

# Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

---

Bohumil Kučera

Vedení elektřiny v hustých plynech. Elementární theorie a měrné metody. [III.]

*Časopis pro pěstování matematiky a fysiky*, Vol. 41 (1912), No. 5, 571--583

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122085>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1912

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>

Zcela podobně najdeme další tři rovnice

$$\begin{aligned}\gamma_3 + \gamma_4 &= \gamma_1 + \gamma_2, \\ \gamma_2 + \gamma_3 &= \gamma_4 + \gamma_5 = 2\eta' + 2\lambda\omega'.\end{aligned}$$

Z těchto čtyř rovnic lze ustanoviti rozdíl  $\gamma_1 - \gamma_5$ ; dosadíme-li do (11), máme výsledek

$$l = 4(\eta + \lambda\omega); \quad (13)$$

$\omega$  a  $\eta$  jsou dány formullemi (6) a (12), invarianty  $g_2, g_3$  formullemi (4).

Degeneruje-li hyperboloid na fokální ellipsu

$$(\lambda = -c = a + b),$$

přejde  $\Sigma$  v soustavu tečen této ellipsy a  $t$  v její evolventu. Úsečka  $l$  rovná se pak obvodu  $O$  fokální ellipsy a máme

$$O = 4\eta + 4(a + b)\omega;$$

poloosy fokální ellipsy jsou  $\sqrt{2a + b}$ ,  $\sqrt{2b + a}$ .

## Vedení elektriny v hustých plynech.

### Elementární theorie a měrné metody.

Napsal prof. Dr. Bohumil Kučera v Praze.

(Dokončení.)

#### O velikosti iontového náboje.

§ 47. Z rovnice (25) § 41., jež zněla

$$pu_1 = D_1 \left( \frac{dp}{dx} + n_1 eF \right),$$

lze učiniti zajímavé a důležité konkluse. Platí ovšem rovnice ta i tehdy, je-li koncentrace iontů všude táž, t. j.  $\frac{dp}{dx} = 0$ ; přejde ve tvar

$$pu_1 = D_1 n_1 eF \quad \text{čili} \quad u_1 = D_1 e \cdot \frac{n_1}{p} F.$$

Podíl počtu iontů v  $cm^3$  a tlaku  $\frac{n_1}{p}$  můžeme však dle zákona

Avogadrova pokládáti za týž pro všechny plyny, neboť tlak plynu je počtu částic v  $cm^3$  úměrný. Jest tudíž

$$\frac{n_1}{p} = \frac{N}{P},$$

kde  $N$  jest počet plynových částic za atmosferického tlaku  $P$  v  $1 cm^3$  objemu. Při tom musíme si býti vědomi, že předpokladem, jež činíme píšíce tento vztah, jest, že se ionty chovají jako plyn, že tedy jistý počet iontů v určitém objemu působí týmž tlakem, jako týž počet molekul dokonalého plynu v témž objemu a za téže teploty. Viděli jsme však, že ionty za atmosferického tlaku jsou asi agregaty složitější než molekuly plynové; jest tedy nutno považovati náš předpoklad za pouhou aproximaci i pro ionty jednodušší, za přiblížení, jež může býti daleko vzdáleno pravdy, jedná-li se o ionty tak veliké, jako jsou ve studených částích plamene nebo poblíže žhoucích těles.

Za těchto omezení jest tedy

$$u_1 = D_1 \frac{Ne}{P} F$$

a absolutní pohyblivost v poli jednotkovém

$$U_1 = D_1 \frac{Ne}{P},$$

a ovšem podobně pro ionty negativní

$$U_2 = D_2 \frac{Ne}{P}.$$

Z těchto rovnic plyne

$$\frac{Ne}{P} = \frac{U_1}{D_1} = \frac{U_2}{D_2} = \frac{\frac{1}{2}(U_1 + U_2)}{\frac{1}{2}(D_1 + D_2)}. \quad (29)$$

Známe-li tedy hodnoty pohyblivostí iontů  $U_1$  a  $U_2$  nebo střední hodnotu  $\frac{1}{2}(U_1 + U_2)$  a příslušné hodnoty koeficientů diffuse  $D_1$ ,  $D_2$  resp. střední  $\frac{1}{2}(D_1 + D_2)$ , můžeme určit, ježto  $P$  je známý tlak 1 atmosféry; součin  $Ne$ , to jest celkový náboj elektrický iontů jednoho znamení obsažený v  $1 cm^3$ , vyplněném ionty tak, že by dle zákona Avogadrova působily tlakem jedné atmosféry.

