Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

František Záviška

O principu relativnosti. [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 43 (1914), No. 5, 564--593

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/109210`

třeba opakovati s přesnější základní hodnotou T. Co se však počátku zatmění tkne, tu nutno počet znovu počíti a sice se základní hodnotou $T = 23^h\,25{,}6^m$ a tato druhá approximace dá nám pro τ_1 hodnotu $0{,}01^m$ a máme tedy pro Prahu

počátek zatmění (první vnější kontakt) 21. srpen $0^h\,13{,}9^m$
konec zatmění (druhý vnější kontakt) 21. „ $2^h\,38{,}5^m$

Dobu maxima zatmění vypočteme pak z rovnice (9) a obdržíme co výsledek, že toto v Praze nastane v

$$T_m = 1^h\,29{,}8^m.$$

Velikost zatmění, jež stanovíme z rovnice (11), jest

$$0{,}81$$

a posiční úhly dle (12) jsou rovny

$$P_1 = 318^0 \quad P_2 = 114^0.$$

Poněvadž pak parallaktický úhel γ roven jest dle rovnice (14) $2^0\,49'$ resp. $32^0\,13'$, měří posléze úhly při zenithu dle rovnice (13)

$$Z_1 = 315^0 \quad Z_2 = 82^0.$$

Jednalo li by se o výpočet zatmění úplného, tu vedle kontaktů vnějších museli bychom vypočítávati okamžiky kontaktů vnitřních. Výpočet jest zcela stejný jako právě dokončený, avšak jest toliko toho dbáti, by pro veličiny u a $tg\,f$ vyjmuly se z Besselovy tabulky hodnoty příslušející do sloupců u_i a $tg\,f_i$ a ne u_e a $tg\,f_e$ pro doteky vnější platící.

O principu relativnosti.

Napsal prof. Dr. **Frant. Záviška.**

(Dokončení.)

Celkem tedy žádná z obou hypothes o vlivu pohybu hmoty na aether nevede ku správné theorii elektromagnetického pole, jež by byla v souhlasu se všemi známými fakty, a, jak již řečeno, ukázalo se nutným přikročiti k řešení této otázky se zcela jiné strany. Pokusíme se tedy nyní odvoditi elektromagnetické rovnice pro tělesa v pohybu a z nich nalézti vysvětlení hlavně těchto fakt:

1. Aberrace stálic.
2. Částečné strhování světla látkami v pohybu.
3. Pokusy Blondlotovy, Wilsonovy a Eichenwaldovy.
4. Naprostá nezávislost všech zákonů elektromagnetických na postupném pohybu země, aneb obecněji řečeno, na tom, je-li systém *všech* súčastněných těles v rovnoměrném a přímočarém pohybu nebo v klidu. Toto vlastně není již experimentálním faktem, je to *princip relativnosti*, o jehož správnosti jsme dnes přesvědčeni vzhledem ku všem marným pokusům dokázati vliv pohybu země na elektromagnetické děje, a nepochybujeme, že všechny jiné dosud neprovedené pokusy nalézti vliv postupného pohybu země na zákony elektromagnetického pole skončí stejně.
5. Konečně mohli bychom ještě připojiti závislost elektromagnetické hmoty elektronu na rychlosti.

Z toho, co až dosud bylo vyloženo, jest snad patrno, že úloha, o jejíž řešení se jedná, není nikterak jednoduchou. Relativnost elektromagnetických dějů dala by se sice nejjednodušeji vyložiti z představy, že aether jest hmotami v pohybu strhován, ale ostatní fakta jsou s touto představou ve sporu a takořka nutí k supposici, že aether zůstává v klidu. Proto v dalším vzdáme se všech speciálních hypothes a představ, ani o aetheru nebudeme již mluviti, a pokusíme se postupem čistě fenomenologickým nalézti rovnice, jež by správně popisovaly všechna uvedená fakta; přijdeme-li však ku konklusím, jež se nám budou zdáti podivnými, nesmíme býti překvapeni.

V čelo svých úvah postavíme princip relativnosti. Ten, mathematicky formulován, znamená, že elektromagnetické rovnice mají vždy týž tvar, ať jsou vztaženy na systém, který pokládáme za klidný, nebo na jiný systém souřadný, který jest vzhledem k prvnímu v rovnoměrném a přímočarém pohybu. Specielně, pohybují-li se všechna v úvahu přicházející tělesa rychlostí stálou a v přímce, a transformujeme-li elektromagnetické rovnice pro ně platící na systém souřadný, který se pohybuje s nimi, takže vzhledem k oněm tělesům jest v klidu, musí tyto přejíti ve známé rovnice Maxwellovy pro tělesa klidná.

Principu relativnosti vyhovují rovnice Newtonovy mechaniky; tam jest jeho formulace velmi jednoduchá. Pohybové rovnice hmotného bodu m, podléhajícího silám, jichž složky dle os souřadných jsou X, Y, Z, znějí, jak známo,

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = X, \quad m\frac{d^2y}{dt^2} = Y, \quad m\frac{d^2z}{dt^2} = Z; \tag{16}$$

z nich plynou všechny další pohybové rovnice pro tělesa tuhá i pružná i rovnice hydrodynamické. Zvolme si nyní jiný systém souřadný x', y', z', který se vzhledem k systému x, y, z pohybuje stálou rychlostí v a v přímce. Pro jednoduchost položíme osy x a x' do směru pohybu. dále osy y a y', resp. z a z' nechť jsou rovnoběžné, konečně v čase $t = 0$ nechť oba systémy koincidují. Má-li pak bod m v čase t v původním systému souřadnice x, y, z, jsou jeho souřadnice v systému novém

$$x' = x - vt, \; y' = y, \; z' = z. \tag{17}$$

Z těchto rovnic plyne jednoduchým počtem

$$\frac{d^2x'}{dt^2} = \frac{d^2x}{dt^2}, \; \frac{d^2y'}{dt^2} = \frac{d^2y}{dt^2}, \; \frac{d^2z'}{dt^2} = \frac{d^2z}{dt^2},$$

uvážíme-li pak dále, že síly závisejí jen na relativní poloze bodu m vůči ostatním bodům hmotným naň působícím, jest patrno, že jich komponenty v novém systému se nezmění, takže jest

$$X' = X, \; Y' = Y, \; Z' = Z.$$

K tomu připojíme ještě vzhledem k dalšímu vztah dosud za samozřejmý pokládaný

$$t' = t, \tag{17'}$$

jenž praví, že čas probíhá v novém systému docela stejně jako v systému původním, a rovnice (16) znějí nyní

$$m\frac{d^2x'}{dt'^2} = X', \quad m\frac{d^2y'}{dt'^2} = Y', \quad m\frac{d^2z'}{dt'^2} = Z';$$

mají tedy vskutku týž tvar. Říkáme, že rovnice mechaniky jsou kovariantní vůči transformaci (17) a (17'), transformaci samu budeme nazývati *transformací Galilei-ho.* Platnost principu relativnosti v mechanice souvisí tedy s tím, že rovnice mechaniky jsou kovariantní vzhledem ku Galilei-ho transformaci.

Totéž platí i pro rovnice Hertzovy. Ty se skládají ze dvou serií rovnic; pro jednoduchost napíšeme z každé serie rovnici jedinou, další dvě plynou cyklickou záměnou. Jest pak dle Hertze

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c}\left[4\pi\sigma E_x + \frac{\partial D_x}{\partial t} + 4\pi\varrho u_x + \right. \tag{18}$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial y}\left(D_x u_y - D_y u_y\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(D_z u_x - D_x u_z\right)\right]$$

a

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\left[\frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}\left(B_x u_y - B_y u_x\right) - \right. \tag{18'}$$

$$\left. - \frac{\partial}{\partial z}\left(B_z u_x - B_x u_z\right)\right],$$

kdež E značí elektrickou sílu, D indukci, H a B magnetickou sílu, resp. indukci, ϱ hustotu náboje elektrického, σ konstantu vodivosti, u rychlost, s níž se tělesa pohybují. K těmto rovnicím přistupují další dvě, totiž

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 4\pi\varrho \tag{19}$$

a

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \tag{19'}$$

Transformujeme-li tyto rovnice na systém proměnných x', y', z', t' pomocí rovnic (17) a (17'), pak obdržíme vzhledem k relacím

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'}, \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - v\frac{\partial}{\partial x'}$$

po jednoduchém počtu rovnice téhož tvaru, lišící se od původních jen tím, že místo rychlosti u nastoupí jiná rychlost u', pro jejíž složky platí

$$u'_x = u_x - v, \quad u'_y = u_y, \quad u'_z = u_z, \tag{20}$$

jak se ostatně přímo dalo očekávati; u' jest patrně rychlost těles vůči novému systému souřadnému. Naproti tomu komponenty elektrické a magnetické síly i indukce jsou v obou systémech tytéž, patrně zase proto, že závisejí jen na relativní poloze těles. Pohybují-li se nyní všechna tělesa touž rychlostí v vzhledem k původnímu systému souřadnému, je li tedy $u_x = v$, $u_y = 0$, $u_z = 0$, jest v novém souřadném systému $u'_x = 0$, $u'_y = 0$, $u'_z = 0$; tělesa jsou relativně k němu v klidu, a rovnice Hertzovy (18) a (18') přejdou pak vskutku v tomto systému v rovnice Maxwellovy pro tělesa klidná. Vůbec jeví Hertzovy rovnice po mnohé stránce analogii s rovnicemi Newtonovy mechaniky; na neštěstí se ukázalo, že nejsou správny.

