkem toho, že se země otáčí, jest asi 70-krát menší než rychlost onoho tělesa související s pohybem země v ekliptice. Uvážíme-li pak, že tu jde vůbec o efekty ležící na hranicích přesnosti pozorování, je patrnó, že aspoň po dobu každého jednotlivého měření můžeme vždy pohyb země pokládati za rovnoměrný a přímočarý.

To tedy znamená, že pomocí měření optických nebo elektromagnetických mohli bychom dokázati existenci postupného pohybu země, jakož i stanoviti směr i velikost okamžité její rychlosti, a totéž by platilo pro každý systém těles v pohybu, pokud by bylo možno onen pohyb aspoň přibližně pokládati za rovno-

měrný a přímočarý. Při tom, jak nutno zvláště vytknouti, předpokládáme, že ona pozorování týkají se dějů probíhajících *úplně* v uvažovaném systému, tedy na př. při měřeních optických jak světelný zdroj, tak pozorovací přístroje i s pozorovatelem samým k němu náležejí a s ním se pohybují, takže ku stanovení rychlostí, s níž se onen systém pohybuje, nebylo by nikterak třeba bráti na pomoc tělesa jiná mimo něj ležící. Nepatří tedy sem na př. měření aberrace stálic. poněvadž zdroj světelný (stálice) leží mimo zemi a s ní se nepohybuje.

Tento výsledek jest ovšem v úplném rozporu se vším, co známe z mechaniky. Zákony, jimiž se řídí mechanické děje v systému těles, se nikterak nezmění, uvedeme-li všechna pozorovaná tělesa v rovnoměrný a přímočarý pohyb; není mechanického pokusu, kterým bychom mohli dokázati pohyb země v ekliptice, známý pokus Foucaultův, jakož i úchylka padajících těles od směru tížnice a jiné zjevy nasvědčují jen *rotaci* země kol vlastní osy. K představě, že země obíhá kol slunce, jsme vedeni pozorováním pohybu slunce a hvězd, tedy těles *mimo* zemi ležících; ukazuje se totiž, že se pomocí jí dá jich pohyb daleko jednodušeji vyložiti, než kdybychom supponovali, že jest země v klidu. Stejně, kdybychom studovali pohyby těles na př. na lodi plující stálou rychlostí a v témže směru, nenalezneme nic, z čeho bychom mohli rozhodnouti, je-li loď v klidu nebo v pohybu, a pro popis oněch pohybů jest úplně lhostejno, vztahujeme-li rychlosti pozorovaných těles k lodi, považující ji za klidnou, nebo k okolním břehům, považující za klidné tyto. Mechanika tedy nemá kriteria, jímž bychom mohli rozeznati klid od stejnoměrného a přímočarého pohybu; to plyne ostatně obecně i z toho, že, jak v dalším ještě ukážeme, rovnice mechaniky nemění svého tvaru, transformujeme-li je z jednoho systému souřadného na jiný, který jest vzhledem k prvnímu v pohybu rovnoměrném a přímočarém, takže jest lhostejno, který systém pokládáme za klidný a který za pohyblivý. Rychlosti, jak je nám mechanická měření podávají, jsou tedy vesměs *relativní* a mohou vhodnou volbou souřadného systému nabýti hodnot libovolných.

Není tím ovšem ještě řečeno, že by *všechny možné* souřadné systémy byly si úplně *aequivalentní*, naopak ukazuje se,

že rovnice mechaniky mají známý jednoduchý tvar jen tehdy, vztáhneme-li je na zcela *určitou* skupinu systémů souřadných, které jsou vzhledem k sobě v rovnoměrném a přímočarém pohybu. Z této skupiny volíme si pak zpravidla jeden systém význačný, který pokládáme za klidný, ale pro popis mechanických dějů nemá tento systém nikterak větší oprávněnosti než kterýkoliv jiný člen oné skupiny. Ve veliké většině případů stačí, jak známo, pokládati systém spojený se zemí za klidný; chceme-li však vzít v úvahu i vliv rotace zemské, pak by se rovnice mechaniky zkomplikovaly, kdybychom zůstali při tomto systému, a proto užíváme pak systému souřadného, který jest spojen se sluncem, aneb, přesněji řečeno, poněvadž i slunce má vlastní pohyb rotační, systému, jehož počátek leží v těžišti sluneční soustavy, a jehož osy souřadné jsou dány směry k určitým, značně vzdáleným stálicím. S tímto systémem vystačíme úplně při popisu mechanických zjevů na naší zemi i při stanovení pohybu planet, ačkoliv dnes víme, že i tento systém jest v pohybu vůči stálicím, neboť sluneční soustava se blíží rychlostí asi 16 *km/sec* k souhvězdí Lyry. Pokud ovšem není příčiny nepokládati tento pohyb za rovnoměrný a přímočarý, čili, pokud nevíme nic o vlivu stálic na naši sluneční soustavu, není třeba onen systém souřadný nahrazovati jiným, na druhé straně opět nemá ten systém se stanoviska mechaniky žádné přednosti před kterýmkoliv jiným, jenž se vzhledem k němu pohybuje rovnoměrně a v témž směru.

Mechanika tedy nemá fundamentálního systému souřadného, který bychom musili pokládati za klidný, každý jiný systém, pohybující se vzhledem k systému „klidnému“ rychlostí stálou a v přímce, jest stejně oprávněn, a rovnice mechanické naň vztažené mají též tvar; místo jediného systému souřadného máme tu celou skupinu systémů, jichž počet jest třikrát nekonečně veliký. Tato věta, jež se dá také nahraditi větou již uvedenou, že se totiž, zákony pohybu těles nemění, uvedeme-li všechna tělesa do rovnoměrného a přímočarého pohybu, sluje *principem relativnosti v mechanice*. Toto zvláštní postavení rovnoměrného a přímočarého pohybu ostatně nepřekvapuje, uvážíme-li, že jest to jediný pohyb, k jehož udržení není třeba sil.

Naproti tomu v optice a v theorii elektromagnetického pole princip relativnosti platiti neměl. Optická a elektromagnetická měření měla nám podati prostředek, jímž by se dalo rozhodnouti, je-li pozorovaný systém těles v klidu nebo v pohybu pouhým studiem dějů *uvnitř* systému probíhajících, a kdybychom neviděli ani slunce ani hvězd, přece jen měli jsme míti možnost pomocí těchto měření konstatovati, že země není v klidu, ale že se pohybuje v uzavřené dráze. Hodnoty rychlostí takto stanovených musily by se ovšem vztahovati vždy na tžž, zcela určitý systém souřadný, a rovnice elektromagnetické k němu vztahené měly by nejjednodušší tvar, jak plyne již z toho, že děje elektromagnetické byly by nezávisly na orientaci pozorovaných těles vůči osám souřadným jen v tom případě, kdyby ona tělesa byla vzhledem k tomu systému v klidu, v každém jiném případě byl by směr, jímž se tělesa pohybují, vyznačen před směry jinými. Měl by tedy tento systém pro popis elektromagnetických dějů větší oprávněnost než kterýkoliv jiný, a jest patrné, že vším právem mohli bychom jej pokládati za absolutně klidný a rychlosti naň se vztahující nazývati absolutními. Je to zřejmý návrat k Newtonovým názorům o absolutním prostoru.

Možnost existence fundamentálního systému elektromagnetického souvisí s předpokladem, jež některé theorie elektromagnetického pole činily, že totiž existuje medium, které jest neustále v celém vesmíru, aneb aspoň v rozsahu naší sluneční soustavy v klidu, nepodléhající v ničem účinku ostatních pohybujících se hmot. Tímto mediem měl býti aether, jehož existenci supponujeme, jak známo, proto, abychom vysvětlili, že se elektromagnetické rozruchy i energie s nimi spojená šíří i vakuem určitou, konečnou rychlostí; aether, jenž vyplňuje celý vesmír a prostupuje všechny hmoty, jest jich nosičem. Jest to tedy látka čistě hypotetická, přímého, abych tak řekl, experimentálního důkazu pro její existenci nemáme. Dostane-li se nyní obyčejná hmota do pohybu, nastává otázka, zdali a jak se aether jí obklopující a prostupující tohoto pohybu účastní. Jsou patrně dvě extrémní možnosti: buď se aether pohybuje stejně s onou hmotou, jsa jí úplně strhován, aneb pohyb hmoty nemá naň vlivu: aether zůstává vždy v klidu. Z prvé představy, na první

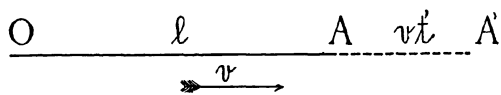
pohled pravdě nejpodobnější, vyšel *Hertz*¹⁾ při odvození elektromagnetických rovnic pro tělesa v pohybu; plyne z ní patrně přímo, že se elektromagnetické děje nezmění. uvedeme-li celý systém pozorovaných těles do pohybu, aspoň pokud jest to pohyb přímočarý a rovnoměrný, poněvadž *všechny* látky, jež šíření oněch rozruchů sprostředkují, pohybují se současně, zůstávajíce tak vzhledem k sobě v klidu. Vskutku také, jak v dalším ještě bude ukázáno, rovnice Hertzovy principu relativnosti vyhovují stejně, jako rovnice Newtonovy mechaniky. Nalezla se však fakta, která s rovnicemi Hertzovými byla ve sporu, ale za to velmi jednoduše dala se vysvětliti z předpokladu, že aether zůstává v klidu, a na základě této představy odvodil elektromagnetické rovnice *Lorentz* ve svém klassickém díle „Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern“.²⁾ Tato supposice ovšem principu relativnosti odporuje, dle ní se musí průběh elektromagnetických zjevů změnit, jakmile se tělesa počnou pohybovati, poněvadž se aether onoho pohybu neúčastní.