Užijeme-li za  $\frac{1}{2}(D_1 + D_2)$  hodnot *Townsendových* pro suché a vlhké plyny (vzduch,  $O_2$ ,  $CO_2$  a  $H_2$ ) a za  $\frac{1}{2}(U_1 + U_2)$

příslušných středních hodnot dle měření *Rutherfordových*, *Zelenyho*, *Langevinových*, *Phillipsových* (Proc. Roy. Soc. 78 A, 167) a *Wellischových* (Phil. Trans. 209, 249. 1909), dospíváme k střední hodnotě ze všech takto utvořených podílů

$$\frac{\frac{1}{2}(U_1 + U_2)}{\frac{1}{2}(D_1 + D_2)} = 42 \cdot 55 \cdot 10^{-8} \text{ absol. jedn. elmag.}$$

a tudíž násobením tlakem jedné atmosféry v absolutních jedničkách (t. j.  $1 \cdot 0133 \cdot 10^6 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ ) k hodnotě

$$Ne = 0 \cdot 431 \text{ abs. j. elmag.} = 1 \cdot 293 \text{ abs. j. elstat.}$$

§ 48. K překvapujícímu a pro iontovou theorii nadmíru důležitému výsledku vede srovnání tohoto náboje s nábojem iontů elektrolytických.

Víme, že průchodem elektrického množství 9650 abs. j. elm. vyloučí se z elektrolytu grammaequivalent iontu. Grammaequivalentem vodíka jest 1 gramm  $H_2$ . jehož  $1 \text{ cm}^3$  za tlaku jedné atmosféry váží  $89 \cdot 85 \cdot 10^{-6}$  grammu. V tomto plynu jsou ovšem vždy dva ionty spojeny v jednu molekulu; kdyby vyloučený plyn zůstal ionisován a každému iontu příslušel takový podíl na tlaku, jako v plynném stavu neutrálním přísluší jedné molekule, jinými slovy, kdyby i v plynném vodíku zůstaly ionty samostatnými částicemi, stoupl by tlak zdvojnásobením počtu volných částic na dvě atmosféry.

Jest tudíž elektrický náboj potřebný k vyloučení takového počtu vodíkových iontů, aby vyplňující  $1 \text{ cm}^3$  měly tlak 1 atmosféry, čili dle představy dissociční theorie elektrolytů součet všech iontových nábojů elementárných t. j. součin z počtu iontů  $N'$  a náboje elementárního  $e'$

$$N'e' = \frac{1}{2} \cdot 89 \cdot 85 \cdot 10^{-6} \cdot 9650 \text{ abs. j. elm.}$$

$$= 0 \cdot 433 \text{ abs. j. elm.} = 1 \cdot 299 \text{ abs. j. elst.}$$

Vidíme tudíž, že číslo získané z dat elektrochemických pro ionty v roztoku a číslo pro ionty plynové je v mezích pozorovacích chyb totožné. Z toho uzavíráme, že  $N = N'$  a  $e = e'$ , čili že *náboj iontů v ionisovaném plynu je totožný s nábojem atomu (iontu) vodíka při elektrolysi roztoku* a ovšem i každého jiného elektrolytického jednomocného iontu, a dále, že náboje

plynových iontů jsou stejné, necht' se jedná o vzduch, vodík, kyslík či kysličník uhličitý.

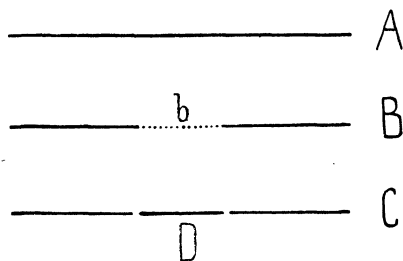
Konečně kyne nám i možnost, alespoň přibližně najít hodnotu elementárního náboje  $e$ , použijeme-li výsledků kinetické theorie plynů. dle níž leží  $N$  mezi krajními hodnotami  $58 \cdot 10^{18}$  a  $6 \cdot 8 \cdot 10^{18}$ , takže náboj  $e$  musí ležeti mezi

$$2 \cdot 2 \cdot 10^{-10} < e < 19 \cdot 10^{-10} \text{ abs. j. elstat.}$$

$$a \quad 0 \cdot 73 \cdot 10^{-20} < e < 6 \cdot 3 \cdot 10^{-20} \text{ abs. j. elmag.}$$