Všimneme si nyní elektromagnetických rovnic blíže. Při tom se omezíme na případ zvláště jednoduchý, kdy totiž pole vzniká ve vakuu a jest vytvořeno prostorovými náboji hustoty ϱ pohybujícími se rychlostí u. Příslušné rovnice znějí

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial E_x}{\partial t} + 4\pi\varrho u_x\right) \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial H_x}{\partial t}\\
&\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial E_y}{\partial t} + 4\pi\varrho u_y\right) \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{c}\frac{\partial H_y}{\partial t} \qquad (21)\\
&\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial E_z}{\partial t} + 4\pi\varrho u_z\right) \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{1}{c}\frac{\partial H_z}{\partial t},
\end{aligned}$$

a

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\varrho \qquad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \qquad (21')$$

Tyto rovnice ostatně postavil Lorentz v čelo své theorie a z nich odvodil svoje elektromagnetické rovnice i pro případ úplně obecný. Jsou to vlastně rovnice Maxwellovy pro vakuum, rozšířené o t. zv. Rowlandův proud, jenž vzniká pohybem nábojů a jehož hustota má komponenty $\frac{\varrho}{c} u_x$, $\frac{\varrho}{c} u_y$, $\frac{\varrho}{c} u_z$. O jich správnosti není dnes nejmenší pochybnosti, neboť Maxwellovy rovnice byly potvrzeny již nesčíslněkrát, mimo to i existenci proudu Rowlandova i výraz pro jeho hustotu můžeme pokládati za experimentálně zajištěná fakta. Vycházíme od nich proto, abychom se, pokud možno, vyhnuli všem specielním supposicím.

Snadno se nyní přesvědčíme, že, provedeme-li v těchto rovnicích transformaci (17) a (17'), neuvedeme je pak žádným způsobem na původní tvar, vzhledem ku transformaci Galilei-ho tedy ony rovnice kovariantní nejsou. Za to však dá se udati jiná transformace, pro niž ty rovnice kovariantní jsou, tato transformace však jest daleko komplikovanější než Galilei-ho, mimo to transformují se jí všechny veličiny v oněch rovnicích se vyskytující, ne jen souřadnice a rychlosti jako v rovnicích Hertzových. Tato transformace zní:

$$x' = \beta(x - vt), \; y' = y, \; z' = z, \; t' = \beta\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) \quad (22)$$

dále

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x \quad E'_y = \beta\left(E_y - \frac{v}{c}H_z\right) \quad E'_z = \beta\left(E_z + \frac{v}{c}H_y\right) \\ H'_x &= H_x \quad H'_y = \beta\left(H_y + \frac{v}{c}E_z\right) \quad H'_z = \beta\left(H_z + \frac{v}{c}E_y\right) \end{aligned} \quad (22')$$

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \frac{v}{c^2}u_x} \quad u'_y = \frac{u_y}{\beta\left(1 - \frac{v}{c^2}u_x\right)} \quad u'_z = \frac{u_z}{\beta\left(1 - \frac{v}{c^2}u_x\right)} \quad (22'')$$

$$\varrho' = \beta\left(1 - \frac{v}{c^2}u_x\right)\varrho, \quad (22''')$$

kdež kladeno

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (23)$$

jest to, jak budiž hned uvedeno, koefficient Lorentzovy kontrakce.

Zavedeme-li nyní do rovnic (21) a (21') veličiny čárkované místo nečárkovaných, zůstane jich tvar docela stejný, jest tedy

$$\frac{\partial H'_z}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial E'_x}{\partial t} + 4\pi\varrho' u'_x\right) \quad \frac{\partial E'_z}{\partial y'} - \frac{\partial E'_y}{\partial z'} = -\frac{1}{c}\frac{\partial H'_x}{\partial t'},$$

atd. Příslušný počet jest celkem jednoduchý, ale poněkud zdlouhavý, proto nebudeme jej zde reprodukovati. Při jeho provádění nutno nejdříve vyjádřiti z rovnic (22), (22'), (22'') a (22''') veličiny nečárkované pomocí čárkovaných, a tu platí věta velmi jednoduchá, i pro další úvahy důležitá; obdržené relace jsou totiž docela stejné jako původní, pouze rychlost v vyskytuje se v nich s opačným znamením. Jest tedy na př.

$$x = \beta(x' + vt') \quad y = y' \quad z = z' \quad t = \beta\left(t' + \frac{v}{c^2}x'\right), \text{ atd.} \quad (24)$$

Tato transformace byla již dlouho známa, aspoň z části, pro Maxwellovy rovnice totiž, jež vzniknou z rovnic (21), vynecháme-li v nich členy s ϱ, a jež jsou tedy kovariantní pro substituci (22) a (22'). Udal ji poprvé *Voigt*, a užívá se jí k zjednodušení počtu, na př. při vyšetřování reflexe na pohybujícím se zrcadle, atd. Nejvíce zabýval se jí Lorentz, jenž pomocí ní zkoumal, jak by bylo možno uvésti v soulad princip relativnosti s jeho theorií. Budeme také rovnice (22) nazývati *transformací Lorentzovou.*

Jde nyní o její interpretaci. Nejdříve je patrno, že se rovnice (22), (22'), (22'') a (22''') značně zjednoduší, zanedbáme-li v nich veličiny řádu druhého. Pak jest $\beta = 1$, a rovnice (22) přejdou v

$$x' = x - vt \qquad y' = y \qquad z' = z \qquad t' = t,$$

tedy v transformaci Galilei-ho, a x', y', z' jsou patrně souřadnice určitého bodu v systému, který se vůči systému původnímu pohybuje rychlostí v směrem osy x-ové. Pro jednoduchost budeme v dalším nazývati systém x, y, z klidným, systém x', y', z' pohyblivým, při čemž však otázku, je-li onen systém vskutku v klidu, necháváme zatím úplně stranou; nemá také pro naše úvahy významu. Stejně se zjednoduší i rovnice (22'') a (22'''), jest totiž nyní

$$u'_x = u_x - v, \quad u'_y = u_y, \quad u'_z = u_z \quad \text{a} \quad \varrho' = \varrho,$$

takže ϱ' značí hustotu náboje, a u'_x, u'_y, u'_z jsou patrně komponenty rychlosti nábojů v systému pohyblivém. Konečně rovnice (22') znějí nyní

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x & E'_y &= E_y - \frac{v}{c} H_z & E'_z &= E_z + \frac{v}{c} H_y \\ H'_x &= H_x & H'_y &= H_y + \frac{v}{c} E_z & H'_z &= H_z - \frac{v}{c} E_y . \end{aligned} \tag{25}$$

I tyto vztahy možno jednoduše interpretovati. Představme si těleso opatřené nábojem rovným jednotce elektrostatické a pohybující se současně se systémem x', y', z', takže vzhledem k němu jest v klidu. Pozorovatel, který jest v klidu vůči systému x, y, z, nechť stanoví ponderomotorické síly, jimž onen náboj podléhá. Patrně působí naň nejdříve elektrické pole silou, jejíž složky jsou E_x, E_y, E_z; mimo to však soudí onen pozorovatel, že náboj podléhá i účinku pole magnetického, neboť vidí jej pohybovati se rychlostí v směrem osy x-ové, representuje tedy pro něj proud, jehož intensita v absolutní míře elektromagnetické jest rovna v/c. Magnetické pole působí na tento proud silou kolmou k jeho směru, čili ku směru osy x-ové, dále kolmou ku směru magnetické síly, její komponenty jsou pak dle známého vzorce

$$0, -\frac{v}{c} H_z, \quad \frac{v}{c} H_y,$$

a komponenty celkové ponderomotorické síly, jež působí na onen jednotkový náboj, jsou pak

$$E_x, \; E_y - \frac{v}{c} H_z, \quad E_z + \frac{v}{c} H_y, \tag{25'}$$

čili dle rovnic (25) E'_x, E'_y, E'_z. Naproti tomu pozorovatel, který se pohybuje současně se systémem x', y', z', jest tedy vzhledem k onomu náboji v klidu, pokládá ponderomotorické síly naň účinkující za elektrostatické, takže výrazy (25) aneb E'_x, E'_y, E'_z značí složky síly elektrické v systému x', y', z', a podobně můžeme i H'_x, H'_y, H'_z interpretovati jako komponenty magnetické síly, jak ji naměří pozorovatel v témže systému. To by tedy znamenalo, že se elektrická i magnetická síla transformují z jednoho systému do druhého podle složitějších vzorců, než bychom soudili dle transformací platných pro rovnice Hertzovy. Rozklad elektromagnetického pole na část elektrickou a magnetickou jest pak dle toho relativní; pole, které jeden pozorovatel pokládá za čistě elektrické, může se jeviti jinému jako smíšené.

