

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Vladimír Novák

Rapports présentés au Congrès International de Physique réuni à Paris en 1900. [V.] Reports presented on the International Congress on Physics held in Paris in the year 1900. [V.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 32 (1903), No. 1, 39--52

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/124074>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1903

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>

žádných bodů nullových, což jest přímo z rovnice (15) zjevno. Pro $\lim z = +\infty$ jest $\lim \Gamma(z) = +\infty$; pro $\lim z = -\infty$ nemá $\lim \Gamma(z)$ určitou hodnotu, nýbrž kolísá mezi $+\infty$ a $-\infty$.

Blíží-li se z k místu $z = \infty$ některou jinou cestou v rovině komplexního argumentu, nemá taktéž $\lim \Gamma(z)$ určitou hodnotu.

Bod $z = \infty$ jest podstatně singulárním bodem*) funkce $\Gamma(z)$.

Ve vedlejším obrazci jsou příslušnými křivkami graficky vyjádřeny průběhy funkcí $\Gamma(z)$ a $\frac{1}{\Gamma(z)}$ pro část reálného oboru argumentu z . (Pokračování.)

Rapports présentés au Congrès International de Physique,

réuni à Paris en 1900 sous les auspices de la Société Française de Physique, rassemblés et publiés par *Ch. Ed. Guillaume* et *L. Poincaré*.

Referuje

Dr. Vladimír Novák,
professor české techniky v Brně.

III. díl:

Elektrooptika a ionisace, fyzika praktická, kosmická a biologická.)**

1. *Theorie v novější době odkrytých zjevů magneticko-optických. H. A. Lorentz.*

Zjev Zeemanův, jímž dokázáno bylo působení pole magnetického na emisi světelnou, stal se základem četných prací experimentálních i theoretických, které prohloubily studium radiace i absorpce.

Auktor, omezuje se pouze na theoretickou část, uvádí předem elementární theorii zjevu Zeemanova. Emissi vy-

*) Bod $z = \infty$ jest mezným bodem *pólů 1. řádu* funkce $\Gamma(z)$.

***) O I. a II. díle bylo referováno v lonském ročníku tohoto Časopisu.

kládá pohybem jediného ionu, jenž v molekule může kmitati rozmanitými směry. Kmitočet n_0 ionu v molekule položené mimo pole magnetické jest určen vzorcem

$$n_0 = \sqrt{\frac{f}{m}},$$

kde m značí hmotu částice, f koeficient pružnosti, pozitivní to konstantu úměrnosti ve výrazu pro sílu, jež řídí kmitavý pohyb částice a která se klade úměrna pošinutí r .

Pohyb iontu v poli magnetickém se ovšem změní. Promitáme-li kmitavý jeho pohyb do směru silokřivek a do roviny k silokřivkám kolmé, jeví se složka pohybu ve směru silokřivek jako lineární chvění, druhá složka v rovině k silokřivkám kolmé pak jako chvění elliptické.

Tyto elliptické kmity lze rozložití ve dvě chvění cirkulární opačného směru.

Pohybuje-li se částice cirkulárně v rovině k silokřivkám kolmé rychlostí v v magnetickém poli intensity H , působí na částici elektromagnetická síla

$$evH,$$

kde e značí náboj částice.

Jest však dále

$$v = nr,$$

kde n značí kmitočet v magnetickém poli, a tudíž síla centripetální

$$mn^2r.$$

V poli magnetickém platí

$$mn^2r = fr + enrH.$$

Spojením této rovnice s výrazem pro n_0 lze psáti přibližně vzorec

$$n = n_0 + \frac{eH}{2m},$$

který platí pro cirkulární pohyb v pravo a podobně vzorec

$$n' = n_0 - \frac{eH}{2m},$$

jenž odpovídá cirkulárnímu pohybu v levo. Lze tedy v magne-

tickém poli předpokládati *trojí* druh vibrací, jichž kmitočet stanoví veličiny n_0 , n a n' , a těmi lze vysvětliti dublety a triplety Zeemanovy.