To je patrné již z této jednoduché úvahy. Dejme tomu, že bychom měřili rychlost světla ve vakuu, v různých směrech. V aetheru samém šíří se světlo na všechny strany touž rychlostí c , jejíž velikost jest dle našich představ stanovena vlastnostmi aetheru a nemění se tedy, i když se aether pohybuje, ovšem jen pro pozorovatele, který se pohybuje s ním současně; kdežto pozorovatel, který by se onoho pohybu nesúčastnil, obdržel by pro rychlost světla hodnotu jinou, rovnou výslednici z rychlosti světla v klidném aetheru a z rychlosti, s níž vidí aether se pohybovati. Jest to docela totéž jako na př. u vln šířících se na povrchu vodním. Podle toho by tedy pro pozorovatele se zemí spojeného v případě, že by aether byl zemí strhován, rychlost světla byla táž, jako kdyby se země nepohybovala, a byla by na směru, jímž se světlo šíří, patrně nezávislá; pohyb země byl by tu tedy bez vlivu. Zůstává-li však aether v klidu, pak budou hodnoty pozorovatelem na zemi naměřené jiné a budou mimo to

¹⁾ *H. Hertz*, Wied. Ann. 41, 369. 1890, nebo Gesammelte Werke, sv. 2, 256. 1894.

²⁾ *H. A. Lorentz*, Leiden, E. J. Brill, 1895. Nový otisk u Teubnera, Lipsko.

i záviseti na orientaci paprsku světelného vůči směru zemského pohybu. Nechť jde na př. o stanovení rychlosti světla v tom směru, jímž se země pohybuje vzhledem k aetheru. Světelný zdroj budiž v O (obr. 1.), máme stanoviti čas t' , za který světelný rozruch dospěje do bodu A , vzdáleného o l od O ve směru zemského pohybu. Rozruch, jenž se šíří klidným aetherem, musí patrně uraziti delší dráhu než OA , poněvadž bod A , jsa zemí unášen, před ním ubíhá a za čas t' dostane se do A' , při čemž $AA' = vt'$, je-li v rychlost země vůči aetheru. Urazí tedy



Obr. 1.

světlo v aetheru celkem dráhu $l + vt'$, a poněvadž se v něm šíří rychlostí c , máme

$$ct' = l + vt',$$

čili

$$t' = \frac{l}{c - v}.$$

Pozorovatel spojený se zemí soudí ovšem, že světlo urazilo dráhu l , a proto za jeho rychlost pokládá hodnotu

$$c - v = c \left(1 - \frac{v}{c}\right),$$

tedy menší, než kdyby země stála, nebo kdyby aether byl jí strhován. Kdybychom měřili rychlost světla ve směru opačném, obdrželi bychom po čas t'' potřebný ku proběhnutí dráhy l hodnotu

$$t'' = \frac{l}{c + v},$$

rychlost světla byla by tu tedy

$$c + v = c \left(1 + \frac{v}{c}\right),$$

čili větší, poněvadž bod, do něž rozruch světelný má doraziti, přichází mu vstříc. Závisela by tedy rychlost světla, jak ji na-

měří pozorovatel na zemi, na směr; jest nejmenší ve směr, jímž se země pohybuje, největší ve směr opačném. Změny jsou řádu v/c , čili řádu prvního. Než při všech terrestrických metodách měření rychlosti světelné probíhá světlo určitou dráhu v jednom směru a pak zpátky, vracejíc se tam, odkud vyšlo. Kdyby se tedy světlo šířilo napřed z O do A , pak nazpět do O , byl by čas potřebný k uražení této dvojí dráhy roven

$$t' + t'' = 2l \frac{c}{c^2 - v^2},$$

a poněvadž celková dráha jest $2l$, byla by celková rychlost pro pozorovatele na zemi rovna

$$\frac{c^2 - v^2}{c} = c \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right),$$

takže by se lišila od rychlosti světla v klidném aetheru c jen o veličiny řádu druhého. Změny téhož řádu měly by nastati, kdybychom měnili směr OA , jak v dalším bude ještě ukázáno; bylo účelem klassického interferenčního pokusu Michelsonova rozhodnouti, zdali vskutku vznikají.

Zde nutno připojiti poznámku. Jak patrnó, značí tu v rychlost země vůči klidnému aetheru, kdežto dříve jsme v identifikovali s rychlostí, s níž země obíhá kol slunce. Poněvadž celá sluneční soustava se pohybuje relativně ku stálícím, znamenalo by to vlastně, že se aether pohybuje s ní současně. Otázka, je-li to správné, nemá dnes významu, poněvadž, jak již řečeno, nepodařilo se dokázati vliv pohybu země na elektromagnetické zjevy a, jak jsme přesvědčeni, ani se nepodaří. Ostatně je patrnó tolik. Při všech těchto měřeních jde vlastně jen o to konstatovati, změní-li se výsledky pozorování, když buď změníme orientaci pozorovacích přístrojů vzhledem k zemi, anebo když konáme měření v různé době. Kdybychom měření rozšířili na dobu celého roku neb aspoň několika měsíců, pak by změny eventuálně konstatované souvisely s tím, že se směr pohybu země v ekliptice změnil, a za v mohli bychom pak zpravidla klásti rychlost země vzhledem ke slunci. Naproti tomu o změnách, jež by byly pozorovány při stočení apparátů, rozhodovala by plná rychlost země vůči aetheru. Mohlo by se pak státi naho-

dílou okolností, že by ona rychlost byla rovna nulle, proto se i tato měření rozšiřují na delší dobu.

Fundamentální systém optiky a theorie elektromagnetického pole byl by tedy systém spojený s klidným aetherem. Jest zajímavý podotknouti, že v mechanice fundamentálního systému nemáme proto, že tam pořád ještě operujeme se silami působícími akcí in distans, a stejně jest tomu i ve starších teoriích elektromagnetických. Dle nich síly mohou záviseti jen na *relativních* konfiguracích, po případě pohybech hmot nebo nábojů s nimi spojených, proto nemohou tyto theorie poskytnouti základu pro absolutní stanovení rychlosti. Teprve když vlivem koncepcí Faraday-Maxwellových akce in distans byla z teorií elektromagnetického pole odstraněna, takže se ukázalo nutným supponovati existenci materiálního nosiče elektromagnetického pole ve vakuu, objevila se možnost fundamentálního systému.

Vše se tedy redukuje na otázku, je-li aether pohybem hmoty strhován, nebo zůstává-li v klidu. Tato otázka vynořila se již v samých počátcích undulační theorie světla, setkali se s ní již *Young* a *Fresnel*. Šlo o vysvětlení aberrace stálic nalezené již *Bradleyem* a jím vyložené pomocí theorie korpuskulární, tehdy všeobecně uznávané. Výklad jeho, dodnes běžný, jest tento: Dejme tomu pro jednodučnost, že stálice jest přesně v zenitu, a že dalekohled jest na ni namířen, takže stálice *S*, optický střed objektivu *O* a střed nitkového kříže *K* jsou v jedné přímce (obr. 2.). Kdyby země stála, zobrazila by se stálice v *K*, poněvadž však se země pohybuje, zobrazí se stranou, neboť za tu dobu, které světelný rozruch potřebuje, aby dospěl z *O* do *K*, dalekohled se posune ve směru zemského pohybu, a obraz stálice vytvoří se v *K'*. Abychom pak stálicí dostali do středu nitkového kříže, musíme dalekohled stočiti v tom směru, jímž se země pohybuje, o úhel $KOK' = \alpha$, takže osa jeho spadá do směru *K'O*, o němž pak soudíme, že míří ku stálici. Patrně jest $OK' = ct$, $KK' = vt$, kdež *t* značí dobu, za níž světlo dospěje z *O* do *K'*. Uvážíme-li nyní, že úhel α jest malý, platí

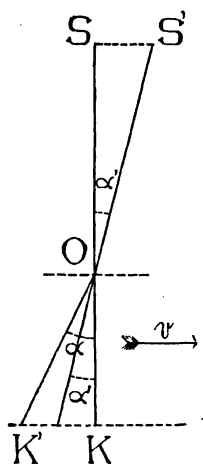
$$\alpha = \frac{v}{c}. \quad (1)$$

Jeví se nám tedy stálice posunuta o úhel α ve směru zemského

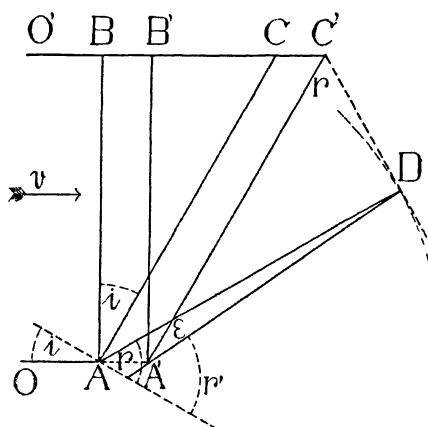
pohybu, takže, pozorujeme-li její zdánlivou polohu po celý rok, za nějž země opíše uzavřenou dráhu, zdá se nám, že stálice opisuje kruh, jehož poloměr v obloukové míře se rovná α . Tuto veličinu nazýváme pak aberrační konstantou. Obecně, je-li φ výška stálice nad horizontem, jest aberrační úhel dán vztahem

$$\alpha = \frac{v}{c} \sin \varphi. \quad (1')$$

Stálice opisují ellipsy o konstantní veliké poloose, jež v horizontu přejdou v přímky.



Obr. 2.



Obr. 3.