Celkem tedy možno říci, že až na veličiny druhého řádu mají čárkované veličiny v pohyblivém systému, resp. pro pozorovatele, který se pohybuje s ním, týž význam jako korrespondující veličiny nečárkované v systému klidném, čili pro pozorovatele, který jest v klidu vzhledem k tomuto systému. A poněvadž oboje veličiny vyhovují týmž rovnicím, znamená to, že průběh elektromagnetických dějů jest v obou systémech týž, čili že princip relativnosti jest splněn, ovšem ne úplně přesně, nýbrž jen až na veličiny druhého řádu. S touto přesností vyhovovaly principu relativnosti i rovnice Lorentzovy, jež, jak již řečeno, jsou založeny na rovnicích (21) a (21').

To ovšem dnes již nestačí, jak ukazuje negativní výsledek interferenčního pokusu Michelsonova. Aby jej vyložil, supponoval Lorentz, jak bylo vyloženo, že se délky kontrahují ve směru pohybu v poměru $1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Přijměme tuto hypothesu, představme si dále na okamžik, že systém x, y, z jest Lorentzův fundamentální systém spojený s klidným aetherem, což však má platiti jen v úvaze bezprostředně následující, poněvadž vzhledem k principu relativnosti možnost fundamentálního systému vylučujeme. Pak to znamená, že neplatí již transformační vztah $x' = x - vt$, nýbrž nutno jej nahraditi jiným. Zvolme si za tím účelem na ose x' libovolný bod M. Jeho souřadnice x' v systému pohyblivém jest dána vzdáleností bodu M od počátku O' onoho systému, jak ji naměří pozorovatel s oním systémem se pohybující. Pozorovatel v systému klidném naměří pro touž vzdálenost $x - vt$, poněvadž x-ová souřadnice bodu M v klidném systému jest x, x-ová souřadnice bodu O' jest vt. Ale obě takto naměřené délky nejsou si rovny, neboť následkem kontrakce naměří pozorovatel v klidném systému méně v poměru již uvedeném, jest tedy

$$x - vt = x' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

čili vzhledem k rovnici (23)

$$x' = \beta (x - vt).$$

To však jest první rovnice (22), a vidíme, že můžeme x' pokládati zcela přesně — ne jen až na veličiny druhého řádu — za souřadnici určitého bodu M v systému pohyblivém, připustíme li ovšem existenci Lorentzovy kontrakce. Ale bylo již řečeno, že kontrakční hypothesa, kterou ostatně nutno pro naše účely interpretovati poněkud jinak, jak ještě bude vyloženo, nestačí na vysvětlení nezávislosti elektromagnetických zákonů na pohybu země. A tu učinil *Einstein*[36]) odvážný krok: dle něj nejen x', ale *všechny* čárkované veličiny na levých stranách rovnic (22), (22'), (22'') a (22''') značí pro pozorovatele pohybujícího se se systémem x', y', z' *úplně přesně* totéž, co veličiny nečárkované pro pozorovatele, který jest v klidu vůči systému x, y, z. Jest

---

[36]) *A. Einstein,* Ann. d. Phys. *17,* 891. 1905.

tedy t' čas, jak jej naměří onen pozorovatel na svých chronometrech, ϱ' hustota náboje jím stanovená, u'_x, u'_y, u'_z jsou složky rychlosti, konečně E'_x, E'_y, E'_z a H'_x, H'_y, H'_z jsou složky elektrické, resp. magnetické síly, opět jak je naměří pozorovatel v systému x', y', z' svými přístroji.

Principu relativnosti jest patrně touto supposicí vyhověno úplně přesně, neboť byla tak volena, aby tvar rovnic (21) a (21') byl v obou systémech souřadných týž, za to ovšem jest transformace jednotlivých veličin se systému klidného na pohyblivý složitější. Místo Galilei-ho transformace souřadnic a času nastupuje komplikovanější transformace Lorentzova; transformace Galilei-ho jest správna jen až na veličiny druhého řádu. S toutéž přesností platí i dříve učiněný předpoklad, že pro ponderomotorické síly účinkující na jednotkový elektrický náboj naměří oba pozorovatelé totéž, dle rovnic (22') přistupuje u složky y-ové a z-ové faktor β.

Nejvíce ovšem překvapuje transformace času. Věta, až dosud za samozřejmou pokládaná, že totiž čas jest proměnná naprosto nezávislá, jejíž regulace leží mimo obor našich možností, a jež probíhá pro každého pozorovatele úplně stejně, není dle Einsteina správnou. Představme si na př., že pozorovatel jest trvale v počátku systému x', y', z', že se tedy pohybuje podél osy x-ové systému klidného rychlostí v. Čas t, příslušný systému klidnému, počneme počítati od okamžiku, kdy oba systémy koincidují; poněvadž jest pak pozorovatel současně v počátku systému klidného, čili v poloze $x = 0$, jest i jeho čas $t' = 0$, jak je patrno z poslední rovnice (22); oba časy t i t' počítáme tedy od společného okamžiku. Po čase t jest pozorovatel v poloze $x = vt$, a pro čas jím naměřený obdržíme

$$t' = \beta\left(t - \frac{v^2}{c^2}\,t\right) = \frac{t}{\beta}.$$

Probíhá tedy čas t' β-krát volněji než čas t; kdyby tedy čas t v systému klidném byl udáván úplně identickými chronometry rozloženými podél osy x-ové, a kdyby pozorovatel se pohybující měl chronometr taktéž přesně stejný jako ostatní a srovnával jeho údaje s údaji jednotlivých chronometrů klidných vždy v okamžiku, když s některým z nich se setká, nalezl by, že jeho chronometr, ačkoliv docela stejný, se opozďuje čím dále, tím více.

Jde tu ovšem o konklusi čistě theoretickou, poněvadž ono opožďování jest při dosažitelných rychlostech velmi nepatrné. Jiný zajímavý výsledek, plynoucí ze vztahu mezi t a t', týká se současnosti dějů v obou systémech. Jest totiž patrno, že dva děje, které se odehrávají v systému klidném současně, ale na různých místech, jimž tedy přísluší totéž t, ale různá x, *nejsou* současnými pro pozorovatele se pohybujícího, neboť hodnoty t' jim příslušející jsou různé. Pojmy současnosti, minulosti i budoucnosti byly by tedy také jen subjektivní: dva děje, které pokládá nějaký pozorovatel za současné, jsou současnými pro pozorovatele jiného jen tehdy, je-li tento vzhledem k prvnímu v klidu. Stejně je možno, že i časový pořad dvou dějů probíhajících na různých místech jest pro oba pozorovatele různý. Nechť se odehrávají oba děje, jež pro jednoduchost pokládáme za okamžité, na ose x-ové, první v poloze poloze x_1, druhý v poloze x_2, čas, který přísluší v klidném systému prvnímu, budiž t_1, čas příslušný druhému buď t_2. Pak pozorovatel v systému x', y', z' přisoudí prvnímu ději čas

$$t'_1 = \beta\left(t_1 - \frac{v}{c^2}x_1\right),$$

ději druhému pak

$$t'_2 = \beta\left(t_2 - \frac{v}{c^2}x_2\right).$$

Označíme-li pro jednoduchost

$$t'_1 - t'_2 = \Delta t', \quad t_1 - t_2 = \Delta t, \quad x_1 - x_2 = \Delta x,$$

jest pak

$$\Delta t' = \beta\left(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x\right). \tag{26}$$

Je nyní patrno, že veličiny Δt a $\Delta t'$ nemusí míti stejná znamení, je-li na př. Δt kladné, t. j. proběhne-li pro pozorovatele klidného děj v poloze x_2 dříve než děj v poloze x_1, může se státi, že $\Delta t'$ jest záporné, t. j. pozorovatel systému x', y', z' soudí, že se děj v poloze x_2 odehrál až *po* ději v x_1.

To však může nastati patrně jen tehdy, jsou-li oba děje na sobě nezávislé. Má-li se naproti tomu děj v x_2 ku ději v x_1 jako účinek k příčině, je-li na př. z x_1 vyslán signál, který jest přijat v x_2, pak ovšem časový pořad těchto dvou dějů nesmí se změniti pro žádného pozorovatele, neboť by to patrně znamenalo změnu příslušného přírodního zákona, což již vzhledem k principu relativnosti není možno. Z toho plyne nyní zajímavá konkluse. Rychlost, se kterou se šíří onen signál v klidném systému, budiž V, pak jest

$$\Delta x = V \Delta t,$$

a dosazením do rovnice (26) obdržíme

$$\Delta t' = \beta \left(1 - \frac{Vv}{c^2}\right) \Delta t.$$

Má-li nyní $\Delta t'$ míti totéž znamení jako Δt, musí býti patrně vždy

$$Vv < c^2. \qquad (26')$$

Z toho plyne dále $V < c$, neboť kdyby bylo $V > c$, mohli bychom vždy voliti rychlost v systému x', y', z' tak velikou, aby nerovnice (26') splněna nebyla. Že v samo také nemůže býti větší než rychlost světla ve vakuu c, plyne již z rovnice (23), neboť faktor β nesmí se státi komplexním. Jsme tedy vedeni k výsledku, že rychlost světla ve vakuu představuje horní mez rychlostí, s nimiž se mohou šířiti jakékoliv fysikální účinky.