Měřením vzdálenosti složek dubletu nebo tripletu Zeemanova určí se z hořejších rovnic výraz $\frac{eH}{m}$ a tudíž theoreticky důležitá hodnota poměru $\frac{e}{m}$, jež značí elektrický náboj na jednotce hmoty.

Uvedená theorie elementární nevystačuje pro výklad složitějších úkazů spektrálních v poli magnetickém, jaké na př. pozorovali *Cornu*, *Preston*, *Michelson*, *Becquerel* a *Deslandres*. Tak na př. rozdělí se sodíková čára D, pozorována v magnetickém poli kolmo k silokřivkám, v kvadruplet.

Pro vysvětlení kvadrupletu *Cornuova* (a podobných složitějších útvarů) nestačí trojí druh vibrací, i vypomáhá si auktor novou hypothesou, založenou na analogii kombinačních kmitů, jež v lineárních spektrech odkryl *Julius*.

Tak jako akusticky mohou ze dvou tónů vznikat tóny sumační a diferenční, tak také ze dvou světelných vibrací mohou vzniknouti kombinací vibrace, které jsou příčinou emise světla, jež možno rozkládati ve větší počet složek.

Auktor zmiňuje se pak o theoretických příspěvcích, jež v tomto oboru přičinili *Larmor*, *Preston* a *Becquerel* a přichází potom k pracem *Voigtovým*. Voigt studoval zjev Zeemanův po stránce *inversní*, přihlížeje k *absorpci* na místo k *emisi*. Voigt vychází od případu, kdy se absorpční linie ve spektru (pozorovaném rovnoběžně se silokřivkami) rozdělí v dublet. Při dopadu lineární polarisovaného světla lze případ tento vyložiti rozložením lineárního kmitu ve dva cirkulární, opačně rotující, z nichž každému náleží ve spektru právě tolik absorpčních čar jako původnímu světlu. Mezi oběma vlnami cirkulárními jest však ten rozdíl, že absorpční čáry jedné vlny jsou pošinuty poněkud k červenému konci spektra a druhé vlny pak zase k druhému konci spektra.

S tímto pošinutím souvisí změna rychlosti obou vln, poněvadž pak rozdíl v rychlosti dvou cirkulárně polarisovaných vln světelných téže barvy vede k otočení roviny polarisační

ve výsledném světle lineárně polarisovaném, tvoří theorie Voigtova snadný *přechod od efektu Zeemanova k fenomenu Faradayovu*.

Auktor provádí všeobecnou theorii inversního úkazu Zeemanova, dedukuje z ní případy zvláštní, když směr paprsků jest souhlasný se směrem silokřivek a když jest ke směru silokřivek kolmý, uvádí theorii v souhlas s pokusy, jež provedli *Righi, Macaluso, Corbino a Cotton*, kterými se ukázaly zajímavé modifikace polarisovaného světla, procházejícího plamenem umístěným v poli magnetickém, a konečně s pokusy, jimiž *Egoroff a Georgiewsky* našli, že z plamene zbarveného parami natriovými nebo kaliovými (lithiovými a pod.), položeného v magnetickém poli vychází kolmo k silokřivkám částečně polarisované světlo. K posledu auktor rozšiřuje theorii Voigtovu na Cornu-ův kvadruplet.

2. *Theorie disperse kovy založená na hypotese elektronové. P. Drude.*

Kundt, Du Bois, Rubens a Shea ukázali experimentálně, že indexu lomu stříbra, zlata, mědi přibývá od červeného kraje spektra k fialovému, naproti tomu, že téže veličiny značně ubývá u platiny, vizmutu, železa, niklu a kobaltu. *Wernicke a Rathenau* našli, že světelné absorpce v kovech silně ubývá od červeného světla k fialovému. Podobný průběh ukázal se při mohutnosti reflexní, již studovali *Hagen a Rubens*, pouze u oceli a některých slitin oceli nastalo v onom průběhu zřetelné minimum.