§ 49. Hodnoty pro absolutní pohyblivost i koeficienty difuze byly vzaty z měření provedených různými methodami od různých badatelů. Nověji udal *Townsend* (*Proc. Roy. Soc. 80 A*, 207. 1908) methodu, která dává přímo poměr  $\frac{M}{D}$ . Její princip je následující:

Ionisuje se plyn mezi deskami  $A$  a  $B$  (obr. 16.), z nichž spodní jest opatřena centrálním kruhovým otvorem, zakrytým



Obr. 16.

kovovou sítí  $b$ . Pod deskou  $B$  nachází se další, jež sestává z kruhového prstence  $C$  a z kruhové desky  $D$ , kteréž jsou odděleny velmi úzkou štěrbinou vzduchovou. Deska  $D$  stojí pod otvorem  $b$  a je přesně téže velikosti. Utvoříme-li mezi deskami  $A$  a  $B$  i  $B$  a  $C$  elektrické pole téhož směru, takže na př. potenciály

$$V_A < V_B < V_C = V_D = 0,$$

ženou se z prostoru  $AB$  negativní ionty sítkou  $b$  do prostoru  $BC$  a zde sledující směr pole  $F$  k deskám  $C$  a  $D$ . Kdyby ne-

bylo diffuse, dopadly by všechny ionty na desku  $D$ , leč diffusí přivede se část jich také na desku  $C$ . Dá se ukázati, že poměr počtu iontů dopadlých na  $C$  a  $D$ , jenž se elektrometrem dá přesně zjistiti a klesá se stoupajícím polem  $F$ , závisí na součinu  $NeF$ , takže se z něho dá součin  $Ne$  stanoviti.

Z měření *Townsendových* plyne pro negativní ionty hodnota  $Ne = 1.23 \cdot 10^{10}$  abs. j. elstat. Pro pozitivní ionty, u nichž se provede měření obrácením směru pole t. j.

$$V_A > V_B > V_C = V_D = 0,$$

nejsou výsledky stejně homogenní. Vysvětlení leží v tom, že mají snad některé z iontů pozitivních náboj dvojnásobný, jiné jednoduchý, nebo na části své dráhy náboj  $e$ , na jiné  $2e$  a pod.

### Určení velikosti iontového náboje.

§ 50. Z měření absolutních pohyblivostí a koeficientů diffuse ve spojení s daty kinetické theorie plynů daly se naléztí meze, v nichž iontový náboj musí ležeti. Bystrému důvtipu geniálního *J. J. Thomsona*, původce iontové theorie vedení el. v plynech, podařilo se naléztí cestu, jak se dá změřiti náboj jednotlivého iontu. Abychom však methodě jeho porozuměli, musíme se zmíniti o vlastnosti iontů, že mohou býti kondenzačními jádry ve vzduchu vodními parami přesyceném.

Roku 1880 ukázal *John Aitken* (Trans. Roy. Soc. Edinburgh 30, 337), že mohou ve vzduchu úplně zbaveném prachu a jiných suspendovaných částic existovati vodní páry značně přesycené, to jest o rosném bodu vyšším, než je teplota vzduchu. Důvod toho jest, jak ukázal prvý *Lord Kelvin*, že je tlak nasycených par tím menší, t. j. snaha vypařovati se tím větší, čím je povrch kapaliny více zakřiven. Z toho plyne, že nekonečně malá kapička vodní — o nekonečně veliké křivosti povrchu — není schopna existence. Jakmile by se utvořila, vypařila by se do okolí. Proto umožňuje tvoření se kapiček prach, jenž představuje tělíska konečné křivosti, na nichž jakožto na „kondenzačních jádrech“ (nuclei) se vodní páry sráží a tvoří ve vzduchu parami přesyceném kapičky, z nichž sestává mlha, která v klidném vzduchu znenáhla klesá dolů. Je-li kondenzačních jader

málo. vytvoří se jen málo, ale za to větších a rychleji klesajících kapek.