Jest jisto a nutno s důrazem vytknouti, že ve všech těchto konklusích, jakkoli překvapujících, není vnitřního sporu, který by nás opravňoval již předem je zavrhnouti. To nejlépe vysvitne ze způsobu, jímž odvodil Lorentzovu transformaci Einstein v pojednání již citovaném.[37] Úvahy jeho jsou v podstatě asi tyto. Abychom mohli popsati průběh fysikálních dějů v daném systému těles, musíme míti možnost jednak určiti polohu jednotlivých jeho bodů, jednak stanoviti okamžitý čas v libovolném místě. První úkol dá se řešiti velmi jednoduše, totiž zavedením systému souřadného; určení polohy kteréhokoliv bodu redukuje se pak na stanovení délky tří kolmic na roviny souřadné spuštěných. Čas měříme pomocí chronometrů, které nechť jsou rozloženy po prostoru dosti hustě, a o nichž předpokládáme, že jsou úplně stejné a že jdou přesně stejnoměrně. Pak můžeme z údajů kteréhokoliv chronometru stanoviti časový rozdíl dvou dějů proběhnuvších na místě, kde se onen chronometr nalézá; máme-li však určiti

[37] Srv. též: *A. Einstein,* Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik, *4,* 411. 1907.

časový rozdíl dvou dějů, jež se odehrály na místech *různých*, musíme se ještě postarati o to, aby všechny chronometry šly *synchronně*, tak abychom měli právo pokládati děje příslušející stejným údajům chronometrů za současné. Tuto regulaci na synchronní chod provádí Einstein pomocí světelných signálů. Z místa A budiž v čase t_A vyslán světelný signál do místa B, jehož vzdálenost od A označíme r, pak v okamžiku, kdy světlo dorazí do B, musí chronometr v B udávati čas

$$t_B = t_A + \frac{r}{c}.$$

Je li to splněno, pak řekneme, že oba chronometry jdou synchronně. Tak možno světelnými signály vycházejícími z A zaříditi všechny chronometry, aby šly synchronně. Při tom ovšem musí býti výsledek na volbě místa A nezávislý, jsou-li tedy chronometry synchronními pro signály vycházející z A, musí totéž platiti i pro signály vycházející z kteréhokoliv místa jiného, mimo to, kdybychom onu regulaci kdykoliv opakovali, vždycky musíme dospěti k témuž výsledku. To jest jistě splněno, můžeme-li pokládati rychlost světla za konstantu na směru, jímž se světlo šíří, nazávislou, a všechny negativní pokusy dokázati vliv postupného pohybu země na děje optické tomu nasvědčují. Můžeme také s jistotou očekávati, že to platí aspoň pro ty systémy souřadné, na něž, jak již spočátku bylo vyloženo, vztahujeme základní rovnice mechaniky v nejjednodušším tvaru. Einstein nazývá tyto systémy „*beschleunigungsfrei*“ nebo také „*berechtigt*“; tyto systémy jsou, jak vyloženo, relativně k sobě v rovnoměrném a přímočarém pohybu a dle principu relativnosti jsou si úplně aequivalentní. Soudíme, že pro tyto systémy budou míti *všechny* přírodní zákony vůbec tvar co nejjednodušší. Na ně se vztahují všechny úvahy další a částečně i úvahy předešlé, na př. rovnice (21) a (21'), jiné systémy souřadné, jako na př. systém spojený se zemí, vylučujeme. Toto omezení má ovšem zatím význam jen theoretický a činíme je vlastně jen z opatrnosti, neboť na př. vliv rotace zemské na rychlost světla a na zákony optiky vůbec také dosud dokázán nebyl, asi proto, že, existuje-li vůbec, jest jistě velmi nepatrný; vzhledem k tomu však, že vystupuje v mechanice, nemůžeme jej již předem pokládati za vyloučený. Vliv ten byl by patrně periodický, takže v systému souřadném pevně spojeném s naší zemí regulace chronometrů na synchronní chod nedala by se způsobem popsaným provésti, neboť v různou dobu denní vedla by k různým výsledkům. Podobně, kdyby se systém souřadný pohyboval urychleně, nemůžeme již a priori supponovati, že rychlost světla je ve všech směrech táž, neboť směr, do nějž spadá urychlení, jest vyznačen před směry jinými.

Ostatně jest patrno, že stačí předpokládati, že existuje aspoň *jeden* systém souřadný, v němž možno rychlost světla pokládati za konstantu na směru, kterým se světlo šíří, i na době, kdy se pozorování koná, nezávislou; dle principu relativnosti platí pak totéž i pro všechny systémy, které se vzhledem k němu pohybují rovnoměrně a přímočaře. Na princip relativnosti se tu odvolati můžeme, poněvadž se jak zdroj v A, tak i pozorovatel v B pohybují společně, zůstávajíce relativně k sobě v klidu. Einstein však jde ještě dále, dle něj jest rychlost světla v *každém* z oněch systémů, čili pro každého pozorovatele, který jest vzhledem k některému z nich v klidu, ve *všech směrech* a *vždy* táž, *nezávisle* na tom, je-li zdroj vzhledem k pozorovateli rychlost světla měřícímu v klidu nebo v pohybu. Tato supposice, již Einstein nazývá *principem konstantní* rychlosti světelné, patrně přesahuje meze obecného principu relativnosti a, jak v dalším bude ještě vyloženo, nelze pro ni nalézti mechanický obraz, jakým jest na př. aether v theoriích optických; ta také vede k oněm překvapujícím konklusím o měření času. Plyne z ní, že, naměří-li nějaký pozorovatel pro rychlost světla ve vakuu c, pak naměří totéž i pozorovatel jiný, který se vzhledem k prvnímu pohybuje rychlostí stálou a v určitém směru, a to nezávisle na tom, zdali se k němu přibližuje nebo od něj vzdaluje. Nebo představme si dva pozorovatele, oba nechť jsou na témž místě a v klidu vzhledem k některému z těch systémů souřadných, v nichž rychlost světla možno pokládati za konstantu na směru i době pozorování nezávislou. V určitém čase nechť vyjde z onoho místa světelný signál, současně nechť se druhý pozorovatel počne pohybovati vzhledem k prvnímu stejnoměrně a přímočaře. Pak oba soudí, že se rozruch světelný šíří na všechny strany touž rychlostí c, kdyby tedy si mohli učiniti viditelným, kam až onen rozruch dospěl po určité době, nalezl by každý z nich, že dorazil až k povrchu koule, jejíž poloměr jest sice pro oba týž, pro jejíž střed však udá každý z nich místo rozdílné, to totiž, kde právě sám jest. Tyto dvě koule patrně nikdy nesplynou, jinak řečeno, co pokládá jeden pozorovatel za současné, není současným pro pozorovatele jiného.

Z Einsteinova principu konstantní rychlosti světelné možno nyní snadno odvoditi Lorentzovu transformaci. Mějmež opět dva systémy souřadné, z nichž první, x, y, z, budeme zase pro jednoduchost nazývati klidným. druhý x', y', z', nechť se vzhledem k prvnímu pohybuje stálou rychlostí v, směrem osy x-ové. Osy x a x' nechť opět splývají, osy y a y', resp. z a z' nechť jsou rovnoběžné. Čas, jak jej udávají chronometry v prvním systému souřadném, budiž t, čas udávaný chronometry systému druhého, budiž t'; v okamžiku, kdy oba systémy koincidují, budiž t i t' rovno nulle. V tomto okamžiku nechť vyjde světelný signál ze společného počátku obou systémů do bodu M. Čas, kterého světlo potřebuje, aby do bodu M došlo, nechť jest pro pozorovatele v prvním systému roven t, ve druhém t', a v době, kdy světlo do M dorazí, souřadnice bodu M buďtež x, y, z, resp. x', y', z'. Pak pro prvního pozorovatele světelný rozruch urazil dráhu $\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ v čase t, pro druhého dráhu $\sqrt{x'^2+y'^2+z'^2}$ v čase t', a poněvadž oba soudí, že se světlo šíří rychlostí c, platí

$$x^2+y^2+z^2=c^2t^2$$

a

$$x'^2+y'^2+z'^2=c^2t'^2,$$

čili

$$x'^2+y'^2+z'^2-c^2t'^2=x^2+y^2+z^2-c^2t^2. \tag{27}$$

Z této rovnice plynou pak hledané vztahy mezi veličinami čárkovanými a nečárkovanými. Musí býti lineárné, neboť jinak by měla poloha počátku systému souřadného jakož i volba okamžiku, od něhož počínáme čítati čas, podstatný význam; klademe tedy

$$\begin{aligned}
x' &= \alpha_{11}x+\alpha_{12}y+\alpha_{13}z+\alpha_{14}t\\
y' &= \alpha_{21}x+\alpha_{22}y+\alpha_{23}z+\alpha_{24}t\\
z' &= \alpha_{31}x+\alpha_{32}y+\alpha_{33}z+\alpha_{34}t\\
t' &= \alpha_{41}x+\alpha_{42}y+\alpha_{43}z+\alpha_{44}t.
\end{aligned}$$

V těchto rovnicích některé koefficienty se zjednoduší následkem toho, jak jsme volili polohu os souřadných, ostatní stanovíme pomocí rovnice (27). Počet sám nebudeme prováděti, jest proveden na jiném místě tohoto časopisu[38]; obdržíme vskutku rovnice (22).