Nepřímo určil optické konstanty kovů *Drude*, disperse ovšem omezena tu byla jen na paprsky červené a žluté. Auktor považuje tato indirektní měření, založená na studiu reflexe, za přesnější, vzhledem k tomu, že přímé měření vyžaduje velice tenkých lamel nebo hranolů, kde se zároveň předpokládá úplná čistota a homogenita materialu.

K výkladu pozorovaných fakt elektromagnetická theorie světla nepostačí.

Z Maxwellovy rovnice

$$(1) \quad \frac{4\pi\mu}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t} = \Delta X,$$

kde j značí hustotu proudu (dle zákona Ohmova $= \sigma X$), X

elektromotorickou sílu podle osy OX v jednotkách elektrostatických, c Weberovo číslo, μ permeabilitu magnetickou a t čas, odvoditi lze na základě vztahu mezi vodivostí kovu a jeho mohutností absorpční relace mezi indexem lomu n a koeficientem absorpce κ , totiž

$$(2) \quad n^2(1 - \kappa^2) = 0,$$

$$(3) \quad n^2\kappa = \mu\sigma\tau,$$

kde τ značí periodu vlny světelné.

Rovnicím těmto pozorované veličiny n a k naprosto nevyhovují.

Opravíme-li předešlou theorii hypothesou o *nedokonalé* vodivosti kovů, tak že o hustotě proudu j rozhoduje též vedle vodivosti *dielektrická konstanta* ε , jest

$$(4) \quad j = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial x}{\partial t} + \sigma x.$$

Tím se rovnice (2) pozmění na

$$(5) \quad n^2(1 - \kappa^2) = \varepsilon\mu,$$

kdežto rovnice (3) zůstává v platnosti.

Z toho by následoval výsledek absurdní, že totiž dielektrická konstanta nabývá u kovů hodnoty negativní.

Nedokonalosti těchto úvah lze odstraniti theorii elektronovou, dle které hustota proudu skládá se ze tří členů. První člen, vyjadřující obyčejnou kondukcí jest σx , druhý člen společný všem ústředím (i vzduchoprázdnu), vyjadřující pošnutí etheru jest $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial x}{\partial t}$ a třetí, povstávající pohybem nabitých elektronů, dán jest součtem

$$\Sigma eN \frac{\partial \xi}{\partial t},$$

kde e značí náboj elektronů, N počet jich v jednotce objemové, ξ pak pošnutí elektronu z polohy rovnovážné. Součet Σ vztahuje se k různým druhům elektronů.

Kondukcí lze dále pak vyjádřiti převodem *isolujících* elektronů (ionů), pro něž dlužno zavést odpor m .

Původní rovnice (3) a (5) změní se na

$$(6) \quad n^2(1 - \kappa^2) = \mu \left\{ 1 + \Sigma_1 \frac{\beta \left(1 - \frac{b}{\tau^2}\right)}{\left(1 - \frac{b}{\tau^2}\right)^2 + \frac{a^2}{\tau^2}} - 2 \Sigma_2 \frac{e^2 N \nu \delta}{1 + \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^2} \right\},$$

$$(7) \quad n^2 \kappa = \mu \left\{ \frac{1}{2} \Sigma_1 \frac{\beta \frac{a}{\tau}}{\left(1 - \frac{b}{\tau^2}\right)^2 + \frac{a^2}{\tau^2}} + \tau \Sigma_2 \frac{e^2 N \nu}{1 + \left(\frac{\delta}{\tau}\right)^2} \right\},$$

kde jest

$$a = \frac{2\pi}{\nu p}, \quad b = \frac{4\pi^2 m}{p}, \quad \beta = \frac{4\pi e^2 N}{p}, \quad \delta = 2\pi m \nu,$$

a kde ν značí rychlost elektronů v ustáleném proudu, $p\xi$ sílu, kterou se částice o ξ z rovnovážné polohy vyšinutá, hledí vrátiti. Veličina δ značí dobu, za kterou konstantní elektromotorická síla x způsobí, že elektron v klidu nabude rychlosti $\frac{e\nu x}{e^2\pi}$, přičemž $e\nu x$ jest rychlostí konečnou; δ nazývá se proto *dobou impulsu elektronu*.