To lze snadno demonstrovati pokusem. Vzduch parami nasycený náhle zředíme; ježto děj jest přibližně adiabatický, ochladí se vzduch dle známých zákonů a vzniká mlha. Zvláště pěkně dá se ukázati v projekci nebo tím, že vrhne na ni kužel paprsků veliké světlosti. Dáme-li mlze usaditi se na dně nádoby, kde bývá voda, a opakujeme-li pokus, filtrující event. nově připouštěný vzduch velmi pečlivě zátkou ze skleněné vaty, vzniká mlha řídká z kapiček těžších, rychleji padajících. Několikerým opakováním můžeme vzduch úplně kondensačních jader zbaviti. Potud pokusy *Aitkenovy*.

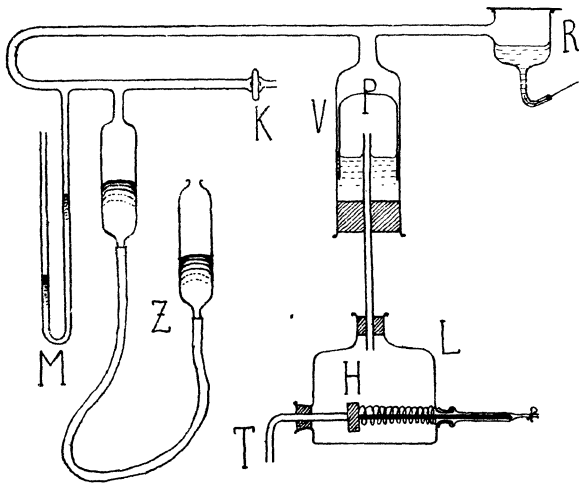
§ 51. Důležitá a zajímavá jest však, že jakožto kondensační jádra mohou působit také ionty. Tento objev učinil syn slavného *H. Helmholtze Robert von Helmholtz* (Wied. Ann. 32, 1. 1887, R. v. Helmholtz a Richarz ibid. 40, 161. 1890). Uniká-li z úzké trubice pod větším tlakem paprsek vodní páry, je téměř bezbarvý a úplně průhledný. \*) Umístíme-li však poblíže paprsku hrot spojený s pracující elektrickou, jímž uniká el náboj a vzniká ionisace, stane se paprsek neprůhledným a vrhne-li na něj ostré světlo el. oblouku, jeví často velmi pěkné ohybové zjevy barevné. Tých účinek jako hrotový výboj má na páry žhoucí platinový drát nebo plamenové plyny *Lenard* a *Wolff* (Wied. Ann. 37, 443. 1899) našli tých účinek u zinku, na něž dopadá ultrafialové světlo, a *Richarz* (Wied. Ann. 59, 592. 1896) u paprsků Röntgenových.

Různí badatelé zastávali vzhledem k pokusům *Aitkenovým* mínění, že popsaný zjev jest způsoben částicemi prachu nebo částicemi kovovými ze zinku vlivem ultrafialového záření odtrženými; leč *R. Helmholtz* a *Richarz* neústupně přičítali zjev ten iontům. Mínění jejich došlo nezvratného stvrzení pokusy *C. T. R. Wilsonovými* (Phil. Trans. 189, 265. 1897), jenž prvý experimentoval s plynem vodními parami nasyceným, který se

\*) Provádíme-li pokus s kotlíkem, v němž voda vře, musí trubice, již páru vedeme (nejlépe dvakrát v pravém úhlu ohnutá) býti dosti dlouhá, aby výtok páry nedál se nad plamenem, jímž vodu zahříváme. Plamenové plyny, jež by se k otvoru výtokovému dostaly, jsou totiž velmi silně ionisovány.

ochlazoval adiabatickou expansí. Zařízení, jehož užíval, znázorňuje obr. 17.