Tento výklad aberrace však předpokládá nejen, že se světlo šíří konečnou rychlostí, ale i, že v ničém nepodléhá zemskému pohybu; i v nejbližším sousedství země chová se světlo stejně, jako kdyby země stála. Se stanoviska korpuskulární theorie to znamená, že země nepůsobí na světelné částice, v undulační theorii nutno supponovati, že aether, jímž světelný rozruch se šíří, zůstává v úplném klidu, nejsa pohybem země nikterak strhován, aneb, jak Young to vyslovil, aether proniká tělesy tak volně jako vítr lesem.

Aberrace vede tedy k supposici, že aether jest v klidu, ale o rychlosti v země vůči aetheru nepovídá nic. Skutečnou

polohu stálice totiž neznáme, takže nemůžeme stanovití absolutní hodnotu aberrace a jsme odkázáni jen na měření jejich *změn*, vznikajících ročním pohybem země. Proto také obdržíme správnou hodnotu takto stanovené aberrační konstanty α , dosadíme-li v rovnici (1) za v rychlost, s níž země obíhá kol slunce. Avšak, i kdybychom absolutní hodnotu aberračního úhlu stanovití mohli, našli bychom z rovnice (1) jen rychlost země vůči *stálici*, ne vůči *aetheru*. V předešlém odvození jsme totiž mlčky předpokládali, že stálice jest v klidu vůči aetheru, takže se skutečná její poloha (tou rozumíme její polohu vůči souřadnému systému spojenému s klidným aetherem) nemění. Má-li však stálice vlastní pohyb, o němž pro jednoduchost hodláme předpokládati, že se děje v témž směru, kterým se pohybuje země, pak v okamžiku, kdy světelný rozruch z bodu S vyšlý dorazí do O , není již stálice v S , ale v S' , při čemž $SS' = v'\tau$; v' jest rychlost stálice vůči aetheru, τ doba, za níž světlo dojde z S do O . Úhel mezi skutečnou a zdánlivou polohou stálice zmenší se pak o α' , kdež jest

$$\alpha' = \frac{v'}{c},$$

takže pro aberrační úhel obdržíme

$$\alpha - \alpha' = \frac{v - v'}{c},$$

závisí tedy vskutku jen na relativní rychlosti země vzhledem ku stálici. Tím lze také vysvětliti, proč aberrace nevystupuje, když pozorujeme *pozemské* předměty, neboť v tomto případě jest patrně $v = v'$, a zdánlivá poloha oněch předmětů jest identická se skutečnou, do níž dospějí za tu dobu, za kterou světlo jimi vyslané dorazí k dalekohledu.

Je-li však aether v klidu, pak, jak vyloženo, musí optické zjevy záviseti na pohybu země. První pozorování v tom směru vykonal již *Arago*, současník a přítel *Fresnelův*. Ten odchýlil paprsky vycházející od stálice achromatickým hranolem a pozoroval, zdali se aberrace změnil; nenalezl nic. Vzhledem k důležitosti tohoto pokusu podáme jeho theorii, při čemž se omezíme na případ, kdy směr ku stálici spadá do směru okamžitého pohybu zemského, a kdy tedy by při obvyklém způ-

sobu pozorování aberrace byla nullou. Mimo to budeme předpokládati, že lom vzniká v jediném hranolu, a že na přední stěnu paprsky dopadají kolmo. Světlo nechť je monochromatické. V okamžiku, kdy světelná vlna dopadá na přední stěnu, nechť hranol zaujímá polohu ABC (obr. 3.); AB jest rovinou dopadající vlny, OA a $O'B$ jsou směry dopadajících paprsků, jež podle předpokladu splývají se směrem pohybu zemského. Doba, za kterou krajní paprsek $O'B$ projde hranolem, budiž t , během té doby hranol se posune do nové polohy $A'B'C'$, kdež jest $AA' = BB' = CC' = vt$, takže paprsek vystupuje z hranolu v C' . Druhý krajní paprsek OA , který se šíří vzduchem, urazí za též čas dráhu ct . Rovinu vystupující vlny pak nalezneme dle známé konstrukce Huygensovy tím, že opíšeme kol A kruh (válec) poloměrem ct a z bodu C' vedeme k němu tečnu, rovina jí procházející a kolmá k rovině nákrasné jest rovinou vystupující vlny. Je-li D styčný bod, jest AD směr vystupujícího paprsku, mimo to jest $AD = ct$. Vedeme nyní v A kolmici ke druhé lámavé stěně AC , pak jest i úhel dopadu, který jest patrně identický s lámavým úhlem hranolu, dále jest r úhel lomu, takže deviace paprsku od původního směru jest rovna $r - i$. Úhel r jest také u C' , jak na výkresu naznačeno. Nalezneme nyní vztah mezi r a i . Úhel ADA' označíme ε , z trojúhelníka ADA' obdržíme pak

$$\sin \varepsilon : \sin (r - i + \varepsilon) = vt : ct, \quad (1'')$$

z čehož plyne, že ε jest řádu v/c , tedy řádu prvního, takže, zanedbáváme-li veličiny řádu druhého, můžeme klásti $\cos \varepsilon = 1$. Z trojúhelníka $A'C'D$ plyne pak

$$\sin r : 1 = A'D : A'C',$$

podobně z trojúhelníka $A'B'C'$

$$\sin i : 1 = B'C' : A'C',$$

jest tedy

$$\frac{\sin r}{\sin i} = \frac{A'D}{B'C'}.$$

$A'D$ stanovíme z trojúhelníka $AA'D$ pomocí Carnotovy věty. Jest

$$\overline{A'D}^2 = c^2 t^2 + v^2 t^2 - 2vct^2 \cos (r - i),$$

z čehož máme až na veličiny řádu druhého

$$A'D = ct \left[1 - \frac{v}{c} \cos(r - i) \right].$$

Konečně jest

$$B'C' = BC' - BB' = c't - vt,$$

značí-li c' rychlost světla ve hranolu, takže máme

$$\frac{\sin r}{\sin i} = \frac{c \left[1 - \frac{v}{c} \cos(r - i) \right]}{c' \left(1 - \frac{v}{c'} \right)} = \frac{c}{c'} \left[1 - \frac{v}{c} \cos(r - i) + \frac{v}{c'} \right], \quad (2)$$

zanedbáme-li opět veličiny řádu druhého.

Pozorovatel se zemí spojený však neměří pro úhel lomu r , neboť AD jest směr lomeného paprsku v *klidném aetheru* — zavádíme tyto paprsky do úvah proto, abychom mohli říci, že se světlo šíří na všechny strany touž rychlostí c — a jak již při aberraci stálíc vyloženo, posuzuje pozorovatel pohybující se se zemí směr těchto paprsků jinak; tak na př. v obr. 1. jest OK směr paprsku v klidném aetheru, ale pozorovatel na zemi jej vidí ve směru OK' . Tato odchylka pak nevzniká jen v tom případě, kdy směr, jímž se šíří paprsek, a směr zemského pohybu spadají do jedné přímky. To tedy znamená, že pozorovatel na zemi pro úhel dopadu naměří zase i , ale pro úhel lomu obdrží jinou hodnotu než r . Nalezneme ji snadno, uvážíme-li, že, jak již řečeno, u pozemských předmětů aberrace nevystupuje. Představíme-li si tedy, že v D jest dalekohled, jímž měříme směr paprsku lomeného, soudí pozorovatel na zemi, že tento paprsek přichází z toho místa, v němž se nachází vrchol hranolu A v okamžiku, kdy světlo dorazí do D , tedy z A' . Za úhel lomu pokládá pak úhel r' , při čemž jest patrně

$$r' = r + \varepsilon,$$

z rovnice (1'') plyne pak až na veličiny vyššího řádu

$$\varepsilon = \frac{v}{c} \sin(r - i).$$

Zavedeme-li nyní do rovnice (2) r' místo r , při čemž jest

s toutéž přesností jako dosud

$$\sin r = \sin r' - \varepsilon \cos r',$$

obdržíme

$$\frac{\sin r'}{\sin i} = \frac{c}{c'} - \frac{v}{c'} \cos(r - i) + \frac{v}{c} \sin(r - i) \frac{\cos r}{\sin i} + \frac{vc}{c'^2},$$

a vzhledem k tomu, že dle rovnice (2) jest až na veličiny rádu v/c

$$c \sin i = c' \sin r,$$

obdržíme konečně po dosazení a jednoduché úpravě

$$\frac{\sin r'}{\sin i} = \frac{c}{c'} + v \left(\frac{c}{c'^2} - \frac{1}{c} \right). \quad (3)$$

Rychlost světla v hranolu klidném jest c/n , značí-li n index lomu; supponujeme-li tedy, že se nezmění, je-li hranol v pohybu vůči aetheru, máme

$$\frac{\sin r'}{\sin i} = n + \frac{v}{c} (n^2 - 1); \quad (4)$$

tato rovnice tedy nahrazuje tu známý zákon lomu, jenž platí přesně jen tehdy, je-li hranol v klidu vůči aetheru ($v = 0$).