Způsobem neobyčejně důmyslným interpretoval Lor. transform. *Minkowski*[39]. O jeho ideách pojednává p. *Dr. Dittrich*[40] ve své práci o principu relativnosti, k níž tu budiž odkázáno; pro náš účel stačí říci toto. Jak již řečeno, nutno znáti k popisu fysikálních dějů v nějakém místě celkem čtyři proměnné, totiž tři souřadnice, určující polohu onoho místa, a čas. Tento zaujímá ve všech rovnicích postavení zvláštní, samostatné. Dle Minkowskiho není to správné, čas tvoří dle něj s ostatními třemi proměnnými udávajícími polohu příslušného místa nerozlučný celek, neboť, jak praví Minkowski, nikdo nepozoroval místa než v určitém čase, a času jinak než v určitém místě, předměty našeho vnímání jsou místa a časy společné. Interpretujeme-li nyní tyto čtyři proměnné jako souřadnice nějakého bodu ve čtyřdimensionálním prostoru, pak patrně každé události odehrávající se v určitém místě a čase odpovídá v onom prostoru určitý bod, jejž Minkowski nazývá *bodem prostoročasovým* (Raumzeitpunkt) nebo také *světovým* (Weltpunkt), událostem probíhajícím v témž místě, ale v různých dobách, odpovídá přímka paralellní s osou časovou, a obecně, mění-li se průběhem času i poloha pozorovaného bodu, obdržíme křivku, již Minkowski nazývá *čarou světovou* (Weltlinie); zákony fysiky se pak dají dle něj nejlépe vyjádřiti jako vztahy mezi těmito světovými čarami.

Aby nyní dospěl k Lorentzově transformaci, volí Minkowski za první tři souřadnice onoho čtyřdimensionálního prostoru souřadnice Cartesiovy, určující polohu uvažovaného bodu, jest tedy $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, čtvrtou souřadnici, x_4, klade pak rovnu ict, kdež i jest imaginární jednotka. Účel této definice, na první pohled jistě překvapující, jest jednoduchý. Bylo vyloženo, že Lorentzova trasformace plyne z rovnice (27) vyjadřující

---

[38] *A. Libický*, Časopis, tento ročník, čís. 1., pag. 66.

[39] *H. Minkowski*, Phys. ZS. *10*, 104. 1909, též separátně pod názvem Raum und Zeit. Lipsko, B. G. Teubner, 1909.

[40] *Dr. A. Dittrich*, Časopis, tento ročník, čís. 1., pag. 43.

konstantnost rychlosti světelné. Zavedeme-li do ní souřadnice x_1, x_2, x_3, x_4, obdržíme

$$x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = x'^2_1 + x'^2_2 + x'^2_3 + x'^2_4. \quad (27')$$

Výrazy na obou stranách této rovnice značí, jak známo, čtverce vzdálenosti příslušného světového bodu od počátku soustavy; rovnice sama pak praví, že, přejdeme-li pomocí Lorentzovy transformace od jednoho systému ke druhému, tato vzdálenost zůstává stejnou, čili že v souřadnicích x_1, x_2, x_3, x_4 dá se Lorentzova transformace interpretovati jako rotace kol počátku soustavy. Při tom specielní její tvar udaný rovnicemi (22) a odpovídající případu, kdy relativní pohyb obou systémů má týž směr jako osa x-ová, odpovídá rotaci v rovině x_1 x_4 o úhel, který jest ostatně imaginární a dán relací

$$tg\,\varphi = i\,\frac{v}{c}.$$

Princip relativnosti, jenž ovšem v tom tvaru, jejž mu dal Einstein, vyžaduje, aby rovnice popisující fysikální děje byly kovariantní vůči transformaci Lorentzově, dá se pak formulovati tak, že ony rovnice musí býti kovariantní vůči *rotaci* souřadných os x_1, x_2, x_3, x_4; jeví se nám tedy jako zevšeobecnění známé věty platící v souřadnicích obyčejných, dle níž jest tvar fysikálních rovnic nezávislý na poloze os souřadného systému, nemění se tedy, když osy o libovolný úhel stočíme. Oba principy, z nichž první žádá kovarianci fysikálních rovnic vůči rotaci souřadných os x, y, z a vyjadřuje jistou vlastnost prostoru, druhý žádá kovarianci vůči rovnoměrnému a přímočarému pohybu a vyjadřuje jistou vlastnost pohybu, sloučil tím Minkowski v princip jediný, postulující kovarianci vůči rotaci kol os světových x_1, x_2, x_3, x_4.

Tato interpretace Lorentzovy transformace má v první řadě veliký význam pro applikace principu relativnosti na jiné obory fysiky, poněvadž podává methodu, jíž možno poměrně jednoduše nalézti konkluse z něj plynoucí. Minkowski sám odvodil pomocí ní elektromagnetické rovnice pro tělesa v pohybu,[41]) a jeho methody, hlavně po formální stránce velmi elegantní, užívá se nyní v těchto úvahách téměř všeobecně.

---

[41]) *H. Minkowski,* Göttinger Nachr. 1907, pag. 1., Mathem. Ann. *68,* 472. 1910, také separátně u Teubnera, 1911.

Lorentzova transformace tedy neplyne přímo z principu relativnosti, mimo něj nutno ještě buď supponovati správnost rovnic (21) pro elektromagnetické pole vzbuzené náboji v pohybu, aneb postulovati nezávislost rychlosti světla na pohybu zdroje, jak učinil Einstein. *Ignatowsky*[42]) se ostatně pokusil nalézti obecný tvar transformací plynoucích přímo z principu relativnosti bez jakýchkoliv dalších předpokladů; ukázalo se, že tyto obecné vzorce mají týž tvar jako rovnice (22) s tím toliko rozdílem, že konstanta c v nich se vyskytující nemusí byti rovna rychlosti světla ve vakuu. Položíme-li pak $c = \infty$, obdržíme transformaci Galilei-ho, identifikujeme-li c s rychlostí světla ve vakuu, máme transformaci Lorentzovu.

Bylo již řečeno, že, vyjádříme-li z rovnic (22) až (22‴) naopak veličiny nečárkované pomocí čárkovaných, obdržíme vzorce téhož tvaru, jen rychlost v vyskytuje se v nich s opačným znamením.

To plyne také přímo z principu relativnosti, neboť dle něj jest lhostejno, který systém souřadný pokládáme za klidný, a o kterém soudíme, že se pohybuje; jediná změna jest ta, že, pokládáme-li nyní systém x', y', z' za klidný, jest pak relativní rychlost systému x, y, z vzhledem k němu rovna $-v$. Totéž lze ukázati i na jiných příkladech. Nalezli jsme na př., že, nachází-li se pozorovatel trvale v počátku systému x', y', z', a srovnává-li svůj chronometr s chronometry v systému x, y, z rozloženými podél osy x-ové, nalezne, že se jeho chronometr opozďuje. K témuž výsledku musí dle principu relativnosti dospěti i pozorovatel nacházející se v počátku systému x, y, z a srovnávající svůj chronometr s chronometry rozloženými v systému x', y', z' podél osy x'. To také vskutku plyne z Lorentzovy transformace; dosadíme-li totiž do poslední rovnice (22) $x = 0$, máme $t' = \beta t$, čili $t = t'/\beta$. Podobně jest tomu, jde-li o kontrakci délek následkem pohybu. Představme si tyč ležící směrem osy x-ové, která jest spočátku v klidu vůči systému x, y, z, její délka, jak ji naměří pozorovatel, který jest relativně k ní také v klidu, budiž l. Tuto tyč uvedeme nyní do pohybu, nechť se

---

[42]) *W. v. Ignatowsky,* Phys. ZS. *11,* 972. 1910, Verh. d. D. phys. Ges. *12,* 788. 1910, Archiv f. Math. u. Phys. *17,* 1. 1910 a *18,* 17. 1911.