Ve skleněném válci  $V$  uzavřeném na spodním konci tlustou kaučukovou zátkou pohybuje se jakožto píst  $P$  lehká skleněná široká zkumavka s krajem rovně obroušeným. Pomocí zařízení  $Z$ , dvou nádob se rtuťí spojených ohebnou trubicí a kohoutu  $K$  upraví se vhodné počáteční tlak ve válci  $V$ , tak že



Obr. 17.

píst jest zvednut na př. do polohy nakreslené. Spojíme-li náhlým otevřením ventilu  $H$  (kaučukové zátky přiléhající na otvor trubice  $T$ ) na okamžik nádobku  $L$  trubicí  $T$  s jinou nádobou evakuovanou, zředí se vzduch v pístu  $P$  a tento klesne dolů a přilehne krajem na kaučukovou zátku válce  $V$ . Vzduch ve válci i zkumné nádobce  $R$  se adiabaticky rozpne. Běre-li za míru expanse poměr konečného objemu k počátečnímu, který z odečtení manometru  $M$  se snadno dá stanovit, lze výsledky *Wilsonovy* pro vzduch několikrát opakovanou expansí prachu zba-vený znázorniti následujícím schematem:

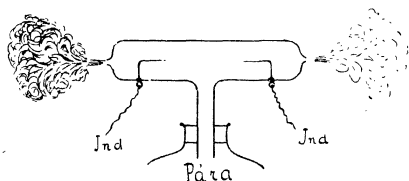
Mezi expansemi 1 až 1·25 nenastává kondensace par vůbec; mezi expansemi 1·25 až 1·38 vzniká několik velmi málo těžkých kapek, za expansí větších 1·38 vznikne hustá mlha, tím



hustší, čím expanse je větší. Při tom je za expanse 1·25 přesytení vzduchu vodními parami rovné 4·2, za expanse 1·38 dokonce 7·9.

Paprsky Röntgenovy vnikající do nádoby *R* svrchu aluminiovou deštičkou způsobují, že již za expanse 1·25 vzniká kondensace mlhou, a (Phil. Trans. 192, 403. 1899) podobně i záření látek radioaktivních a ultrafialově osvětleného zinku.

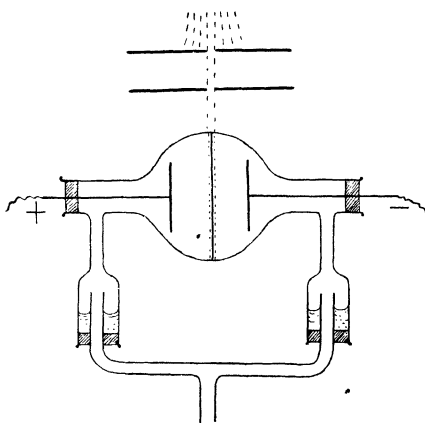
Kondensace tato způsobena je ionty, neboť kondenzační jádra dají se odstraniti elektrickým polem, jež utvoříme mezi aluminiovou deštičkou a povrchem vodním v nádobce *R*. Za to není-li elektrického pole, vzniká kondensace mlhou ještě krátkou dobu po té, kdy již ionisator byl přestal působit, patrně tak dlouho, pokud ionty rekombinací a diffusí k stěnám nezmizely. Dešti podobná kondensace mezi expansemi 1·25 až 1·38, nepůsobili ionisator, vysvětluje se malým počtem iontů vždy v plynech poblíže povrchu zemského přítomným, tak zvanou „spontanní ionisací“ plynu, způsobenou asi velmi pronikavým zářením Becquerelovým z látek kůry zemské vycházejícím.



Obr. 18.

§ 52. Velmi důležitý jest rozdíl mezi kondenzační mohutností iontů pozitivních a negativních, z nichž tyto způsobují kondensaci již za menších expansí počínaje 1·15, kdežto ony stávají se účinnými teprve od expanse 1·31. Prvý, kdo tento zjev pozoroval, byl *J. J. Thomson* (Phil. Mag. 36, 313. 1893). Pára vycházela z dvou konců *T* trubice (obr. 18.), v níž nacházely se platinové dráty spojené s pracujícím malým induktoriem. Na straně negativního hrotu nastává kondensace daleko silnější než na straně hrotu s pozitivním pólem spojeného. Při tom induktorium pracovalo tak, aby nedávalo výboj jiskrový, nýbrž pouze tmavý výboj.

Přesně proměřil zmíněný zjev *C. T. R. Wilson* (Phil. Trans. 193, 289. 1899). Ionisační komoru rozdělil na dvě části stěnou pokrytou vlhkým filtračním papírem. Proti stěně stála na každé straně elektroda, takže bylo možno utvořiti slabé elektrické pole a to v obou oddílech opačného směru. Tak daly se oba oddíly naplniti ionty opačného znamení, v obr. 19. pozitivními v levo, negativními v pravo. Shora vpouštěn do komory úzký svazek Röntgenových paprsků, jež byl štěrbinou vyregulován tak, aby v obou oddílech komory, pokud nebylo elektrického pole, vznikala kondensace stejná, mlha stejně hustá. Když



Obr. 19.

potom bylo pole elektrické vzbuzeno, způsobovaly ionty negativní kondensaci již za expanse 1.25, pozitivní teprve za 1.31.