Druhý člen na pravé straně odpovídá aberraci, jež vzniká při tomto způsobu pozorování, patrně proto, že se paprsky uchýlí následkem lomu od směru zemského pohybu. Stanovíme-li r' jednou, kdy se země od stálice vzdaluje, jak na výkresu naznačeno, opakujeme-li pak měření za půl roku, kdy směr ku stálici a směr pohybu zemského spadají opět do téže přímky, ale země se ku stálici blíží, takže znamení v se obrátí, měli bychom podruhé pro r' naměřiti hodnotu menší. To Arago, jak již řečeno, nepotvrdil, neboť nenalezl žádné změny, a Fresnel, jemuž Arago výsledek svých pozorování sdělil, vysvětlil jej hypotesou velmi důmyslnou i odvážnou; supponoval totiž, že se světlo látkami v pohybu *strhuje*, ale jen *částečně*. Šíří-li se tedy světlo hranolem v témž směru, jakým jest tento unášen zemí, zvětší se následkem pohybu hranolu rychlost světla v něm o část rychlosti hranolu v ; označíme ji ϑv , kdež $\vartheta < 1$. Jest tedy nyní

$$c' = \frac{c}{n} + \vartheta v,$$

a dosadíme-li pak za c' do rovnice (3), obdržíme po snadném počtu

$$\frac{\sin r'}{\sin i} = n + \frac{v}{c} (n^2 - 1 - \vartheta n^2).$$

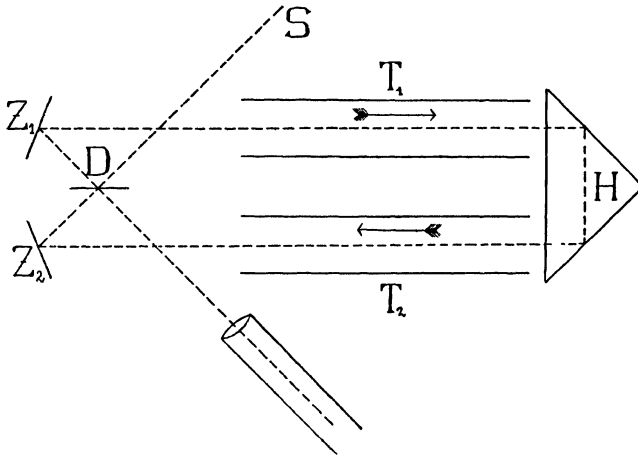
Má-li nyní člen s v/c vůbec vypadnouti, musí býti

$$\vartheta = 1 - \frac{1}{n^2}, \quad (5)$$

jest pak

$$\frac{\sin r'}{\sin i} = n; \quad (6)$$

vztah mezi úhlem dopadu a lomu jest tedy týž, jako kdyby se země nepohybovala, ovšem jen až na veličiny řádu druhého.



Obr. 4.

Koefficient ϑ daný rovnicí (5) nazýváme koefficientem strhování; ve vzduchu a v plynech jest n přibližně rovno 1, tedy $\vartheta = 0$, světlo se tedy nestrhuje vůbec, pro vodu a natriové světlo jest $\vartheta = 0,438$. Že hypotéza Fresnelova se skutečností souhlasí, dokázal přímými pokusy již *Fizeau*³⁾; jeho měření opakovali později *Michelson* a *Morley*⁴⁾. Uspořádání jimi užitě jest naznačeno na obr. 4. Světlo zdroje S bylo učiněno čočkou

³⁾ *H. Fizeau*, C. R. 33, 349. 1851.

⁴⁾ *A. A. Michelson* a *E. W. Morley*, Amer. Journ. of Science, 31, 377. 1886.

paralelní, dopadá pak na planparalelní desku D , vzadu napolo postříbřenou, kdež se dělí na dva svazky. Jeden se odráží, dopadá na Z_1 , prochází trubicí T_1 , pak po reflexi v hranolu H trubicí T_2 , dopadá na Z_2 , pak na D a odráží se do dalekohledu. Druhý svazek projde deskou D , odráží se na Z_2 , projde také trubicemi T_2 a T_1 , ale v opačném směru, dopadne na Z_1 a odtud po průchodu destičkou D přijde do dalekohledu, kdež s prvním interferuje. Trubicemi proudí voda v naznačeném směru. Oba paprsky prošly patrně v trubicích touž cestu, to proto, aby se vlivy způsobené změnami hustoty proudící vody a souvisejícími s tím změnami indexu lomu navzájem kompensovaly. Jeden paprsek jde nyní v obou trubicích ve směru vodního proudu, druhý ve směru opačném; nastává-li tedy strhování světla, musí se interferenční pruhy posunouti, jakmile počne voda prouditi. To bylo vskutku nalezeno, a z velikosti posunutí interferenčních pruhů stanovili Michelson a Morley hodnotu koeficientu strhování světla na $0,434 \pm 0,02$ pro natriové světlo, což tedy s hodnotou theoretickou souhlasí velice dobře. Rychlost vody byla 5 až 8 m/sec . Pokusy s proudícím vzduchem potvrdily také, že tu není strhování žádného.

Fakt, že světlo je strhováno látkami v pohybu jen částečně, vede opět k představě, že se aether pohybu hmoty neúčastní, neboť kdyby na př. proudící voda unášela sebou aether ji prostupující, dalo by se spíše očekávati, že se bude světlo strhovati úplně, asi tak jako vlny vznikající na jejím povrchu. K rychlosti, jíž se šíří světlo v klidné vodě, přistoupila by tedy tu celá rychlost, s níž voda proudí, nikoliv pouze její zlomek. O theoretickou interpretaci tohoto fakta pokusil se již *Fresnel* sám; dnes ovšem má jeho výklad jen historický význam. *Fresnel* totiž, jak známo, vykládal různost rychlosti světla v jednotlivých látkách růzností hustoty aetheru; rychlost světla jest dle něho

dána výrazem $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$, kdež E značí konstantu pružnosti aetheru,

ρ jeho hustotu. Pružnost aetheru pokládá ve všech látkách za stejnou, takže se mění jen hustota ρ , a poněvadž rychlost světla jest nepřímo úměrna indexu lomu n , musí býti ρ úměrno n^2 ; v látkách, jichž index lomu jest větší než 1, je tedy aether kondensován. Pohybuje-li se nyní těleso, jež si pro jednoduchost

představíme ve tvaru pravoúhlého rovnoběžnostěnu, klidným aetherem ve směru, který jest rovnoběžný s některou jeho hranou, pak aether přední stěnou do něho vstupuje, zadní vystupuje, a to patrně s touž rychlostí v , se kterou se těleso pohybuje. Možno tedy říci, že aether vně tělesa má relativně k němu rychlost v . V tělese samém musí tato relativní rychlost býti menší, neboť aether jest uvnitř kondensován, a jinak by nastalo jeho hromadění. Hustota aetheru jest n^2 -krát větší, bude tedy jeho relativní rychlost v témž poměru menší, takže se rovná v/n^2 . To však znamená, že aether těleso prostupující jest jím strhován, ovšem jen částečně, neboť při strhování úplném byla by ona relativní rychlost patrně nullou. Strhování se pak děje rychlostí, jež jest dána rozdílem $v - v/n^2$, a o to se zvětší rychlost světla v pohybující se hmotě.

Z elektromagnetické theorie světla odvodil hodnotu koeficientu strhování *Lorentz*. Naproti Fresnelovi vykládá Lorentz vliv hmoty na zjevy optické představou, že šíření světla v látkách sprostředkuje z části aether, z části hmota sama, takže, uvedeme-li hmotu do pohybu, a zůstává-li aether v klidu, lze očekávat, že světlo bude strhováno jen částečně. Ovšem přesné odvození koeficientu strhování možno podati jen z příslušných diferenciálních rovnic; plyne z nich ostatně hodnota poněkud rozdílná od hodnoty Fresnelem udané, jest totiž

$$\sigma = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda};$$

poslední člen souvisí s Dopplerovým efektem. Vliv jeho není veliký; pro vodu a natriové světlo obdržíme 0,451 místo 0,438. Kdežto tedy dle Fresnela jest aether uvnitř pohybující se hmoty obsažený aspoň z části touto strhován, zůstává dle Lorentze i ve hmotě v klidu; tím odpadá závažná námitka, kterou možno činiti Fresnelovu výkladu, související s tím, že index lomu závisí na barvě; pak by totiž relativní rychlost aetheru vzhledem k hmotě měla býti pro různé barvy různá, což si lze těžko představití.

Pro theorii optických a elektromagnetických zjevů založenou na představě, že aether zůstává v klidu, má koeficient strhování význam velmi důležitý. Již Fresnel upozornil, že Arago

mohl při pokusu dříve popsaném stejně dobře užítí pozemského zdroje; je také patrné, že se na celém odvození dříve podaném nic nezmění. Pak možno také říci, že měříme index lomu hranolu, při čemž paprsek dopadající šíří se jednou ve směru, jímž se země pohybuje, podruhé ve směru opačném. Poněvadž v obou případech platí rovnice (6), znamená to, že index lomu nezávisí na orientaci drah paprsků vůči směru zemského pohybu; v obou případech naměříme totiž pro poměr mezi sinem úhlu dopadu a lomu hodnotu touž. Zákon lomu zůstává tedy v platnosti, i když hranol jest v pohybu vzhledem k aetheru, ovšem jen až na veličiny prvního řádu. Nutno také podotknouti, že to platí jen pro pozorovatele pohybujícího se s hranolem současně. Pozorovatel, který by byl v klidu vzhledem k aetheru, viděl by paprsky probíhati jinak — na obr. 3. je průběh paprsků naznačen tak, jak by se mu jevil — a zákony lomu by byly pro něho závisly na pohybu země, resp. hranolu, což jest patrné již z toho, že pro úhel lomu by naměřil r místo r' . Ale naše měření nepovídají nám nic o průběhu těchto t. zv. absolutních paprsků.