pohybuje směrem osy x-ové rychlostí v, takže jest nyní v klidu vzhledem k systému x', y', z'. Pozorovatel pohybující se s ní naměří pro její délku dle principu relativnosti zase l, naproti tomu pozorovatel zůstávající v klidu naměří něco jiného. Délku tyče stanoví patrně tím, že si zaznamená současné polohy obou konců tyče na ose x-ové a jich vzdálenost pak změří. Jsou-li tedy souřadnice těch bodů v čase t_0 rovny x_1 a x_2, a odpovídají-li jim v systému x', y', z' hodnoty x'_1 a x'_2, jest dle první rovnice (22)

$$x'_1 = \beta\,(x_1 - vt_0) \qquad x'_2 = \beta\,(x_2 - vt_0),$$

z čehož plyne

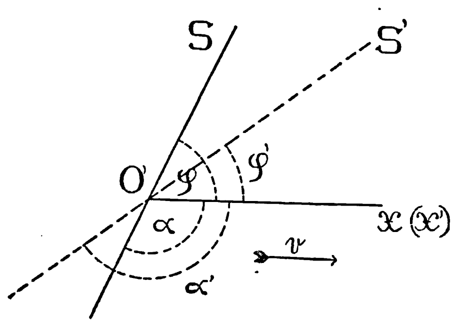
$$x'_2 - x'_1 = \beta\,(x_2 - x_1).$$

Rozdíl $x'_2 - x'_1$ značí patrně délku tyče, jak ji naměří pozorovatel v systému x', y', z', ta jest podle předešlého rovna l; podobně značí $x_2 - x_1$ délku tyče v systému x, y, z; označíme-li ji l', máme

$$l = \beta l'$$

a poněvadž jest $\beta > 1$, jest $l' < l$, délka tyče jest tedy pro pozorovatele, jenž vidí ji v pohybu, menší než pro pozorovatele, který jest vzhledem k ní v klidu. Stejně, kdyby tyč byla v klidu vzhledem k systému x, y, z, takže by se pohybovala relativně k systému x', y', z' rychlostí $-v$, naměřil by pozorovatel v prvním systému pro její délku l, kdežto ve druhém systému by obdržel l'. To se dá dokázati zcela stejně jako v předešlém případě z první rovnice (24). Tyto rozdíly v měření délek souvisejí rozdílným počítáním času u obou pozorovatelů; délka tyče jest, jak již řečeno, dána vzdáleností poloh, v nichž se nacházejí oba konce tyče v určitém čase, tedy *současně*, a právě tyto současné polohy se zdají různým pozorovatelům různé. Kontrakce délek má tu tedy jiný původ než v theorii Lorentzově, v níž klid a pohyb mají význam absolutní, a v níž se kontrakce pokládá za zjev skutečně nastávající působením sil molekulárních, jež se pohybem změní. Dle Lorentze naměří sice pozorovatel, který jest v klidu vůči aetheru pro délku tyče se pohybující méně, než kdyby tyč byla také v klidu, naproti tomu však pozorovatel, který se pohybuje relativně k aetheru, nenaměří pro délku tyče klidné méně, než kdyby se pohybovala s ním, ale více, neboť dílce jeho měřítka se následkem pohybu zkrátí. Proto nazývá Minkowski tuto kontrakci „darem shůry“: jest to ryze kinematický důsledek nové definice času a současnosti.

Ukážeme nyní, jak lze z těchto představ vysvětliti *aberraci* a *částečné strhování světla.* Výklad obou zjevů jest tu velmi jednoduchý a elegantní. Abychom vyložili aberraci, představme si, že systém x, y, z jest v klidu vzhledem ku stálici, systém x', y', z' pak vzhledem k zemi, s níž se tedy pohybuje, při čemž ovšem přihlížíme jen k postupnému pohybu země; osa x, resp. x' spadá pak do směru relativního pohybu země ku stálici, který



Obr. 7.

stačí pokládati za rovnoměrný a přímočarý. Světelné vlny přicházející od stálice můžeme patrně pokládati za rovinné; směr, kterým se šíří k zemi, nechť jest pro pozorovatele na stálici dán úhly α_1, α_2, α_3, jež svírá s osami x, y, z, jest to patrně také směr od *skutečné* polohy stálice S k zemi O' (obr. 7.); specielně jest α_1 úhel mezi tímto směrem a směrem, jímž se země pohybuje.*) Kmitová perioda budiž pro pozorovatele na stálici rovna τ. Pak komponenty elektrické a magnetické síly ve světelném vektoru jsou dány výrazy

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \sin\omega \qquad E_y = A_y \sin\omega \qquad E_z = A_z \sin\omega, \\ H_x &= B_x \cos\omega \qquad H_y = B_y \cos\omega \qquad H_z = B_z \cos\omega, \end{aligned} \tag{28}$$

kdež argument periodického faktoru jest

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{x\cos\alpha_1 + y\cos\alpha_2 + z\cos\alpha_3}{c}\right). \tag{28'}$$

*) Na obr. 7. má býti α_1 místo α a α'_1 místo α'.

Pozorovateli na zemi jeví se i perioda přicházejícího světla jiná, následkem Dopplerova effektu, i směr, ve kterém vidí světlo se šířiti, jest jiný, následkem aberrace. Označíme kmitovou periodu jím pozorovanou τ', dále směr, kterým se světlo pro něj šíří, nechť jest dán úhly α'_1, α'_2, α'_3; jest to nyní směr od *zdánlivé* polohy stálice S' k zemi O'; specielně jest zase α'_1 úhel mezi tím směrem a směrem pohybu země. Z toho pak plyne, že argument periodického členu vyskytujícího se ve výrazech pro složky elektrické a magnetické síly ve světelném vektoru, jenž nás zajímá v první řadě, bude míti pro pozorovatele na zemi hodnotu

$$\omega' = \frac{2\pi}{\tau'}\left(t' - \frac{x' \cos\alpha'_1 + y' \cos\alpha'_2 + z' \cos\alpha'_3}{c}\right). \qquad (28'')$$

Komponenty elektrické a magnetické síly samy obdržíme z rovnic (28) pomocí transformace (22'), při čemž ovšem nutno v ω nahraditi veličiny nečárkované čárkovanými, tedy místo x, y, z, t zavésti x', y', z', t'. Po provedení tohoto jednoduchého počtu nalezneme pro argument ω' periodického členu hodnotu

$$\omega' = \frac{2\pi}{\tau}\beta\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha_1\right)$$

$$\left[t' - \frac{x'\beta\left(\cos\alpha_1 - \frac{v}{c}\right) + y' \cos\alpha_2 + z' \cos\alpha_3}{\beta c\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha_1\right)}\right]$$

a srovnáním s výrazem (28'') plyne

$$\tau' = \frac{\tau}{\beta\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha_1\right)},$$

dále

$$\cos\alpha'_1 = \frac{\cos\alpha_1 - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}\cos\alpha_1}, \qquad \cos\alpha'_2 = \frac{\cos\alpha_2}{\beta\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha_1\right)},$$

$$\cos\alpha'_3 = \frac{\cos\alpha_3}{\beta\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha_1\right)}.$$

První rovnice nám podává t. zv. *Dopplerův princip*; od obyčejné formulace liší se jen přistoupením faktoru β. Je-li tedy na př. $\alpha_1 = 0$, t. j. pohybuje-li se pozorovatel směrem od zdroje rychlostí v, máme,

$$\tau' = \tau \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}},$$

čili až na veličiny druhého řádu

$$\tau' = \tau \left(1 + \frac{v}{c}\right);$$

je-li $\alpha_1 = 180^0$, t. j. pohybuje-li se pozorovatel směrem ku zdroji, jest

$$\tau' = \tau \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}},$$

aneb, zanedbáme-li opět veličiny druhého řádu,

$$\tau' = \tau \left(1 - \frac{v}{c}\right).$$

Přistoupení faktoru β má za následek, že se perioda kmitů změní, i když se pozorovatel pohybuje kolmo ku směru paprsků přicházejících od zdroje; změna jest ovšem řádu druhého. Tu jest totiž $\alpha_1 = 90^0$, a tedy

$$\tau' = \frac{\tau}{\beta} = \tau \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Zbývající rovnice udávají nám směr, v němž se zdají pozorovateli na zemi přicházeti světelné vlny od stálice, a z nich plyne výklad aberrace. Bylo již řečeno, že α_1, resp. α'_1 značí úhel mezi směrem, jímž se pohybuje země, a směrem vedeným od skutečné, resp. zdánlivé polohy stálice k zemi, jak ostatně naznačeno na připojeném obrazci. Jest zvykem zaváděti tu úhly o 180^0 rozdílné; jsou to patrně úhly mezi směrem zemského pohybu a směrem opačným, tedy mířícím od země ku skutečné, resp. zdánlivé poloze stálice. Označíme-li je φ, resp. φ', jest

$$\cos \alpha_1 = -\cos \varphi, \qquad \cos \alpha'_1 = -\cos \varphi',$$

máme tedy

$$\cos\varphi' = \frac{\cos\varphi + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}\cos\varphi},$$

z čehož plyne až na veličiny druhého řádu

$$\cos\varphi' = \cos\varphi + \frac{v}{c}\sin^2\varphi,$$

a poněvadž s toutéž přesností platí

$$\cos\varphi' - \cos\varphi = (\varphi - \varphi')\sin\varphi,$$

máme konečně

$$\varphi - \varphi' = \frac{v}{c}\sin\varphi.$$

Stálici vidíme tedy posunutou ve směru pohybu země ($\varphi > \varphi'$) o úhel $\frac{v}{c}\sin\varphi$, jak plyne i z jednoduché theorie aberrace. Kdybychom provedli přechod od systému x, y, z ku systému x', y', z' transformací Galilei-ho místo Lorentzovy, obdrželi bychom sice výklad Dopplerova effektu, ne však výklad aberrace, přes to, že se tu jedná jen o veličiny prvního řádu.