§ 53. Již roku 1849 vyvodil *Stokes* (Cambridge Trans. Phil. Soc. 9, 48) vzorec po něm pojmenovaný, jak lze z konstantní rychlosti  $v$  malé kulovité kapky látky o specifické hmotě  $s$  padající v poli zemské tíže (urychlení  $g$ ) v prostředí o specifické hmotě  $\sigma$  a koeficientu vnitřního tření  $\varrho$  určití její poloměr  $r$ . Stokesův vzorec zní

$$v = \frac{2}{9} \frac{1}{\varrho} r^2 g (s - \sigma).$$

§ 54. Tím, co dosud bylo uvedeno, jsou dány veškeré podmínky, na jejich základě mohla býti provedena Thomsonova práce

o velikosti iontového náboje. Za ionisator užil *J. J. Thomson* v prvé práci (Phil. Mag. 46, 528. 1898) paprsků Röntgenových, v práci druhé (Phil. Mag. 48, 547. 1899) paprsků ultrafialových. Myšlenka její je následující:

Způsobíme-li adiabatickou expansí v ionisovaném a parami nasyceném plynu kondensací, lze z rychlosti padání mlhy stanovit dle vzorce Stokesova velikost a tedy objem jednotlivých kapiček mlhy. Dále lze stanovit objem  $q$  vody, jež se z každého  $cm^3$  plynu kondensovala a z něj počet iontů  $n$  v  $cm^3$ , neboť patrně  $q = n \cdot \frac{4}{3} \pi r^3$ . Tento objem stanoví se početně oklikou z expanse adiabatické, z níž vypočte se nejnižší teplota, jež po expansi nastala pomocí latentního tepla vodní páry a hustoty páry a vzduchu. Změříme-li ještě, zavedše elektrické pole, elektrometrem množství náboje, které se přenáší za dané elektrické síly  $F$  během jedné vteřiny proudem Ohmovým — jest to  $neFU$  — můžeme, ježto abs. pohyblivost  $U$  je známa, počítati iontový náboj  $e$ . Z pokusů v r. 1898 našel *Thomson* čísla  $e = 6.5 \cdot 10^{-10}$  elst. jedn. ve vzduchu a  $e = 6.7 \cdot 10^{-10}$  elst. jedn. ve vodíku.

V r. 1901—2 opakoval *Thomson* tyto obtížné pokusy, ježto dle práce *Wilsonovy* (§ 52.) nebyla bezpodstatnou obava, že při nedostatečně rychlé expansi větší 1:3 nepůsobí všechny pozitivné ionty jakožto jádra kondensační, že aktivnější ionty negativní kondensací pro sebe jaksi monopolisují, což musí vésti k příliš velké hodnotě pro elementární náboj. Užil tudíž expanse daleko rychlejší a dále za ionisator paprsků radiových, jež je zdrojem daleko konstantnějším než paprsky Röntgenovy; také elektrometr Dolezalekův zatím konstruovaný osvědčil se citlivějším a lepším než dříve užitý Kelvinův. Číslo nově nalezené je  $e = 3.4 \cdot 10^{-10}$  abs. j. elst.

Leč i toto číslo nemůže činiti nároky na velikou přesnost. Jednak je metoda sama velmi obtížnou, ale podruhé je z dat pozorovacích patrné, že při procesu ionisace vznikají vedle iontů i částice jiné, působící jakožto jádra kondensační, snad působením chemickým ( $H_2O_2$ !). Proto již předem bylo patrné, že  $n$  jest příliš velké a vypočtený náboj  $e$  příliš malý.