Vodivost kovu vyjádřena jest vzorcem

$$\sigma = \Sigma_2 e^2 N \nu.$$

Pro ústředí, v nichž permeabilita rovná se jedné, rovnice (6) a (7) se značně zjednoduší a ukazují pak dostatečný souhlas s optickými vlastnostmi kovů. Odpor m , který upomíná na negativní konstantu dielektrickou, vysvětluje se snadno předpokladem, že oscilující elektrony jsou ve fázi opačné té vlně, kterou má elektrom. síla v světelné vlně dopadající.

Rovnice (6) a (7) dostačují též pro metalickou dispersi, jak autor dokazuje na připojené číselné tabulce, sestavené z vlastních pozorování. Zajímavo jest, že při theorii autorově není předpokladu o počtu druhů elektronů, jich konstantách a pod.

Optické vlastnosti niklu lze vyložiti hypothesou dvou druhů vodivých elektronů, jichž náboje jsou opačné. Dispersi a reflexi zlata a mědi lze vysvětliti přibráním elektronů izolujících k elektronům vodivým. Touto poslední hypothesou lze pak zahrnouti nejen úkazy optické, ale i vodivost tepelnou, efekt Thomsonův, potencialné difference kontaktní, thermo-

elektrinu, efekt Peltierův, Hallův a thermomagnetické vlastnosti kovů. Hodí se tedy elektronová theorie ku zbudování úplné theorie vlastnosti kovů v poli elektrickém, magnetickém a tepelném.

3. *O záření uranovém a různých fyzikálních vlastnostech látek radioaktivních. H. Becquerel.*

4. *Nové látky radioaktivné a paprsky, jež vysílají. P. Curie a paní Curieova.*

Obsah těchto dvou referátů nalezne čtenář ve článku „O látkách radioaktivních“. (Tento časopis XXX. 1901. pg. 223.)

5. *Paprsky katodové. P. Villard.* Auktor předem popisuje zajímavé úkazy elektrického výboje v trubici Crookesově, při různém zředění plynu. Vystihuje na to všeobecné podmínky katodového záření, vycházejícího z duté katody. Za základní vlastnost paprsků katodových prohlašuje jich přímočaré šíření se a nezávislost směru těchto paprsků při vzájemném křížení se. Následuje pak vypsání *účinků* paprsků katodových. Katodové paprsky prozrazují se mohutnou *fluorescencí a fosforescencí* některých látek (skla, rubínu, démantu, sirníků alkalických zemin atd.), na něž dopadají. Dle auktora šíří se přímočaré paprsky katodové pouze z *centra* katody. Za důkaz *mechanických účinků* skla uvádí známé praeparáty Crookesovy (mlýnky a pod.), ačkoliv dle nedávných prací *H. Starkeových* *) sluší uvedené účinky připsati působení tepelnému.

Z tepelných účinků auktor uvádí pokusy, z nichž usuzuje možnost zahrnutí až na 3600°. Kvantitativních měření, jež provedli *J. J. Thomson* r. 1897 a *W. Cady* v r. 1900, auktor neuvádí. *Cady* **) určoval poměr mezi elektrickou energií katodového záření a teplem, jež přijímá těleso katodovými paprsky normálně ozářené.

Paprsky katodové dopadající na hmoty, způsobují, že z těchto vychází záření Roentgenovo. Intensita paprsků Roentgenových, jedná-li se o prvek, roste s atomovou hmotou oné látky. (Zákon Roitiův). *Chemické účinky* paprsků katodových

*) *H. Starke* „Notiz über die mechanische Wirkung der Kathodenstrahlen.“ *Drude's Ann.* 3. pg. 101. 1900.