Fresnel také ukázal, že nejen zákony lomu, ale i zákony reflexe, dále zjevy interferenční a difrakční, vůbec děje, k jichž vysvětlení stačí Huygensův princip, nezávisejí na směru zemského pohybu, ovšem zase jen až na veličiny řádu prvního. Četnými pozorovateli byl tento výsledek potvrzen; pokus Aragův s pozemským zdrojem opakoval *Maxwell*⁵⁾, jeho měření byla přesnější než Aragova již proto, že tu odpadá komplikace s Dopplerovým efektem, jenž ovšem za doby Aragovy nebyl ještě znám. Fresnel také předpověděl výsledek pokusu navrženého již *Boscovichem*. Ten totiž navrhl dalekohled naplnití vodou a pozorovatí, zdali se aberrace změní. Fresnel ukázal, že změna nenastane, což *Airy*⁶⁾ později přímým měřením potvrdil.

Celkem tedy dají se všechna až dosud uvedená pozorování vysvětliti velmi nenuceně z představy, že aether jest v klidu. Aberrace i částečné strhování světla k ní přímo vede, na druhé straně právě fakt, že se světlo strhuje jen částečně, zaručuje

⁵⁾ Viz na př. *J. Larmor*, *Aether and Matter*, Cambridge, University Press, 1900, pag. 14.

⁶⁾ *Airy*, *Phil. Mag.* 43, 310. 1872.

nezávislost veliké řady zjevů na pohybu země, což pokusy potvrdily. Jde tu ovšem jen o veličiny prvního řádu, ale přesnost příslušných měření nebyla větší. Mimo to provádění počtu k veličinám řádu vyššího nemá smyslu, poněvadž není a priori vyloučeno, že se pohybem hmoty v klidném aetheru nemění i její vlastnosti; o těchto změnách můžeme říci jen to, že jsou jistě druhého řádu, poněvadž zůstanou stejné, když se směr pohybu země změni v opačný. Pozdější pokusy však ukázaly, že optické děje jsou nezávisly na směru zemského pohybu i v případech, kdy výklad Fresnelův nestačí. Tak na př. *Fizeau* ⁷⁾ měřil, závisí-li stočení polarisační roviny, jež nastane při šikmém průchodu lineárně polarisovaného světla řadou skleněných desk, na směru paprsku; usoudil sice, že jest větší, šíří-li se světlo ve směru zemského pohybu, než šíří-li se směrem opačným, ale *Brace* ⁸⁾ a *Strasser* ⁹⁾ tento výsledek nepotvrdili. *Strasser* obdržel místo hodnoty 1.4° , očekávané dle pokusů *Fizeau*-ových, jako střed z několika pozorování hodnotu 0.0012° , což bylo úplně v mezích pozorovacích chyb; některá měření ostatně dávala výsledky kladné, jiná záporné. *Mascart* ¹⁰⁾ opět měřil stočení polarisační roviny v aktivních látkách; dalo by se zase čekat, že bude větší, má-li paprsek týž směr jako okamžitý pohyb země, ale nenalezl nic, což potvrdil i *Lord Rayleigh* ¹¹⁾, jenž konal měření s 5 deskami křemenovými, z nichž každá byla 50 mm silná, takže celkové stočení obnášelo 5500° , nemohl však konstatovati ani desetinu očekávaného efektu. Jiná měření, jež konal *Nordmeyer* ¹²⁾, týkala se závislosti intensity radiace na zemském pohybu; dle úvah *Fizeau*-ových měla být radiace vysílaná ve směru, jímž se země pohybuje, menší než ve směru opačném, a to v poměru $1 : \left(1 + 4 \frac{v}{c}\right)$, *Nordmeyer* však nenalezl ani $3^{\circ}/_{0}$ očekávaného efektu. *Klinkerfuess* soudil, že

⁷⁾ *H. Fizeau*, Ann. chim. phys. (3) 58, 129, 1860 a Poggend. Ann. 144, 554. 1861.

⁸⁾ *D. B. Brace*, Phil. Mag. (6) 10, 71 a 591. 1905.

⁹⁾ *B. Strasser*, Ann. d. Phys. 24. 137. 1907.

¹⁰⁾ *E. Mascart*, Ann. école norm. 2, 210. 1872.

¹¹⁾ *Lord Rayleigh*, Phil. Mag. (6) 4, 215. 1902.

¹²⁾ *G. Nordmeyer*, Ann. d. Phys. 11, 284. 1903.

konstatoval vliv zemského pohybu na polohu absorpčních pruhů v parách bromových, ale *Haga*¹³⁾ jeho pozorování nepotvrdil.

Stejně skončila i pozorování, jichž účelem bylo dokázati vliv zemského pohybu na děje čistě elektromagnetické; uvedeme z nich jen některá. Pokusy bylo dokázáno, že elektrický náboj, byl-li uveden do pohybu, chová se jako proud a vzbuzuje v okolí svém magnetické pole, z toho dalo by se souditi, že každé elektrostaticky nabitě těleso bude mít magnetické účinky, poněvadž jest unášeno zemí. Pozorování v tomto směru konal *Röntgen*¹⁴⁾, jenž dal nad horní desku nabitěho kondensátoru položeného horizontálně magnetickou jehlu. Ta patrně podléhá jednak účinku zemského pole magnetického, jednak eventuelnímu vlivu pole vzniklého pohybem náboje na horní desce. Poněvadž tento účinek se změní v opačný, kommutujeme-li náboj, měla by se změnit i rovnovážná poloha jehly, *Röntgen* však nepozoroval nic. Podobně *des Coudres*¹⁵⁾ hledal marně vliv pohybu země na indukční účinky. *Königsberger*¹⁶⁾ opět dal mezi póly silného elektromagnetu, jehož silokřivky probíhaly kolmo ku směru zemského pohybu, kondensátor. Pokládáme-li aether za klidný, mohli bychom očekávati, že se při spojení desk kondensátor nabije, poněvadž pohybem magnetu klidným aetherem se indukuje elektromotorická síla, i tento pokus měl výsledek negativní.

Všechna tato měření měla za účel rozhodnouti, existuje-li určitý efekt prvního řádu; jich přesnost nebyla tak veliká, aby možnost efektu vyššího řádu byla jimi vyloučena. Theoretické analyse podrobil je *Lorentz* v práci již citované a ukázal, že tyto negativní výsledky jsou v úplném souhlasu s představou, že aether zůstává v klidu; účinkem různých kompensujících vlivů ruší se totiž efekty prvního řádu. Ale vlivy řádu druhého se dle *Lorentze* očekávati daly.

První pokus, jehož přesnost byla taková, že by se jím dal konstatovati vliv *druhého řádu*, byl interferenční pokus *Michelsonův*. Uspořádání jeho je naznačeno na obr. 5. V principu jde tu, jak již řečeno, o srovnání rychlosti, s níž se světlo šíří

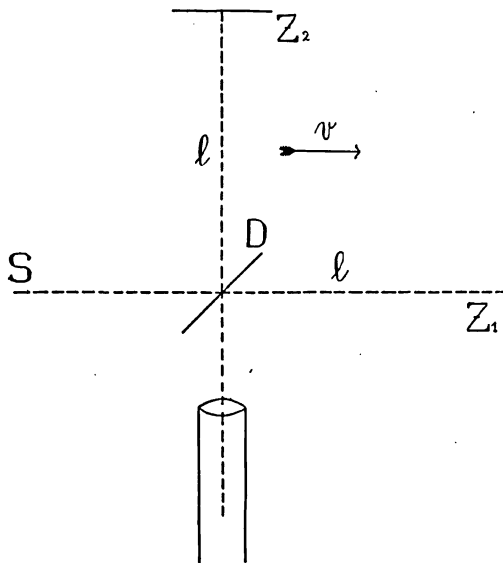
13) *H. Haga*, Phys. ZS. 3, 191. 1902.

14) *W. C. Röntgen*, Wied. Ann. 35, 267. 1888.

15) *Th. des Coudres*, Ann. d. Phys. 38, 71. 1889.

16) *J. Königsberger*, Berichte d. Naturf. Ges. Freiburg 13, 95. 1903.

jednak ve směru země, jednak ve směru k pohybu země kolmém, při čemž v obou případech probíhá světlo určitou dráhu tam a nazpět. Světlo zdroje S , čočkou učiněné paralelní, dopadá pod úhlem 45° na zcela postříbřenou desku D , kdež se dělí ve dva svazky. Jeden jde ve směru pohybu země, odráží se na zrcadle Z_1 a vrací se zpět ku D . Druhý se šíří kolmo ku směru pohybu země, dopadne na Z_2 a vrací se také ku D . Po průchodu



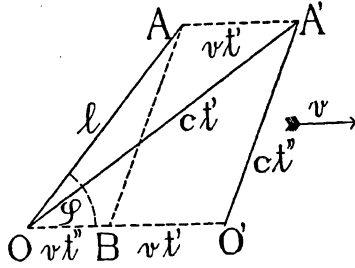
Obr. 5.

deskou pak oba svazky interferují, a interferenční pruhy se pozorují dalekohledem. Dráhy obou paprsků od desky D k zrcadlům nechť jsou stejné, označíme je l a vypočítáme nyní doby k jich uražení potřebné.

Za tím účelem stanovíme nejdříve, co naměří pozorovatel se zemí se pohybující pro rychlost světla, jež se šíří směrem OA , svírajícím se směrem zemského pohybu úhel φ , opět tam a zpátky. Vzdálenost OA označíme l (obr. 6.), čas, kterého potřebuje rozruch světelný vycházející z O , aby urazil první část své dráhy, budiž t' . Za tu dobu se bod A vzhledem k aetheru

posune a přijde do A' , kdež $AA' = vt'$, takže světlo urazí vlastně dráhu OA' . Poněvadž v aetheru se šíří rychlostí c , jest $OA' = ct'$, a z trojúhelníka OAA' obdržíme

$$c^2 t'^2 = l^2 + v^2 t'^2 + 2lv t' \cos \varphi. \quad (7)$$



Obr. 6.