§ 55. Metodu Thomsonovu značně zjednodušil *H. A. Wilson* (Phil. Mag. 5, 429. 1903). Dal totiž iontům sraženým

na kapičkách vodních jednou padati volně, podruhé pod vlivem známého elektrického pole  $F$ . Nastane-li působením urychlující síly a tření pohyb rovnoměrný, jest jeho rychlost úměrna působící síle.\*) Působí-li tedy tíže rychlost padání  $v$  a tíže společně s elektrickým polem působícím v témž nebo opačném směru ( $\pm$ !) rychlost  $v_1$  platí

$$\frac{v}{v_1} = \frac{\frac{3}{4}\pi r^3 (s - \sigma) g}{\frac{4}{3}\pi r^3 (s - \sigma) g \pm Fe}$$

Určíme-li poloměr  $r$  kapičky ze Stokesova vzorce pro rychlost  $v$ , lze z pozorovaných rychlostí počítati  $e$ . *Wilson* došel k hodnotě  $3 \cdot 1 \cdot 10^{-10}$  elst. jedn. Pozoroval však dle rychlostí mlhy v el. poli, že některé z iontů měly náboj  $2e$ , některé i  $3e$ . —

§ 56. Pokusy methodou Wilsonovou byly nejnověji podstatně zlepšeny tím, že se nepozoruje celá mlha kapiček, nýbrž pohyb kapky jedině. Prvý učinil tak *F. Ehrenhaft* (*Phys. ZS.* 10. 308. 1909), který pozoroval padání v poli tíže a stoupání elektr. polem ultramikroskopických částic vzácných kovů, které vypařivše se v galvanickém oblouku světelném jsou nadány elektrickým nábojem. Částice, jichž padání podél trati  $\frac{1}{10}$  mm určoval v ultramikroskopickém zařízení závodu Zeissova, měly velikosti mezi  $2 \cdot 8 \cdot 10^{-5}$  až  $3 \cdot 10^{-6}$  cm. Na jiných částicích podobných pozoroval padání v elektrickém poli malinkého kondensatoru a ze středních hodnot nalezl  $e = 4 \cdot 6 \cdot 10^{-10}$  elst. j. Podobnou hodnotu  $4 \cdot 5 \cdot 10^{-10}$  zjistil *de Broglie* na suspendovaných částicích kouře.

Později podařilo se *Ehrenhaftovi* (*Phys. ZS.* 11, 619. 1910) pozorovati obojí pohyb na týchž částicích, a tu nalezl hodnoty pro  $e$  kolísající a menší než  $4 \cdot 10^{-10}$ , na př. nejmenší u platiny, rovnou  $9 \cdot 10^{-11}$  elst. Také *Przibram* (*Phys. ZS.* 11, 630. 1910) zjistil podobný zjev u částic fosforové mlhy.

Tím by ovšem padala úplně theorie o nedělitelném elementárním náboji elektrickém. Proto chopili se problému jiní

---

\*) Z pohybové rovnice  $m \frac{d^2x}{dt^2} = X - k \frac{dx}{dt}$ , kde  $X$  je síla vnější a  $k \frac{dx}{dt}$  člen od tření pochodící, plyne  $\frac{d^2x}{dt^2} = 0$  pro  $\frac{dx}{dt} = \frac{X}{k}$ .

badatelé a snažili se učiniti podmínky měření co nejpřesnějšími. Především zavedl *R. A. Millikan* (Phil. Mag. 19, 209. 1910, Phys. ZS. 11, 1097. 1910.) místo mikroskopu dalekohled o krátkém fokusu, a zvolil kondensator daleko větší, poloměru 20 cm. Částice o poloměru  $6.6 \cdot 10^{-4}$  až  $3 \cdot 10^{-5}$  cm padaly skrze trať 1.3 cm a sestávaly z oleje, rtuťi nebo glycerinu. Byly získány rozprašovačem a opatřeny nábojem krátce trvajícím ionisačním plynem Röntgenovými paprsky nebo radiem. Tak se podařilo udržeti tutéž částici v zorném poli dalekohledu po dobu velmi dlouhé až pěti hodin. Někdy se během pokusu náboj částice skokem změnil, a to buď sloučením s iontem novým nebo ztrátou iontu. Hodnoty pro elementární náboj klesaly se zvětšením částice a blížily se jisté hodnotě mezní. Důvod toho nalezen v nepřesnosti zákona Stokesova. Dle revise *Cunninghamovy* (Proc. Roy. Soc. 83, 357. 1910) je nutno rychlost ve vzorci Stokesově násobiti faktorem  $\left(1 + A \cdot \frac{e}{r}\right)$ , kde  $e$  je

střední volná dráha plynové molekuly,  $r$  poloměr částice a  $A$  jistá konstanta. *Cunningham* sám ukázal, že jeho vzorec vyhovuje výborně pro voskové částice o poloměrech  $r = 250 \cdot 10^{-5}$  až  $12 \cdot 10^{-5}$  cm a tlaky mezi 740 mm a 0.32 mm rtuťi. Počítají-li se měření Millikanova dle tohoto vzorce, jest souhlas hodnot pro  $e$  velmi dobrý a dávají  $e = 4.891 \cdot 10^{-10}$  a. j. elst.