**) *Walter Cady* „Ueber die Energie der Kathodenstrahlen.“ *Drude's Ann.* 1. pg. 678. 1900.

sledovali *Goldstein, H. Wiedemann, G. C. Schmidt, Elster a Geitel, auktor a Lenard*. Auktor přisuzuje paprskům katodovým *mohutnost redukční*; jeho pokusy nejsou však přesvědčivé.

Již *Crookes* pozoroval úchytku paprsků katodových z původního směru, byla-li vakuová lampa vložena do *magnetického pole*. *J. J. Thomson* zkoumal na základě teorie ballistické závislost magnetické úchytky paprsků katodových na intenzitě pole magnetického a na rychlosti, s jakou se šíří částice hmotné částičky (m) opatřené nábojem elektrickým (e). Teorii tuto doplnil *W. Kaufmann*, jenž našel, že poloměr křivosti uchýleného paprsku jest převráceně úměrným druhé odmocnině rozdílu potenciálu mezi anodou a katodou.

Theorie Kaufmannova předpokládá, že náboj jednotky hmotné $\frac{e}{m}$ jest *veličinou stálou, na povaze látky nezávislou*. Požadavek tento potvrzuje teorii emise a kvantitativné měření zjevu Zeemanova. *)

Magnetický vliv pole nehomogenního na paprsky katodové studovali *Birkeland, E. Wiedemann a Wehnelt* po stránce experimentální, po stránce theoretické zabýval se tímto problémem *Poincaré*.

Auktor neudává úplnou literaturu pozorování *úchytky elektrostatické*. Opomenuty jsou na př. práce *Kaufmannovy, Leonardovy a Coudresovy*. *W. Kaufmann* **) našel pro konstantu

$\frac{e}{m}$ číslo

$$1 \cdot 87 \cdot 10^7$$

v absolutních jednotkách elektrostatických pro 1 gram hmoty.

Paprsky katodové vzájemně na se nepůsobí; z tohoto fakta nelze souditi, že by pohybující částice nebyly elektrické, spíše, že vzdálenost paprsků je ohromná proti sféře působnosti elektrických částic. *Elektrisasi paprsků katodových* dokázal *J. Perrin*; pokusy jeho provedené v prostoru naplněném plynem elektricky vodivým, doplnili podobnými pokusy ve *vakuu P*.

*) Srovnej referát č. 1. pg. 41.

**) *W. Kaufmann* „Die magnetische Ablenkbarkeit elektrostatisch beeinflusster Kathodenstrahlen.“ *Wied. Ann.* 65. pg. 431. 1898.

*Lenard**) a *Willy Wien***). (Prací těchto dvou pozorovatelů auctor neuvádí.)

Při záření katodovým elektrují se vakuové trubice zvláštním způsobem. Při značném zředění koncentruje se spád potenciální kolem katody, což lze pokusy, auktorem sestavenými, pěkně demonstrovati.

Rychlost šíření se paprsků katodových, jež závislou jest na potenciálu výbojovém, odvodil theoreticky *J. J. Thomson*, experimentálně určil ji *E. Wiechert* v mezích čísel

$$3\cdot96 \text{ až } 5\cdot04 \cdot 10^9 \frac{cm}{sec}.$$

Svazek paprsků katodových rozkládá se v poli magnetickém ve více různé odchýlených paprsků, paprsky katodové jeví tedy dispersi. Tuto dispersi v poli magnetickém ukázal *Birkeland*, zcela podobnou dispersi v poli elektrickém *H. Deslandres*. Zdá se, že různé deviace paprsků katodových souvisí s různým spádem potenciálním jednotlivých paprsků, jež probíhají v původním svazku ne zcela současně. Auctor tento náhled potvrzuje pěkným pokusem.

Důležitými jsou pokusy *Lenardovy*, jimiž se ukázalo, že paprsky katodové procházejíce vzduchem ionisují jej a činí jej vodivým a že kondensují nasycené páry.