Čas potřebný k uražení zpáteční dráhy budiž t'' , bod O , do něž se světlo vrací, posune se za tu dobu do bodu O' , takže světlo projde nyní drahou $A'O'$. Jest patrně $OO' = v(t' + t'')$. Vedeme-li $AB \parallel A'O'$, jest $AB = A'O' = ct''$, dále $OB = vt''$, a z trojúhelníka OAB plyne

$$c^2 t''^2 = l^2 + v^2 t''^2 - 2lv t'' \cos \varphi. \quad (7')$$

Odečtením a sečtením rovnic (7) a (7') obdržíme

$$t' - t'' = \frac{2lv \cos \varphi}{c^2 - v^2}$$

$$t'^2 + t''^2 = \frac{2l^2}{(c^2 - v^2)^2} (c^2 - v^2 + 2v^2 \cos^2 \varphi), \quad (7'')$$

z čehož plyne pro celkový čas potřebný ku proběhnutí dráhy OA tam a zpátky výraz

$$t' + t'' = \frac{2l}{c^2 - v^2} \sqrt{c^2 - v^2 \sin^2 \varphi}, \quad (8)$$

a poněvadž pro pozorovatele se zemí spojeného jest úhrnná dráha rovna $2l$, plyne z toho pro rychlost světla ve směru φ , jak by ji naměřil onen pozorovatel, hodnota

$$c_\varphi = \frac{c^2 - v^2}{\sqrt{c^2 - v^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (8')$$

aneb, omezíme-li se jen na veličiny řádu druhého,

$$c_{\varphi} = c \left[1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} (1 + \cos^2 \varphi) \right], \quad (8'')$$

liší se tedy od rychlosti světla v klidném aetheru c jen o veličiny řádu druhého. Spadá-li nyní OA do směru zemského pohybu ($\varphi = 0$), jest

$$c_0 = c \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right), \quad (9)$$

je-li OA ku směru pohybu země kolmo ($\varphi = \frac{\pi}{2}$), máme

$$c_{\frac{\pi}{2}} = c \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right), \quad (9')$$

aneb přesně z rovnice (8')

$$c_{\frac{\pi}{2}} = c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (9'')$$

Při pokusu Michelsonově jest tedy čas t_1 , za který světlo vykoná dráhu od D ku Z_1 a zpátky, roven

$$t_1 = \frac{2l}{c \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)}, \quad (10)$$

čas t_2 , za který světlo urazí dráhu od D ku Z_2 a zpět, jest pak

$$t_2 = \frac{2l}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (10')$$

takže oba paprsky setkají se v D s rozdílem časovým

$$t_1 - t_2 = \frac{2l}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right), \quad (11)$$

čili, omezíme-li se jen na veličiny řádu druhého,

$$t_1 - t_2 = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}. \quad (11')$$

Stanovíme-li tedy polohu interferenčních pruhů při naznačené poloze přístroje a stočíme-li potom celý stroj o 90° , takže

paprsek DZ_2 jde nyní směrem pohybu země, DZ_1 směrem k němu kolmým, pak rozdíl $t_1 - t_2$ změni své znamení, poněvadž paprsky se navzájem vyměnily. Interferenční pruhy měly by se tedy posunouti, změna jich polohy má odpovídati změně rozdílu časového o

$$2(t_1 - t_2) = \frac{2l}{c} \cdot \frac{v^2}{c^2}. \quad (11'')$$

Ale všechny pokusy skončily naprosto negativně. První pokusy *Michelsonovy*¹⁷⁾ nebyly dosti přesné, aby bylo možno rozhodnouti, existuje-li vliv druhého řádu, čili nic, proto později opakoval je *Michelson* společně s *Morleyem*¹⁸⁾, při čemž, aby délka l byla zvětšena, bylo světlo pomocí mírně skloněných zrcadel reflektováno sem a tam, až na poslední dopadalo kolmo a po odrazu vracelo se zpět. Celé zařízení spočívalo na kamenném podstavci, jenž byl namentován na desce dřevěné, plovoucí v nádrže se rtuť, takže celek se mohl otáčeti úplně bez otřesů. Celkem bylo $l = 11$ m, položíme-li $v/c = 10^{-4}$, obdržíme

$$2(t_1 - t_2) = 7 \cdot 10^{-16} \text{ sec.}$$

Kmitová perioda natriového světla jest asi $2 \cdot 10^{-15}$ sec, tedy skoro třikrát větší, takže při stočení o 90° měly se interferenční pruhy posunouti o víc jak o třetinu vzájemné vzdálenosti, nebylo však konstatováno posunutí větší než padesátina oné vzdálenosti, což spadalo úplně do mezí přesnosti pozorování. Později *Morley* a *Miller*¹⁹⁾ zvětšili délku l na 32 m, interferenční pruhy měly se posunouti skoro o 1,5-tou část vzájemné distance, posunutí skutečně pozorované bylo jistě menší než 0,0076-tá její část.

Tato klassická pozorování, jež byla ostatně několikráte opakována a různým způsobem modifikována — *Michelson*²⁰⁾ na př. konal je i v různých výškách nad mořem — dokazují, že rychlost světla nezávisí na orientaci dráhy paprsku vůči směru, jímž se země pohybuje, a tvoří dodnes nejpádnější důvod

¹⁷⁾ A. A. Michelson, Am. Journ. of Science (3) 22, 120. 1881.

¹⁸⁾ A. A. Michelson a E. W. Morley, Am. Journ. of Science (3) 34, 333. 1887, Phil. Mag. (5) 24, 449. 1887.

¹⁹⁾ E. W. Morley a A. W. Miller, Phil. Mag. (6) 8, 753. 1904.

²⁰⁾ A. A. Michelson, Am. Journ. of Science (4) 3, 475. 1897.

pro správnost názoru, že elektromagnetické děje vůbec jsou nezávisly na pohybu země. Aby tento výsledek srovnali s představou, že aether jest v klidu, učinili téměř současně *Fitz Gerald* a *Lorentz*²¹⁾ supposici na první pohled dosti překvapující; předpokládají totiž, že se vlivem pohybu země všechna tělesa ve směru zemského pohybu kontrahují, a to tak, že jednotka délková následkem kontrakce klesne na $1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}$, aneb přes-

něji na $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Ve směru k pohybu země kolmém kontrakce nenastává, takže se tyč délky l , původně v tomto směru ležící, po otočení o 90° zkrátí; její délka jest pak $l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

Ovšem pozorovatel pohybující se se zemí nemá prostředku, aby se o tom přesvědčil, poněvadž všechna jeho měřítka se pohybují s ním a patrně se kontrahují stejně; viděl by ji však pozorovatel, který by zůstával s aetherem v klidu a ku vyměření délek užíval měřítka klidného. Těleso, jež by mělo pro pozorovatele pohybujícího se se zemí tvar koule, jevílo by se pozorovateli klidnému jako ellipsoid rotační, sploštěný ve směru pohybu, ovšem velmi nepatrně, neboť 1 km zkrátí se pouze o 5 tisícín mm, a teprve při rychlostech značně převyšujících i rychlosti vyskytující se v naší sluneční soustavě jevíl by se vliv kontrakce značněji. Pro čas, kterého potřebují světelné vlny, jež se šíří klidným aetherem, aby urazily určitou dráhu, jest ovšem rozhodující délka, již vidí pozorovatel, který jest relativně kaetheru v klidu, a dá se ukázati snadno, že se touto hypothesou negativní výsledek Michelsonova pokusu vskutku vysvětlí. Dejme tomu, že v předešlém obrazi značí l délku, jak ji naměří pozorovatel se zemí spojený, takže pro něho jsou vzdálenosti DZ_1 a DZ_2 stejné. Pak pro pozorovatele, který jest v klidu vůči aetheru, jest délka DZ_2 opět rovna l , a hodnota pro t_2 udaná rovnicí (10') se nemění. Naproti tomu délka DZ_1 se mu jeví kratší, jest totiž rovna $l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, a čas t_1 , za který světelný rozruch urazí dráhu od D ku Z_1 , a zpět, se v témž poměru

²¹⁾ *H. A. Lorentz*, i. cit. pag. 120.

zmenší, takže máme nyní místo rovnice (10) rovnici

$$t_1 = \frac{2l}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Jest tedy nyní $t_1 = t_2$, a difference časová obou paprsků jest nullou. Stočíme-li přístroj o 90° , jest délka DZ_1 nyní rovna l , za to však DZ_2 se kontrahuje, a situace jest též co dřív. Časová difference obou paprsků jest zase nullou, a negativní výsledek pokusu Michelsonova jest vysvětlen.