Stejně jest výklad částečného strhování světla vázán na transformaci Lorentzovu. Jest také velmi jednoduchý a vlastně již obsažen v rovnicích (22″), jež udávají, jak se transformují složky rychlosti nějakého pohybu ze systému x, y, z do systému x', y', z'. Plynou ostatně také přímo ze vzorců transformace Lorentzovy, uvážíme-li, že platí

$$u_x = \frac{dx}{dt}, \qquad u_y = \frac{dy}{dt}, \qquad u_z = \frac{dz}{dt},$$

a podobně

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'}, \qquad u'_y = \frac{dy'}{dt'}, \qquad u'_z = \frac{dz'}{dt'}.$$

Rovnice (22″) rozřešíme nejdříve dle u_x, u_y, u_z; obdržíme, jak plyne přímo z principu relativnosti a jak i snadným počtem dá se potvrditi,

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} u'_x}, \qquad u_y = \frac{u'_y}{\beta\left(1 + \frac{v}{c^2} u'_x\right)},$$
$$u_z = \frac{u'_z}{\beta\left(1 + \frac{v}{c^2} u'_x\right)}. \tag{29}$$

Představme si nyní, že se směrem osy x-ové pohybuje medium prostírající se do nekonečna, na př. proudící voda, stálou rychlostí v, takže jest v klidu vzhledem k systému x', y', z'. Pro pozorovatele, jenž se pohybuje společně s oním mediem, probíhají optické děje právě tak, jako kdyby pohybu nebylo, je-li tedy ono medium homogenní a isotropické, jak pro jednoduchost budeme předpokládati, pak se pro něj šíří každým směrem optický rozruch rychlostí c_1, jež souvisí s rychlostí světla ve vakuu c známým vzorcem $c_1 = c/n$, značí-li n index lomu. Šíří-li se tedy světlo směrem osy x'-ové, jest pro pozorovatele pohybujícího se společně s oním mediem

$$u'_x = c_1 \qquad u'_y = 0 \qquad u'_z = 0,$$

pro pozorovatele, který se pohybu neúčastní, jest však dle rovnic (29)

$$u_x = \frac{c_1 + v}{1 + \frac{v}{c^2} c_1}, \qquad u_y = 0, \qquad u_z = 0.$$

Ten tedy vidí světlo šířiti se také směrem osy x, ale jinou rychlostí. Rozvineme-li výraz pro u_x dle potencí v/c, obdržíme po zanedbání veličin řádu druhého

$$u_x = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right).$$

Jest tedy pro pozorovatele, jenž zůstává v klidu, rychlost světla v pohybujícím se mediu zvýšena, ale jen o *část* rychlosti onoho media; faktor stojící u v jest pak vskutku identický s koefficientem Fresnelovým. Z rovnic (29) dá se také snadno ukázati, že složením dvou rychlostí menších než rychlost světelná nevznikne nikdy rychlost přesahující rychlost světla ve vakuu, složíme-li rychlost světla c s jakoukoliv jinou rychlostí menší než c, obdržíme opět rychlost c.

Pokud se týče závislosti *elektromagnetické hmoty* elektronu na rychlosti, vede princip relativnosti k týmž hodnotám, jaké platí pro elektron Lorentzovo. Ty jsou dány rovnicemi (14) a (14') a, jak řečeno, jsou právě s novějšími měřeními v dobrém souhlasu, takže se s některých stran uvádějí výsledky právě těchto měření jako důkaz správnosti Einsteinových koncepcí. Ovšem stanovisko plynoucí z Einsteinovy formulace principu relativnosti jest podstatně jiné než stanovisko theorie starší; vzorce (14) a (14') platí tu nejen pro elektron, jež jest opatřeno elektrickým nábojem, ale i pro každý, i nenabitý hmotný bod, ano i pro každý uzavřený systém, který se v soustavě x, y, z pohybuje stálou rychlostí v a v dráze přímé, zůstávaje při tom jinak beze změny, takže pozorován ze systému x', y', z' jest ve statické rovnováze. To souvisí s jinou důležitou konklusí plynoucí z předešlých našich úvah. Mají-li totiž všechny ony úvahy míti vůbec nějaký význam, musí patrně platiti nejen pro theorii elektromagnetického pole, ale i pro theorii všech fysikálních zjevů vůbec, specielně tedy i pro mechaniku. To tedy znamená, že transformace Galilei-ho jest správná jen v prvním přiblížení; přechod od jednoho systému souřadného k jinému, který se vzhledem k němu pohybuje rychlostí stálou a v témž směru, jest dán vždy přesně transformací Lorentzovou, vůči níž pak musí býti rovnice mechaniky kovariantní, mají-li vyhovovati principu relativnosti. Ale mechanické rovnice až dosud za správné uznávané, t. zv. rovnice mechaniky Newtonovy nebo klassické, jsou kovariantní vzhledem ku transformaci Galilei-ho; nutno tedy jich tvar změniti. Jde tu ovšem opět jen o veličiny druhého řádu, tedy o změny při rychlostech v mechanice obvyklých jistě velmi nepatrné. A tak na místo rovnic (16) pro pohyb hmotného bodu pod účinkem sil X, Y, Z nastupují rovnice jiné, jež udal poprvé také Einstein. Děje-li se okamžitý pohyb onoho bodu směrem osy x-ové rychlostí v, pak znějí příslušné rovnice

$$m_0 \beta^3 \frac{d^2x}{dt^2} = X, \quad m_0 \beta \frac{d^2y}{dt^2} = Y, \quad m_0 \beta \frac{d^2z}{dt^2} = Z. \qquad (30)$$

Faktory stojící u $\frac{d^2x}{dt^2}$, $\frac{d^2y}{dt^2}$, $\frac{d^2z}{dt^2}$ můžeme patrně interpretovati jako setrvačné hmoty, při čemž však, jak viděti, musíme rozeznávati hmotu dvojí. Jde-li o sílu, resp. urychlení spadající do směru okamžitého pohybu, pak jest setrvačná hmota rovna

$$m_l = m_0 \beta^3 = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}},$$

jest to t. zv. hmota longitudinální; jde-li naproti tomu o sílu působící ve směru kolmém, jest

$$m_t = m_0 \beta = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}},$$

to jest t. zv. hmota transversální. Oba výrazy jsou pak vskutku identické s hodnotami platícími pro elektron Lorentzovo.

Je-li rychlost v tak malá, že možno zlomek v/c zanedbati, pak rovnice (30) jsou identické s rovnicemi mechaniky Newtonovy, obě hmoty, transversální i longitudinální, jsou stejné a rovny m_0. S rostoucím v obě rostou a pro $v = c$ se stávají nekonečně velikými. To tedy znamená, že táž síla působí urychlení tím menší, čím větší jest okamžitá rychlost tělesa, dosažení rychlosti světelné by vyžadovalo sil nekonečně velikých. Jiný důsledek rovnic (30) jest ten, že síla a urychlení nemají obecně týž směr.

Konečně zbývá ještě vysvětliti pokusy Eichenwaldův, Blondlotův a Wilsonův. K tomu účelu nutno odvoditi elektromagnetické rovnice pro tělesa v pohybu, jež by byly v souhlasu s principem relativnosti v tom tvaru, který jsme mu tu dali. Tuto úlohu řešil, jak již řečeno, první Minkowski. V tom jednoduchém případě, kdy všechna uvažovaná tělesa se pohybují vzhledem k systému x, y, z stálou rychlostí v a směrem osy x-ové, takže jsou relativně k systému x', y', z' v klidu, jde patrně o to, nalézti rovnice kovariantní vůči transformaci Lorentzově, jež by, byvše transformovány na systém x', y', z', přešly v rovnice Maxwellovy pro tělesa v klidu. Počet tu prováděti nebudeme[43]; celkem lze říci, že, pokud jde o media nemagnetická, jichž permeabilita se tedy neliší mnoho od 1, pak rovnice takto odvozené souhlasí s rovnicemi Lorentzovými až na veličiny druhého řádu, a poněvadž při oněch pokusech jde o effekty úměrné v, tedy řádu prvního,

[43]) viz na př. *A. Einstein* a *J. Laub*, Ann. d. Phys. *26*, 532 a *27*, 232. 1908.

je patrno, že jsou-li v souhlasu s rovnicemi Lorentzovými, platí totéž i pro rovnice plynoucí z principu relativnosti. Jde-li však o tělesa magnetická, liší se oboje rovnice již ve veličinách prvního řádu, a dalo by se mezi nimi rozhodnouti na př. opakováním pokusu Wilsonova s dielektrikem, jehož permeabilita by byla dosti vysoká. Pozorování taková dosud provedena nebyla; jest jisto, že by byla velmi obtížná.

Celkem tedy viděti, že jsme dospěli k theorii elektromagnetického pole, která jest nejen se všemi dosud známými fakty v naprostém souhlasu, ale i zcela nenuceně je vykládá. Tím ovšem ještě daleko není celá otázka skončena, neboť ihned se vynořila celá řada problémů nových. Princip relativnosti vede totiž téměř ve všech oborech fysiky k radikálním změnám mnohých našich názorů, často i za samozřejmé pokládaných, tak na př., jak ostatně již bylo řečeno, nutno změniti všechny rovnice mechaniky, i vzniká otázka, nevede-li snad někde jinde ku sporu se známými a zajištěnými fakty, a je-li vůbec možno na jeho základě sestrojiti logicky správný popis všech fysikálních zjevů. Dnes můžeme s bezpečností říci, že princip relativnosti nevede a asi ani nepovede k závěrům logicky nemožným, přes to, že některé jeho výsledky jsou na první pohled paradoxní. A pokud se týče souhlasu s experimentálními fakty, jest jisto, že neznáme dosud fakta, s nímž by byl ve sporu, naopak mnohé z nich vykládá jednodušeji než theorie starší.