Odrázem nepozbývají paprsky katodové svých vlastností. Kvantitativná měření provedli *Swinton*, *Starke* a *Kaufmann*, auctor se o nich však nezmiňuje. *Starke* †) měřil mohutnost reflektivní rozmanitých kovů ††), stanovil vliv izolatoru reflektující kov obkličujícího, a ukázal, že odraz paprsků je nezávislým na výš

*) *P. Lenard* „Ueber die elektrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen.“ *Wiedem. Ann.* 64. pg 279. 1898.

***) *Willi Wien* „Die elektrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen.“ *Verhandlungen der Physik. Gess. Berlin.* 16. pg. 165. 1897.

†) *H. Starke* „Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen.“ *Wiedem. Ann.* 66. pg. 49. 1898. Srovnej též: *L. Austin* a *H. Starke*: Über die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission.“ *Drude's Ann.* 9. pg 271. 1902.

††) Měď na př. při normální incidenci odráží 45%, dopadajících paprsků, aluminium pouze 28%.

výbojového potenciálu v mezích 3000–30000 volt. *Kaufmann**) určoval rozptyl paprsků katodových v různých plynech (N_2 , CO_2 , CO a t. d.), *Swinton***) měřil náboj odražených paprsků katodových a našel, že jest největší ve směru, jež udává zákon odrazu. Při rostoucím úhlu dopadu náboje tohoto ubývalo.

Procházejí-li paprsky katodové súženinou v trubici vakuové, stane se toto súžené místo novou katodou, tedy *sekundárním* zřídlem paprsků katodových.

Záření katodové *proniká slabými vrstvami* kovu (*Hertz*) i skla (*Lenard*), dle *J. J. Thomsona* vychází z těchto látek záření sekundární.

Je-li katoda provrtána, vycházejí těmito otvory za katodu (ve směru od anody) paprsky *Goldsteinovy*, řečené *kanalové*. Auktor připisuje těmto paprskům nepatrnou deviaci v poli magnetickém a elektrickém, ačkoliv *W. Wien* ukázal, že deviace v poli elektrickém jest řádově téhož druhu jako při obyčejných paprscích katodových.

Jaumann umístil pod zvonem dvě kovových válců vedle sebe, jež spojeny byly drátem několik metrů dlouhým; podél drátu mohl býti posunován kontakt spojený s negativním pólem indukční elektriky. Byl-li kontakt u prostřed drátu, vznikl mezi oběma katodami světelný pruh symmetrický, při sešnutí kontaktu ze středu drátu, přiblížil se pruh k jedné z obou katod. *Jaumann* vykládá tento pokus *interferencí* paprsků katodových.

Dle *J. J. Thomsona* neuchylují se všechny paprsky katodové magnetem. Vyčerpáme-li trubici Crookesovu tak, že se katodové paprsky šíří jen od středu rovinné katody, lze při vložení trubice do pole magnetického konstatovati, že jistý zbytek paprsků se neuchyluje od původního směru. Tyto paprsky prý však nepůsobí na látky schopné fosforescence.

Tak jako od katody šíří se částice *negativně elektrické*, tak zase naopak na katodu dopadají částice *pozitivně elektrické*; má-li katoda otvory, procházejí tyto částice za katodu a utvářejí tak paprsky *kanalové*.

*) *W. Kaufmann* „Ueber die diffuse Zerstreung der Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen“. *Wiedem. Ann.* 69. pg. 95. 1899.

**) *Swinton*, *Proc. Roy. Soc.* 64. pg. 377. 1899.

Auktor soudí z redukčních vlastností paprsků kathodových — ač tato redukce *není* dokázána — že podstatou „zářivé hmoty“ Crookesovy jest vodík.

Jak patrně ze stručného tohoto přehledu, referát auktorův shrnuje ohromné množství prací o rozmanitých vlastnostech paprsků kathodových, i není divu, že některé práce zůstaly nepovšimnuty a že se většinou následkem toho v referát vloudily některé nesprávnosti.