Připustíme-li správnost kontrakční hypotézy, jest pak pro pozorovatele spojeného se zemí rychlost světla ve *všech směrech* též, předpokládajíc ovšem, že při měření probíhá světlo určitou dráhu (na př. dráhu OA na obr. 6.) tam i nazpět. To plyne přímo z rovnice (8), dosadíme-li do ní za l hodnotu, kterou naměří pozorovatel vzhledem k aetheru klidný. Její velikost obdržíme z úvahy, že koule se mu jeví jako rotační ellipsoid, nebo jednodušeji, že kruh o poloměru l , ležící v kterékoliv rovině směrem zemského pohybu proložené, přejde v ellipsu, jejíž jedna poloosa jest ku směru pohybu země kolmá a rovna l , druhá s ním rovnoběžná a rovna $l\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Pro délku průvodiče l_φ , svírajícího úhel φ se směrem zemského pohybu, obdržíme pak po jednoduchém počtu

$$l_\varphi = l \sqrt{\frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \varphi}}, \quad (12)$$

to tedy naměří pozorovatel klidný vůči aetheru pro délku, pro niž pozorovatel pohybující se se zemí naměří l ; tuto hodnotu nutno pak vzít do počtu, chceme-li znáti rychlost světla ve směru φ . Píšeme-li tedy v rovnici (8) l_φ místo l , obdržíme vzhledem k rovnici (12)

$$t' + t'' = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}};$$

jest tedy vskutku čas, kterého potřebuje světlo k uražení dráhy l ve směru φ tam i nazpět, i pro pozorovatele se zemí spoje-

ného na φ nezávislý, rychlost světla jest pro něho vždy táz a rovná $\sqrt{c^2 - v^2}$. Ovšem nutno nezapomenouti, že tu jde o jakousi rychlost střední, neboť rychlost, se kterou světelný rozruch probíhá dráhu z O do A , jest jiná než rychlost světla při cestě zpáteční z A do O , mimo to obě rychlosti závisejí na φ . To je patrné přímo z první rovnice (7''), v níž třeba opět psátí nejdříve l_φ místo l a pak zavést l pomocí rovnice (12).

Příčinu této kontrakce možno hledati v molekulárních silách, jež jsou asi původu elektromagnetického; s toho stanoviska lze aspoň pochopiti, proč závisejí na poměru mezi rychlostí tělesa v a rychlostí elektromagnetických rozruchů c . Jest ostatně zajímavé, že, ačkoliv ona kontrakce jest velmi nepatrná a vystupuje jen při rychlostech velikých, přece nezdála se vyloučenou možnost rozhodnouti pokusem, zdali existuje. V paprscích katodových a v β -paprscích radioaktivních látek máme částice, jež jsou opatřeny negativním nábojem a pohybují se s rychlostmi značnými, které jmenovitě u β -paprsků radia téměř hraničí na rychlost světelnou. Měřením jich odklonu v poli elektrostatickém a magnetickém možno stanoviti jich rychlost v , pak poměr mezi jich nábojem e a hmotou m ; plyne z nich, že hodnota onoho poměru klesá, roste-li rychlost částice. To lze snadno vysvětliti. Pohybující se nabitá částice představuje elektrický proud, jehož intensita jest úměrná rychlosti částice, a vzbuzuje tedy v okolí magnetické pole, jehož energie patrně roste, zvyšujeme-li rychlost částice. Následkem toho musíme při zvyšování rychlosti vynaložiti práci větší, než kdyby částice byla nenabitá, neboť musíme zvýšiti nejen její živou sílu, ale i energii elektromagnetického pole ji obklopujícího. Jest tedy setrvačnost nabitě částice větší než nenabitě; možno také říci, že obyčejná setrvačná hmota částice jest následkem náboje zvětšena o t. zv. zdánlivou nebo elektromagnetickou hmotu. Velikost její závisí, jak ukazuje theorie, na rychlosti i na směru, ve kterém se rychlost mění, čili na směru zrychlení. Proto rozeznáváme hmotu longitudinální, jež jest měrou elektromagnetické setrvačnosti částice v případě, kdy zrychlení spadá do směru rychlosti, s níž se částice pohybuje, a hmotu transversální, jež má týž význam v případě, kdy zrychlení jest ku směru oně rychlosti kolmo. Jich závislost na rychlosti dá se theoreticky stanoviti, předpo-

kládáme-li, že částice má nějaký jednoduchý tvar, na př. že jest to koule. Supponujeme-li nyní, že elektron i při pohybu podrží tvar koule (t. zv. elektron tuhé čili Abrahamovo), pak obdržíme pro hmotu longitudinální výraz

$$m_l = m_0 \frac{3}{4} \frac{c^2}{v^2} \left(\frac{2c^2}{c^2 - v^2} - \frac{c}{v} \log \operatorname{nat} \frac{c+v}{c-v} \right), \quad (13)$$

kdežto pro hmotu transversální plyne

$$m_t = m_0 \frac{3}{4} \frac{c^2}{v^2} \left(\frac{c^2 + v^2}{2cv} \log \operatorname{nat} \frac{c+v}{c-v} - 1 \right), \quad (13')$$

nastává-li však kontrakce (t. zv. elektron Lorentzovo), jest

$$m_l = \frac{m_0}{\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^3}} \quad (14)$$

a

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (14')$$

m_0 značí tu elektromagnetickou hmotu částice při rychlostech velmi malých. O experimentální rozhodnutí otázky, která z obou těchto supposic souhlasí se skutečností, pokusil se poprvé *Kaufmann*²²⁾, jenž stanovil transversální elektromagnetickou hmotu u β -paprsků radia; jeho měření svědčila pro správnost vzorců (13) a (13'), tedy proti kontrakční hypotese, takže se zdálo, že bude nutno ji opustiti. Než pozdější měření *Buchere-rova*²³⁾ a hlavně *Hupkova*²⁴⁾, jež byla provedena za podmínek připouštějících značně větší stupeň přesnosti — Hupka konal pozorování na částicích vybavených fotoelektrickým efektem, jichž rychlost, původně malou, zvyšoval účinkem elektrostatického pole, takže jeho měření týkají se i hmoty longitudinální — souhlasí s rovnicemi (14) a (14'), kdežto vzorce (13) a (13') dle nich jistě správný nejsou. K témuž výsledku dospěli nedávno i *Schaefer* a *Neumann*²⁵⁾, takže dnes o správnosti rovnic (14) a (14') není pochyby.

22) *W. Kaufmann*, Ann. d. Phys. 19, 487 a 20, 639. 1906.

23) *A. H. Bucherer*, Ann. d. Phys. 28, 513 a 29, 1063. 1909.

24) *E. Hupka*, Ann. d. Phys. 31, 169. 1910.

25) *C. Schaefer* a *G. Neumann*, Phys. ZS. 14, 1117. 1913.

S představou, že se hmoty kontrahují ve směru pohybu, setkáme se ještě v Einsteinově formulaci principu relativnosti. Sama o sobě však tato hypotéza nestačí k vysvětlení nezávislosti elektromagnetických zjevů na směru, jímž se země pohybuje, jak je patrné již z toho, co bylo řečeno o měření rychlosti světla v různých směrech. Není tedy divu, že se brzo naskytly nové obtíže. Nastává-li totiž ona kontrakce, možno očekávat, že se účinkem tlaků jí vzniklých látky stanou dvojlomnými a budou se chovati jako jednoosé krystally, jichž optická osa spadá do směru zemského pohybu. Dvojlom. resp. relativní rozdíl mezi rychlostí paprsku řádného a mimořádného, byl by ovšem stupně druhého, tedy řádu 10^{-8} . Příslušné pokusy konal nejdříve *Lord Rayleigh* ²⁶⁾ s vodou, ale našel, že dvojlom, existuje-li vůbec, jest menšího řádu než 10^{-10} , později *Brace* ²⁷⁾ jeho měření opakoval, zvýšiv přesnost tím, že pomocí zrcadel prodloužil dráhu paprsku ve vodě na 28·5 m, takže by mohl konstatovati efekt řádu $7 \cdot 10^{-13}$, také nenalezl nic. *Rankine* a *Trouton* ²⁸⁾ opět hledali, nemění-li se onou kontrakcí odpor drátů. Drát ležící ve směru pohybu země se totiž zkrátí, kdežto rozměry průřezu se nemění, odpor jeho by tedy měl klesnout, naproti tomu u drátu, jenž leží kolmo ku směru, jímž se země pohybuje, nastává kontrakce průřezu, délka však se nemění, odpor by tedy měl stoupnout. Měření byla konána s Wheatstone-ovým mostem, dvě větve (sousední) byly ve směru pohybu země, druhé dvě k němu kolmo. Dosažena rovnováha, při otočení o 90° měla nastati úchylka. Nenalezeno zase nic, ačkoliv přesnost měření byla taková, že by bylo možno konstatovati změny řádu $5 \cdot 10^{-10}$. Konečně sem patří ještě pokusy, jež navrhl *Fitz Gerald* a provedli *Trouton* a *Noble* ²⁹⁾. Theorie totiž vede k tomu, že nabíтый kondensátor deskový, pohybující se se zemí, podléhá točivému momentu, jehož osa leží v rovině desk kolmo ku směru rychlosti země, a jenž dosahuje maximální hodnoty, svírá-li normála desk s tímto směrem úhel 45° ; velikost jeho jest zase řádu druhého. Měla by se tedy rovnovážná poloha takového

²⁶⁾ *Lord Rayleigh*, Phil. Mag. (6) 4, 678. 1902.

²⁷⁾ *D. B. Brace*, Phil. Mag. (6) 7, 317. 1904 a 10, 71 a 591. 1905.

²⁸⁾ *F. T. Trouton* a *A. O. Rankine*, Proc. Roy. Soc. 8, 420. 1908.

²⁹⁾ *F. T. Trouton* a *H. R. Noble*, Phil. Trans. (A) 202, 165. 1903.

kondensátoru, zavěšeného bifilárně, změnit, jakmile jej nabijeme nebo vybijeme, i tyto pokusy skončily negativně.