*Przibram* (Phys. ZS. 12, 62. 1911) a *Ehrenhaft* (ibidem, 12, 94. 1911) drží se nejprve svého názoru, že mohou existovati částice s menším nábojem, než je elementární, ale *E. Regener* (Phys. ZS. 12, 135. 1911) koná pokusy touže methodou jako *Ehrenhaft* a nachází pro olej a žíravé draslo  $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$  v dobrém souhlase s *Millikanem*; u krajů malého kondensatoru nastávají ovšem úchyly. *Przibram* (Phys. ZS. 12, 260. 1911) naopak koná pokusy s kondensatorem větším a také on nachází souhlas s *Millikanem*. *Ehrenhaft* (Phys. ZS. 12, 261. 1911) přes to snažil se udržeti svůj náhled, ale zdá se, že není pochyby, že přece jen dosud nelze považovati za ohrožený názor, že existuje elementární nedělitelný náboj elektrický velikosti asi  $4.9 \cdot 10^{-10}$  j. elst. Zvláště po práci *E. Weisse* (Phys. ZS. 12, 630. 1911) zdá se téměř jistým, že *Ehrenhaftovy* výsledky tomu odporující způsobuje příliš malý kondensator, dále pohyby

*Brownovy* a snad i změny chemické a neplatnost zákona Stokesova i s Cunninghamovou korekcí pro tak malé částice, jakých on užil.

Ostatně vede *Planckova* elektromagnetická theorie tepelného a světelného záření k číslu  $6 \cdot 175 \cdot 10^{23}$  pro počet molekul v grammolekule, z něhož plyne pro počet vodíkových molekul v  $cm^3$  číslo  $2 \cdot 76 \cdot 10^{19}$  a tedy u elektrolytů, kde  $N'e' = 1 \cdot 299$  j. elst. pro náboj iontu elektrolytického  $e' = 47 \cdot 10^{-10}$  j. elst., takže jest souhlas s nábojem iontu plynového dle novějších měření výborný.

Tolik je jisto: Necht' je skutečná podstata zjevů vedení elektriny v elektrolytech a plynech jakákoli. jest pomoc, kterou dosud skýtala fysikálnímu zkoumání pracovní hypotéza iontová, tak rozsáhlá a vedla k tolika objevům, že kdybychom byli nuceni vzdáti se jejího vedení, trvalo by snad lidský věk, než nalezla by se pracovní hypotéza nová, stejně jednoduchá a průhledná, jež by dovedla v ohromném chaosu pozorovaných fakt učiniti pořádek tak dokonalý. jako hypotéza o atomistické struktuře elektriny.

## O geometrických a fysikálních methodách k určení parallaxy sluneční.

Napsal Dr. Karel Vodička.

(Pokračování.)

Supponujme efemeridu ( $\alpha$ ) a ( $\beta$ ) a označme rovnice (38)

$$\mu = \sin \Delta \sin M = \cos d \sin (a - A)$$

$$v = \sin \Delta \cos M = \sin d \cos D - \cos d \sin D \cos (a - A),$$

a dejme jim tvar (39). Souřadnice geocentrické se vlivem parallaxy změní, a označíme-li vliv oné změny na rovnice (39) symboly  $\Delta\mu$ ,  $\Delta v$ , bude

$$\Delta\mu = \mu' - \mu = \Delta' \sin M' - \Delta \sin M$$

$$\Delta v = v' - v = \Delta' \cos M' - \Delta \cos M,$$

t. j.

$$\Delta\mu \cos M - \Delta v \sin M = \Delta' \sin (M' - M)$$

$$\Delta\mu \sin M + \Delta v \cos M = \Delta' \cos (M' - M) - \Delta,$$