6. *Nástin konstituce hmoty založený na nejnovějších výzkumech elektrického výboje plyny. J. J. Thomson.*

Z měření úchylky kathodových paprsků v poli elektrickém a magnetickém plyne hodnota poměru $\frac{e}{m}$ (náboje jednotky hmotné) příliš veliká a porovnání s poměrem náboje iontu vodíkového ke hmotě jeho atomu při elektrolysi. Kdežto hodnota tohoto poměru jest okrouhle 10^4 , jest onen okrouhle tisíckrátě větší (10^7 *). Hodnota e nezáleží na povaze plynu, v němž ion vzniká, a činí $6 \cdot 10^{-10}$ jednotek elektrostatických.

Toto číslo vyžaduje předpokládati částičky o hmotě tisíckrátě menší hmoty atomu vodíka.

Thomson nazývá tyto nepatrné částičky „korpuskula“. Korpuskula pronikají veškeré hmoty, jsouce v různých hmotách neproměnná, z nich povstávají paprsky kathodové i ty paprsky látek radioaktivních, jež se magnetem uchylují. Tato korpuskula negativně nabitá unikají z kovových vodičů ozářených světlem ultrafialovým a z povrchu žhoucích vláken uhlových, mocně evakuovaných lamp žárových.

V kovech povstávají korpuskula dissociací obyčejných molekul v negativně nabytá korpuskula a v částičky pozitivně elektrické. Korpuskula rozptýlená v kovech pohybují se volně, působí-li na ně síla elektrická, pohybují se ve směru opačném a jich pohybem vzniká tok elektřiny průřezem vodiče. Korpuskula způsobují tudíž *galvanickou vodivost* kovů, a podobně přecházejí-li z místa vyšší teploty na místo teploty nižší, *vodivost tepelnou*. Na základě této hypotézy, že korpuskula přenášejí jak energii elektrickou tak i tepelnou, auktor vypo-

*) Srovnej referát v předešlém ročníku pg. 46.

čítává poměr mezi vodivostí elektrickou $\frac{1}{\sigma}$ a vodivostí tepelnou κ a nalezá výraz

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{3}{2\alpha} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{\Theta}{c^4},$$

kde α značí konstantu, Θ absolutní teplotu a c střední rychlost translančního pohybu částic, obdobnou střední rychlosti translančního pohybu molekul plynů v kinetické teorii.

Za c^2 lze dosadit do hořejšího vzorce tutéž hodnotu jako pro případ plynu, jehož molekuly by měly tutéž hmotu jako korpuskula, t. j.

$$c^2 = 6 \cdot 10^{13};$$

tím se hořejší výraz pro teplotu $\Theta = 300^{\circ}$ změní přibližně v následující

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{8 \cdot 10^{10} \alpha}.$$

Z rovnice této lze počítati α , neboť poměr vodivostí dán jest pozorováním. Hodnota α vychází pak souhlasně s výsledky kinetické teorie plynů.

Auktor počítá v dalším počet částic v objemové jednotce kovu na základě změn vodivosti vismutu v magnetickém poli (měření *Lenard-Howardova*).

Pro zvětšení odporu vismutu v magnetickém poli intenzity H vychází rovnice

$$\frac{\partial \sigma}{\sigma} = \frac{1}{3} H^2 \mu_0^2,$$

kde

$$\mu_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} T.$$

V posledním vzorci značí μ_0 rychlost, s jakou se pohybují korpuskula v elektrostatickém poli jednotkovém, T pak dobu uplynulou mezi dvěma po sobě jdoucími vzájemnými nárazy částic.