A tak se ustálil názor, že zákony optické a elektromagnetické jsou na postupném pohybu země nezávisly, a že princip relativnosti platí i pro ně. Jest sice pravda, že se *Lorentz*³⁰⁾ pokusil uvést i výsledky posledně uvedených pozorování v souhlas se svou teorií, ale nutno uznati, že stav, v němž se oclla theorie elektromagnetických zjevů, založená na představě, že aether jest v klidu, byl velmi málo uspokojivý. Dle ní měl existovati fundamentální systém souřadný, rovnice elektromagnetického pole měly se vztahovati k němu, stejně rychlosti těles v oněch rovnicích vystupující; na druhé straně však ukazovala se čím dále tím jasněji nemožnost dokázati jeho existenci přímým pokusem, nebylo možno najíti zjev, v němž by se jevil vliv pohybu vůči němu, a jenž by umožnil ony rychlosti také měřiti. Děje elektromagnetické se ukazovaly nezávislými na rovnoměrném a přímočarém pohybu systému těles, v němž probíhaly, stejně jako děje mechanické. Kdežto však nezávislost těchto plyne přímo a úplně obecně ze základních rovnic mechaniky, byla relativnost zjevů elektromagnetických vysvětlována od případu k případu, dokonce při výkladu pokusu Michelsonova ukázalo se nutným zavést novou hypothesu, o níž se ani nevědělo, stačí-li i pro případy další, a nebude-li třeba zaváděti hypothesy nové. Není tedy divu, že vznikla otázka, není-li zavádění představ absolutně klidného aetheru a absolutních rychlostí do theorie zbytečno, ne-li dokonce škodливо, a že byl učiněn pokus zbudovati theorii elektromagnetického pole na podkladě zcela jiném, než se dosud dalo.

Dříve však, než pojednáme o tom, jak se to stalo, musíme uvést důvody, proč bylo nutno opustiti i druhou možnou hypothesu, že totiž aether jest tělesy v pohybu strhován. Jak již bylo řečeno, byla by touto hypothesou nezávislost elektromagnetických dějů na pohybu země okamžitě vysvětlena, neboť není tu nic, co by mohlo tvořiti podklad pro absolutně klidný systém, a také rovnice Hertzovy za tohoto předpokladu odvozené jsou

³⁰⁾ srv. na př. *H. A. Lorentz*, Encyklop. d. mathemat. Wissensch. V. 14. pag. 277 a násl. Teubner, 1903, nebo téhož autora: *The Theory of Electrons*, Teubner 1909, poslední kapitola.

s principem relativnosti v souhlasu. *Stokes*³¹⁾ pak ukázal, že možno i aberraci vysvětliti s tohoto stanoviska. Ta vzniká dle něho tím, že světlo stálíce přichází z velikých vzdáleností, kde země na aether neúčinkuje, k místům, kde aether jest zemí strhován víc a více. To má za následek, že se světlo nešíří přímočaře, jak by tomu bylo, kdyby aether byl všude v klidu, ale v dráze zakřivené; stálíci pak hledáme ve směru tečny vedené k této křivce v sousedství země, poněvadž jsme zvykli na přímočaré šíření světla. Aberrace není tedy optickým klamem jako ve výkladu *Bradley-ově*, nýbrž změna ve směru, jímž se vlnění šíří, skutečně nastává. Aby obdržel správnou hodnotu velikosti aberrace, byl nucen *Stokes* supponovati, že se rychlostí aetherových částic dají vyjádřiti potenciálem, čili že pohyb aetheru jest bezvířivý. Tento předpoklad jest spojen s jistými theoretickými obtížemi, neboť, jak *Lorentz* první upozornil, nedá se srovnati s podmínkou, že rychlost aetheru v sousedství země jest identická s rychlostí zemského pohybu, aspoň pokud aetheru přisuzujeme vlastnosti nestlačitelné kapaliny. Pak totiž mohou normální složky obou rychlostí souhlasiti, ale složky tangenční již nesouhlasí, nastalo by tedy smykání aetheru. Mimo to nejslabší tření mezi povrchem země a okolním aetherem mělo by za následek labilnost tohoto rozdělení rychlostí. Možno ovšem říci, že vlastnosti aetheru nedají se identifikovati s vlastnostmi hmot nám známých, byť i idealisovaných, a tím tuto obtíž aspoň obejítí.

Za to však nepřekonatelnou nesnáz tvoří výklad fakta, že se světlo strhuje látkami v pohybu jen částečně. Pohybuje-li se aether s tělesy současně, jest nepochopitelno, proč by strhování nemělo být úplné, jak také plyne i z *Hertzových* rovnic, nehledíme-li k malé korekci související s *Dopplerovým* efektem. To jest ovšem v naprostém sporu s pozorováním, hlavně s uvedenými již pokusy *Michelsonovými* s proudícím vzduchem, jímž se světlo vůbec nestrhuje. Bylo by ostatně dosti podivno, kdyby vzduch, i při sebe větším zředění, měl světlo strhovati.

S faktem, že světlo se strhuje jen částečně, souvisejí, aspoň pokud se theoretického vysvětlení týče, i pokusy, jež

³¹⁾ *Sir G. G. Stokes*, *Phil. Mag.* (3) 27, 9. 1845.

provedli *Blondlot*³²⁾, *Wilson*³³⁾ a *Eichenwald*³⁴⁾. I ty jsou vesměs ve sporu s rovnicemi Hertzovými, kdežto s rovnicemi Lorentzovými úplně souhlasí. Pojednáme obšírněji jen o pokusech Eichenwaldových, hlavně za tím účelem, abychom je mohli srovnati s oběma představami o vlivu pohybu hmoty na okolní aether. Uvedeme-li těleso elektrickým nábojem opatřené do pohybu, vzniká v okolí jeho magnetické pole; totéž platí, i když se pohybuje polarisované dielektrikum. Vznik pole vykládáme v tomto případě účinkem fignovaných nábojů, jež se vytvoří vlivem elektrického pole uvnitř dielektrika i na jeho rozhraní. Vložíme-li na př. homogenní dielektrikum mezi desky rovinného kondensátoru, vytvoří se ony náboje jen na hraničných plochách; na ploše přivrácené ku kladné desce kondensátoru vznikne náboj záporný, na druhé ploše náboj kladný. Jich původ vykládáme tím, že se působením pole v každé částici dielektrika, jež byla původně neutrální, roztoupí kladná i záporná elektrina, kladný náboj se pak nashromáždí blíže k desce záporné, záporný ku kladné; říkáme, že částice se polarisují. Uvnitř dielektrika se patrně účinek sousedních kladných a záporných nábojů ruší, takže zbývá jen účinek nábojů na rozhraní. Jich hustotu můžeme patrně pokládati za míru polarisace; označíme ji tedy P . Tyto náboje indukují na sousedních deskách kondensátoru náboje stejně veliké, ale opačného znamení, a tak si vysvětlujeme známý fakt, že se vložením dielektrika mezi desky kondensátoru náboje na deskách zvýší při stejné intenzitě pole, čili při témž rozdílu potenciálovém. Byla-li tedy hustota náboje v případě, kdy mezi deskami bylo vakuum (aether), rovna σ , jest nyní rovna $\sigma + P$. Pokusy ukázaly, že poměr mezi novou hustotou náboje a hustotou původní závisí jen na vlastnostech dielektrika — nazýváme jej dielektrickou konstantou látky K — takže jest

$$K\sigma = \sigma + P.$$

Hustota náboje v případě vakua souvisí s elektrickou silou pomocí známé věty Coulombovy $4\pi\sigma = E$; zavedeme-li tedy do

32) *R. Blondlot*, C. R. 133, 778. 1901.

33) *H. A. Wilson*, Phil. Trans. (A) 204, 121. 1904.

34) *A. Eichenwald*, Ann. d. Phys. 11, 1 a 421. 1913.

poslední rovnice E místo σ , máme

$$KE = E + 4\pi P, \quad (15)$$

z čehož plyne

$$P = \frac{K - 1}{4\pi} E.$$

Vektor KE nazýváme indukcí, jest úměrný ku K , kdežto polarisace jest úměrna ku $K - 1$. Z rovnice (15) jest patrné, že se indukce skládá ze dvou částí; první z nich, E , existuje i v případě, kdy jest mezi deskami kondensátoru vakuum, a můžeme říci, že jest vázána na aether, druhá, $4\pi P$, souvisí s polarisací dielektrika a jest vázána na hmotu. Uvedeme-li nyní dielektrikum do pohybu, na př. do rotace, pak, pohybuje-li se aether s ním, dá se očekávati, a plyne i z Hertzových rovnic, že vzniklé magnetické pole bude odpovídati oběma částem indukce, bude tedy úměrno ku K , kdežto, zůstává-li aether v klidu, bude pole vzbuzeno jen tou částí indukce, která jest vázána na hmotu, tedy polarisací; intenzita pole bude tedy úměrna ku $K - 1$, což také plyne z rovnic Lorentzových. Že pohybem polarisovaného dielektrika magnetické pole vzniká, dokázal již *Röntgen*³⁵⁾, ale jeho pozorování nestačila, aby rozhodla, který z obou uvedených výsledků odpovídá skutečnosti, teprve *Eichenwald* nalezl, že intenzita pole jest úměrna ku $K - 1$, což tedy jest ve sporu s rovnicemi Hertzovými. *Eichenwald* provedl také tento pokus: Současně s dielektrikem uvedl do rotace i desky kondensátoru a měřil intenzitu magnetického pole tím vzniklého. Poněvadž náboje na desce kondensátoru a sousedícím rozhraní dielektrika jsou opačného znamení, budou se jich účinky zeslabovati; dle Hertze mají se rušiti úplně, kdežto dle Lorentze má zbývati část úměrná ku E , tedy nezávislá na dielektrické konstantě látky a táž, jako kdyby mezi deskami kondensátoru dielektrika nebylo. I tu nalezl *Eichenwald* souhlas s Lorentzovou theoríí. Totéž platí i o pokusu *Blondlotově* a *Wilsonově*, při nichž ostatně jde o podobné vztahy. (Dokončení.)

³⁵⁾ *W. C. Röntgen*, Ann. d. Phys. 40, 93. 1890.