Přes to však pronášeti definitivní úsudek o principu relativnosti v tom tvaru, který mu dal Einstein, bylo by asi předčasno, zde ještě bude míti důležité slovo experiment. Nesmíme zapomínati, že tu jde o změny velmi dalekosáhlé, o převrat, o kterém se právem říká, že jest větší než převrat způsobený objevem Koperníkovým, máme tedy plné právo žádati, aby základy jeho byly co možná zajištěny. A tu nutno na principu relativnosti, nebo určitěji řečeno, na těch supposicích, jež vedou ku transformaci Lorentzově, rozeznávati dvojí stránku. Předně obecný princip relativnosti postulující nezávislost všech fysikálních zákonů na rovnoměrném a přímočarém pohybu, pokud se ho súčastní všechna tělesa přicházející v úvahu. O správnosti jeho není dnes pochyby, ačkoliv se v té obecnosti, ve které jej vyslovujeme, vymyká experimentálnímu potvrzení, ale popříti jej znamenalo by připustiti možnost absolutního měření rychlostí. Pak je tu Einsteinův princip konstantní rychlosti světelné, dle nějž každý pozorovatel, aspoň pokud se pohybuje rovnoměrně a přímočaře vzhledem k některému z těch systémů souřadných, na něž vztahujeme základní rovnice mechaniky, naměří pro rychlost světla ve vakuu totéž, nezávisle na rychlosti, s níž se zdroj světelný vzhledem k němu pohybuje. Bylo již řečeno, že tato věta neplyne z principu relativnosti; o správnosti nebo nesprávnosti její může rozhodnouti pouze pokus. To je patrno z této úvahy. Představme si, že dva pozorovatelé se pohybují podél osy x-ové jednoho z oněch systémů souřadných stálou rychlostí, takže jich vzájemná vzdálenost l se nemění, dále nechť jsou oba opatřeni identickými chronometry. Z počátku systému budiž nyní vyslán světelný signál směrem osy x-ové, v okamžiku, kdy dorazí k prvnímu pozorovateli, nechť udává jeho chronometr čas t_1, podobně, když dorazí k pozorovateli druhému, nechť ten odečte na svém chronometru čas t_2. Pak má býti $t_2 - t_1 = l/c$. Tato rovnice však nepodává nám ještě nic nového, to není ještě měření rychlosti světla, nýbrž, jak poprvé právě Einstein vytkl, pouze kontrolla, můžeme-li oba chronometry pokládati za synchronní, pomocí dat tohoto měření mohou si pozorovatelé regulovati oba chronometry tak, aby mohli o nich říci, že jdou synchronně. Dejme tomu nyní, že se rychlost obou pozorovatelů změní, na př., že je nejdříve i s jich chronometry zastavíme a pak uvedeme do pohybu směrem opačným, takže se nyní ku zdroji přibližují. Můžeme si docela dobře představiti, že tyto změny rychlosti probíhají u obou pozorovatelů úplně identicky, že tedy začnou současně a jsou způsobeny týmiž silami. Pak ovšem nevíme, co se bude díti s chronometry během té doby, co se jich rychlost mění, ale tolik je jisto, že po ukončení celého processu, když se opět budou pohybovati stálou rychlostí, musíme jich údaje opět pokládati za synchronní, poněvadž změny, které prodělaly, jsou úplně stejné, a není příčiny, proč by najednou měl jeden chronometr předbíhati druhý. Opakujeme-li nyní měření dříve popsané, pak již můžeme říci, že měříme rychlost světla, a můžeme experimentálně rozhodnouti, je-li Einsteinův předpoklad ve skutečnosti splněn.

To ostatně ještě lépe vysvitne, uvážíme-li, že z obecného principu relativnosti plyne vlastně jen to, že rychlost světla, jak ji naměří nějaký pozorovatel, může záviseti pouze na *relativní* rychlosti zdroje vůči pozorovateli. Einstein klade funkci vyjadřující tuto závislost rovnu konstantě, jsou však myslitelny i případy jiné. Můžeme si na př. představiti, že, pohybuje-li se zdroj k pozorovateli, naměří tento pro rychlost světla ve směru onoho pohybu více, než kdyby zdroj byl vůči němu v klidu, a to o rychlost, s níž se zdroj k němu přibližuje, vzdaluje-li se zdroj od pozorovatele, obdrží tento pro rychlost světla o totéž méně, stejně jak jest tomu na př. u koule vystřelené z děla se pohybujícího. Tato představa, odpovídající patrně korpuskulární theorii světla, vedla by v mnohé příčině k výsledkům jednodušším než supposice Einsteinova, zdá se však, že konkluse z ní plynoucí nesouhlasí se skutečností.

Einsteinova theorie principu relativnosti vede vskutku k několika positivním výsledkům, jichž experimentální stvrzení mohlo by se pokládati za důkaz její správnosti. K nim patří na př. závislost setrvačné hmoty na rychlosti, existence Dopplerova effektu i v případě, kdy se pozorovatel pohybuje kolmo ku směru paprsků přicházejících od zdroje, uvedená již modifikace pokusu Wilsonova, atd. Ovšem ve všech těch případech jde o effekty tak malé, a konkluse plynoucí z principu relativnosti liší se tak málo od výsledků theorií starších, že experimentální rozhodnutí mezi nimi jest spojeno s největšími obtížemi. A tak byly až dosud provedeny jen pokusy, jichž účelem bylo potvrditi závislost setrvačné hmoty na rychlosti tím, že měřena elektromagnetická hmota elektronu. Dnes již sice není pochybnosti, že pokusy rozhodly v tomto případě ve prospěch theorie relativnosti, ale uvážíme-li, k jak dalekosáhlým změnám právě v nejzákladnějších našich názorech tato theorie vede, je patrno, že by bylo žádoucno, aby těchto positivních důkazů její správnosti bylo více. Ale tolik jest jisto; potvrdí-li se jednou konkluse z ní plynoucí, pak bude tento odvážný pokus o důslednou applikaci principu relativnosti na všechny obory fysiky jedním z největších a nejkrásnějších úspěchů lidského myšlení.

Ku konci vrátíme se ještě několika slovy k otázce, od níž jsme vyšli, totiž k otázce aetheru. Starší theorie elektromagnetického pole jsou vlastně theoriemi aetheru, naproti tomu theorie založená na principu relativnosti nejen aetheru nepotřebuje, nýbrž i existenci jeho přímo popírá, neboť Einsteinův princip konstantní rychlosti světelné nedá se s ní srovnati. Nezávislost rychlosti světla na směru byla by sice také zaručena představou, že země při svém pohybu unáší aether sebou, ale jen pro pozorovatele, který jest vzhledem k zemi v klidu. Einstein však jde mnohem dále; dle něj jest rychlost světla pro *každého* pozorovatele táž a na směru nezávislá, aspoň pokud se pozorovatel pohybuje „nerychleně", jak vyloženo. Tato supposice vylučuje existenci aetheru, aspoň pokud mu chceme připisovati vlastnosti objektivní, na pozorovateli nezávislé. Mají-li totiž oba pozorovatelé, o nichž v předešlém byla řeč, obdržeti pro rychlost světla hodnotu nezávislou na rychlosti i směru jich pohybu, musil by se aether, aspoň v jich sousedství a v prostoru mezi nimi, pohybovati s nimi současně. To však vede k nemožným důsledkům, neboť v prostoru mezi oněmi pozorovateli mohou býti jiní, kteří se pohybují rychlostí jinou, a aether měl by se zase pohybovati s nimi, zkrátka a dobře, musili bychom každému pozorovateli přisouditi aether vlastní. Nezbývá tedy, než opustiti hypothesu, že existuje medium, jež sprostředkuje šíření elektromagnetických rozruchů a jest nosičem energie s nimi spojené. Ale to neznamená návrat k akci in distans, theorie elektromagnetického pole založená na principu relativnosti pokládá totiž elektromagnetickou energii za samostatný útvar, nezávislý na hmotě. Přisuzuje jí i určitou hmotu, takže těleso energii vyzařující na hmotě ztrácí, těleso energii absorbující získává. V tělesích šíří se energie rychlostí světelnou. A tak otázka, která dlouho zajímala fysiky, je-li totiž aether hmotou v pohybu strhován nebo ne, vyřešena způsobem dosti překvapujícím, totiž vyloučením aetheru z fysikálních theorií.

Kinematika theorie relativnosti.

Napsal řed. **Ant. Libický.**

(Dokončení.)

IV. Jest uvésti ještě jiný tvar základních rovnic transformace Lorentzovy, na němž založena jsou mnohá důležitá pojednání o principu relativnosti od *Minkowského*, *Sommerfelda*, *Kleina* a j.