Nazveme-li počet částic v jednotce objemové μ , jest vodivost elektrická určena součinem

$$ne\mu_0.$$

V magnetickém poli intensity 8000 abs. jednotek činí $\frac{d\sigma}{\sigma}$ asi $\frac{1}{9}$,
tak že

$$\mu_0 = 7 \cdot 10^{-5}.$$

Vodivost vismutu jest však $7 \cdot 5 \cdot 10^{-6}$ a tudíž

$$ne = 0 \cdot 11.$$

Naproti tomu, značí-li N počet molekul vodíka v 1 cm^3
při tlaku atmosferickém a teplotě 0° , jest

$$Ne = 0 \cdot 4,$$

jest tedy počet korpusek čtyřikrát menší než počet molekul
vodíka, jinak řečeno, korpusek působí na vismut tlakem jedné
čtvrtiny atmosféry. U kovů lépe vodivých než vismut, které
vedle toho v poli magnetickém mnohem méně svůj odpor mění,
jest tento tlak korpusek několik tisíc atmosfér.

Značí-li λ střední vlnou dráhu korpusek, jest

$$T = \frac{\lambda}{c}$$

a tudíž

$$\mu_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\lambda}{c},$$

odkud lze λ (pro $c = 7 \cdot 6 \cdot 10^8$ při 300° abs. temp.) pro vismut
počítati. Vychází

$$\lambda = 10^{-4}.$$

Utvoří se tudíž dissociací ve vismutu počet korpusek určený
vztahem

$$q = \frac{n}{T} = 1 \cdot 9 \cdot 10^{10} N.$$

Dissociace v kovech vodivějších jest ovšem ještě daleko prudčí.

Auktor probírá dále podmínky vlné střední dráhy korpusek
a ukazuje, že k výsledkům se skutečností souhlasícím vede
předpoklad kollise mezi molekulami a korpusek.

V poli magnetickém chová se kov korpusek obsahující
jako diamagnetický. Thomson na základě tohoto výsledku theo-
retického počítal *diamagnetickou konstantu vismutu* a našel do-
statečný souhlas s hodnotou pozorovanou. Na první pohled zdálo
by se, že korpusek působící uvnitř kovu ohromnými tlaky

a pohybující se velikou rychlostí, z kovu uniknou. Unikáním korpusek by se však utvořila na povrchu kovu dvojvrstva s pozitivním nábojem na straně ke kovu obrácené.

Energie korpusek roste s teplotou, tím zvětšuje se snaha korpusek kov opustiti. Touto okolností lze vysvětliti ionisaci zředěných plynů, obkličujících žhavý drát.

Auktor uvádí výhody své theorie proti uvahám *Gieseho* a *Rieckeho*, jež předpokládají při vedení kovem převádění hmoty, což nebylo lze dosud dokázati.

Dle auktora obsahuje kov trojí druh částic:

1. korpusekula;
2. částice pozitivně elektrické, jež vznikly korpusekulovou dissociací z molekul původně neutralních a
3. částice elektrované negativně, jichž náboj vzniká dopadem negativně elektrických korpusek na částice neutralní.

Na základě těchto předpokladů Thomson odvozuje diferenciální rozdělení korpusek v kov.

(Pokračování.)

Věstník literární.

Počet diferenciální. Sepsal *Eduard Weyr*. V Praze 1902, nákladem Jed. Č. M. (Sborníku J. Č. M. číslo V.).

V historii matematiky je století devatenácté vyznačeno jako doba vnitřního prohloubení počtu infinitesimalního (nehledě k rozkvětu různých partií algebry a j.). Každý, kdo na př. ještě před dvaceti lety jako začátečník měl se obeznámiti s počtem diferenciálním a s ním úzce souvisící algebraickou analýs, pamatuje se, s jakými obtížemi bylo mu zápasiti, zvláště když mu stály k dispozici učebnice, toliko po stránce formální dobré. Obtíže, s nimiž bylo tehdy správné pochopení počtu infinitesimalního spojeno, podařilo se také jen nepatrnému počtu kandidátů přemoci. A přec tehdy bylo již vše potřebné v podstatě hotovo, jenom že ne lehce přístupno, zvláště tam, kde scházely věci znalý rádce; neb literatura časopisecká jenom pozvolna přechází do knih.

V posledních dvaceti letech také tyto poměry se podstatně změnily, tak že začátečníku je k dispozici několik věcně správných